

4. Magneto/hydrodynamische (MHD) Energiewandlung

4.1 Physikalisches Wirkprinzip der MHD

Das Wirkprinzip eines magneto/hydrodynamischen (MHD) Generators basiert auf der magnetischen Kraftwirkung auf bewegte elektrische Ladungsträger (Ionen und Elektronen) in einem Fluid (leitfähige Flüssigkeit oder leitfähiges Gas). Das elektrisch leitfähige Fluid durchströmt einen Kanal mit Geschwindigkeit v . Auf Grund eines äußeren Antriebs (z. B. heißer Gasstrahl aus einer Verbrennungskammer) haben Ionen und Elektronen trotz unterschiedlicher Masse die gleiche Geschwindigkeit v . Dieser Kanal wird von einer extern erregten magnetischen Flussdichte B durchsetzt. Die Lorentz-Kraft F auf die positiv geladenen Ionen (Ladung $q_p > 0$) und die negativ geladenen Elektronen, die die Elementar-Ladung $q_e = -e = -1.6/10^{19}$ C haben, zufolge der Flussdichte B

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1-1)$$

steht im rechten Winkel zur von v und B aufgespannten Ebene und weist in entgegengesetzte Richtungen. Sie trennt die positiven und negativen Ladungen nach unten und oben, so dass sich die obere Elektrode negativ und die untere Elektrode positiv auflädt. Die bewegungsinduzierte Feldstärke

$$\vec{E}_b = \vec{F} / q = \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1-2)$$

zeigt im Bild 4.1-1 von oben nach unten. Die Feldlinien der auf Grund der aufgeladenen Elektroden entstehenden Quellenfeldstärke E entspringen bei der positiven Elektrode und enden oben bei der negativen Elektrode; E ist von unten nach oben orientiert. Im Leerlauf bei nicht angeschlossenen Elektroden werden keine weiteren Ladungen mehr durch das B-Feld abgelenkt, wenn an jedem Ort der Ladungen die Summe der Kräfte aus B und E Null ist (Leerlaufgleichgewicht).

$$\vec{F}_{res} = \vec{F} + \vec{F}_E = q \cdot \vec{E}_b + q \cdot \vec{E} = 0 \quad \vec{E}_b = -\vec{E} \quad (4.1-3)$$

Die zwischen den beiden Elektroden (Elektrodenabstand d) messbare Spannung

$$U = \int_0^d \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_0^d -\vec{E}_b \cdot d\vec{s} \quad (4.1-4)$$

ist die induzierte Leerlaufspannung $U = U_0$ (**Spannungsinduktion**).

$$U_0 = \int_0^d \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_0^d -\vec{E}_b \cdot d\vec{s} = \int_d^0 \vec{E}_b \cdot d\vec{s} = v \cdot B \cdot d \quad (4.1-5)$$

Zwischen den Elektroden kann über einen äußeren Lastwiderstand R_a ein Gleichstrom I fließen, dessen Stromdichte im Kanal im Fluid die Kanal-Stromdichte J ist. Die Elektronen fließen außen im Metallleiter durch den Lastwiderstand von oben nach unten und daher im Kanal von unten nach oben, während die Ionen im Kanal von oben nach unten fließen. In der Regel sind die Ionen einfach ionisiert und haben daher die positive Ladung $q_p = e$. Im einfach

ionisierten Gas gilt $q_e = -e, q_p = e$. Die Kraft $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ auf die Ionen und Elektronen ist folglich gleich groß. Die Geschwindigkeit der Ionen v_p und Elektronen v_e ist wegen ihrer unterschiedlichen Massen $m_p \gg m_e$ und Durchmesser (die Ionen sind wegen des schweren Atomkerns viel schwerer und wegen der Orbits der gebundenen Elektronen viel größer im Durchmesser) unterschiedlich. Auf beide wirkt die gleiche elektromagnetische Kraft, aber die großen Ionen erleiden viel häufiger Stöße und werden gebremst. Daher ist v_p viel kleiner als v_e . Beide Ladungsträgerarten erleiden eine zusätzliche *Lorentz-Kraft* durch die Geschwindigkeitskomponenten v_p und v_e infolge des Felds B .

$$\vec{F}_p = q_p \cdot (\vec{v}_p \times \vec{B}) \quad \vec{F}_e = q_e \cdot (\vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (4.1-6)$$

Diese Kraft ist wegen $\text{sgn}(v_p) = -\text{sgn}(v_e)$ und $\text{sgn}(q_p) = -\text{sgn}(q_e)$ in die gleiche Richtung gerichtet, nämlich entgegengesetzt zur Strömungsgeschwindigkeit v . Bei Stromfluss wird die Strömung durch die *Lorentz-Kraft* F_p bzw. F_e abgebremst. Es wird ihr Bewegungsenergie ($W_{\text{kin}} = m \cdot v^2/2$) entzogen, die im äußeren Lastwiderstand und im Innenwiderstand des Fluids und der Elektroden in *Joule'sche Wärme* umgewandelt wird.

Fazit:

Es herrscht somit eine bremsende Lorentz-Kraft $F \sim J \times B$ im Kanal, gegen die das angetriebene Fluid Arbeit leisten muss (Generatorprinzip).

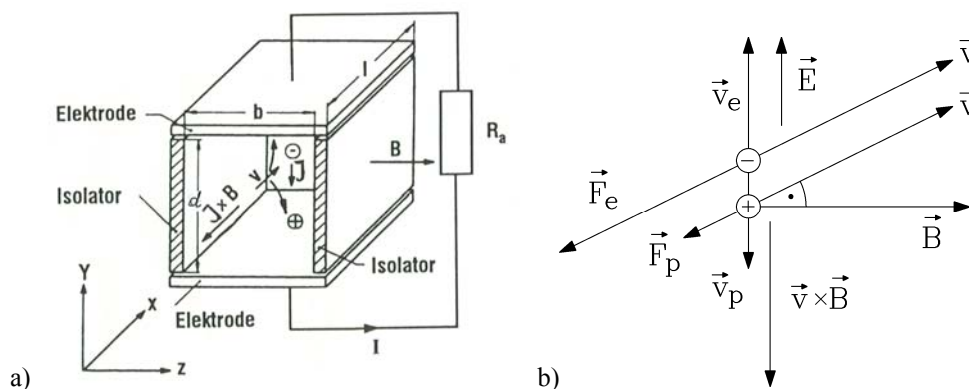


Bild 4.1-1: Prinzip des MHD-Generators: a) Im Kanal, gebildet aus den seitlichen Isolatorwänden und den oben und unten begrenzenden Elektroden, strömt ein leitfähiges Fluid [3.1]. b) Durch die Lorentz-Kraft des Magnetfelds B erfolgt eine Ladungstrennung nach oben und unten zu den Elektroden hin.

Mit den Transversalgeschwindigkeiten v_e und v_p wird die Stromstärke im Kanal berechnet als die Anzahl der Ladungsträger N , die je Zeiteinheit durch Kanalfläche $A = l \cdot b$ hindurch treten: $I = N \cdot q / t$. Die Ladungsträgerdichte ist die Anzahl der Ladungen im Kanal je Kanal-Volumen $n = N/V = N/(A \cdot d)$. Damit folgt mit der Transversalgeschwindigkeit $v_q = d/t$ die Kanalstromdichte allgemein als

$$I = N \cdot q / t = q \cdot n \cdot A \cdot d / t = q \cdot n \cdot A \cdot v_q = J \cdot A \quad J = q \cdot n \cdot v_q \quad (4.1-7)$$

und speziell die **Elektronen- bzw. Ionenstromdichte J_e bzw. J_p**

$$\vec{J}_e = q_e \cdot n_e \cdot \vec{v}_e \quad \vec{J}_p = q_p \cdot n_p \cdot \vec{v}_p \quad (4.1-8)$$

Dabei sind n_e und n_p die Anzahl der negativen und positiven Ladungsträger/Volumen, also die Trägerdichten. Wegen $v_e \gg v_p$ ist die **Elektronenstromdichte viel größer als die Ionenstromdichte $J_e \gg J_p$** .

Fazit:

Es findet im Kanal überwiegend ELEKTRONENLEITUNG statt, die sich als metallische Elektronenleitung im äußeren Lastkreis fortsetzt.

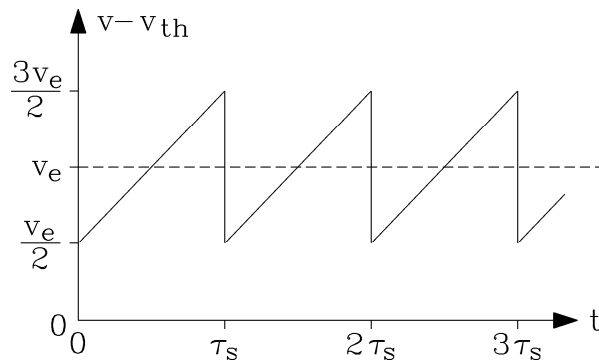


Bild 4.1-2: Idealisierter Bewegungsablauf eines Elektrons im Gas in Richtung der Transversalgeschwindigkeit

Neben der Strömungsgeschwindigkeit v und der Transversalgeschwindigkeit v_q haben die Ladungsträger eine thermische Wimmelbewegung (Geschwindigkeit v_{th}), die durch die Eigenbewegung der Ladungsträger, also ihrer kinetischen Energie W_{th} , die sie auf Grund des Temperatur T auch eines unbewegten Gases haben, bestimmt ist. Bei 3 Raumrichtungen x, y, z ist $W_{th} = m_e \cdot v_{th}^2 / 2 = 3 \cdot k \cdot T / 2$ gemäß der kinetischen Thermodynamik (*L. Boltzmann*). Dabei ist T die absolute Temperatur des Gases und k die *Boltzmann*-Konstante. Beim absoluten Nullpunkt ($T = 0 \text{ K} = -273.15 \text{ °C}$) ruhen alle Moleküle und $v_{th} = 0$. Nach *P. Drude* kann die Bewegung der Ladungsträger bei Stromfluss in Vertikalrichtung im Kanal so verstanden werden, dass die Elektronen während ihrer Bewegung von unten nach oben im Kanal ständig an die nahezu ruhenden schweren Ionen stoßen. Sie werden dabei angebremst (u. a. auch wegen der Anziehungskraft zwischen positiven Ionen und negativen Elektronen) und geben ihren Impuls tw. an die Ionen ab. Im Mittel finden diese Stöße alle τ_s Sekunden (τ_s : „**Stoßzeit**“, entspricht Zeit für das Zurücklegen der "mittleren" freier Weglänge" im ionisierten Gas) statt. Danach erfolgt wieder auf Grund von E eine Beschleunigung, z. B. wenn zum Zeitpunkt $t = 0$ ein Stoß erfolgte, gemäß

$$t > 0: \quad F_E = q_e \cdot E = m_e \cdot dv_e / dt \Rightarrow v_e = (q_e \cdot E / m_e) \cdot t + v_e(t = 0).$$

Es ergibt sich ein sägezahnförmiges Geschwindigkeitsprofil, das der thermischen Wimmelgeschwindigkeit v_{th} überlagert ist. Mit der Annahme $v_e(t = 0) = v_e / 2$ hat jedes Elektron nach der Zeit τ_s die Geschwindigkeit $v_e(t = \tau_s) = (q_e \cdot E / m_e) \cdot \tau_s + v_e / 2$, welche $3v_e / 2$ sein muss, damit im Mittel die Geschwindigkeit $\overline{v_e(t)} = v_e$ ist. Daraus folgt für die Elektronen und Ionen (Unterscheidung $\tau_{s,e}$ und $\tau_{s,p}$)

$$\overline{v_e(t)} = v_e = (q_e \cdot E / m_e) \cdot \tau_{s,e} \qquad \overline{v_p(t)} = v_p = (q_p \cdot E / m_p) \cdot \tau_{s,p} \qquad (4.1-9)$$

Fazit:

Auf Grund der Stöße ist die Kraft $F \sim E$ im Mittel nicht proportional zur Beschleunigung (2. Newton'sches Axiom), sondern proportional zur mittleren Geschwindigkeit.

Man definiert (wie auch in Halbleitern, wo ähnliche Gesetze für Elektronen und Löcher gelten, bzw. in elektrischen Leitern) die "**Beweglichkeit**" μ gemäß

$$\vec{v}_e = \mu_e \vec{E}, \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad (4.1-9)$$

Aus (4.1-9) folgt

$$\mu_e = q_e \cdot \tau_{s,e} / m_e < 0, \quad \mu_p = q_p \cdot \tau_{s,p} / m_p > 0 \quad (4.1-10)$$

Im ionisierten Gas ist wegen der großen Ionenmasse die Beweglichkeit der Ionen sehr viel kleiner als die der Elektronen. Die Ionenbewegung wird im folgenden daher vernachlässigt. Es tritt reine Elektronenleitung auf. Mit diesen Grundsatzüberlegungen werden die **Grundgleichungen des MHD-Generators** hergeleitet. Die mittlere Transversalgeschwindigkeitskomponente v_e der Elektronen ist wegen (4.1-9) aus der gesamten, am Elektron wirkenden elektrischen Feldstärke, bestehend aus der elektrischen Quellenfeldstärke E der geladenen Elektroden und der Bewegungsinduktionsfeldstärke im B -Feld zufolge der Geschwindigkeiten v des Gases und v_e des Stromflusses, zu berechnen.

$$\vec{v}_e = \mu_e \cdot [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} + \vec{v}_e \times \vec{B}] \quad (4.1-11)$$

Die Stromdichte im Kanal wird hauptsächlich durch die Bewegung der Elektronen bestimmt:

$$\vec{J} = \vec{J}_e + \vec{J}_p \approx \vec{J}_e$$

$$\vec{J}_e = -e \cdot n_e \cdot \vec{v}_e \approx \vec{J} \quad (4.1-12)$$

Aus (4.1-11) und (4.1-12) folgt mit der „Hall-Feldstärke“ E_H und $|\mu_e| = e \cdot \tau_{s,e} / m_e$:

$$\vec{J} = \kappa \cdot [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \vec{E}_H] \quad \boxed{\vec{E}_H = \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{e \cdot n_e}} \quad (4.1-13)$$

Es tritt als Proportionalitätskonstante κ die elektrische Leitfähigkeit des ionisierten Gases auf, die gemäß (4.1-11) und (4.1-12) hier ausschließlich durch die Elektronen bewirkt wird.

$$\kappa = \kappa_e = |\mu_e| \cdot n_e \cdot e \quad (4.1-14)$$

Die Ionenleitfähigkeit $\kappa_p = \mu_p \cdot n_p \cdot e = (\mu_p / |\mu_e|) \cdot \kappa_e \approx 0$ ist wegen deren geringer Beweglichkeit vernachlässigbar. Mit dem Koordinatensystem von Bild 4.1-3 ergeben sich die Vektoren $\vec{B} = (0,0,B)$, $\vec{v} = (v,0,0)$. Wegen $\vec{v} \times \vec{B} = (0,-v \cdot B,0)$ ergibt sich eine Stromdichtekomponente in y -Richtung, wegen der zusätzlichen Geschwindigkeit v_e tritt auch eine elektrische Feldstärke und Stromdichtekomponente in x -Richtung auf. Dies ist der bekannte **HALL-Effekt**, der auftritt, wenn auf einen elektrischen Stromfluss eine magnetische Flussdichte wirkt. Wenn die Beweglichkeit der beiden Ladungsträgerarten deutlich unterschiedlich ist, kommt es zu einer Trennung der positiven und negativen Ladungen quer zur Stromflussrichtung, der HALL-Feldstärke und der ihr entsprechenden HALL-Spannung. Ladung eine Wir setzen im Gas an: $\vec{J} = (J_x, J_y, 0)$ und auch $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$. Aus (4.1-13) folgt daher

$$\vec{J} = \kappa \cdot \left[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{e \cdot n_e} \right] \Rightarrow \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ 0 \end{pmatrix} = \kappa \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} + \kappa \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -v \cdot B \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{\kappa}{e \cdot n_e} \cdot \begin{pmatrix} J_y B \\ -J_x B \\ 0 \end{pmatrix},$$

also zwei lineare Gleichungen mit zwei Unbekannten J_x, J_y .

$$J_x = \kappa \cdot E_x - \frac{\kappa \cdot B}{e \cdot n_e} \cdot J_y, \quad J_y = \kappa \cdot E_y - \kappa \cdot v \cdot B + \frac{\kappa \cdot B}{e \cdot n_e} \cdot J_x \quad (4.1-15)$$

Die Lösung ergibt mit der Abkürzung, dem **Hall-Parameter** $\beta = \frac{\kappa \cdot B}{e \cdot n_e} = |\mu_e| B$, die

Grundgleichungen des MHD-Generators:

$$\begin{aligned} J_x &= \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_x - \beta \cdot (E_y - v \cdot B)] \\ J_y &= \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_y - v \cdot B + \beta \cdot E_x] \end{aligned} \quad (4.1-16)$$

Fazit:

Es treten elektrische Feldstärke und Stromdichte in beiden Richtungen quer zum Magnetfeld B auf, nämlich in Strömungsrichtung des Gases (HALL-Effekt) und transversal dazu und zu B (FARADAY-Effekt). Durch unterschiedliche Anordnung der Elektroden lassen sich entweder E_x oder E_y zur Energiewandlung nutzen (HALL- und FARADAY-MHD-Generator).

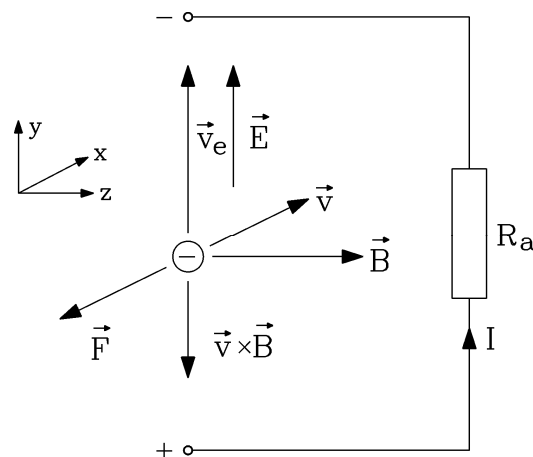


Bild 4.1-3: Idealierte Darstellung des Kanals und Lastwiderstand beim MHD-Generator

4.2 FARADAY- und HALL-Generator

a) FARADAY-Generator $\beta \leq 0.5$:

Bei der Anordnung gemäß Bild 4.2-1 ist durch die leitfähigen Elektroden die Feldstärke E_x kurz geschlossen. Es fließt somit, getrieben von dieser Feldstärke, die Stromdichte J_x längs den Elektroden. Mit der Leitfähigkeit κ_{Cu} der z. B. aus Kupfer gefertigten Elektroden folgt mit

dem *ohm'schen* Gesetz. Es ist also $J_x = \kappa_{Cu} \cdot E_x$. Die Leitfähigkeit von Kupfer ist erheblich größer als die elektrische Leitfähigkeit κ des ionisierten Gases. Deshalb setzen wir näherungsweise $\kappa_{Cu} \rightarrow \infty$. Bei endlicher Stromdichte J_x in den Elektroden ist somit näherungsweise $E_x = 0$. Eingesetzt in (4.1-16) folgt daraus für die Bestimmung der Stromdichtekomponenten

$$J_y = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_y - v \cdot B], \quad J_x = -\beta \cdot J_y \quad (4.2-1)$$

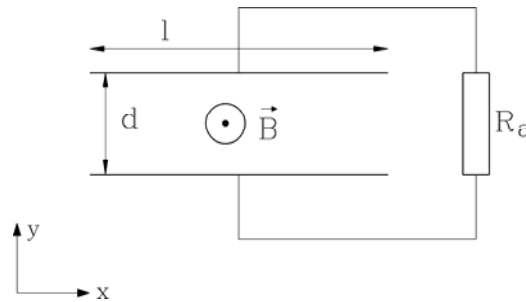


Bild 4.2-1: Idealisierte Darstellung des Kanals und Lastwiderstand beim MHD-Generator. Das Gas strömt in *x*-Richtung mit *v*. Die Kanallänge ist *l*.

Bei gleichmäßig fließendem Fluid kann der MHD-Generator als Gleichspannungsquelle mit Innenwiderstand R_i aufgefasst werden. Allgemein kann der Wirkungsgrad dieses MHD-Generators berechnet werden als Quotient aus abgegebener Leistung P_{out} im äußeren Lastwiderstand R_a und der im Fluid erzeugte elektrische Leistung P_{in} . Diese „innere“ Leistung ist das Produkt aus induzierter Spannung, der „Leerlaufspannung“ U_0 (4.1-5), und dem fließendem Laststrom I .

$$\eta = P_{out} / P_{in} = R_a I^2 / (U_0 I) \quad (4.2-2)$$

Der Spannungsfall am Lastwiderstand entspricht dem Spannungsfall, der durch das E -Feld zwischen den Klemmen hervorgerufen wird, also durch das in 4.1 berechnete resultierende Feld $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$. Da die elektrische Feldstärke in x -Richtung kurz geschlossen ist, ist diese Spannung gemäß

$$U_0 = \int_{s_1}^{s_2} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_0^l E_x dx + \int_0^d E_y dy = \int_0^l 0 \cdot dx + \int_0^d E_y dy = E_y d \quad (4.2-3)$$

gegeben. Aus (4.2-2) folgt durch Kürzen des Stroms

$$\eta = R_a I / U_0 = E_y \cdot d / (v \cdot B \cdot d) = E_y / (v \cdot B) \quad (4.2-4)$$

In einer idealisierten Gleichspannungsquelle gilt: $U = U_0 - I \cdot R_i = I \cdot R_a$, und somit für den Wirkungsgrad $\eta = R_a I^2 / (U_0 I) = R_a I / U_0 = R_a / (R_i + R_a)$, was direkt mit (4.2-4) verglichen werden kann. Die innere Leistungsdichte des MHD-Generators ist die auf das Kanalvolumen bezogene innere Leistung, die im Verbraucher-Zählpeilsystem (VZS) als eine dem Generator

zugeführte mechanische Leistung negativ gezählt wird. Die Kanallänge ist l , der Elektrodenabstand d und die Elektrodenbreite b , somit der Kanalquerschnitt $A = b \cdot d$.

$$p_{in} = \frac{P_{in}}{V} = -\frac{U_0 I}{d \cdot l \cdot b} = \frac{-v \cdot B \cdot d \cdot I / (l \cdot b)}{d} = -v \cdot B \cdot J_y \quad (4.2-5)$$

Die Leistungsdichte der abgegebenen Leistung wird ebenfalls auf das Kanalvolumen bezogen.

$$p_{out} = \frac{P_{out}}{V} = -\frac{U \cdot I}{d \cdot l \cdot b} = \frac{-E_y \cdot d \cdot I / (l \cdot b)}{d} = -E_y \cdot J_y \quad (4.2-6)$$

Mit (4.2-1) folgt:

$$\begin{aligned} p &= p_{out} = -J_y E_y = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [v \cdot B - E_y] \cdot E_y = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot (v \cdot B)^2 \cdot \left[1 - \frac{E_y}{v \cdot B}\right] \cdot \frac{E_y}{v \cdot B} = \\ &= \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot (v \cdot B)^2 \cdot [1 - \eta] \cdot \eta \end{aligned}$$

$$p = -J_y E_y = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot \eta \cdot (1 - \eta) \cdot (v \cdot B)^2 \quad (4.2-7)$$

Durch Ableiten der Leistungsdichte nach dem Wirkungsgrad kann die maximale Leistungsdichte bestimmt werden: $dp/d\eta = 0$: $d(\eta - \eta^2)/d\eta = 0$: $1 - 2\eta = 0$: $\eta^* = 0.5$. Die im Lastwiderstand umgesetzte Leistungsdichte p ist maximal bei $\eta = 0.5$. Dies entspricht der „**Leistungsanpassung**“. Wegen $\eta = R_a / (R_i + R_a)$ muss gelten: $R_a = R_i$. Die Leistungsdichte sinkt mit $1/(1 + \beta^2)$, also wegen $\beta = \mu_e B$ sinkt die Leistungsdichte bei hoher Beweglichkeit μ_e stark ab. Für eine hohe Leistungsdichte muss β klein sein. Die Leistungsdichte steigt mit v und B . Der Kanal muss also als Überschalldüse (LAVAL-Düse) ausgebildet sein, um das Gas im Kanal von Unterschall- auf Überschallgeschwindigkeit für hohes v zu beschleunigen. Die charakteristische Form der LAVAL-Düse ist ein sich zunächst verengender Kanal. Auf Grund der Kontinuitätsbedingung der Strömung (Kanalquerschnitt A , Strömungsgeschwindigkeit v , Durchflussrate \dot{V} , Massestrom \dot{m} , Massendichte $\gamma = m/V$) gilt:

$$\dot{m} = \gamma \cdot \dot{V} = \gamma \cdot V / t = \gamma \cdot l \cdot A / t = \gamma \cdot (l/t) \cdot A = \gamma \cdot v \cdot A \quad (4.2-8)$$

Wenn das Fluid inkompressibel ist (γ ist konstant), ist für jeden Querschnitt \dot{V} konstant und bei kleinerem Querschnitt A nimmt v zu. In der **LAVAL-Düse** wird an der engsten Stelle des Kanals die Schallgeschwindigkeit c erreicht ($v = c$, „**Machzahl**“ $v/c = 1$). Das Fluid kann nun nicht mehr als inkompressibel betrachtet werden. In der nachfolgenden Kanalerweiterung expandiert das Gas, γ nimmt folglich ab und gemäß (4.2-8) muss bei konstantem Massestrom \dot{V} zunehmen. Es steigt auch trotz Querschnittserweiterung die Geschwindigkeit v weiter an, und es wird Überschall erreicht ($v > c$, „**Machzahl**“ $v/c > 1$).

Um eine hohe Flussdichte im Kanal zu gewährleisten, ist wegen der großen Kanalabmessungen gemäß dem Durchflutungssatz eine hohe magnetische Spannung

$(B/\mu_0) \cdot b$ bzw. Erregerdurchflutung der Feldspulen erforderlich. Dies ist energetisch sinnvoll nur mit supraleitenden Erregerspulen machbar, da dann die Erregerverluste wegen des verlustlosen Transports von Gleichstrom in diesen Spulen null sind. Es werden also für hohes B Tieftemperatur-Supraleiter-Erregerspulen eingesetzt, die einen Gleichstrom als Feldstrom verlustfrei führen.

Fazit:

Um eine ausreichend große Leistungsdichte zu erreichen, muss β auf Werte unter 0.5 beschränkt werden. Die Leerlaufspannung ist die durch die Bewegungsinduktion auftretende Spannung proportional zu $v \cdot B$, deshalb heißt der Generatortyp FARADAY-Generator.

b) Segmentierter FARADAY-Generator $0.5 \leq \beta \leq 5$:

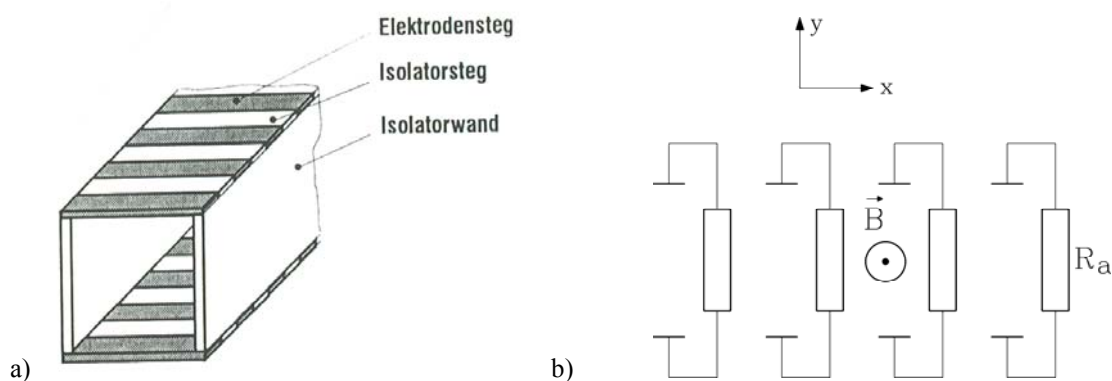


Bild 4.2-2: a) Idealisierte Darstellung des Kanals eines FARADAY-Generators mit segmentierten Elektroden [3.1], b) Anordnung der Lastwiderstände bei segmentierten Elektroden beim MHD-Generator. Das Gas strömt in x -Richtung mit v .

Um zu vermeiden, dass die E -Feldstärke in x -Richtung kurzgeschlossen wird, werden die Elektroden in x -Richtung in n Teilelektroden segmentiert und dazwischen isoliert. Somit entstehen n Lastkreise mit n Lastwiderständen R_a , die voneinander elektrisch (galvanisch) getrennt sind. Durch diese Segmentierung wird die Stromdichtekomponente in den Elektroden in x -Richtung unterbrochen: $J_x = 0$! Aus (4.1-16) folgt

$$J_x = 0: \quad E_x = \beta \cdot (E_y - v \cdot B) \tag{4.2-9}$$

Wird dies in (4.2-16) für J_y eingesetzt, erhalten wir

$$J_y = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_y - v \cdot B + \beta \cdot \beta \cdot (E_y - v \cdot B)] = \kappa \cdot (E_y - v \cdot B).$$

Mit dieser Beziehung

$$J_x = 0, \quad J_y = \kappa \cdot (E_y - v \cdot B) \tag{4.2-10}$$

wird die Leistungsdichte wie oben berechnet:

$$p = p_{out} = -J_y E_y = \kappa \cdot [v \cdot B - E_y] \cdot E_y = \kappa \cdot (v \cdot B)^2 \cdot \left[1 - \frac{E_y}{v \cdot B}\right] \cdot \frac{E_y}{v \cdot B} = \kappa \cdot (v \cdot B)^2 \cdot [1 - \eta] \cdot \eta$$

Die Leistungsdichte

$$p = \kappa \cdot (v \cdot B)^2 \cdot [1 - \eta] \cdot \eta \tag{4.2-11}$$

ist gegenüber (4.2-7) um den Faktor $1 + \beta^2$ höher. Es ergibt sich die **maximale Leistungsdichte** p aller möglichen MHD-Konfigurationen, die wiederum ihren Höchstwert bei Leistungsanpassung hat. Es entfällt die Beschränkung auf kleines $\beta = \mu_e B$. Hohe Beweglichkeit der Elektronen und damit eine hohe Leitfähigkeit des Gases sind zulässig, es ist eine hohe Leistungsdichte erreichbar. Es werden Werte $0.5 \leq \beta \leq 5$ angestrebt. Sehr große Werte von β erhöhen aber in (4.2-11) die Leistungsdichte nicht, denn wegen der segmentierten Elektroden ist die durch den HALL-Effekt auftretende Feldstärke E_x wirkungslos, denn J_x ist Null. Das ionisierte Gas kann z. B. durch Kohleverbrennung erzeugt werden. Handelsübliche Kohle ist kein reiner Kohlenstoff, sondern enthält unverbrennbare Rückstände, die als Schlacke sich aus dem heißen Gas abscheiden. Diese oft elektrisch leitfähige Schlacke kann sich an den Elektroden, aber auch an den Isolierstegen abscheiden. Es kann zur elektrischen Überbrückung der segmentierten Elektroden kommen, was einen Leistungsabfall zur Folge hat.

Fazit:

Der FARADAY-Generator mit segmentierten Elektroden erzielt die höchste Leistungsdichte aller MHD-Generator-Anordnungen. Die Segmentierung der Elektroden (Isolation) darf durch Gasablagerungen (Schlacke bei Gaserzeugung durch Kohleverbrennung) nicht überbrückt werden!

c) MHD-Hall-Generator $\beta > 5$:

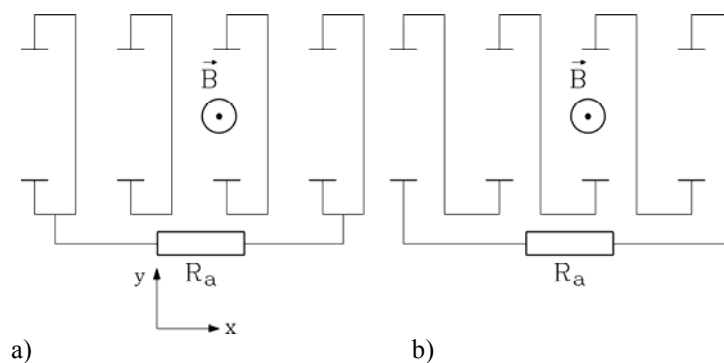


Bild 4.2-3: Idealisierte Darstellung des Kanals eines HALL-Generators mit segmentierten Elektroden: Das Gas strömt in x -Richtung mit v . a) Kurzschluss aller Elektrodenpaare. Der Lastwiderstand liegt zwischen dem ersten und letzten Paar. b) Serienschaltung aller positiven und negativen Elektroden

Bei hohen Werten von β überwiegt der HALL-Effekt den FARADAY-Effekt: Die Hall-Spannung ist größer als die bewegungsinduzierte Spannung: $U_H \gg v \cdot B$.

Das bedeutet:

- E_x dominiert über E_y und wird daher genutzt!
- E_y wird gemäß Bild 4.2-3 kurzgeschlossen durch das Verbinden der positiven und negativen Elektrodenpaare über die Distanz d . Dies kann paarweise (Bild 4.2-3a) oder mit der jeweils

nachfolgenden Elektrode (Bild 4.2-3b) erfolgen Elektroden: In jedem Fall wird dadurch erreicht: $E_y = 0$. Aus (4.1-16) folgt:

$$J_x = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_x - \beta \cdot (E_y - v \cdot B)] = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_x + \beta \cdot v \cdot B]$$

Die Stromdichte J_x

$$J_x = \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_x + \beta \cdot v \cdot B] \quad (4.2-12)$$

ist in den Elektroden unterbrochen durch deren Segmentierung, so dass der Stromfluss nur zwischen den äußersten Elektrodenpaaren erfolgt. Die Leerlaufspannung tritt bei offenen Klemmen am Lastwiderstand auf, also bei $J_x = 0$. Aus (4.2-12) folgt die **Leerlauf-HALL-Feldstärke** zu

$$E_{x0} = -\beta \cdot v \cdot B \quad (4.2-13)$$

Durch die segmentierten Elektroden erfolgt kein Kurzschluss dieser Feldstärke. Sie ist umso größer, je größer der HALL-Parameter β ist. Daraus folgt die **Leerlauf-HALL-Spannung** durch Integration längs der Kanallänge l :

$$U_{H0} = E_{x0} \cdot l \quad (4.2-14)$$

Der Spannungsfall am Lastwiderstand entspricht dem Spannungsfall, der durch das E -Feld zwischen den Klemmen hervorgerufen wird, also durch das in 4.1 berechnete resultierende Feld $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$. Da die elektrische Feldstärke in y -Richtung kurz geschlossen ist, ist diese Spannung gemäß

$$U_0 = \int_{s_1}^{s_2} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_0^l E_x dx + \int_0^d E_y dy = \int_0^l E_x \cdot dx + \int_0^d 0 \cdot dy = E_x l \quad (4.2-15)$$

gegeben. Der Wirkungsgrad des HALL-MHD-Generators η_H ist folglich – analog zu (4.2-4) -

$$\eta_H = P_{out} / P_{in} = R_a I^2 / (U_{H0} I) = R_a I / U_{H0} = -E_x / (\beta \cdot v \cdot B) \quad (4.2-16)$$

Die Leistungsdichte $p_{out} = \frac{P_{out}}{V} = -\frac{U \cdot I}{d \cdot l \cdot b} = \frac{-E_x \cdot l \cdot I / (d \cdot b)}{l} = -E_x \cdot J_x$ wird mit (4.2-12) gemäß

$$\begin{aligned} p &= -E_x J_x = -E_x \cdot \frac{\kappa}{1 + \beta^2} \cdot [E_x + \beta v B] = \frac{-E_x}{\beta v B} \cdot \frac{\kappa \beta^2}{1 + \beta^2} \cdot (v \cdot B)^2 \cdot \left[\frac{E_x}{\beta v B} + 1 \right] = \\ &= \eta_H \cdot \frac{\kappa \beta^2}{1 + \beta^2} \cdot (v \cdot B)^2 \cdot [1 - \eta_H] \end{aligned}$$

berechnet. Diese Leistungsdichte

$$p = -J_x E_x = \frac{\kappa \cdot \beta^2}{1 + \beta^2} \cdot \eta_H \cdot (1 - \eta_H) \cdot (v \cdot B)^2 \quad (4.2-17)$$

ist bei gleichem β kleiner als beim segmentierten *FARADAY*-Generator (4.2-11), aber größer als beim unsegmentierten *FARADAY*-Generator (4.2-7). Der Ausdruck $\frac{\beta^2}{1 + \beta^2}$ wird maximal für $\beta \rightarrow \infty$, nämlich 1. Dann wird die Leistungsdichte des segmentierten *FARADAY*-Generators erreicht. Folglich wird ein hoher Wert β angestrebt: $\beta > 5$.

Fazit:

Die maximale Leistungsdichte tritt stets bei Leistungsanpassung auf. Sie ist beim HALL-Generator bei gleichem β kleiner als beim segmentierten FARADAY-Generator, aber größer als beim unsegmentierten FARADAY-Generator.

4.3 Stand der Technik und Perspektiven von MHD-Generatoren

a) Leistungsausbeute von MHD-Generatoren

In Kap. 4.2 wurde gezeigt, dass die Leistungsdichte p von allen drei MHD-Generator-Konfigurationen proportional zur Leitfähigkeit des Gases, aber proportional dem Quadrat der Gasgeschwindigkeit und der magnetischen Flussdichte im Kanal ist: $p \sim \kappa \cdot (v \cdot B)^2$. Um eine hohe Leistungsdichte zu erreichen, muss angestrebt werden:

- hohes B : Dies erfordert den Einsatz supraleitender Erreger-Spulen.
- hohes κ : Dies erfordert heiße „geimpfte“ Gase.
- hohes v : Dies erfordert eine Überschallströmung.

Heiße Gase lassen sich auf Grund der häufigeren Stöße der Gasmoleküle prinzipiell leichter durch Stoßionisation in Ionen und Elektronen dissoziieren als kältere Gase, wobei durch Hinzufügen spezieller Gasatome mit niedrigem Ionisationspotential („Impfung“ des Gases) diese Atom-Zerlegung schon bei niedrigeren Temperaturen möglich ist. Das Element **Cäsium** Cs als „**Impfstoff**“ („**Saatmaterial**“) hat das niedrigste Ionisationspotential, benötigt also die geringste Energie, um ein Elektron aus der äußeren Hülle des Cs-Atomkerns abzutrennen; es ist aber teuer. Alternativ bietet sich das Element Kalium (K) als Impfstoff an. So wird als heißes Trägergas ein Edelgas eingesetzt, um die Korrosion (chemische Reaktion mit den Elektroden) klein zu halten. Der Impfstoff sorgt für die erforderliche Leitfähigkeit. Wegen des teuren Impfstoffs darf das heiße Gas nicht einfach verpuffen, sondern das abgekühlte Gas wird am Kanalausgang des Generators in einem **geschlossenen Gaskreislauf** über einen Wärmetauscher geführt, dort erneut erhitzt und wieder an den Kanaleingang geführt. Es ist somit gemäß Bild 4.3-1 ein Wärmetauscher für $T > 2500$ K (!) erforderlich, um eine ausreichende Leitfähigkeit zu gewährleisten.

Alternativ dazu ist ein **offener Gaskreislauf** möglich. Es wird das heiße Gas z. B. durch Kohleverbrennung erzeugt, mit dem Impfgas geimpft und im Kanal auf Überschall beschleunigt. Dies ist kostengünstiger, da der Hochtemperatur-Wärmetauscher entfällt. Allerdings ist am Kanalausgang das Auspuffgas durch eine Abgasreinigung zu führen, um den teuren Impfstoff zurück zu gewinnen.

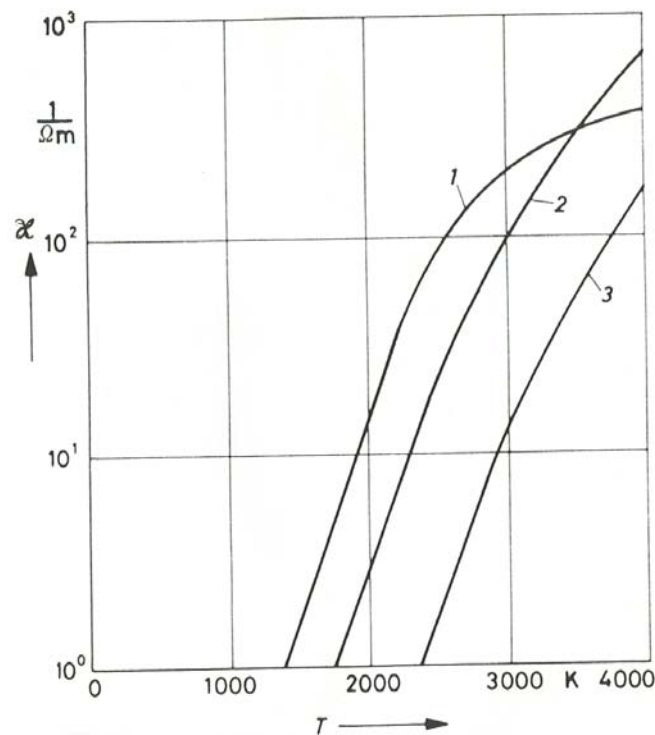


Bild 4.3-1: Leitfähigkeit κ ionisierter geimpfter Gase:

Kurve 1: Argon + 0.1% Cs, Kurve 2: He + 2% Cs, Kurve 3: Argon + 1% K (bei 100 bar !) [4.17]

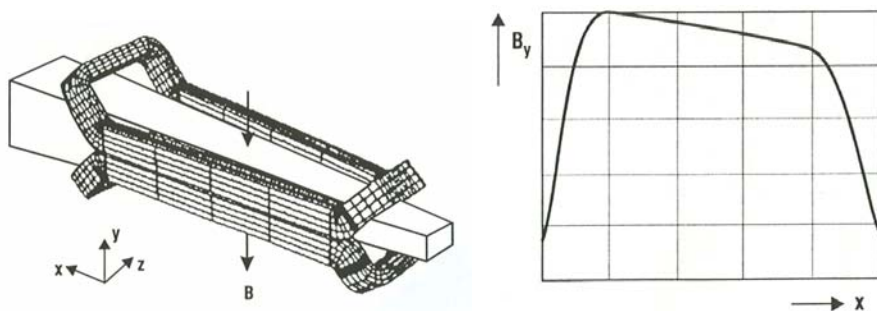


Bild 4.3-2: links: MHD-Generatorkanal mit rechteckförmigem, sich in Richtung x aufweitendem Kanalquerschnitt und supraleitenden Dipolspulen für die Erregung des Magnetfelds $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$ im Kanal. Rechts: Flussdichtekomponente $B_y(x)$ mit dem Maximalwert 5 T. [3.1]

b) Stand der Technik von MHD-Generatoren

Bis zum heutigen Tag ist man über das Versuchs- und Prototyp-Stadium bei MHD-Generatoren nicht hinaus gekommen. Die hohen Gastemperaturen von ca. 2500 K sind für die heute verfügbaren Werkstoffe einfach zu hoch. Es lässt sich kein vernünftiger Dauerbetrieb mit ausreichend hohen Standzeiten realisieren. Zum Vergleich: Bei Gasturbinen ist die Gaseintrittstemperatur etwa 1100°C; es werden 1300°C zu Erhöhung des Wirkungsgrads angestrebt. Keramikbeschichtete, luftumströmte Schaufeln sind notwendig, um Schaufelstandzeiten von mehreren 1000 h zu erreichen. Der MHD-Generator liegt nochmals um zumindest 1000 K im Temperaturniveau darüber. Als Beispiel ist in Bild 4.3-2 ein Kanal mit rechteckförmigem Querschnitt und zwei supraleitenden Dipol-Erregerspulen dargestellt. Der Kanaleintritt ist rechts vorne an der engsten Stelle, wo die Gasströmung Überschall erreicht. Daher weitet sich der Kanal danach auf. Damit steigt die Kanalbreite $b(x)$, die vom Magnetfeld B magnetisiert werden muss. Auf Grund der räumlich konstanten Spulendurchflutung ist die magnetische Spannung im Kanal $V = (B/\mu_0) \cdot b(x)$ konstant; folglich sinkt $B(x) \sim 1/b(x)$ längs der Kanallängskoordinate x leicht ab. In Bild 4.3-2 sind die

tatsächlich ausgeführten Dipol-Erregerspulen während der Herstellung zu sehen. Es sind dies Tieftemperatur-Supraleiter (NbTi in einer Kupfer-Matrix) für einen Nennspulenstrom $I_s = 9$ kA. Der kritische Spulenstrom an der Quenchgrenze beträgt $I_{s,c} = 16$ kA. Bei Nennstrom wird im Kanal nahe der engsten Stelle der Flussdichtemaximalwert $B = 5$ T erreicht. Der Kryostat ist in einer austenitischen Stahlhülle eingeschlossen. Dieser amagnetische Edelstahl ist hochtemperaturfest, was wegen der heißen Gastemperatur unbedingt erforderlich ist.

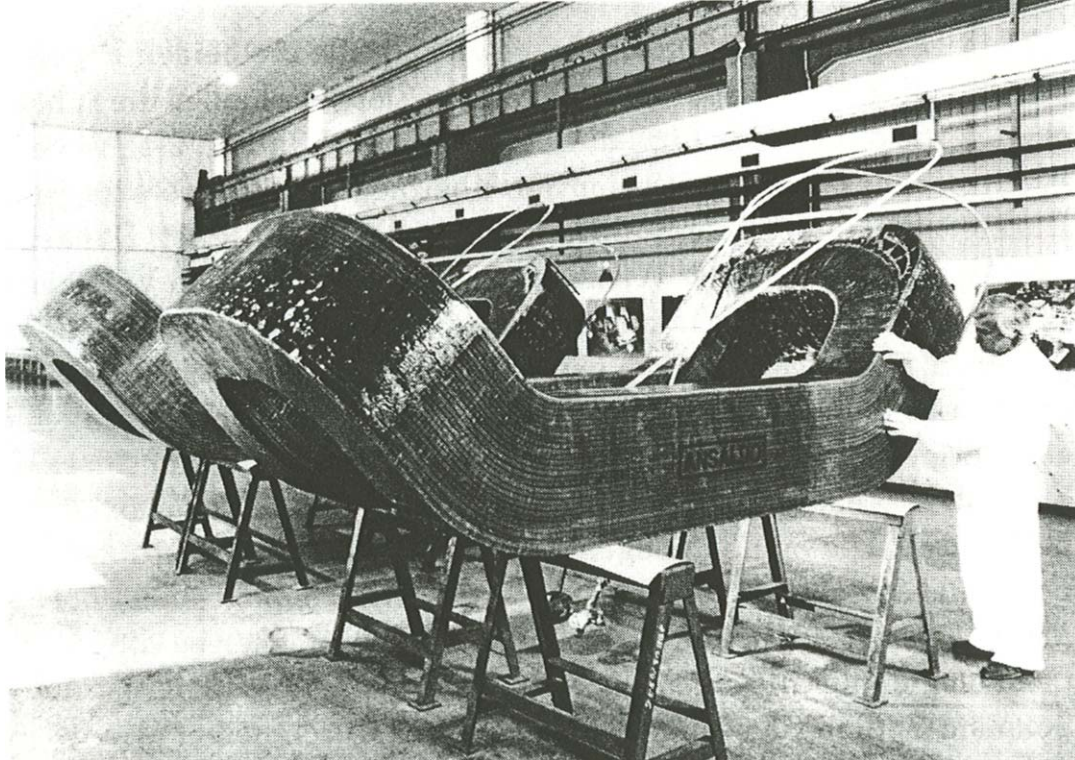


Bild 4.3-3: Fertigung von supraleitenden Dipol-Erregerspulen für einen Versuchs-MHD-Generator, bestehend aus Tieftemperatur-Supraleiter (NbTi in einer Kupfer-Matrix) für einen Nennspulenstrom $I_s = 9$ kA (kritischer Spulenstrom an der Quenchgrenze $I_{s,c} = 16$ kA), [3.1], *Ansaldo, Genua, Italien*

Beispiel 4.3-1:

Berechnungsbeispiel eines einfachen MHD-Generators

Es wird ein *FARADAY*-MHD-Generator mit segmentierten Elektroden überschlägig berechnet. Er hat einen geschlossenen Gaskreislauf, bestehend aus dem Edelgas Argon, geimpft mit 0.1% Cäsium: Ar + 0.1% Cs. Bei einer Gastemperatur von 2000 K, aufgeheizt über außerhalb des Wärmetauschers stattfindenden Verbrennungsprozess. Aus Bild 4.3-1 ergibt sich eine Leitfähigkeit von $\kappa = 10$ S/m am Kanaleintritt. Das Gas hat am Kanaleintritt noch Unterschall mit einer *Mach*-Zahl $Ma = 0.8$, entsprechend einer Gasgeschwindigkeit von $v = 800$ m/s. An dieser Eintrittsstelle beträgt die Flussdichte (analog zu Bild 4.3-2) $B = 5$ T. Der Kanal hat eine Länge $l = 10$ m mit einem annähernd quadratischen Querschnitt (Seitenlänge $d = 1$ m, Querschnitt $A = 1$ m²). Folgende Werte werden berechnet:

- Leerlaufspannung: $U_0 = v \cdot B \cdot d = 800 \cdot 5 \cdot 1 = 4$ kV

- Leistungsanpassung: $\eta = 0.5$

- Leistungsdichte am Kanaleintritt:

$$p_{\max} = \kappa \cdot \eta \cdot (1 - \eta) \cdot (v \cdot B)^2 = 10 \cdot 0.25 \cdot (800 \cdot 5)^2 = 40 \text{ MW/m}^3$$

- Am Kanalende herrscht wegen der Temperaturabnahme des expandierenden Gases eine deutlich geringere Leistungsdichte: $p = p_{\max} / 10$

- Die Leistung des Generators beträgt daher bei Annahme einer linearen Abnahme der Leistungsdichte längs des Kanals: $P = (p_{\max} + p) / 2 \cdot (A \cdot l) = (40 + 4) / 2 \cdot (1 \cdot 10) = 220$ MW

- Die Elektroden sind als 10 Elektrodenpaare (Segmente) ausgebildet. Der Strom je Segment beträgt: $I = P / (10 \cdot U_0 \cdot \eta) = 220 / (10 \cdot 4 \cdot 0.5) = 11 \text{ kA}$

c) Perspektiven von MHD-Generatoren

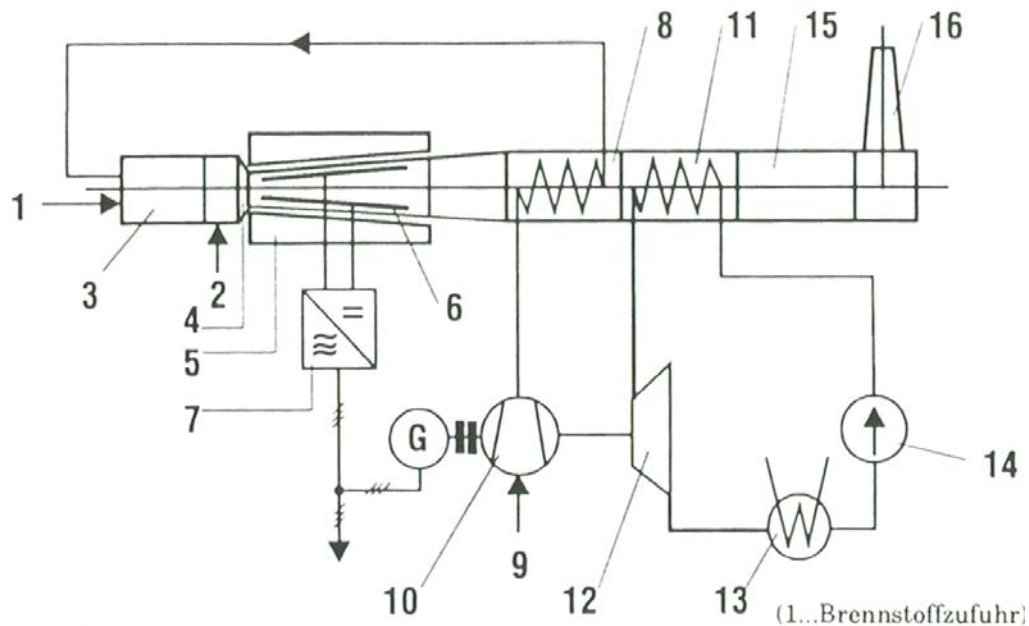


Bild 4.3-4: Konzept eines MHD-Kombikraftwerks, bestehend aus einem vorgeschalteten MHD-Generator (offener Gaskreislauf) mit nachgeschalteten Wärmetauschern im heißen Abgasstrom zur Luftvorwärmung für den Verbrennungsprozess und für die Dampferzeugung.

1: Brennstoffzufuhr, 2: Saatmaterial-Injektion, 3: Verbrennungskammer, 4: Laval-Düse, 5: Dipolmagnet mit supraleitenden Erregerspulen, 6: MHD-Generator-Kanal, 7: Umrichter zum Erzeugen des Drehstromsystems aus dem Gleichstromsystem, 8: Wärmetauscher zur Luftvorwärmung, 9: Luftzufuhr, G: gekuppelter Synchron-Drehstromgenerator, 10: Luftverdichter (Kompressor), 11: Dampferzeuger, 12: Dampfturbine, 13: Kondensator, 14: Wasserpumpe, 15: Gaswäscher zum Abscheiden des Saatmaterials, 16: Kamin für das heiße Abgas [4.17]

Gemäß Bild 4.3-1 sinkt unter 2000 K die Leitfähigkeit des Gases so stark ab, dass die Leistungsdichte p zu klein wird, um einen MHD-Generator wirtschaftlich zu betreiben. Um die Energie im heißen, aber zu wenig leitfähigen Abgas nicht zu vergeuden, muss das heiße Abgas in einem konventionellen thermischen Kraftwerk abgearbeitet werden (MHD-Kombikraftwerk!). Die mögliche Anordnung eines **MHD-Kombikraftwerks** zeigt Bild 4.3-4. Es stellt die mögliche Anordnung aus einem vorgeschalteten MHD-Generator mit offenem Gaskreislauf und nachgeschalteten Wärmetauschern im heißen Abgasstrom zur Luftvorwärmung für den Verbrennungsprozess und für die Dampferzeugung dar. Die über den Kompressor (10) verdichtete und über den Wärmetauscher (8) vorgewärmte Luft wird in der Brennkammer (3) mit dem über 1 zugeführten Brennstoff (z. B. aus Steinkohle C wird Kohlendioxid CO_2 in einer vollständigen Verbrennung) verbrannt. In das heiße Verbrennungsgas CO_2 wird der Impfstoff (2) z. B. Caesium, injiziert, um die erforderliche Gas-Leitfähigkeit zu erreichen. In der Laval-Düse (4) wird das Gas auf hohe Geschwindigkeiten gebracht und mit dem B -Feld des Dipolmagneten (5) mit supraleitenden Erregerspulen im MHD-Generator-Kanal 6 die Gleichspannung induziert. Der Umrichter (7) richtet diese Gleichspannung in ein Drehspannungssystem um, mit dem in das elektrische Netz eingespeist werden kann. Auf dem Wellenstrang sind der Synchron-Drehstromgenerator G, der Luftverdichter (10) und die Dampfturbine (12) gekuppelt. Diese treibt Luftverdichter und Generator an. Für das Anfahren wird ein Anwurfmotor benötigt. Im Dampferzeuger (Wärmetauscher 11, bestehend aus Wasser führenden Rohren) wird das über die Speisewasserpumpe (14) zugeführte Kondensatwasser im heißen Abgas erhitzt und

verdampft. Der Dampf treibt die Dampfturbine an, expandiert dabei und kühlt sich ab. Im Kondensator (zumeist bestehend aus durchgeleiteten Kühlwasserrohren mit Kühlwasser aus z. B. einem nahen Fluss) kondensiert der Dampf zu Wasser, das im geschlossenen Kreislauf über die Wasserpumpe (14) wieder dem Dampferzeuger zugeführt wird. Am Kanalende sorgt ein Gaswäscher für das Abscheiden des Saatmaterials Cs aus dem Verbrennungsgas CO₂, das im Kamin (16) ausgeblasen wird. Hier könnte eine CO₂-Abscheidung angeschlossen werden, um dieses Gas nicht in die Atmosphäre entweichen zu lassen.

Die **Nachteile** von MHD-Kraftwerken sind neben den großen teuren erforderlichen Umrichteranlagen von Gleich- auf Drehstrom und den teuren supraleitenden Erregerwicklungen vor allem die extrem hohe Temperaturbelastung von 2500 K ... 3000 K der Kanalwände. Diese bestehen aus Elektroden und Isolatoren, deren Standzeiten bei diesen Temperaturen bis heute völlig unzureichend sind. Diese Materialprobleme sind bislang ungelöst.

Fazit:

Seit ca. 30 Jahren sind die unterschiedlichste Prototyp-Anlagen von MHD-Generatoren wissenschaftlich und kommerziell untersucht worden, aber es erfolgte bis zum heutigen Tag kein Serieneinsatz!

4.4 Elektrische Satellitenantriebe

a) Elektrische Antriebe für Satelliten

Raketen werden mit Hilfe des Rückstossprinzips heißer Verbrennungsgase beschleunigt („**chemische Triebwerke**“), um die Fluchtgeschwindigkeit zu erreichen und die Anziehungskraft der Erde zu überwinden. Elektrische Linear-Antriebe als Alternative dazu werden zwar erforscht (Linearmotoren mit gepulster Leistung als „electric gun“), sind aber bis dato nur für Geschosse im Erdschwerefeld als elektrische Kanonen im Prototypstadium entwickelt. Alternativ zu wurde schon vor 50 ... 70 Jahren von *Konstantin Ziolkowski*, *Hermann Oberth* und *Robert Goddard* erkannt dass durch die Rückstosskraft ionisierter Gase („**elektrischer Antrieb**“) 10-mal Strahlgeschwindigkeiten erreicht werden können ($v = \text{ca. } 30000 \dots 50000 \text{ m/s}$) als durch Verbrennung und Düsenexpansion (ca. 4300 m/s). Die Schubkraft ist das Produkt aus Massestrom \dot{m} und Strahlgeschwindigkeit v :

$$F = \dot{m} \cdot v \quad (4.4-1)$$

Allerdings sind die dabei bewegten Masseströme \dot{m} klein (mg/s), weil ansonsten die elektrische Energie für das Ionisieren des Gases viel zu groß wäre. Um Schubkräfte F im mN-Bereich zu erreichen, benötigt man bereits Heizleistungen im Bereich mehrerer 100 W, während bei chemischen Triebwerken durch die freiwerdende chemische Energie des verbannten Treibstoffs Schubkräfte im zig-kN-Bereich erzielt werden. Der Massestrom in chemischen Triebwerken ist wegen der schweren Moleküle der Verbrennungsprodukte und der großen Treibstoffmengen um Größenordnungen größer als bei elektrischen Antrieben. Zum Starten von Raketen von der Erdoberfläche reichen die geringen Schubkräfte der elektrischen Antriebe bei weitem nicht aus. Hier sind die chemischen Triebwerke mit dem Stufenprinzip erforderlich. Aber: Im All – fern von der Erde und daher bei kleiner Erdanziehung –, wo auch nur geringe Reibkräfte wegen des vakuumnahen Zustands herrschen, reichen die geringen Schubkräfte der elektrischen Antriebe völlig aus und benötigen wesentlich weniger Treibstoff als chemische Triebwerke, um die gleiche Raketen-Endgeschwindigkeit zu erreichen, weil die Strahlgeschwindigkeit viel höher ist (*Ziolkowski-*

Gleichung). Allerdings ist wegen der kleinen Schubkraft die Beschleunigung a der Raketenmasse m_R klein, so dass die Brennzeit t des Antriebs lange sein muss, um die Endgeschwindigkeit v_e zu erreichen, da dann aber wesentlich höher ist als bei chemisch angetriebenen Raketen.

$$F = m_R \cdot a \Rightarrow t = v_e / a = v_e \cdot m_R / F \quad (4.4-2)$$

Daher wurden zunächst die elektrischen Antriebe seit ca. 1990 in zahlreichen geostationär um die Erde kreisende Nachrichtensatelliten installiert, um die Bahnstörungen durch die Gravitationskräfte von Sonne und Mond zu kompensieren, damit der Flugkörper nicht in Nord-Süd-Richtung driftet. Die im All auf ihren Umlaufbahnen befindlichen Satelliten müssen daher regelmäßig durch Stellkräfte in der gewünschten Position gehalten werden, um die erforderlichen Richtfunkstrecken mit ihren Sende- und Empfangsgeräten auf der Erdoberfläche bedienen zu können. Auch dies wurde bis vor wenigen Jahren ausschließlich durch Rückstosskräfte heißer Verbrennungsgase, die aus Positionierdüsen im Satelliten ausgestoßen werden, bewerkstelligt. Die benötigten Positionierkräfte sind sehr klein, da der Satellit im nahezu Vakuum sich bewegt und somit kaum Reibungskräfte auf ihn einwirken.

Fazit:

Mit sehr kleinen Kräften können im All (geostationäre) Satelliten mit ihren Sende-/Empfangseinrichtungen auf die Bodenstationen justiert werden. Gängig sind thermische Schubantriebe (Rückstoßprinzip), die aber relativ viel Brennstoff (also mitgeführte Masse!) benötigen. Der vom Antrieb ausgeübte Korrekturimpuls berechnet sich als das Produkt von Treibstoffmasse mal Strahlgeschwindigkeit. Da elektrische Antriebe eine 10-mal größere Strahlgeschwindigkeit haben, ergibt sich eine 90%-ige Treibstoffeinsparung.

Aber auch zum Antrieb im interplanetaren Raum oder beim Wechseln von einer inneren zu einer weiter außen liegenden Umlaufbahn um die Erde lassen sich als Alternative zu den thermischen Schubantrieben die elektrische Antriebe mit erheblichen Treibstoffeinsparungen einsetzen, benötigen dann aber höhere Heizleistungen von ca. 2 kW und mehr. Diese Antriebe existieren als **Ionentriebwerke**, **Lichtbogenantriebe** und **Plasmatriebwerke**. Während beim Lichtbogenantrieb statt der Erhitzung des Gases über Verbrennung das Aufheizen über einen Lichtbogen erfolgt, ansonsten aber die Beschleunigung über thermische Expansion in einer *Laval*-Düse wie beim thermisch-chemischen Antrieb erfolgt, ist die Bewegung der schweren Ionen des ionisierten (elektrisch leitfähigen) Gases im elektrischen Feld die Basis für den Ionenantrieb. Beim magnetischen Antrieb werden Ionen und Elektronen gemeinsam („**Plasma**“) im magnetischen Feld beschleunigt werden. Es entsteht in jedem Fall eine Rückstoßkraft. Da das Gas nur die mechanische Bewegung, nicht aber die Energie für das Aufheizen liefert, braucht man wesentlich weniger Gasmenge als beim chemischen Antrieb. Dafür muss die elektrische Heizenergie von außen beständig zugeführt werden, was über Solarzellen in den „Sonnensegeln“ erfolgt. Die Größe dieser Solarpaneele, deren begrenzter Wirkungsgrad von max. 25% und deren 2%...4% Ausfallraten per annum wegen der Schädigung durch kosmische Strahlung ist der Engpass bei der Bereitstellung elektrischer Energie. Der **Plasmaantrieb** gehört in die Kategorie der magnetohydrodynamischen Energiewandlung. Im Gegensatz zum **MHD-Generator**, wo ein mechanisch bewegtes Gas eine Umwandlung mechanischer Energie (Strömungsenergie) in elektrische Energie ermöglicht, erfolgt hier eine Umwandlung von elektrischer Energie in mechanische (Strömungs-)Energie des Gases (**MHD-Motor**).

Beispiel 4.4-1:

Stand der Technik: Positionieren von Satelliten mit thermischem Schubantrieb, am Beispiel des geostationären Satelliten TELECOM 2 (Bild 4.4-1):

- 6 Schubtriebwerke als Antriebe für unterschiedliche Raumrichtungen
- Satellitenmasse 2.3 Tonnen
- 10 Jahre „Lebensdauer“, definiert durch den Brennstoffvorrat
- Masse der sechs Schubtriebwerke: 100 kg
- Masse des Treibstoffs für 10 Jahre: 1150 kg

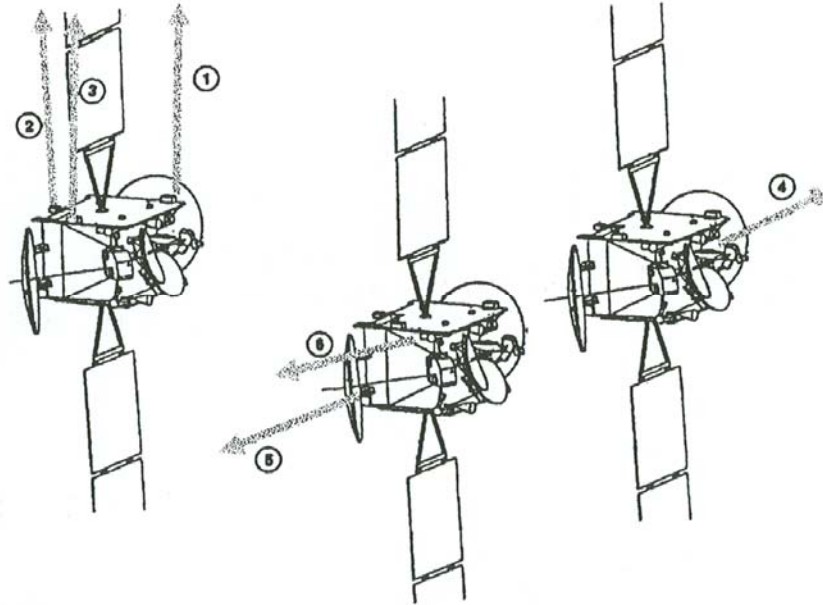


Bild 4.4-1: Konventionelles Positioniersystem (thermisches Rückstossprinzip) beim geostationären Satelliten TELECOM 2. Die Rückstoss-Düsen 1 ... 6 erlauben Rückstosskräfte in unterschiedliche Raumrichtungen, um die Parabolantennen geeignet in der geostationären Umlaufbahn positionieren zu können [4.4]

Definition von elektrischen Raumfahrtantrieben

- a) Das Triebwerk erzeugt den Schub durch gerichtetes Ausstoßen eines Stützmediums (Gas) mit hoher Geschwindigkeit unter Einsatz elektrischer Energie.
- b) Die Primärenergiequelle (elektrische Energie) ist nicht unmittelbar an der Vortriebserzeugung beteiligt, sondern liefert lediglich die Betriebsenergie.
- c) Grundlegender Unterschied zu chemischen Triebwerken: Die Energie wird nicht im Triebwerk als chemische Energie in der Molekülbindung des Brennstoffs mitgetragen und durch Verbrennung freigesetzt.
- d) Die Energiekette geht von der elektrischen Primärenergie über ein elektrisches Zwischenglied (Gasentladung und Beschleunigung) in die kinetische Strahlenenergie.

Überblick über elektrische Raumfahrtantriebe:

Elektrothermischer Antrieb („Lichtbogentriebwerk“): Beispiele: *Resistojet*, *Arcjet*

Elektrostatischer Antrieb („Ionenantrieb“):

- Hall-Ionentriebwerk,
- Radiofrequenz-Ionentriebwerk
- Bombardement-Triebwerk

Elektromagnetischer Antrieb (*Plasmaantrieb*, *magnetogasdynamischer Antrieb*)

- MPD-Fremdfeldtriebwerk
- MPD-Eigenfeldtriebwerk

Die größte Bedeutung haben die Ionenantriebe.

Grundgleichungen des Raketenantriebs:

Die Raketenmasse m_R umfasst die Masse der Raketenzelle m_Z , der Nutzlast m_N , des Triebwerks m_{Tr} (inklusive Elektronik und Regeleinheit), die Masse m_E der Energieversorgungseinheit (beim elektrischen Antrieb) und die Masse des Treibstoffs m_T .

$$m_R = m_Z + m_N + m_{Tr} + m_E + m_T \tag{4.4-3}$$

Während der Beschleunigung der Rakete durch Ausstoßen von Treibstoffmasse dm_T je Zeiteinheit dt (Massestrom $\dot{m}_T = dm_T / dt$) mit der konstanten Strahlgeschwindigkeit v_T nimmt die Geschwindigkeit der Rakete um dv_R zu, so dass für die Impulserhaltung der Rakete gilt (Impuls = Masse x Geschwindigkeit):

$$m_R \cdot d\vec{v}_R + dm_T \cdot \vec{v}_T = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{d\vec{v}_R(t)}{dt} = -\vec{v}_T \cdot \frac{dm_T}{m_R(t)} \tag{4.4-4}$$

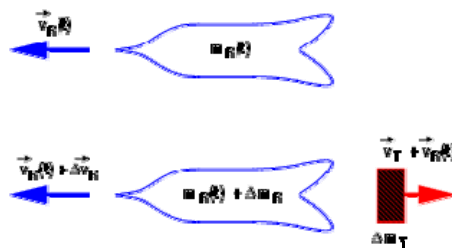


Bild 4.4-2: Schematische Darstellung der Beschleunigung einer Rakete durch das Rückstossprinzip: oben: zum Zeitpunkt t , unten zum Zeitpunkt $t + \Delta t$. Es ist $\Delta m_R = - \Delta m_T$! (Quelle: Internet, Uni. Gießen)

Daraus ergibt sich, dass für die Beschleunigung der Rakete von der Anfangsgeschwindigkeit $v_R(0) = v_a$ auf die Endgeschwindigkeit $v_R(t) = v_e$ die Strahlgeschwindigkeit v_T und das logarithmische Verhältnis der Anfangs- und Endmasse der Rakete $m_R(0) = m_{R0}$ und $m_R(t) = m_{Re}$ maßgeblich ist (Ziolkowski-Gleichung).

$$\vec{v}_e - \vec{v}_a = \int_0^t \frac{d\vec{v}_R}{dt} \cdot dt = -\vec{v}_T \int_0^t \frac{dm_T}{m_R} = -\vec{v}_T \int_0^t \frac{dm_R}{m_R} = -\vec{v}_T \cdot \ln\left(\frac{m_{R0}}{m_{Re}}\right) \tag{4.4-5a}$$

Das Minuszeichen zeigt an, dass v_e und v_T entgegengerichtet sind. Als Betragsgleichung gilt

$$v_e - v_a = v_T \cdot \ln(m_{R0} / m_{Re}) \quad m_{Re} < m_{R0} \tag{4.4-5b}$$

Fazit:

Bei hoher Strahlgeschwindigkeit kann die das Massenverhältnis bei gleichem Geschwindigkeitszuwachs der Rakete deutlich kleiner sein. Es kann also Treibstoffmasse eingespart werden oder bei gleicher Anfangsmasse der Rakete die Nutzlast erhöht werden.

Beispiel 4.4-2:

Bei gleichem Geschwindigkeitszuwachs $v_e - v_a$ und einem Verhältnis $m_{R0}/m_{Re} = 10$ beim thermischen Antrieb ergibt sich ein Massenverhältnis von 1.26 beim elektrischen Antrieb, der eine 10-mal höhere Strahlgeschwindigkeit hat: $v_{T,e}/v_{T,th} = 10$:

$$1 = \frac{v_e - v_a}{v_e - v_a} = \frac{v_{T,e}}{v_{T,th}} \cdot \frac{\ln(m_{R0}/m_{Re})_e}{\ln(m_{R0}/m_{Re})_{th}} \quad \rightarrow \quad m_{R0} = 1.26 m_{Re}$$

Während also beim thermischen Antrieb bei gleicher Startmasse m_{R0} die Endmasse m_{Re} nur 1/10 der Anfangsmasse ist, ist beim elektrischen Antrieb die Endmasse mit $m_{R0}/1.26$ um den

Faktor $10/1.26 = 7.9$ größer, was durch eine größere Nutzmasse (aber auch für den schwereren elektrischen Antrieb) genutzt werden kann. Ein Beispiel ist die *Titan III Centaur*-Rakete, die für das Erreichen einer Endgeschwindigkeit $v_e = 11900$ m/s ($v_a = 0$) zum Erreichen der geostationären Bahn in 36000 km Höhe mit einem thermischen Antrieb eine Nutzlast von 3500 kg befördern kann, mit einem elektrischen Antrieb aber 13700 kg, wenn die für das Abheben von der Erde erforderlich hohe elektrische Heizleistung zu Verfügung gestellt werden könnte.

b) Elektrothermischer Antrieb:

Funktionsprinzip: Durch elektrisches Aufheizen des Treibstoffs (z.B. Wasserstoffgas) entsteht ein hoher Druck im Gas. Das Entspannen dieses Drucks über eine *Laval*-Düse führt zu einer hohen Strömungsgeschwindigkeit des Gases. Der Impuls je Zeit des ausströmenden Gasstrahls wirkt als Antriebskraft. Die Energie des aufgeheizten Gases wird in hohe Geschwindigkeit umgesetzt.

Beispiel 4.4-3:

Ausführungsform Typ *Arcjet*:

- Erhitzen des Treibstoffs (Hydrazin) in einem Lichtbogen auf 10 000 K
- Die stabförmige Kathode ragt in die Brennkammer, der Düsenhalseinsatz der *Laval*-Düse dient als Anode für den Lichtbogen
- Die erreichte Strahlgeschwindigkeit beträgt „nur“ bis 10 000 m/s; Wirkungsgrad ca. 30%. Vorteil: einfacher Aufbau
-

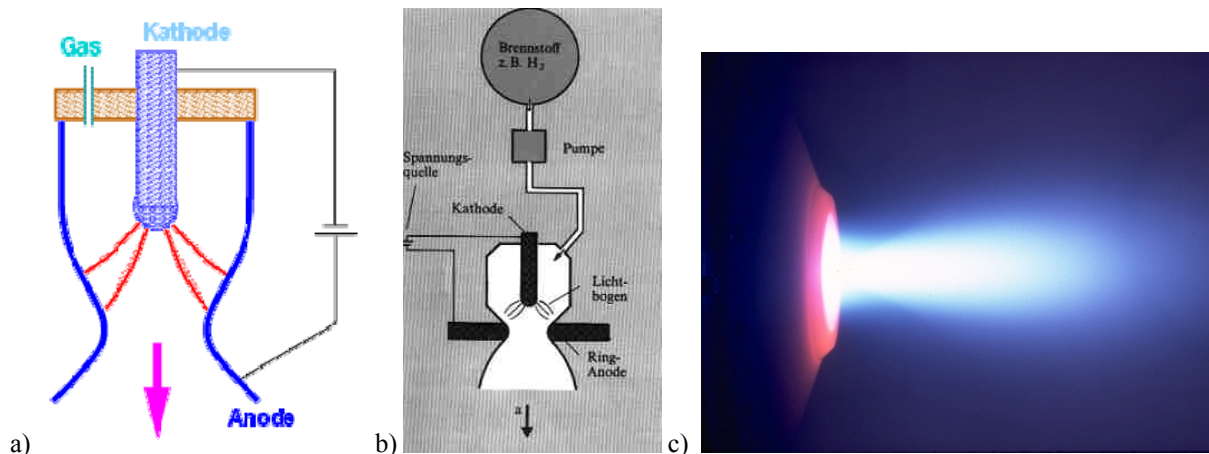


Bild 4.4-3: Elektrothermischer Antrieb (*Arcjet*-Antrieb): a) Funktionsprinzip, b) Schematische Darstellung, c) Gasstrahl (Quelle: *European Space Agency*)

c) Elektrostatischer Antrieb (*Ionenantrieb*):

Funktionsprinzip: Die Ionisierung des Treibstoffs erfolgt z.B. durch eine Gasentladung (in Bild 4.4-4: IQ: Ionenquelle). Durch das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode werden die Elektronen und Ionen beschleunigt (Kraft $F = q \cdot E$; Bild 4.4-4A). Die schweren Ionen fliegen auf Grund der Massenträgheit durch die als Beschleunigungsgitter (acceleration grid Accel in Bild 4.4-4A) ausgebildete Kathode hindurch und werden auf diese Weise extrahiert. Daher ist das ionisierte Gas hinter dem Gitter kein neutrales Plasma. Nach der erfolgten Beschleunigung werden dem Ionenstrahl aus der „Neutralisierungsquelle“ (Bild 4.4-4: Quelle N) wieder Elektronen zugeführt, so dass keine Aufladung des Satelliten erfolgt und der Strahl nicht durch die zurückhaltende Kraft des negativ geladenen Gitters gebremst wird. Der **Wirkungsgrad**, berechnet als Quotient aus abgegebener mechanischer Leistung im Strahl und zugeführter elektrischer Leistung erreicht $\eta = 90\%$; es treten

Strahlgeschwindigkeiten bis 100 000 m/s auf. Da das Gas von 0 auf v_T beschleunigt wird, während es mit der elektrischen Leistung P aufgeheizt wird ($v_T(t) = v_T \cdot t/T, 0 \leq t \leq T$), gilt für die Energie W je Zeiteinheit T :

$$W_e = P \cdot T \quad W_m = F \cdot \int_0^T v_T(t) \cdot dt = F \cdot v_T \cdot T/2 \quad \Rightarrow \quad \eta = \frac{W_m}{W_e} = \frac{F \cdot v_T/2}{P} \quad (4.4-6)$$

Der **ideale Treibstoff** (Gas) soll ein hohes Atomgewicht haben, um einen hohen Massestrom und damit Schub zu erzeugen, gleichzeitig aber leicht ionisier- und verdampfbar sein.

a) Edelgase Xenon (Atommassenzahl 131) und Krypton (84):

+ mittelschwer, sind bereits gasförmig

- schwer ionisierbar (Edelgase haben abgeschlossene Elektronenhüllen!; Xenon: 12.1 eV Ionisierungsenergie), benötigen Drucktanks, um bei hohem Druck 80 ... 150 bar im Satelliten platzsparend komprimiert gespeichert zu werden, teuer.

b) Alkalimetalle Rubidium (Atommassenzahl 87), Cäsium (133):

+ leicht ionisierbar (ein äußeres Elektron in der Atomhülle), mittelschwer

- normalerweise fest, müssen erst verflüssigt und dann verdampft werden.

c) Metall Quecksilber (Atommassenzahl 200):

+ schwer, flüssig und leicht verdampfbar

- schwer ionisierbar (Ionisierungsenergie 10.4 eV), giftig, reagiert mit vielen Metallen unter Bildung von Legierungen (Amalgame).

Bis ca. 1990 wurde hauptsächlich Quecksilber verwendet, danach aber wegen der o.g. Nachteile auf **Xenon** umgestellt, da es als Kompromiss die meisten Forderungen erfüllt. Es ist allerdings teuer.

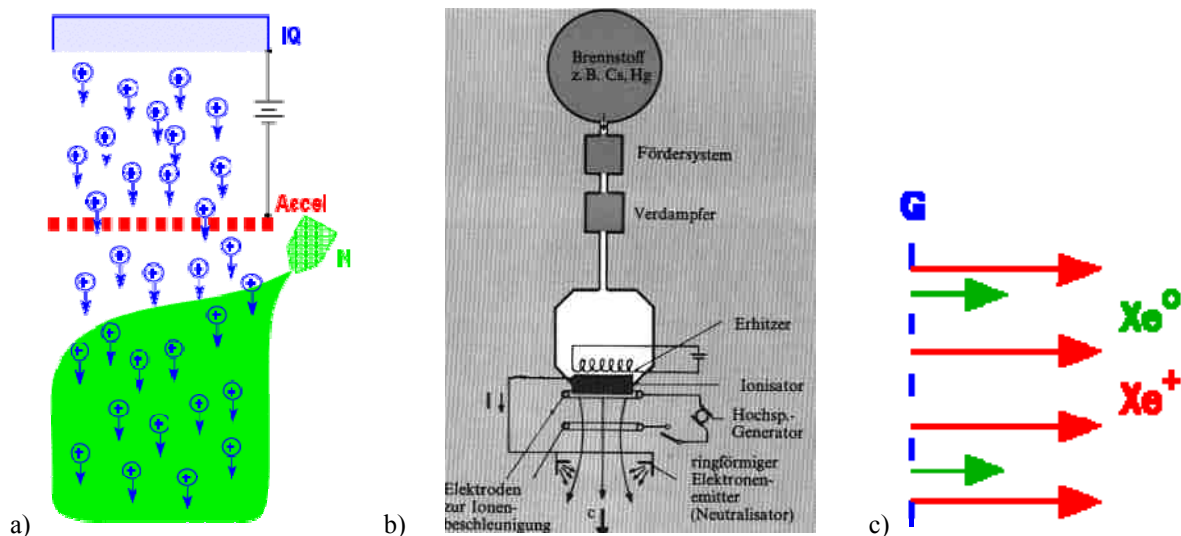


Bild 4.4-4A: Elektrostatrischer Antrieb (Ionenantrieb): a) Funktionsprinzip, b) Schematische Darstellung, c) Teilchenausritt am Gitter (Quelle: Internet, Uni. Gießen)

Die Grundgleichungen des Ionenstrahls:

Aus dem Gittersystem treten nicht nur beschleunigte Xe^+ -Ionen aus, sondern auch nicht ionisiertes Neutralgas Xe^0 (Bild 4.4-4Ac). Der Ionen-Massestrom \dot{m}_I ist somit nur der Bruchteil $\eta_m < 1$ des Gesamt-Massestroms \dot{m}_T . Der elektrische Stromfluss durch das Gitter I wird aber nur durch die Ionen bewirkt. Die Ionenladung q_i (zumeist einfach ionisiert: $q_i = e$)

und die Anzahl der Ionen, die je Zeiteinheit durch das Gitter treten ($N_i/t = \dot{m}_I/m_i$, m_i : Ionenmasse), bestimmen der Strahlstrom $I = N_i \cdot q_i/t = q_i \cdot \dot{m}_I/m_i$. Daher gilt für den gesamten Massestrom

$$\dot{m}_T = \frac{I \cdot m_i}{\eta_m \cdot q_i} \quad (4.4-7)$$

Zwischen dem positiven und negativen Gitter (Elektrodenabstand d) liegt die Spannung U . Das von ihr bewirkte E -Feld beschleunigt mit der Kraft $F_i = q_i \cdot E$ jedes Ion im Mittel von Null auf die Geschwindigkeit v_T . Die aus dem elektrischen Feld gewonnene Energie

$$W_e = \int_0^d F_i dx = q_i \int_0^d E(x) dx = q_i U \quad \text{wird in kinetische Energie } W_m = m_i \cdot v_i^2 / 2 \text{ umgesetzt. Wird}$$

der gesamte Treibstoff-Masseverlust \dot{m}_T für die Berechnung des Schubs $F = \dot{m}_T v_T$ in die Rechnung eingesetzt, so muss berücksichtigt werden, dass nur der Anteil η_m (die Ionen) die kinetische Energie durch Beschleunigung erfahren hat, nicht aber die neutralen Atome. Dies wird dadurch korrigiert, dass die tatsächliche Geschwindigkeit v_i der Ionen mit dem Faktor η_m multipliziert wird, und mit dieser effektiven Strahlgeschwindigkeit gerechnet wird. Wird daher aus $W_e = W_m$ die Geschwindigkeit v_i berechnet,

$$v_i = \sqrt{2q_i U / m_i} \quad (4.4-8)$$

so wird diese mit η_m multipliziert:

$$v_T = \eta_m \cdot \sqrt{2q_i U / m_i} \quad (4.4-9)$$

Mit (4.4-7) folgt:

$$F = \dot{m}_T \cdot v_T = \frac{m_i I}{\eta_m q_i} \cdot \eta_m \sqrt{2q_i U / m_i} = I \cdot \sqrt{\frac{2m_i U}{q_i}} \quad (4.4-10)$$

Fazit:

Der Schub des elektrostatischen Antriebs ist proportional zur Wurzel aus der Ionenmasse – schwere Ionen sind also vorteilhaft. Er ist umgekehrt proportional zur Ionenladung – einfach ionisierte Ionen sind also anzustreben. Der Schub lässt sich aus Ionenstrom und Beschleunigungsspannung einfach indirekt messen, ohne die Kraft selbst messen zu müssen.

Beispiel 4.4-4:

Xenon: mittlere Massezahl: 131.3; Protonenmasse: $1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, einfach ionisiert: $q_i = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$, Strahlstrom $I = 1 \text{ A}$, Beschleunigungsspannung $U = 2 \text{ kV}$:

$$\text{Erzielbare Schubkraft: } F = I \cdot \sqrt{\frac{2m_i U}{q_i}} = 1 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 131.3 \cdot 1.67 \cdot 10^{-27} \cdot 2000}{1.602 \cdot 10^{-19}}} = 74 \text{ mN}$$

Der Strom I , der aus dem Ionenreservoir der Gasentladung durch die Querschnittsfläche A des Extraktrationsgitters gezogen werden kann, ist dadurch begrenzt, dass die zwischen den beiden

Elektroden fliegenden Ionen durch ihre eigene Ladung (Raumladung) verhindern, dass das Feld $E = U/d$ ist. Zahlreiche E -Feldlinien enden an den positiven Ionen selbst und verringern so das Feld, so dass weniger Ionen durch das Gitter beschleunigt werden. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen geringerer Ionenzahl und Feldabschirmung durch ihre Raumladung ein – der Sättigungsstrom I_s . Dies ist der maximal mögliche Strahlstrom, der damit die Schubkraft begrenzt. Er wird durch das **Raumladungsgesetz von Langmuir-Schottky-Child** („3/2“-Gesetz) beschrieben (Herleitung: Siehe Anhang 4-A).

$$I_s = \frac{4\epsilon_0}{9} \cdot \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \cdot A \tag{4.4-11}$$

Eine Bauart des Ionenantriebs ist das auch *Kaufman*-Triebwerk (Bild 4.4-4B) genannte *Bombardement-Triebwerk*. Entwicklungen dazu erfolgten in den USA (NASA), in UK und Japan ab ca. 1960. Die Erzeugung des Plasmas erfolgt durch eine Gleichstromentladung zwischen einer zentralen Hohlkathode und einem Anodenring. Durch einen äußeren Permanentmagnet-Ring (Hilfsmagnete) wird ein Magnetfeld B erregt, dass mit der *Lorentz*-Kraft $F = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ eine seitliche Kraft auf die Ladungsträger bewirkt, so dass diese auf einer Spiralbahn laufen („gyrieren“; Herleitung dazu siehe Kapitel 5). Die Stoßwahrscheinlichkeit (Bombardement) der Elektronen mit anderen Atomen, um diese ebenfalls zu Ionen zu dissoziieren, wird durch diese Spiral-Elektronenbahnen erhöht. Zwei Gitter-Hochspannungselektroden (Grids), das Extraktionsgitter für die Ionen und das Beschleunigungsgitter, beschleunigen die so erzeugten Ionen. Es wurde mit diesem Triebwerk bis 200mN Schub bei hohen Wirkungsgraden erreicht. Allerdings erwies sich diese Bauform als störanfällig.

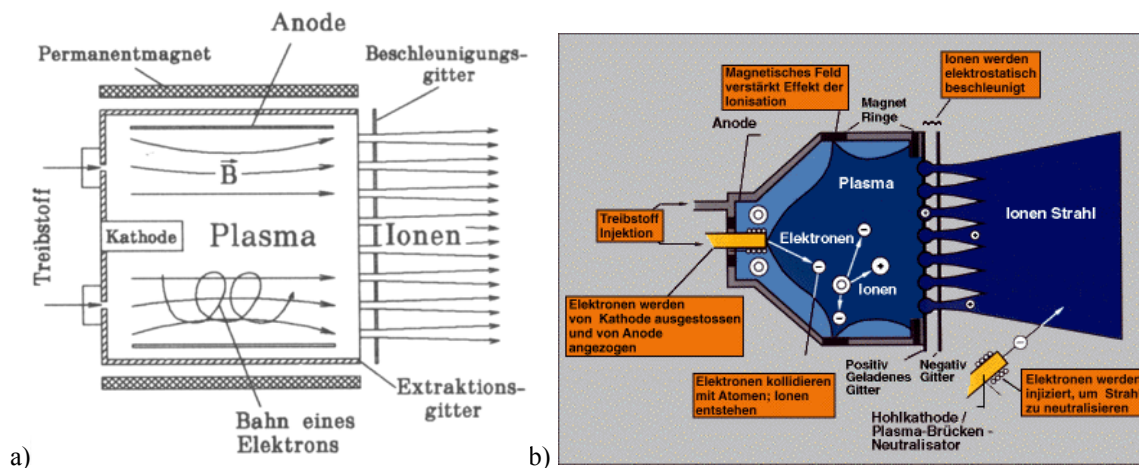


Bild 4.4-4B: Bombardement-Triebwerk (*Kaufman*-Triebwerk): a) Aufbau [4.1], b) Funktionsweise (*Quelle: Spektrum der Wissenschaften 2010*)

Beispiel 4.4-5:

Kaufman-Ionenantriebwerk für *Deep Space 1*:

Erstmals mit Sonnenenergie gespeister Ionenantrieb, versorgt durch Solarzellen mit einem maximalen Wirkungsgrad 23.4 % und einer maximalen Abgabeleistung 2.3 kW (Sonnensegel siehe Bild 4.4-5a). Der Start erfolgte am 24.10.98 für eine wissenschaftliche Mission. Mit einem stufenlos drosselbaren *Kaufman*-Triebwerk, das einen Schub von 20...92 mN je nach Drosselung lieferte, wurde die Sonde im All in 300 Tagen auf 13 000km/h beschleunigt. Sie war damit 10-mal schneller als mit einem herkömmlichen thermischen Antrieb. Der Treibstoffbedarf war deutlich geringer als bei chem. Antrieb, der ein 6-Tonnen-Triebwerk und

1000 kg Treibstoff erfordert hat. Am 20.7.1999 fand das Rendezvous mit dem Asteroiden *Braille* statt und am 22.9.2001 mit dem Kometen *Borrelly*.

Technische Daten:

Masse der Sonde: 486.3 kg, Treibstoffmasse: $m_T = 81.5$ kg Xenongas für $t = 8000$ h Brenndauer, Verbrauch $m_T/t = 81500/(8000 \cdot 3600) = 2.8$ mg/s, Ausströmgeschwindigkeit bei $F = 92$ mN Schub: $v = F/\dot{m}_T = 0.092/(0.0028 \cdot 10^{-3}) = 32510$ m/s, mechanische Leistung im Gasstrahl (Bild 4.4-5b): $P_m = F \cdot v = 0.092 \cdot 32510 = 2990$ W .

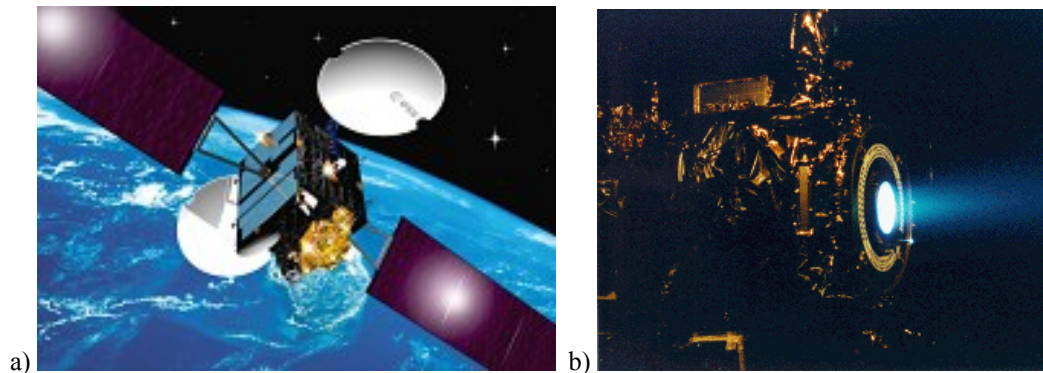


Bild 4.4-5: a) Sonnensegel mit Solarzellen für die Energieversorgung des Satelliten (*Artemis, European Space Agency*), b) Erprobung eines Iontriebwerks (heißer Gasstrahl sichtbar) (*Quelle: Internet: Project Deep Space*)

Eine weitere Bauart ist das *Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk (RIT)*. Neutrales Xenongas strömt über einen geregelten Gaseinlass in eine Entladungskammer (Quarz- oder Keramikgefäß), die von einer Kupferspule (Hohlleiter) umgeben ist. Diese hochfrequent (Radiofrequenz!) gespeiste Spule erzeugt ein elektromagnetisches E - B -Feld wie jede hochfrequent gespeiste Antenne, wobei auf Grund der ersten beiden *Maxwell*-Gleichungen sowie $J = 0$ und $B = \mu_0 H$ gilt: $rot\vec{B} = \vec{J} + \varepsilon_0 \partial\vec{E}/\partial t = \partial\vec{E}/\partial t$, $rot\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$. Somit koppelt die Spule in die Kammer ein Hochfrequenz-Wechselfeld E von ca. 7 kV/cm ein, also eine elektromagnetische Welle in Form eines elektrischen Wirbelfelds. Dieses Wirbelfeld beschleunigt gemäß $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$ die statistisch stets vorhandenen geringen Ionen und Elektronen. Das E -Feld zündet somit in der Kammer eine elektrodlose HF-Ringentladung; es kommt zu einer Teilionisierung des Gases. Wie beim Bombardement-Triebwerk werden die Ionen aus Entladungskammer über die Gitterelektroden G extrahiert und mit der regelbaren Potentialdifferenz zwischen $G1$ und $G3$ beschleunigt, so dass ein schneller Ionenstrahl das Triebwerk verlässt. Der Neutralisator N führt danach einen dem Ionenstrom entsprechenden Elektronenstrom zu, um den Strahl zu neutralisieren. Entwicklungen dazu fanden an der *Univ. Gießen (Prof. H.Löb)* statt.

Je nach Größe des Ionenstrahlstroms I ist ein optimales Verhältnis von Gasfluss in die Kammer und HF-Leistung der Spule einzustellen (Bild 4.4-9a). Für eine gute Ausbildung der Entladung und eine gute Einstellung der Hohlraum-HF-Resonanzfrequenz $f_{opt} \sim 1/R$ sind Länge L und Radius R des Gefäßes im Verhältnis $L/R = 0.85$ auszuführen. Die Energie der beschleunigten Elektronen ionisiert das Gas mit einem Ionisierungsgrad von 10^{-5} . Das Extraktionsgittersystem besteht aus 2 oder 3 dünnen Lochplatten (Kohlenstoff oder Metall, 1 ... 2 mm dick) mit bis zu 3500 Löchern (3 ... 6 Löcher / cm^2) und möglichst kleinen Lochdurchmessern, um zu verhindern, dass neutrales Xenongas abfließt (η_m sollte nicht zu klein werden) (Bild 4.4-9b). Die Gleichspannung zwischen den Gittern ist typisch $U = 2$ kV, wobei die Spannung über einen Hochsetzsteller von der üblichen Bordspannung 100 V hochgesetzt werden muss. Gemäß dem Raumladungsgesetz (4.4-11) lässt sich der maximale

Strahlstrom I durch kleinen Gitterabstand ($d = \text{ca. } 1 \text{ mm}$) oder hohe Spannung erhöhen. Kurzschlüsse und Überschläge zwischen den Gittern setzen eine Grenze. Durch eine 3-Gitter-Anordnung kann das Raumladungsgesetz so beeinflusst werden, dass sich bei gleicher Gesamtspannung zwischen G1 und G3 ein höherer Sättigungsstrom einstellt (Bild 4.4-6a, Bild 4.4-7a). Die Ionenstromdichten betragen etwa 5 mA/cm^2 , was bei $A = 200 \text{ cm}^2$ einen Strahlstrom $I = 1 \text{ A}$ ergibt. Es stellt sich bei 2 kV ein Schub von ca. 75 mN ein. Zur Neutralisierung des Strahls hinter dem Triebwerk brennt ein Niedervolt-Gleichstrom-Lichtbogen zwischen einer Hohlkathode und einer gelochten Anode. Dem Bogen wird 1% des Treibstoffs (Xenon) aus dem Vorratstank zugeführt. Über einen Heizdraht ($> 1000^\circ\text{C}$) wird über thermische Emission der Elektronen aus der Kathode die Entladung gestartet. Im Betrieb strömt Lichtbogenplasma (ionisiertes Gas) aus der Anodenöffnung. Legt man eine Spannung von 20 V zwischen dieses Neutralisatorplasma und den Ionenstrahl des Triebwerks, so holt sich der Ionenstrahl über elektrostatische Anziehung („Plasmabrücke“) exakt so viele Elektronen, wie er für die vollständige Neutralisierung braucht.

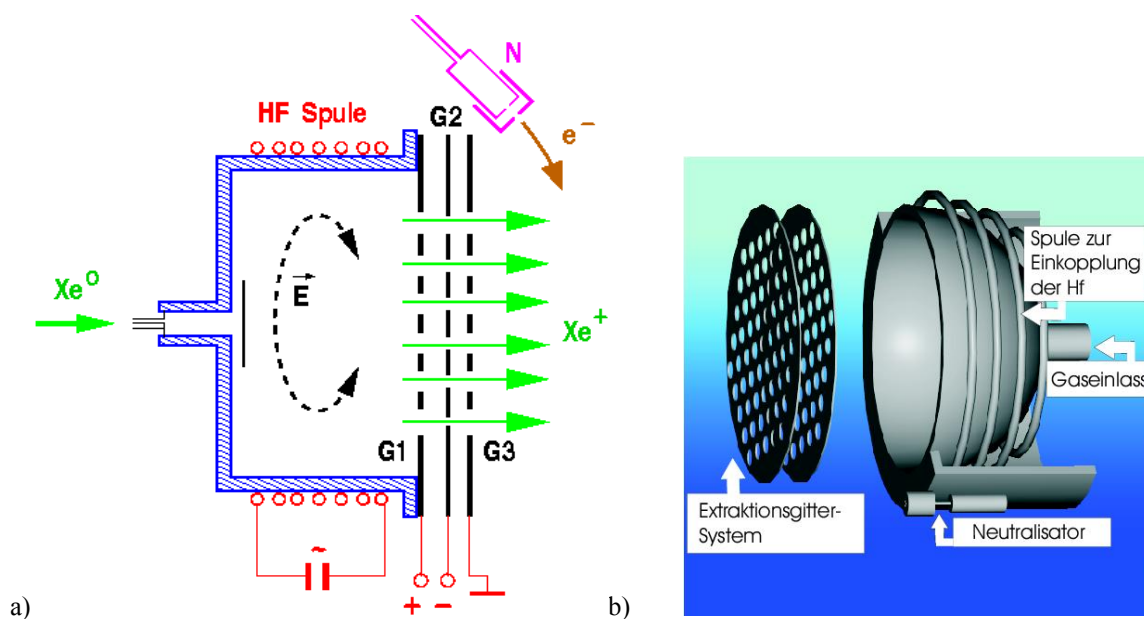


Bild 4.4-6: Aufbau des Radiofrequenz-Ionen-Triebwerks: a) 3-Gitter-Anordnung, b) 2-Gitter-Anordnung (Univ. Gießen)

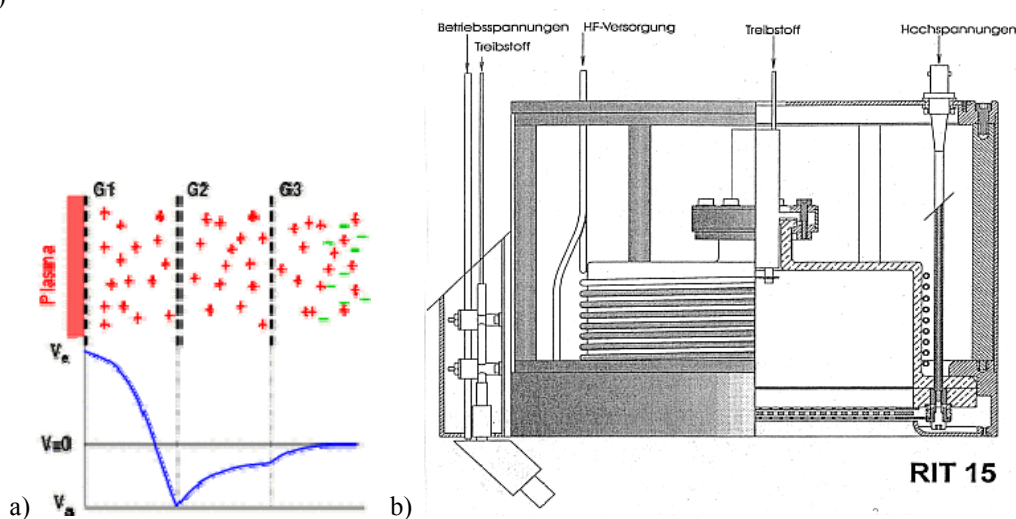


Bild 4.4-7: a) Potentialverlauf bei der 3-Gitter-Anordnung, b) Schnitt durch das Triebwerk RIT-15 (Univ. Gießen)

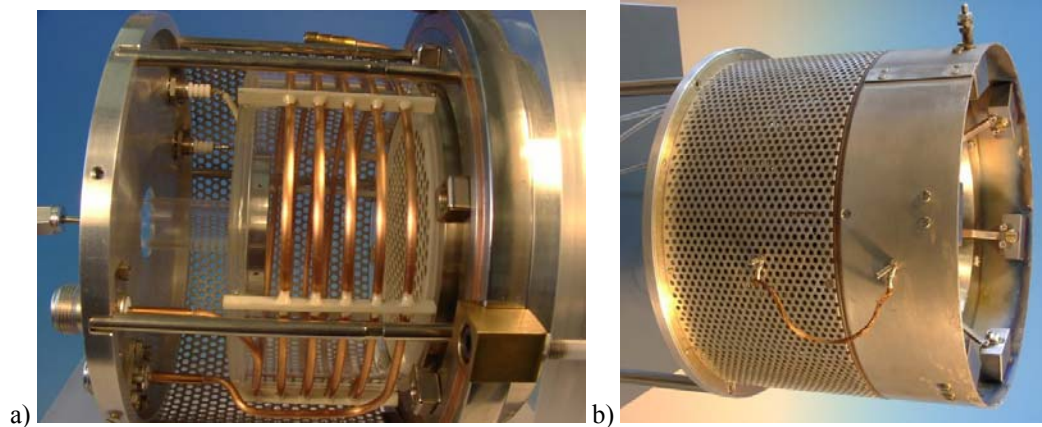


Bild 4.4-8: Prototyp eines Radiofrequenz-Ionen-Triebwerks: a) HF-Ringspule, b) komplettiertes Triebwerk (Univ. Gießen)

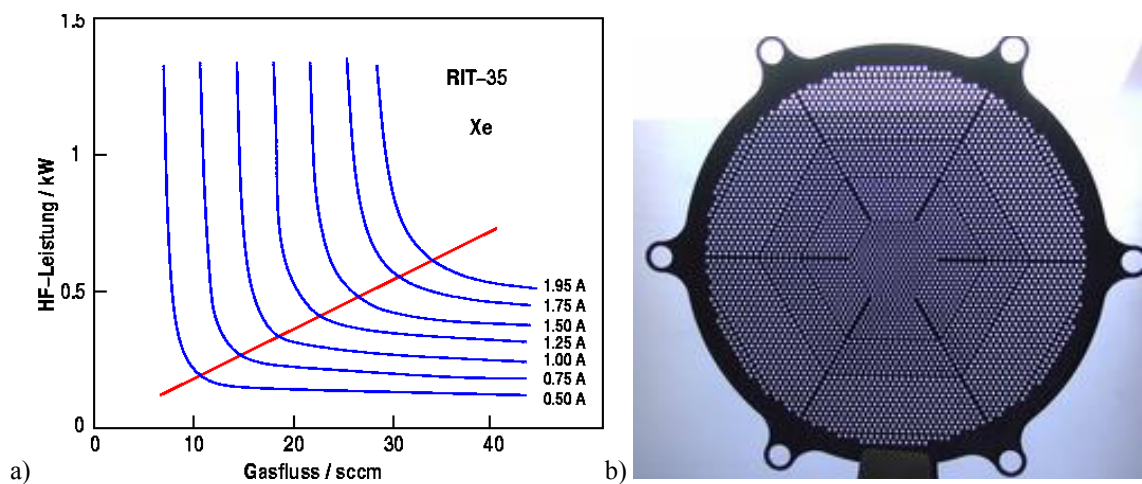


Bild 4.4-9: a) Optimaler Gasfluss in Kubikzentimeter/Sekunde und HF-Leistung für den RIT-35-Ionenantrieb bei Verwendung von Xenon-Gas in Abhängigkeit vom Strahlstrom I , b) Extraktionsgitter (Univ. Gießen)

Beispiel 4.4-6:

RIT-Ionentriebwerk *Artemis*:

Nachrichtensatellit (*ESA*), der mit vier Ionenantrieben zur Nord-Süd-Bahnkorrektur ausgestattet wurde (Start 2001). Wegen Fehler in der Oberstufe von *Ariane 5* ist er in 31 000 km Höhe „gestrandet“. Das RIT-10-Ionentriebwerk wurde genutzt, um Satellit auf eine um 5000 km höhere Bahn zu bringen. Die anderen drei RIT-Triebwerke fielen aus. Für diese Distanz reichten 20 kg Treibstoff aus; wegen des geringen Schubs dauerte das Zurücklegen der Strecke 10 Monate (Durchschnittsgeschwindigkeit 0.7 km/h). Trotz dieses ungeplanten zusätzlichen Treibstoffverbrauchs war noch eine Treibstoffreserve für 5 Jahre Operationszeit im Orbit vorhanden. Ohne diese Korrekturmaßnahme wäre das Unternehmen gescheitert (Verlust: 700 M€ teurer Satellit; so große Beträge sind in der Regel nicht versichert).

RIT-10-Triebwerk: Daten:

Masse: 1.2 kg, Treibstoffgas: Xenon, Verbrauch \dot{m}_T : 0.3 mg/s, erzielter Schub F : 10 mN, elektrische Leistung (Stromverbrauch) P : 340 W, massenspezifischer Impuls $v_T = S/m$: 31000 m/s, Wirkungsgrad η : 53 %

Kontrollrechnung:

$$F = dS / dt = d(m_T \cdot v_T) / dt = \dot{m}_T \cdot v_T = 0.3 \cdot 10^{-6} \cdot 31000 = 0.0093 = 9.3\text{mN} \approx 10\text{mN}$$

$$\text{Abgeschätzter Wirkungsgrad: } \eta = \frac{F \cdot v_T / 2}{P} = \frac{0.0093 \cdot 31000 / 2}{340} = 42.4\%$$

Das Hall-Iontriebwerk wurde in *Russland* entwickelt und von *Frankreich* übernommen (Fa. SNECMA). Es verwendet keine Extraktionsgitter. Zwischen einer äußeren Hohlkathode, die zugleich als Strahlneutralisator wirkt, und einer Anode brennt in der ringförmigen Ionisatorkammer eine Gleichstromentladung. Die erzeugten Treibstoffionen werden im Entladungsfeld zum Triebwerksausgang hin beschleunigt. Ein starkes radiales Magnetfeld zwingt die Entladungselektronen auf Kreisbahnen (zu sogenannten *Hall-Strömen*) durch seitliche Ablenkung infolge der *Lorentz-Kraft*. Dadurch wird die Raumladungswirkung der Ionen kompensiert. So lassen sich deutlich höhere Sättigungsströme erreichen und damit hohe Schubkräfte. Die ringförmige Anordnung ist kompakt und robust. Die Strahlgeschwindigkeiten sind aber prinzipbedingt niedriger (nur ca. 25000 m/s). Es ergeben sich daher niedrigere Wirkungsgrade und kürzere Standzeiten als bei den RIT-Typen.

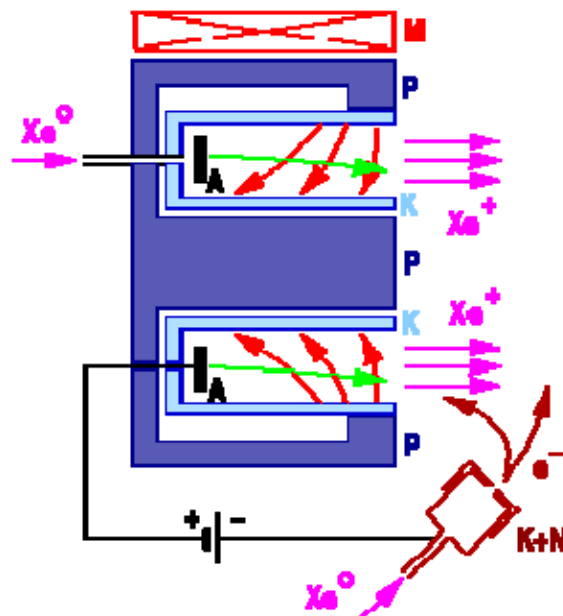


Bild 4.4-10: Hall-Iontriebwerk: A: Anode, K: Ringkathode, P: Magnetpol, M: Magnetspule, K+N: Neutralisator und Kathode (Quelle: Internet)

Beispiel 4.4-7:

Satellit STENTOR (France Telecom) startete im Frühjahr 2001. Er verfügt über den *Hall-Ionenantrieb PPS1350* (PPS = Plasma Propulsion System, Bild 4.4-11), Hersteller: Fa. SNECMA / Frankreich

Schubkraft: $F = \dot{m} \cdot v = 0.088 \text{ N}$, Massestrom (Xe): $\dot{m} = 5.22 \text{ mg/s}$

Geschwindigkeit des Strahls: $v = 0.088 / (5.22 \cdot 10^{-6}) = 16858 \text{ m/s}$

Leistung: $P = F \cdot v = 0.088 \cdot 16858 = 1500 \text{ W}$, Xenon-Masse (Vorrat): $m = 141 \text{ kg}$,

Totale Brennzeit 7500 Stunden: $t = m / \dot{m} = 141 / (5.22 \cdot 10^{-6}) = 7500 \text{ h}$

Gesamtmasse des Antriebs: 94 kg (ohne Xe-Masse), 1350 W Stromverbrauch

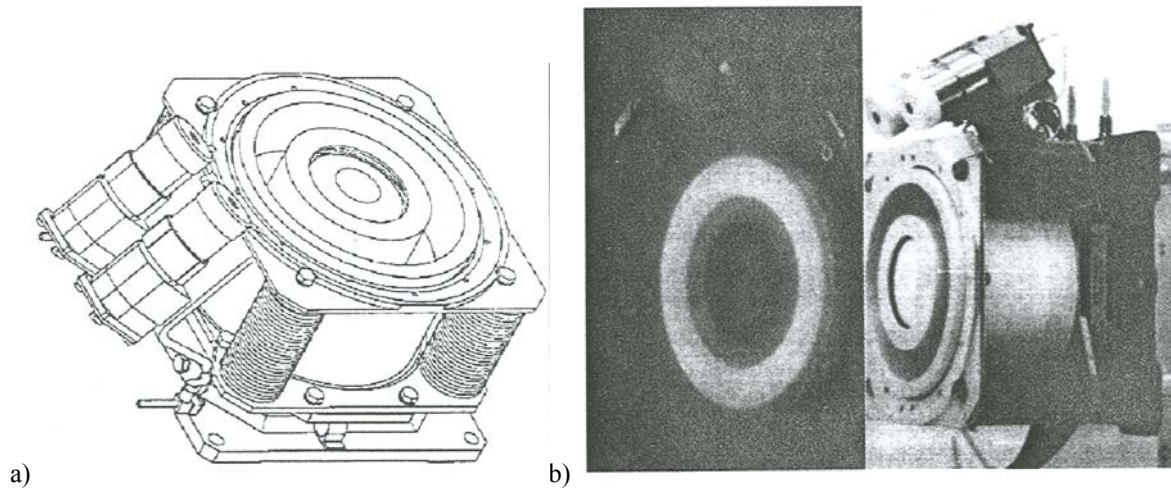


Bild 4.4-11: Hall-Ionenantrieb PPS1350: a) Ansicht mit Ringkanal, links seitlich: Neutralisatoren, b) Photographie des Antriebs mit Ringkanal (rechts) und gezündetem Triebwerk (nur heißer Gasstrahl am Ringkanal-Austritt sichtbar) [4.4]

Für die **Smart-1-Mission** der *European Space Agency (ESA)*, einer Mondsonde (350 kg) wurde 2013 ebenfalls ein Ionenantrieb PPS-1350 von *SNECMA* vorgesehen (Bild 4.4-12). Ein weiteres Projekt, **Bepi-Colombo**, ist der *Merkur-Orbiter* der *ESA* (Start 2018). Der Transport von Orbiter und Landegerät erfolgt mit *Hall-Ionenantrieben* erfolgreich.

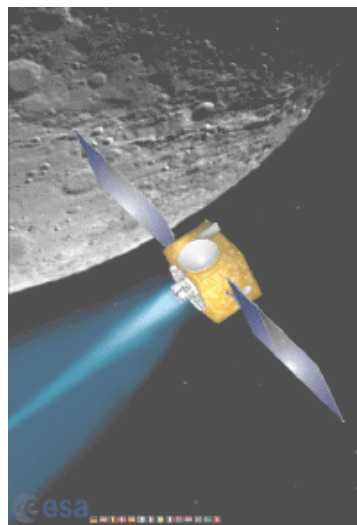


Bild 4.4-12: Smart-1-Mission der ESA mit Ionenantrieb (geplant); Computergraphische Darstellung mit Mond im Hintergrund (Quelle: European Space Agency)

d) Elektromagnetischer Antrieb (MPD: Magnetoplasmadynamischer Antrieb)

d1) MPD mit Fremdfeld:

Funktionsweise: Wie beim elektrothermischen Antrieb erfolgt zunächst eine Ionisierung des Treibstoffes z. B. durch eine Gasentladung. Die Beschleunigung des Plasmas wird aber durch *Lorentz-Kräfte* des *B-Felds* statt durch das Strömen des Gases in einer *Laval-Düse* erreicht. Beim MPD-Fremdfeldantrieb wird die Ladungstrennung im ionisierten Gas durch ein elektrisches Feld *E* bewirkt (Bild 4.4-13a). Senkrecht zum daraus resultierenden Strom liegt ein Magnetfeld *B* an, so dass die *Lorentz-Kraft* auf die in entgegen gesetzte Richtung fliegenden Elektronen und Ionen in die gleiche Richtung wirkt und Elektronen sowie Ionen in die gleiche Richtung beschleunigt (Bild 4.4-13c). Der heiße Plasmastrahl ist somit elektrisch neutral. Es wird eine hohe Schubdichte erreicht. Der Wirkungsgrad beträgt ca. 20%. Bei

diesen **Plasmaantrieben** erfährt der Xe^+ -Ionen- und e^- -Elektronenstrom erfährt im B -Feld somit einen *Hall-Effekt* (**Hall-Ionen-Triebwerk**): Elektronen und Ionen werden in dieselbe Richtung beschleunigt und verlassen beide als Massestrom \dot{m} seitlich die Elektroden. Das B -Feld wird in Bild 4.4-13b durch eine segmentierte Ringspule erzeugt, das auf den ringförmigen Kanal zwischen den Elektroden als **Fremdfeld** einwirkt.

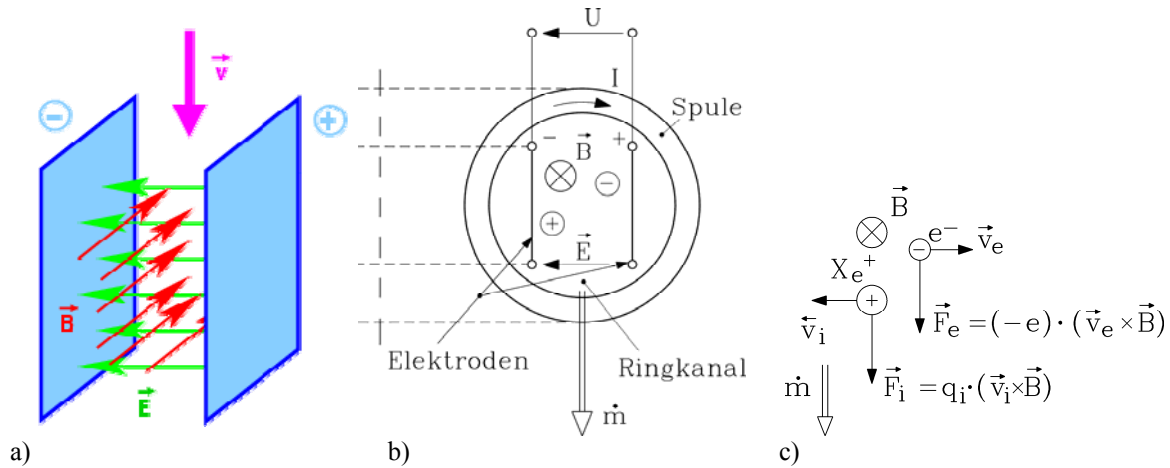


Bild 4.4-13: Magnetoplasmadynamischer Antrieb mit Fremdfeld: a) Prinzip des gekreuzten E - und B -Felds; von oben tritt mit der Geschwindigkeit v das ionisierte Gas ein; im E -Feld erfolgt die Ladungstrennung nach links (Ionen) und rechts (Elektronen); die *Lorentz-Kraft* wirkt auf beide Ladungsträgerarten nach unten (*Quelle: Internet*); b) Erzeugung der gekreuzten Felder im Ringkanal, c) die *Lorentz-Kraft* wirkt auf beide Ladungsträgerarten nach unten

d2) MPD-Antrieb mit Eigenfeld:

Funktionsprinzip des MPD-Eigenfeldbeschleunigers: Die Ionisierung und Erhitzung des Treibstoffgases erfolgt in einem Lichtbogen, der von der Ringanode zur Kathode brennt. Dieser Lichtbogenstrom erzeugt auch nach dem *Ampere'schen* Durchflutungssatz ein ringförmig den Bogenstrom umgebendes **Eigenfeld** B . Die auf die Bogenstromdichte J wirkende *Lorentz-Kraftdichte* (als Kraft/Volumen) $\vec{f} = \vec{J} \times \vec{B}$ hat dank der geometrischen Anordnung mit der Ringanode eine nicht genau radial nach innen, sondern schräg nach innen weisende Kraftrichtung (Bild 4.4-14). Sie hat somit eine axiale Komponente, die den magnetoplasmadynamischen Schubanteil erzeugt. Der heiße Gasstrahl ist elektrisch neutral und tritt durch die Ringanode aus. Der Wirkungsgrad ist ca. 50%.

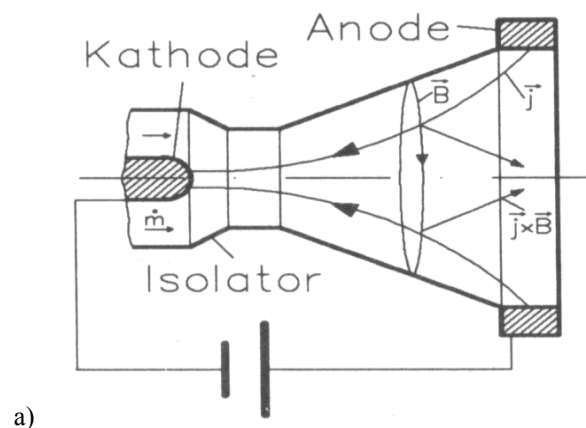


Bild 4.4-11: a) Magnetoplasmadynamischer Antrieb mit Eigenfeld [4.1]

e) Vor- und Nachteile von elektrischen Satellitantrieben:Vorteile:

- Es ist kein Stufenprinzip wie bei den thermischen Triebwerken notwendig, bei dem nur Bruchteile der Startmasse am Ziel ankommen (Vergleiche: *Apollo*-Mission 0.16% der Startmasse erreichten den Mond).
- Es sind keine Umwege durch Swing-by-Verfahren (= der Satellit holt sich Schwung durch Teilumrundung eines Planeten, „Planetenschleuder“) wie bei chemisch angetriebenen Raketen nötig.
- Es sind rund 10-mal höhere Strahlgeschwindigkeiten als bei chemisch angetriebenen Raketen (max. 4 800 m/s) möglich, bei denen der spezifische Heizwert beschränkt ist.
- Daher ergibt sich bei gleichem Treibstoffanteil ein 10-faches Antriebsvermögen (proportional zur Treibstoffgeschwindigkeit) gegenüber chemisch angetriebenen Raketen.
- Dadurch kann die Einsparung von Treibstoff zugunsten einer Erhöhung der Nutzlast erfolgen.

Nachteile:

- Kurzzeitige Bahn- oder Richtungsänderungen sind in der Regel nicht möglich, denn elektrische Triebwerke arbeiten wegen der kleinen Kräfte über sehr lange Zeiträume (Monate), um ausreichend große Positions- und Geschwindigkeitsänderungen zu erzielen.
- Da der Treibstoff nur Stützmasse, jedoch nicht der Energieträger ist, da er nicht verbrannt, sondern nur ionisiert wird, wird eine zusätzliche Energiequelle für das Ionisieren benötigt. Durch den Energiebedarf diese Energiequelle (z. B. Gasentladung), die aus den Solarzellen gedeckt werden muss, ergibt sich die Leistungsbegrenzung
- Elektrische Triebwerke arbeiten wegen des kleinen Massestroms nur im Vakuum des Weltalls; daher sind keine Starts von der Erde möglich.
- Auf Grund der kleinen Kräfte und langen Wirkdauern ergeben sich erhöhte Verweildauern in den beiden *van Allen*-Strahlungsgürtel zwischen 1000 ... 4000 km und 8000 ... 18000 km Höhe beim Anheben des Satelliten auf eine höhere (äußere) Bahn. Dort treffen die durch das Magnetfeld der Erde eingefangenen geladenen Teilchen des Sonnenwinds mit ca. 170000km/h auf die Satelliten und können sie schädigen.

Folglich eignen sich elektrische Triebwerke für Positionieraufgaben. Ebenso sind bei langen Missionen im schwerkraftfreien Weltraum die o. g. Nachteile irrelevant. Die Vorteile überwiegen. Es lässt sich die Nutzlast verdoppeln und die Flugzeit halbieren

Fazit:

Zur Kompensation von Bahnstörungen (Gravitationseinfluss von Sonne, Mond) sind elektrische Triebwerke geeignet, ebenso für interplanetare Flüge. Es werden keine Swing-by-Aktionen benötigt.

Die bisherige Anwendung elektrischer Satelliten-Antriebe bewährte sich bei der Lageregelung von Satelliten im geostationären Orbit, und beim Transport von Sonden zu entfernteren Regionen im Sonnensystem mit dem Ionenantrieb. Dabei hat der elektrostatische Antrieb den weitesten Entwicklungsstand erreicht. So erreichte das RIT-10-Aggregat von Prof. *Löb, Uni. Gießen*, eine Betriebsdauer von 20 000 h Vollast in Prüfstand. Künftige Verwendungsmöglichkeiten werden der Marsantrieb für Satelliten für Bahnübergänge im Erdschwerkraftfeld sein, nachdem der Start mit der chemisch angetriebenen Rakete erfolgt ist. Auch für interplanetare Flüge mit langen Missionszeiten und hoher Endgeschwindigkeit sind

die elektrischen Antriebe geeignet. Untersucht wurden *Arcjet*-Triebwerke im Leistungsbereich von 5 bis 100 kW als Primärtriebe für große Raumfahrtstrukturen (*Universität Stuttgart*). Denkbar ist ein regelmäßiger unbemannter Transport von Versorgungsgütern zum Mond für künftige Mondstationen und für andere Spezialaufgaben, wo eine feine Schubsteuerung oder eine hohe Endgeschwindigkeiten von Interesse sind, aber auf hohe Schubbeschleunigung (chemische Rakete, hoher Massestrom und hohes F) verzichtet werden kann.

4-A: Anhang: Herleitung des Raumladungsgesetzes:

Zwischen der Kathode und Anode (Abstand d) werden die Ionen beschleunigt (Bild 4-A-1). Die Spannung U zwischen den Elektroden ist als Potentialverteilung $\varphi(x)$ mit der Längskoordinate x zwischen den Elektroden nichtlinear verteilt, da die Ladung der Ionen die Potentialverteilung beeinflusst (Raumladung). Ohne die Ionen ist die Potentialverteilung $\varphi(x)$ linear: $\varphi(x) = -U \cdot (x/d)$ und daher die elektrische Feldstärke $\vec{E} = -grad\varphi$ bzw. $E_x = E = -d\varphi/dx = U/d$ konstant. Die Geschwindigkeit der Ionen an der Stelle x ist durch die bis dahin aus dem E -Feld aufgenommene kinetische Energie bestimmt:

$$W_e(x) = \int_0^x F_i dx = q_i \int_0^x E(x) dx = q_i \cdot \varphi(x) = m_i v_i^2(x) / 2 \Rightarrow v_i(x) = \sqrt{2q_i \varphi(x) / m_i} \quad (4-A-1)$$

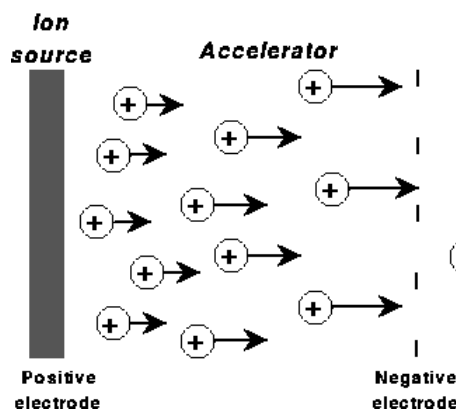


Bild 4-A-1: Positive Ionen werden zur negativen Elektrode hin beschleunigt (*Quelle: Internet*)

Mit der 4. Maxwell-Gleichung $div\vec{D} = \rho$ bzw. $dD_x/dx = \rho(x)$ und $\vec{D} = \epsilon_0\vec{E}$ im Vakuum folgt mit der Raumladungsdichte $\rho = \rho_i = Q_i/V = N_i \cdot q_i/V = n_i \cdot q_i$, die nur durch die Ionendichte n_i (Anzahl der Ionen je Volumen V) bestimmt ist, für die x -Richtung:

$$dE_x/dx = -d^2\varphi/dx^2 = n_i \cdot q_i / \epsilon_0 = (n_i v_i q_i) / (\epsilon_0 v_i) = J_i / (\epsilon_0 v_i) \quad (4-A-2)$$

Die Ionen-Stromdichte $J_i = I/A$ ist längs x konstant, aber die Ionengeschwindigkeit nimmt mit x gemäß (4-A-1) zu. Es folgt aus (4-A-1) und (4-A-2) die nichtlineare Differentialgleichung 2. Ordnung in x für die Potentialverteilung zwischen den Elektroden:

$$d^2\varphi(x)/dx^2 + \frac{J_i}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}}} \cdot \varphi^{-1/2}(x) = 0 \quad (4-A-3)$$

Die Lösung gelingt mit dem Ansatz $\varphi(x) = K \cdot x^n$. Eingesetzt in (4-A-3) folgt

$$n \cdot (n-1) \cdot x^{n-2} \cdot K + \frac{J_i}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}}} \cdot K^{-1/2} \cdot x^{-n/2} = 0$$

und daraus für den Exponentenvergleich $n(n-1) = -n/2 \Rightarrow n = 4/3$ und für den

$$\text{Koeffizientenvergleich } K = (9/4)^{2/3} \cdot \left(\frac{J_i}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}}} \right)^{2/3} \quad \text{bzw. } K = (9/4)^{2/3} \cdot \left(\frac{I/A}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}}} \right)^{2/3}$$

An der Stelle $x = d$ ist $\varphi(d) = -U = K \cdot d^{4/3}$. Daher ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Betrag von Strom und Spannung als **Raumladungsgesetz**:

$$I = \frac{4\varepsilon_0}{9} \cdot \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \cdot A \quad (4-A-4)$$

Fazit:

Im Gegensatz zum Ohm'schen Widerstand ist der Strom nicht proportional zur Spannung, sondern zu $U^{3/2}$ (3/2-Gesetz), was durch den Einfluss der beschleunigten Raumladung auf die Feldverteilung hervorgerufen wird.