

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN

Abschätzungen für eine  
Laser-Plasma-Quelle

Estimations for a  
Laser-Plasma Source

K. Büchl

IPP IV/65

Dez. 1973

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

IPP IV/65 K. Büchl

Abschätzungen für  
eine Laser-Plasma-  
Quelle

Dez. 1973 (in German)

In this report estimations are described for a plasma source which can be used for filling of stellarators and other magnetic confinement devices with plasma. The estimations cover the plasma production by laser, the production of hydrogen pellets from a jet, the transfer of the pellet into high vacuum, charging of the pellet and guiding of the pellet into the focus of a laser.

I N H A L T

A BEGRÜNDUNG

B PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

1. Stellaratordaten
2. Prinzip der Anordnung
3. Plasmaerzeugung
  - a) Strahlungsabsorption
  - b) Modell für endliche Targets nach Caruso und Gratton
  - c) Laserdaten
4. Teilchenproduktion
  - a) Tropfenerzeugung
  - b) Verdampfen der Tropfen im Vakuum
  - c) Massenverlust der Tropfen
  - d) Strömung durch Blenden
  - e) Differentielles Pumpen
  - f) Verdampfen im Hochvakuum (Stellarator)
5. Teilchenoptik und Triggerung
  - a) Teilchenaufladung
  - b) Teilchenoptik
  - c) Triggerung
  - d) Teilchenführung durch Lichtdruck

C LITERATUR

A) BEGRÜNDUNG

Für den Einschluss von Plasmen in Magnetfeldern wurden in den vergangenen Jahren verschiedene Magnetfeldkonfigurationen entwickelt und untersucht. Bei deren weiterer Erforschung werden in Zukunft die Fragen der Plasmaerzeugung bzw. -zufuhr und der Plasmaheizung stärker in den Vordergrund treten.

Die Konfigurationen, bei denen Plasmaeinschluss, Plasmaerzeugung und Plasmaheizung nicht grundsätzlich miteinander gekoppelt sind, sind dabei von besonderem Interesse. Zu diesen Feldanordnungen gehören die Stellaratoren und Multipole. Unsere Betrachtungen werden sich hauptsächlich auf Stellaratoren beziehen, da diese der Entwicklung eines Fusionsreaktors näher stehen als die Multipole. Es ist aber durchaus möglich, dass bestimmte Probleme an einer Multipolanordnung wesentlich einfacher untersucht werden können.

In dieser hier vorliegenden Ausarbeitung, die sich auf das Problem der  $D_2$ -Teilchenproduktion und der Plasmaerzeugung in einem Magnetfeld beschränkt, wird der Vorschlag gemacht, das Plasma im Magnetfeld aus festem Deuterium mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahles zu erzeugen. Dabei lassen sich die folgenden wichtigen Bedingungen, die man an die Erzeugungsmethode des Plasmas für magnetischen Einschluss knüpfen muss, erfüllen:

- Erzeugung ohne elektrische Ströme und Zusatzmagnetfelder
- Erzeugung ohne Verunreinigungen
- Erzeugung ohne Neutralgashintergrund
- Erzeugung in leicht steuerbarer Weise, wenn möglich sollen Dichte und Temperatur unabhängig regelbar sein

Es soll hier vermerkt werden, dass die vorgeschlagene Methode und der Einschuss von Neutralteilchen sich nicht gegenseitig ausschliessen, sondern kombinierbar sind. Diese Idee soll jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt werden. Berechnungen und Experimente für eine solche Kombination sind beschrieben in /1/.



Lasererzeugte Plasmen wurden bisher in Culham (Proto-Cleo /2/) und am Lebedev Institut in Moskau (TOR-1 /3/) zur Füllung von Stellaratoren benutzt. Jedoch sind diese Experimente mehr dem Einschuss von Plasmen mit Plasma-Guns verwandt. Das Plasma wurde ausserhalb der Seperatrix an einem ausgedehnten Target erzeugt. Das erzeugte Plasma breitete sich in das Feld hinein aus und wurde teilweise von diesem eingefangen. Ein Experiment an einem Oktupol wurde in Rochester /4/ angekündigt. Es wurden aber keine Ergebnisse publiziert.

Ein Teil der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Experimente ist ausserdem direkt von grossem Interesse für den Betrieb eines künftigen Fusionsreaktors /5/. In diesem Proposal wird eine Methode vorgeschlagen, die es erlaubt, kleine Kugeln aus festem oder flüssigem Deuterium zu erzeugen. Das kann auch eine mögliche Lösung für das Problem der Brennstoffzufuhr für den stationären Betrieb eines Fusionsreaktors sein.

Die in diesem Proposal besprochenen Techniken und die zu untersuchenden physikalischen Gesetzmässigkeiten über die Aufheizung und Expansion des Plasmas sind auch für Fusionsexperimente mit Trägheitseinschluss des lasererzeugten Plasmas von Bedeutung.

## B) PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

### 1. Stellaratordaten

Die Daten von mehreren toroidalen Magnetfeldern sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Für die folgenden Abschätzungen werden meist die Daten vom Stellarator W VII zugrunde gelegt /6/. Wenn die dadurch gegebenen Bedingungen erfüllt werden können, sollten ebenfalls die Bedingungen für die anderen angegebenen Anordnungen erfüllbar sein.

	W II b Garching	WEGA Grenoble/Garch.	W VII Garching	CLEO Culham	FT Frascati	Reaktor
R (cm)	50	72	215	90	83	1640
r (cm)	9	19		15	21	
r <sub>Plasma</sub> (cm)	6,5	12	30	10,5		110
$V_{p1} \approx 2\pi^2 r_p^2 \cdot R$	$4,2 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^8$
n (cm <sup>-3</sup> )	$5 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	$5 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	$5 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	$10^{14}$	$10^{13} - 10^{14}$	$3 \cdot 10^{14}$
N <sub>max</sub>	$4,2 \cdot 10^{18}$	$2,1 \cdot 10^{19}$	$3,9 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{19}$	$1,2 \cdot 10^{23}$
Temp (keV)	0,1 - 1	0,1 - 1	0,1 - 1	0,1 - 1	0,01 - 0,1	20
B (kG)	15	15/25	40	20	100	75
$\tau_{\text{Betrieb}}$ (sec)			12	2		$\infty$
$\tau_{\text{klass}}$ (msec)	1 - 5	10 - 20	3400 bei 100eV 120 1keV 390 10 keV	10	> 100	550
Ref.	/7/	/10/	/6/			/5/

Tabelle I Stellarator und Tokamakdaten

Im weiteren benutzen wir die folgenden Daten:

Plasmavolumen:  $3,9 \times 10^6 \text{ cm}^3 = 3,9 \text{ m}^3$   
Plasmadichte:  $10^{13} \text{ cm}^{-3} = 10^{19} \text{ m}^{-3}$   
Teilchenzahl, insges.:  $3,9 \times 10^{19}$   
Temperatur des zu erzeugenden Plasmas:  
wenn Heizung durch weitere Methoden: 10 - 1000 eV  
wenn keine weitere Heizung: 1 - 10 keV  
vorgesehen ist.

Die Einschusszeiten  $\tau$  (Pfirsch-Schlüter) für W VII und die sich daraus ergebenden Ionenzufuhren für stationären Betrieb bei verschiedenen Plasmatemperaturen sind:

10 eV	$\tau = 1,2 \text{ sec}$	$3,25 \times 10^{19} \text{ sec}^{-1}$
100 eV	$\tau = 3,4 \text{ sec}$	$1,15 \times 10^{19} \text{ sec}^{-1}$
1 keV	$\tau = 0,12 \text{ sec}$	$3,25 \times 10^{20} \text{ sec}^{-1}$
10 keV	$\tau = 0,39 \text{ sec}$	$1,0 \times 10^{20} \text{ sec}^{-1}$

## 2. Prinzip der Anordnung

Das Prinzip der vorgeschlagenen Anordnung ist in Fig.2 dargestellt. Das in einem Kryostaten verflüssigte Deuterium tritt durch eine Düse in die Vakuumkammer. Durch eine schwingende Piezokeramik werden Instabilitäten auf dem Strahl angeregt und der Strahl spaltet sich in einzelne Tropfen auf. Die Tropfen werden elektrisch aufgeladen und durch elektrostatische Linsen in den Fokus eines leistungsstarken Lasers gelenkt. Dieser Laser wird über eine Lichtschranke vom Tropfen selbst getriggert.

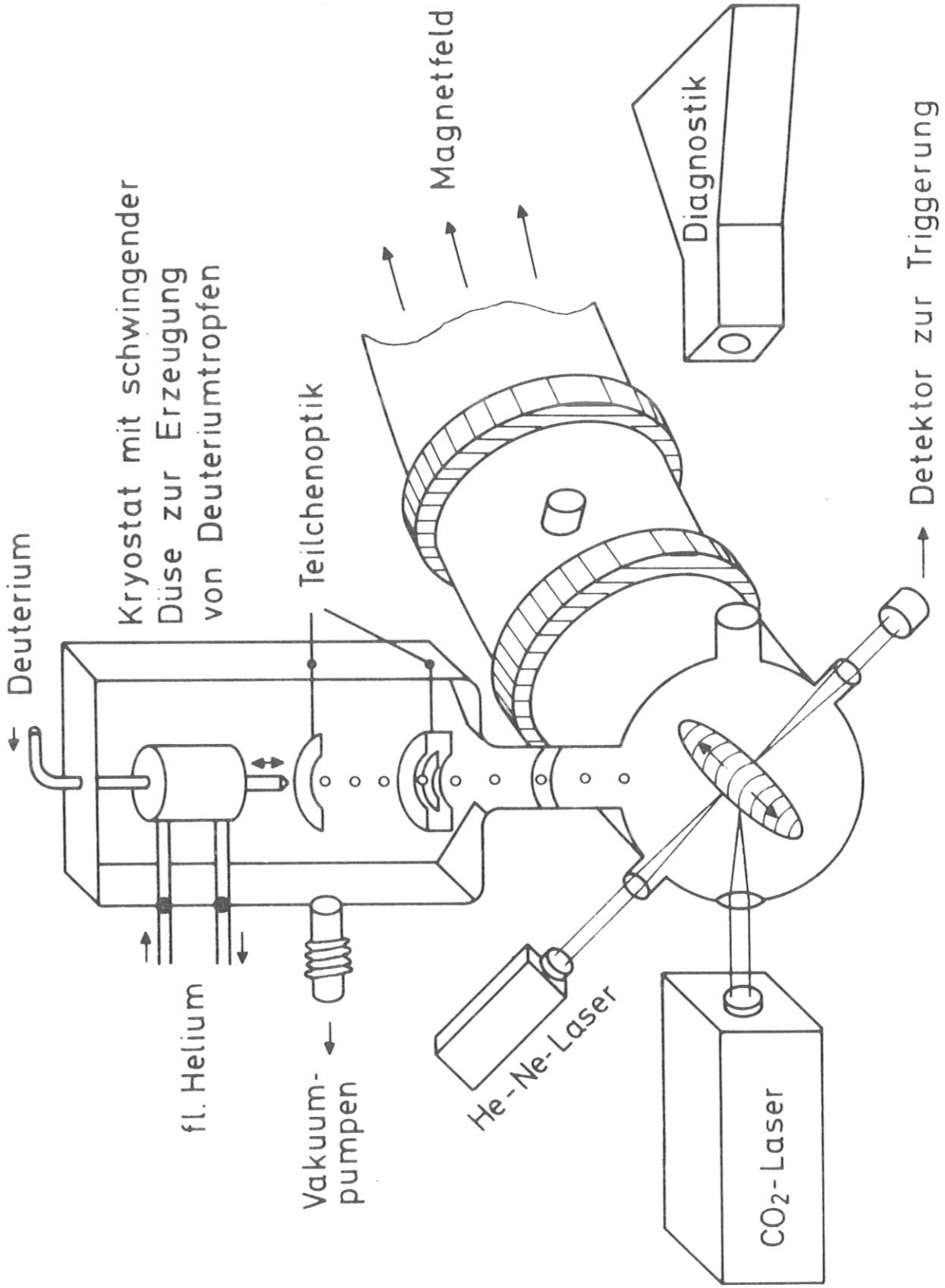


Fig.2 Gesamtschema des vorgeschlagenen Experimentes

Aus unten näher dargelegten Gründen eignen sich gepulste  $\text{CO}_2$ -Laser für diese Experimente gut. Das entstandene Plasma breitet sich im Magnetfeld aus. Um die Füllung von grösseren Magnetfeldkonfigurationen zu erreichen und darin konstante Plasmadichte aufrecht zu erhalten, ist es notwendig, den beschriebenen Vorgang mit einer bestimmten Frequenz zu wiederholen.

Bei der Durchführung der gestellten Aufgabe ergeben sich im wesentlichen die folgenden Probleme:

Erzeugung kleiner Teilchen aus festem oder flüssigem Deuterium mit geeigneter Wiederholfrequenz

Transport dieser Teilchen in den Laserfokus, evtl. durch ein bereits vorhandenes Plasma hindurch

Erzeugung des Plasmas mit einem geeigneten Laser

Ausbreitung des Plasmas im Magnetfeld

In den folgenden Kapiteln werden Abschätzungen zu den einzelnen Problemen durchgeführt und die sich daraus ergebenden Bedingungen an das Experiment werden angegeben.

### 3. Plasmaerzeugung

Die Plasmaerzeugung aus festem  $\text{D}_2$  und  $\text{H}_2$  wurde in den letzten Jahren intensiv experimentell und theoretisch untersucht /11/. Den folgenden Abschätzungen werden die Arbeiten von Hora /12/ und von Caruso und Gratton /13/ zugrunde gelegt.

a) Strahlungsabsorption

Die Absorption der Strahlung wird beschrieben durch

$$I = I_0 \exp(-Kx)$$

Zwischen der inversen Absorptionslänge  $K$  und dem komplexen Brechungsindex  $n$  besteht der folgende Zusammenhang

$$n = n + ik$$

$$K = 2 \frac{\omega_L}{c} k$$

Die Wellenlänge im Plasma  $\lambda_n$  ist gegeben durch

$$\lambda_n = \frac{1}{n} \lambda_{vac}$$

Das Zweiflüssigkeitsmodell für ein vollionisiertes Plasma liefert /12/

$$K = \sqrt{2} \frac{\omega_L}{c} \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right)^2 + \left( \frac{\nu}{\omega_L} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right)^2 \right]^{1/2} - \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right) \right\}^{1/2}$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right)^2 + \left( \frac{\nu}{\omega_L} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right)^2 \right]^{1/2} + \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 + \nu^2} \right) \right\}^{1/2}$$

Laserfrequenz  $\omega_L = 2,0 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  für  $10,6 \mu = \lambda_{vac}$

Plasmafrequenz  $\omega_p = 56,5 \times \sqrt{n_e}$ ;  $n_e [\text{m}^{-3}]$

Stoßfrequenz  $\nu = \bar{v} n_e Q_{ei} = 18,6 \times 10^{-7} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln \Lambda$

Freie Weglänge  $\lambda_{ei} = \frac{1}{n_e Q_{ei}}$

Auf Grund des Verhältnisses von Plasmafrequenz  $\omega_p$  zu Laserfrequenz  $\omega_L$  kann man 3 Bereiche im lasererzeugten Plasma unterscheiden.

$$\omega_L \begin{matrix} > \\ = \\ < \end{matrix} \omega_p$$

Diese Bereiche werden in der Tabelle 2 charakterisiert.

Aus den abgeschätzten Werten für die Absorption lässt sich das folgende Modell für die Plasmaerzeugung entwickeln. Die Laserstrahlung erzeugt an der Oberfläche des Festkörpers ein gegen den Laser expandierendes Plasma. Die Strahlung geht durch das expandierende Plasma hindurch ohne absorbiert zu werden. Im Gebiet der Dichte  $10^{25} \text{ m}^{-3} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ( $\omega_L = \omega_p$ ) für den  $\text{CO}_2$ -Laser steigt die Absorption stark an und die Strahlung wird auf einer Strecke von der Grössenordnung der Wellenlänge absorbiert. Von Reflexion soll in diesem Modell abgesehen werden. In den ungestörten Festkörper läuft eine Stosswelle hinein, die den Impuls des von der Oberfläche wegströmenden Plasmas kompensiert.

b) Modell für endliche Targets nach Caruso und Gratton /13/

Für ein einfaches Modell der Plasmaerzeugung ist es ausreichend, 3 Phasen im Target zu unterscheiden, die zum Teil mit den in Tabelle 1 genannten Bereichen identisch sind.

Phase 0: ungestörter Festkörper

Phase 1: von der Stosswelle komprimierter Bereich mit der Dichte  $\rho_1$ , der mittleren Geschwindigkeit  $v_1$  im Laborsystem und der thermischen Geschwindigkeit  $c_1$  der Ionen

Phase 2: durch die absorbierte Laserstrahlung erzeugtes Plasma mit der Dichte  $\rho_2$ , der Temperatur  $T_2$  und der mittleren Expansionsgeschwindigkeit  $v_2$

Die Heizschicht ( $\omega_p = \omega_L$ ) liegt in der Grenzschicht von Phase 1 zu Phase 2. Die Plasmaparameter lassen sich für ein ebenes unendlich ausgedehntes Target mit Hilfe einer Dimensionsbetrachtung als Funktion der Zeit berechnen. Betrachtet man endlich dicke Targets, so expandiert nach dem Verschwinden der Phasen 0 und 1 das Plasma symmetrisch, wie es vom Impulssatz gefordert wird. In diesem Fall lässt sich eine Durchbrennzeit berechnen, die gleich der Zeit ist, in der die dichte Phase 1 in Plasma umgewandelt wird. Für Targets mit endlichen Querdimensionen ist die transversale Expansion der dichten Phase 1 zu berücksichtigen. Man geht aus von einem Zylinder mit dem Radius  $r_0$  und der Länge  $L$ . Die Laserstrahlung fällt längs der Zylinderachse auf die Stirnfläche des Zylinders ein.

Bereich	$n_e$	$T_e$ (Annahme)	Formel	$n$	Zahl	Wellenlänge $\lambda_n$	freie Weglänge $\lambda_{ei}$	Absorptionslänge $l/K$
$\omega_L \gg \omega_p$	$\ll 10^{25} \text{ m}^{-3}$	$> 10^4 \text{ O}_K$	$\nu \ll \omega_L$	$\approx 1$	1	$10 \mu$	$\geq 200 \mu$	$\frac{c \omega_L^2}{\nu \omega_p^2}$ 40 cm
$\omega_L = \omega_p$	$10^{25} \text{ m}^{-3}$	$\gg 10^4 \text{ O}_K$	$\nu \ll \omega_L$	$\sqrt{\frac{\nu}{2 \omega_L}}$	0.1	$100 \mu$	$\geq 1 \mu$	$\sqrt{\frac{c^2}{\lambda \nu \omega_L}} = \frac{\lambda_n}{4\pi} \approx 10 \mu$
		$\approx 10^4 \text{ O}_K$	$2\nu = \omega_L$	$\approx 0.7$		$11 \mu$	$\ll 1 \mu$	$\frac{3c}{\omega_L} \approx 5 \mu$
$\omega_L \ll \omega_p$	$2 \cdot 10^{29} \text{ m}^{-3}$	$< 10^4 \text{ O}_K$	$\nu \gg \omega_L$	$\sqrt{\frac{\omega_p^2}{\lambda \nu \omega_L}}$	$\approx 20$	$1 \mu$	$(\approx 0.01 \mu)$	$\frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{\nu}{\lambda \omega_L}} \approx 0.02 \mu$

Tabelle 2



Nahe der Targetoberfläche ergibt sich für die Plasmaparameter die folgende Beziehung, wobei angenommen wird, dass keine Absorption der Strahlung im expandierenden Plasma erfolgen soll /13/.

mittlere Expansionsgeschwindigkeit	$v_2 = (a \cdot r)^{1/3} \cdot \phi^{2/3}$
Massendichte des Plasmas	$\rho_2 = (a \cdot r)^{-1/3} \cdot \phi^{1/3}$
Plasmatemperatur	$T_2 = \frac{1}{k} \cdot \frac{m}{2} \cdot (a \cdot r)^{2/3} \cdot \phi^{4/3}$
Druck	$P = \rho_1 c_1^2 \approx \rho_2 v_2^2 \approx (a \cdot r)^{-1/3} \cdot \phi^{7/3}$

Für die Durchbrennzeit des Targets wird die transversale Expansion der dichten Phase 1 mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Ionen  $c_1$  wichtig. Dem Laserstrahl, dessen Durchmesser immer grösser als der momentane Targetdurchmesser sein soll, ist ein zeitabhängiger Targetdurchmesser der Grösse  $\pi(r_0 + c_1 t)^2$  ausgesetzt. Daraus ergibt sich für die

Durchbrennzeit 
$$t_B = \frac{r_0}{c_1} \left[ \left( \frac{3L \rho_0}{r_0 \sqrt{\rho_1 \rho_2}} + 1 \right)^{1/3} - 1 \right]$$

Da die Targets sphärisch sein werden, verwenden wir für die

Gesamtteilchenzahl 
$$n_T = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\rho_0}{m} = \frac{4}{3} \pi r^3 n_0$$

Weiterhin werden für die Abschätzung die folgenden Grössen verwendet:

$a = 6,5 \times 10^{30}$  (cgs) [für Deuterium und CO<sub>2</sub>-Laser]

$r$  = momentaner Teilchenradius

$r_0$  = Anfangsradius [cm]

$\phi$  = Lichtfluss [erg/s cm<sup>2</sup>]

$k = 1,38 \times 10^{-16}$  erg/°K

$m = 3,34 \times 10^{-24}$  g [Deuterium]

$c_1$  = Schallgeschwindigkeit im Bereich des kompr. Festkörpers

$L \approx 2r_0$  = Dicke des Teilchens

$\rho_0 = m \times n_0 = 0,167$  g/cm<sup>-3</sup>

$n_0 = 5 \times 10^{22}$  cm<sup>-3</sup>

} Festkörper

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= m n_1 \approx 4 \cdot \rho_0 = 0,668 \text{ g/cm}^3 \\ n_1 &\approx 4 \cdot n_0 \end{aligned} \right\} \text{ durch eine starke Stosswelle} \\ \text{komprimierter Festkörper}$$

Nach dem Einsetzen der Zahlenwerte erhält man für  $D_2$ -Teilchen und  $CO_2$ -Laserstrahlung ( $10,6 \mu$ ) die folgenden Abhängigkeiten vom Anfangsradius des Pellets und der Laserintensität.

Gesamtteilchenzahl im Pellet  $n_T = 2,1 \times 10^{23} \times r_0^3 \text{ (cm)}$

Expansionsgeschwindigkeit  $v_2 \approx 2,65 \times 10^3 \times (r_0 \times \phi^2)^{1/9}$

Plasmatemperatur  $T_2 \approx 8,5 \times 10^{-2} \times (r_0 \times \phi^2)^{2/9}$

Plasmadichte  $n_2 \approx 1,60 \times 10^{13} \times \left(\frac{\phi}{r_0}\right)^{1/3}$

Schallgeschwindigkeit  $c_1 \approx v_2 \times \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{1/2} = \frac{v_2}{2} \left(\frac{n_2}{n_0}\right)^{1/2} = 2,36 \times 10^{-2} \frac{\phi^{7/18}}{r_0^{1/18}}$

Durchbrennzeit  $t_B \approx \frac{r_0}{c_1} \left[ 1,44 \cdot \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^{1/6} - 1 \right]$   
 $\approx 42,4 \frac{r_0^{13/18}}{\phi^{7/18}} \left[ 55 \cdot \left(\frac{r_0}{\phi}\right)^{1/18} - 1 \right]$

Als weitere Grössen ergeben sich aus dem verwendeten Modell

Laserfokusradius  $R_L \geq r_0 + c_1 t_B \approx 55 \times r_0 \times \left(\frac{r_0}{\phi}\right)^{1/18}$

erforderliche Wiederholrate der Plasmaerzeugung  $p = \frac{Q}{n_T} = \frac{5,24 \times 10^{-5}}{r_0^3}$

Laser-Impulsleistung [erg/s]  $L_L \geq \phi \times \pi R_L^2 = 9,5 \times 10^3 \times \phi \times r_0^2 \times \left(\frac{r_0}{\phi}\right)^{1/9}$

Impulsenergie  $E_L \geq \phi \times \pi R_L^2 \times t_B = L_L \times t_B$

Teilchenzufuhr bei stationärem Betrieb  $Q = 1,1 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  für Stellarator W VII

Aus diesen Beziehungen lassen sich nun die Bedingungen für den Laser und die Tropfenerzeugung berechnen. Als freie Variable werden  $r_0$  und  $\phi$  benutzt, die innerhalb eines gewissen Bereiches,

der durch Tropfenerzeugung und Laser gegeben ist, frei wählbar sind. Als sinnvolle Bereiche betrachten wir

$$r_0 = 10/\mu \dots 1000/\mu \quad (10^{-3} \dots 10^{-1} \text{ cm})$$

$$\varnothing = 10^9 \text{ W/cm}^2 \dots 10^{14} \text{ W/cm}^3 \quad (10^{16} \text{ erg/s cm}^2 \dots 10^{21} \text{ erg/s cm}^2)$$

Entsprechende Zahlenwerte können aus den folgenden Kurven entnommen werden (Fig. 3 bis 9).

### c) Laserdaten

Hier sollen einige Beispiele für die Daten von Lasern, Teilchengrößen und erzeugtem Plasma angegeben werden. Angenommen werden dabei CO<sub>2</sub>-Laser, Deuteriumteilchen und die für den W VII erforderliche Quellstärke. Letztere bestimmt dabei nur die Wiederholfrequenz für die Plasmaerzeugung. Dabei ist kein Recycling betrachtet. Eine kleinere Repetitionsrate p würde sich für andere Maschinen wie W II b oder WEGA ergeben.

Für die Laserimpulsdauer  $t_L$  wird grundsätzlich angenommen, dass sie gleich der Durchbrennzeit  $t_B$  gewählt werden kann. Ist  $t_L > t_B$  dann geht ein Teil der Energie nutzlos verloren; ist  $t_L < t_B$  bleibt ein Teil des Pellets "unverbrannt".

Zu den in Tabelle 3 angegebenen Beispielen sollen noch einige Bemerkungen gemacht werden. Die zahlenmässig angegebenen Beispiele können alle, ausser Beispiel 6, den Abb. 3 bis 9 entnommen werden. In der Rubrik "Lasertyp" wurde bei der Angabe des verwendeten Lasers die notwendige Repetitionsrate für W VII nicht berücksichtigt. Es scheint aber keine prinzipielle Schwierigkeit zu bereiten, Wiederholungsfrequenzen bis zu 1 kHz zu erzielen /15/.

Der als CILAS I bezeichnete Laser ist vorhanden und soll für die ersten Experimente eingesetzt werden. Die Deuteriumteilchen der angegebenen Größen können durch die unten beschriebene Methode der Tropfenerzeugung produziert werden. Für die Impulsdauer ergibt sich ein breiter Spielraum zwischen 1 nsec

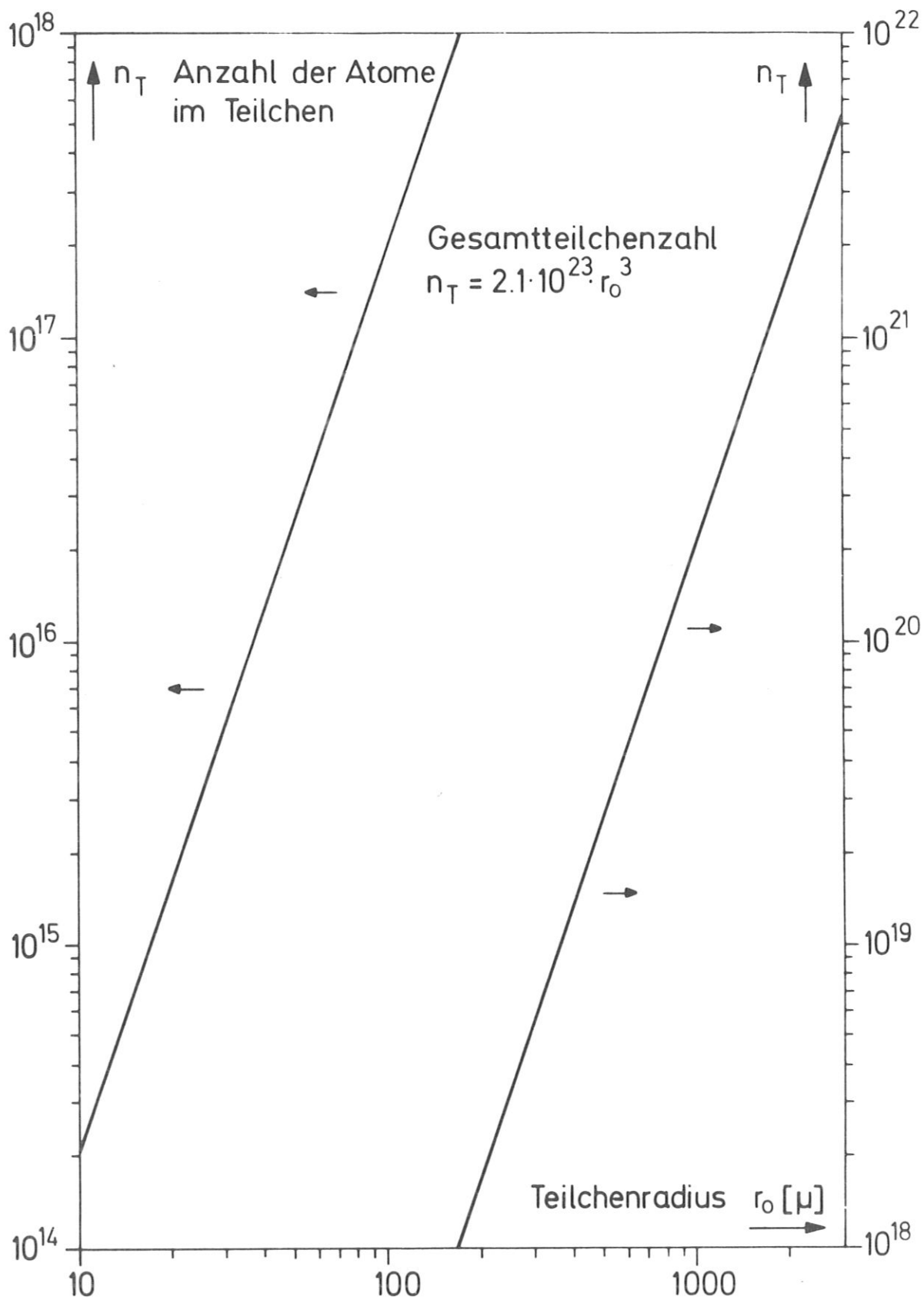


Fig. 3 Gesamtteilchenzahl im Pellet

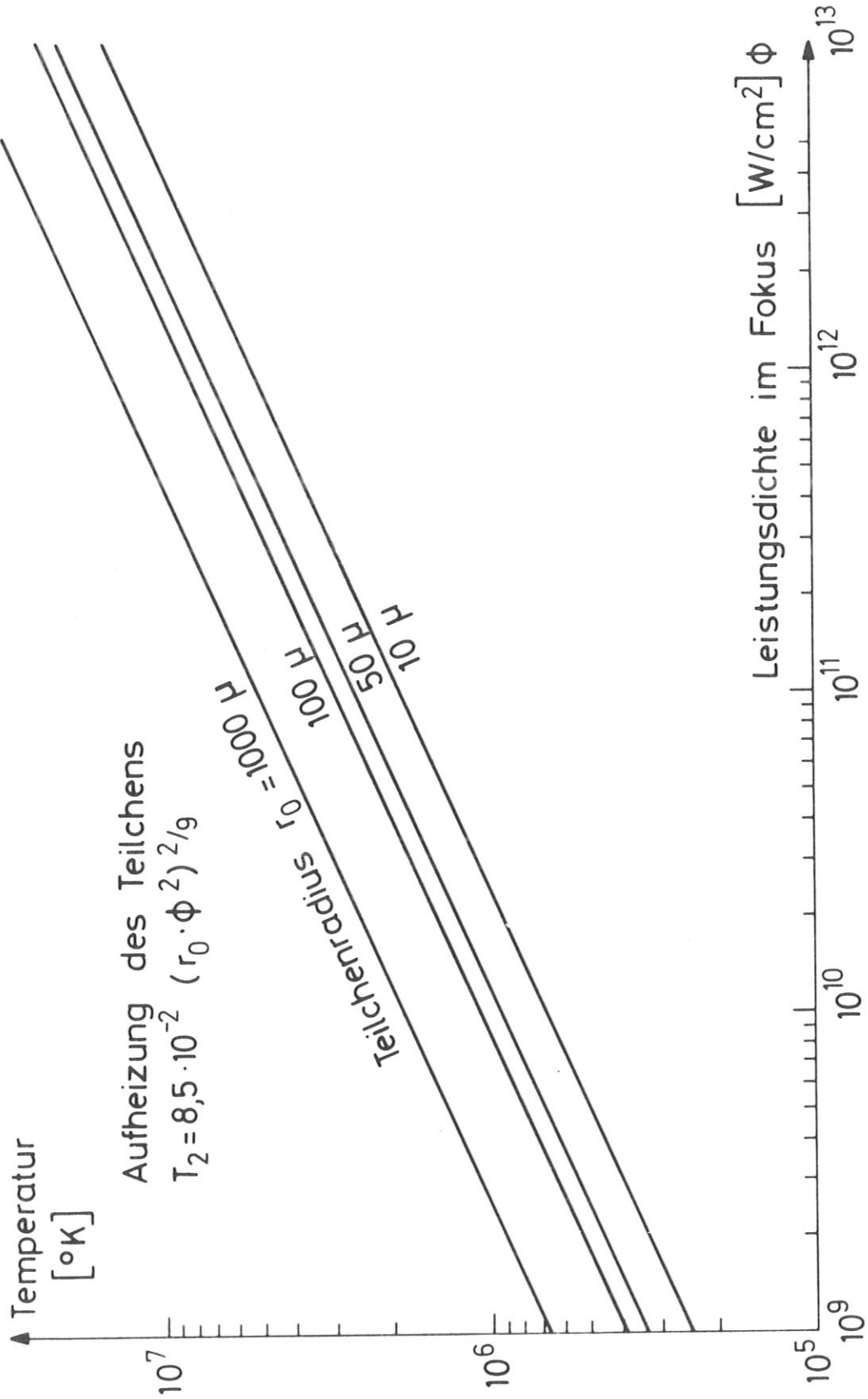


Fig. 4 Plasmatemperatur

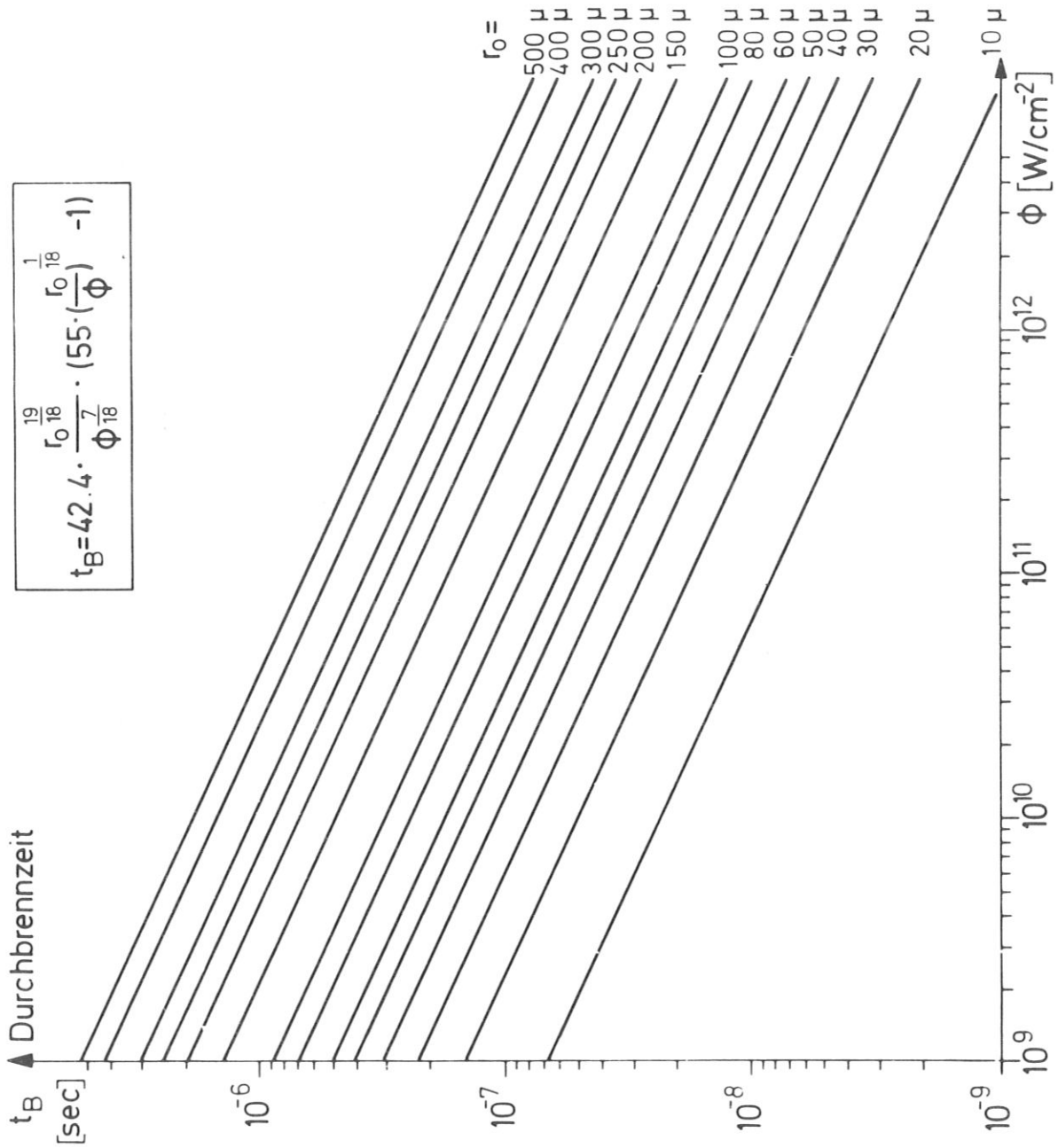


Fig. 5 Durchbrennzeit für Pellets

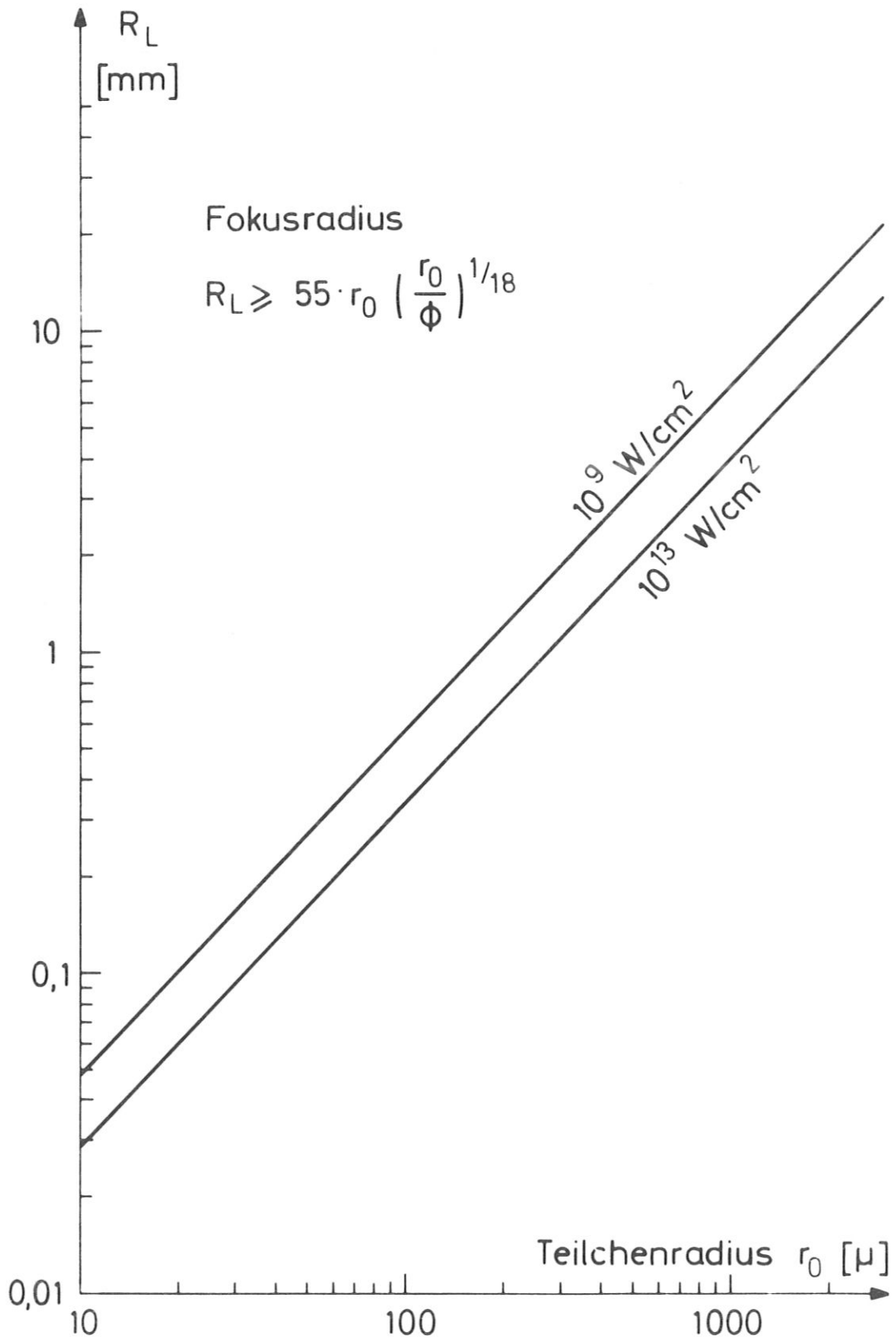


Fig. 6 Notwendiger kleinster Fokusradius des Laserstrahls

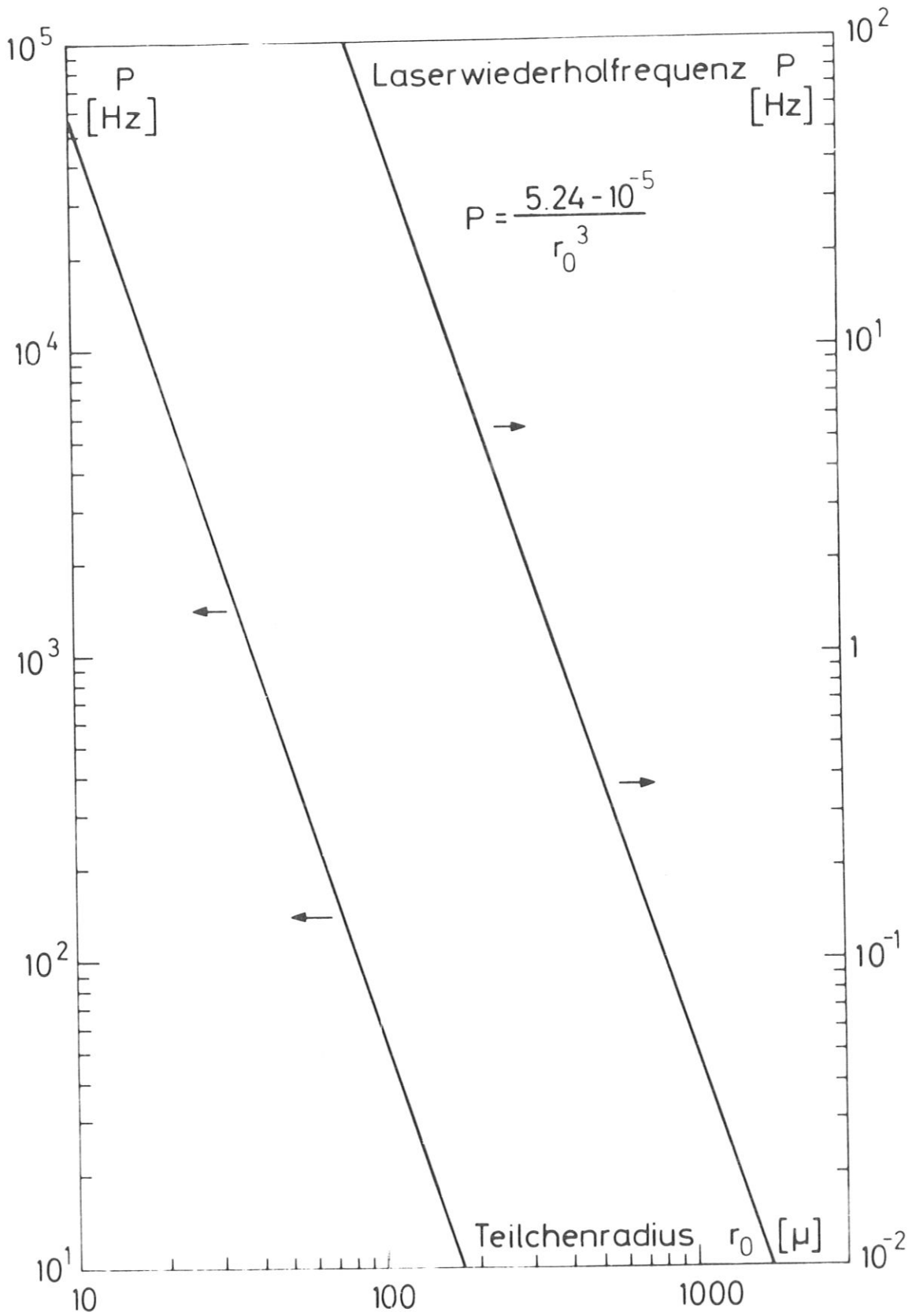


Fig. 7 Notwendige Wiederholrate der Plasmaerzeugung für W VII



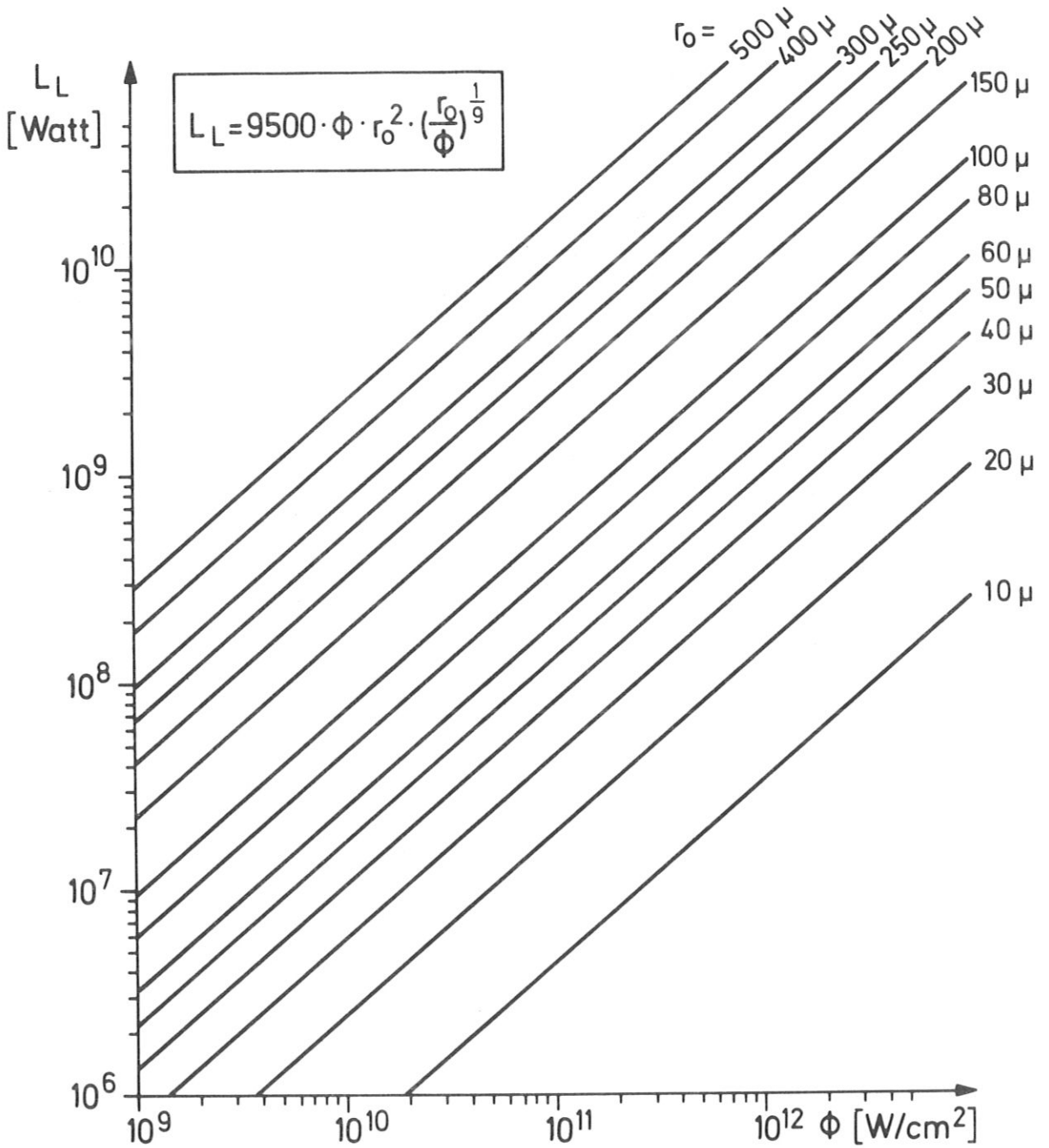


Fig. 8 Notwendige Laser-Impulsleistung zur vollständigen Plasmaerzeugung aus dem Pellet

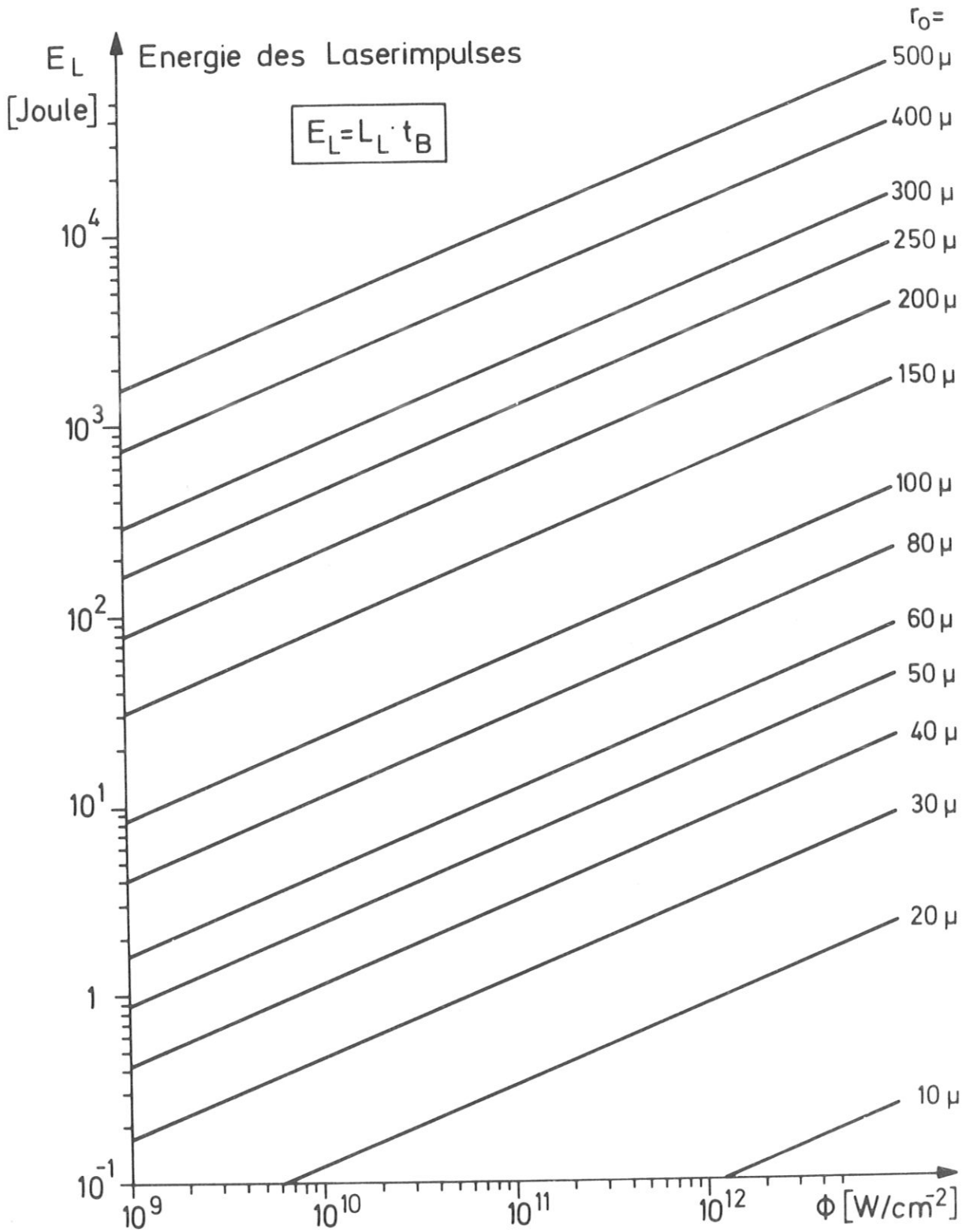


Fig. 9 Laser-Impulsenergie zur vollständigen Plasmaerzeugung aus dem Pellet

und mehreren Mikrosekunden. Es wurden in der Tabelle 3 eine Reihe von Lasern der Firma Lumonics, Ottawa, angegeben, ausserdem gibt es ähnliche Typen bei der Firma Cilas, Marcoussis, über die bisher jedoch wenig Daten bekannt geworden sind.

Der Laser des Beispiels 3 /14/ ist ein Eigenbau-CO<sub>2</sub>-Laser, mit dem bereits Versuche am festen unendlich ausgedehnten H<sub>2</sub>-Target gemacht wurden. Diese Experimente können nur unter Vorbehalt mit den hier angegebenen Werten verglichen werden. Sie lassen aber den Schluss zu, dass die hier angegebenen Werte gute Näherungen der wirklichen Verhältnisse sind.

	Beispiel 1	Beispiel 2	Beispiel 3	Beispiel 4	Beispiel 5	Beispiel 6	Beispiel 7
$r_0$	80 $\mu$	40 $\mu$	20 $\mu$	70 $\mu$	50 $\mu$	30 $\mu$	374 $\mu$
$n_T$	$1,08 \times 10^{17}$	$1,34 \times 10^{16}$	$1,68 \times 10^{15}$	$7,2 \times 10^{16}$	$2,63 \times 10^{16}$	$5,67 \times 10^{15}$	$1,10 \times 10^{19}$
$\phi$	$1,5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$	$7,0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$	$5,0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$	$2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$	$2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$	$1,0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$	$1,0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$
$E_L$	13,1 J	2,7 J	0,090 J	25,8 J	23,0 J	22,4 J	1,6 kJ
$L_L$	66 MW	60 MW	1,3 MW	500 MW	1,9 GW	20 GW	1,2 GW
$t_B$	200 nsec	45 nsec	70 nsec	52 nsec	12 nsec	1,1 nsec	1,4 $\mu$ sec
$R_L$	374 $\mu$	165 $\mu$	90 $\mu$	280 $\mu$	170 $\mu$	80 $\mu$	1,0 mm
$T_2$	108 eV	183 eV	50 eV	340 eV	855 eV	4,3 keV	130 eV
$V_2$	$1,02 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1,33 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$0,68 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1,78 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$2,86 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$6,45 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1,10 \times 10^7 \text{ cm/s}$
$P$	102 Hz	820 Hz	6,5 kHz	150 Hz	420 Hz	1,9 kHz	1 Hz
Lasertyp (ohne Rep.Rate)	CILAS I	CILAS I	Ref./14/	Lumonics TEA 601	Lumonics 600	Brinkschulte IPP Lumonics 600	möglich

Tabelle 3 Plasmaerzeugung durch verschiedene Laser

Laser	Energie	Impulsdauer	Leistung max	Wiederhol- frequenz	Wieder- mittl. Lei- stung	Winkeldiv.	Durchmesser	Ref.
Helischer TEA-Laser	50 mJ	200 nsec + 3 $\mu$ s	1 MW	1 Hz	50 MW	1 mrad single mode	5 mm	/14/ Eigenbau 1971 Monomode
CILAS 620	40 J	100 nsec + 3 $\mu$ s	60 MW	1/60 Hz	-	1 mrad multimode	70 mm	vorh. 1972
CILAS CT 24	2 J	90 ns		1/10 Hz	-	1 mrad	20 mm	Daten- blatt
CILAS CT 4442	120 J	1,5 $\mu$ s		1/10 Hz	-	2 mrad	45 mm	Daten- blatt mit Verstärker
CILAS 300 Hz	20 J	100 ns		300 Hz	7 kW		45 mm	Daten- blatt
CILAS CT 175	0,2 J	1 $\mu$ s	1 MW	1000 Hz	200 W	1 mrad		Daten- blatt
CILAS Monomode	3 J	75 ns		1/10 Hz	-	0,8 mrad Osz.	45 mm	Daten- blatt mit Verstärker, Monomode
Lumonics 103-F	5 J	60 nsec + 2 $\mu$ s	8 MW	1 Hz	5 W	0,6 mrad	20 mm	Daten- blatt Monomode
Lumonics 103	15 J	700 ns	35 MW	1 Hz	15 W	2,1 mrad	20 mm	Daten- blatt
Lumonics 603	200 J	60 ns	1 GW			3,2 mrad	90 mm	Daten- blatt
Lumonics 600	25 J	1 ns	25 GW	-	-	-	90 mm	Daten- blatt Verstärkereinheit
IPP 100 J	100 J	1 ns	100 GW	1/100 Hz	-	-	150-200 mm	/16/ gepl.f.1973/74

Tabelle 4 Gepulste CO<sub>2</sub>-Laser (Auswahl)

#### 4. Teilchenproduktion

##### a) Tropfenerzeugung

Die vorgeschlagene Methode der Erzeugung von Deuteriumteilchen beruht auf der Instabilität von Flüssigkeitsstrahlen. Es ist experimentell bekannt, dass sich auf einem aus einer Düse austretenden Flüssigkeitsstrahl Einschnürungen ausbilden, die anwachsen bis der Strahl in eine Kette von einzelnen Tropfen aufbricht. Da die Oberflächenspannung eine wichtige Rolle dabei spielt, bezeichnet man diese Erscheinung als Kapillarinstabilität. Sie wurde zuerst von Rayleigh /17/ theoretisch behandelt. Eine Behandlung des Problems, die von der Bernoullischen Gleichung ausgeht, findet man z.B. bei N. Lamb /18/. Die Rechnungen setzen voraus, dass man nur kleine Störungen auf der Oberfläche eines Flüssigkeitszylinders betrachtet. Es ergibt sich die folgende Dispersionsbeziehung

$$\omega = \frac{v_c}{a} \sqrt{(k^2 a^2 - 1) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}}$$

dabei ist  $a$  - Radius des Flüssigkeitszylinders

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad - \quad \text{Wellenzahl der Störung}$$

$I_1, I_0$  - modifizierte Besselfunktionen

$$v_c = \sqrt{\frac{Tk}{\rho}} \quad - \quad \text{Kapillarwellengeschwindigkeit im Falle ebener Wellen}$$

$T$  - Oberflächenspannung

$\rho$  - Flüssigkeitsdichte

Man muss zwei Bereiche unterscheiden:

$$\lambda < 2\pi a \rightarrow \omega \text{ reell} \quad \omega = \omega_r$$

Es breiten sich Wellen an der Oberfläche des Strahles aus, deren Amplitude zeitlich nicht anwächst.

$$\lambda > 2\pi a \rightarrow \omega \text{ imaginär} \quad \omega = q$$

Es findet keine Wellenausbreitung statt. Die Störungen bleiben ortsfest, wachsen aber mit  $e^{qt}$  an. Eine gewünschte Störung bestimmter Wellenlängen muss also zu Beginn dem Strahl eingepreßt werden. Im weiteren betrachten wir nur diesen Fall.

Die Anwachsrate  $q$  der Instabilität lässt sich in der Form

$$q = \sqrt{\frac{T}{\rho a^3}} \cdot f_q\left(\frac{a}{\lambda}\right)$$

schreiben. Die Funktion  $f_q(a/\lambda)$  wurde zuerst von Rayleigh /17/ berechnet und ist in Abb. 11 dargestellt.

Die maximale Anwachsrate liegt bei  $\lambda \approx 9a$  und  $f_{\max} = 0,343$ . Es gibt eine kleinste Wellenlänge  $\lambda_{\min} \approx 7a$ , wobei die Wellenlänge der Störung etwas grösser als der Umfang des Flüssigkeitsstrahles ist. Aus der praktischen Erfahrung /19/ gibt es ein  $\lambda_{\max} \approx 36a$ . Für grössere <sup>anregende</sup>  $\lambda$  bricht der Strahl infolge des Rauschens in der Nähe des Maximums von  $f_q(a/\lambda)$  auf. Damit ist der sinnvolle Bereich für die Anregungsfrequenz der Störung gegeben durch

$$7a < \lambda \lesssim 36a$$

Das erlaubt bei festem  $a$  (Düse) eine Variation des Tropfenradius  $r_d$  um einen Faktor 1,6 durch die Anregungsfrequenz

$$1,74a < r_d < 3,00 a$$

Für die maximale Anwachsrate wird

$$r_d = 1,88 a$$

INSTABILER FLÜSSIGKEITSSTRAHL

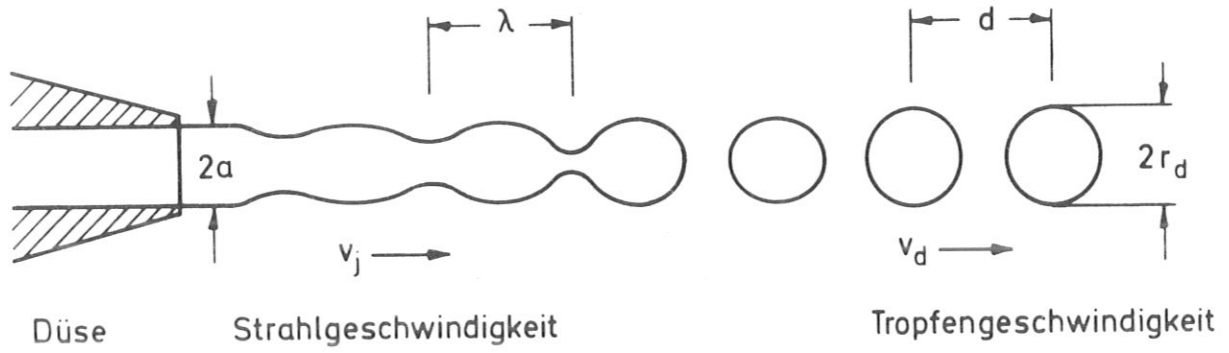


Fig. 10 Instabiler Flüssigkeitsstrahl

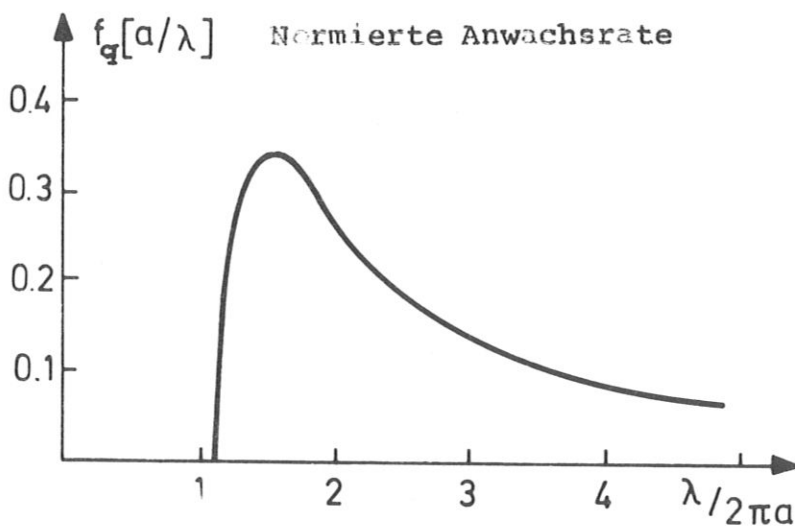


Fig. 11 Normierte Anwachsrate der Kapillarinstabilität  $q \cdot \left(\frac{T}{\rho a^3}\right)^{-1/2}$



Die Zeit  $t_d$ , die bis zur Tropfenbildung vergeht, sollte in erster Näherung proportional zu  $1/q$  sein. Die Anwachsrate ändert sich sicher, wenn die Auslenkungen vergleichbar mit dem Strahlradius werden. Ausserdem ist die Tropfenbildungszeit  $t_d$  von der Anfangsstörung  $\alpha$  abhängig. Für den Radius  $r$  auf dem Flüssigkeitsstrahl kann man schreiben

$$r = \bar{a} + \alpha e^{qt} \cos kz$$

wobei  $z$  - Koordinate längs des Strahles

$\bar{a}$  - mittlerer Strahlradius; während der Ausbildung der Störung gilt  $\bar{a} \leq a$ . Wir setzen in genügender Näherung  $\bar{a} = a$ .

$\alpha$  - Amplitude der Störung für  $t = 0$

Für die Abschnürung gilt dann  $r = 0$  und

$$t_d = \frac{1}{q} \ln \left( \frac{a}{\alpha} \right)$$

Um eine Vorstellung von der Zeit bis zur Tropfenbildung zu erhalten nehmen wir an, dass die Anregung im Maximum der Kurve  $f_q(a/\lambda)$  und mit einer Amplitude  $\alpha = \frac{1}{10} a$  erfolgt.

$$t_{d \min} = 6.71 \cdot \sqrt{\frac{\rho a^3}{T}}$$

Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle 5 eingetragen.

	Temp.	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	T (dyn/cm)	$1/q$ (sec)	$t_{d \min}$ (sec)
H <sub>2</sub> O	90 °K	1,0	73,0	$0,34 \cdot a^{3/2}$	$0,79 \cdot a^{3/2}$
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	302 °K	0,78	10,2	$0,81 \cdot a^{3/2}$	$1,86 \cdot a^{3/2}$
Ar	85 °K	1,42	13,2	$0,96 \cdot a^{3/2}$	$2,20 \cdot a^{3/2}$
O <sub>2</sub>	90 °K	1,19	18,3	$0,73 \cdot a^{3/2}$	$1,67 \cdot a^{3/2}$
N <sub>2</sub>	65 °K	0,83	10,5	$0,82 \cdot a^{3/2}$	$1,89 \cdot a^{3/2}$
H <sub>2</sub>	10 °K	0,07098	2,36	$0,50 \cdot a^{3/2}$	$1,16 \cdot a^{3/2}$
D <sub>2</sub>	20 °K	0,173	3,81	$0,62 \cdot a^{3/2}$	$1,41 \cdot a^{3/2}$

Tabelle 5

In Abb. 12 sind minimale Tropfenbildungszeiten  $t_{d \min}$  für verschieden grosse Anfangsstörungen als Funktion des Düsenradius  $a$  angegeben.

Die für die Tropfenerzeugung wichtigen Grössen Tropfenradius  $r_d$ , Tropfengeschwindigkeit  $V_d$  und Tropfenabstand  $d$  lassen sich aus folgenden Betrachtungen bestimmen.

Man kann davon ausgehen, dass die Zahl der erzeugten Tropfen pro Zeiteinheit durch die Frequenz  $f$  der angelegten Störung gegeben ist.

$$f = \frac{V_d}{d}$$

Dann folgt aus dem Massenerhaltungssatz für inkompressible Flüssigkeiten für den

Tropfenradius 
$$r_d = \left( \frac{3}{4} \frac{a^2 V_j}{f} \right)^{1/3}$$

dabei ist  $V_j$  die Strahlgeschwindigkeit.

Um die Tropfengeschwindigkeit  $V_d$  zu berechnen, bestimmen wir die Impulszunahme beim Abreissen eines Tropfens.

Der Druck infolge der Oberflächenspannung des Tropfens ist gegeben durch

$$p = \frac{2T}{a}$$

Er wirkt auf die Abschnürungsfläche  $F = \pi a^2 \epsilon^2$ , wobei  $\epsilon$  eine Zahl ist, die sich während des Abreissprozesses von 1 nach 0 verändert. Wir benutzen den Mittelwert  $1/2$ . Die Zeit für das Abschnüren beträgt  $\Delta t = 1/f$ . Dann ist die Geschwindigkeitsänderung während des Abreissens

$$\Delta v = \frac{p F \Delta t}{m} = - \frac{3}{4} \frac{V_c^2}{V_j}$$

wobei wir für die "Geschwindigkeit" der Kapillarwellen benutzen

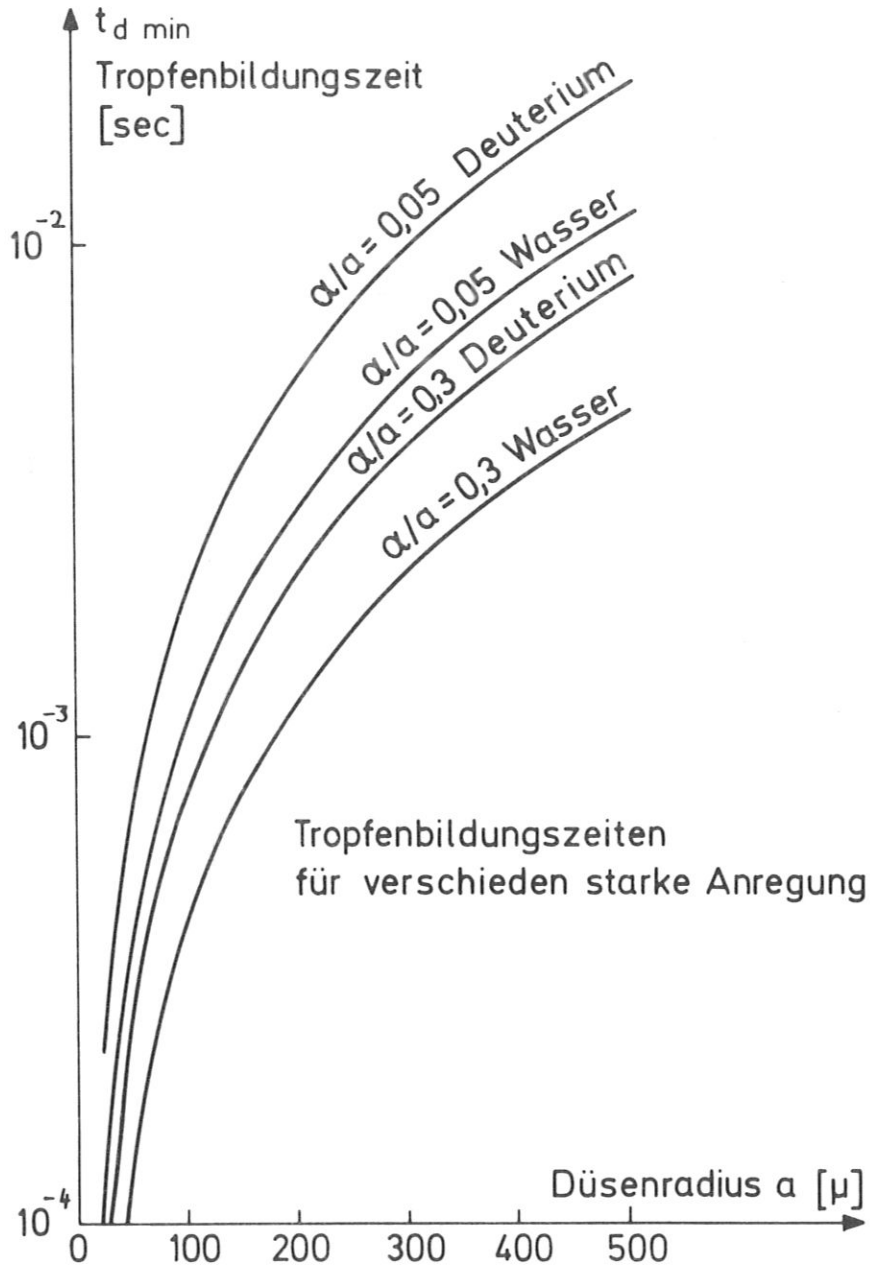


Fig. 12 Minimale Tropfenbildungszeiten

$$V_c^2 = \frac{2\pi T}{\rho \lambda} \approx \frac{2T}{3\rho a}$$

Für  $\lambda$  wurde die Instabilität mit der grössten Anwachsrate ( $\lambda \approx 9a$ ) eingesetzt. Damit berechnen sich die

Tropfengeschwindigkeit 
$$V_d = V_j \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{V_c^2}{V_j^2} \right)$$

und der

Tropfenabstand 
$$d = \frac{V_j}{f} \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{V_c^2}{V_j^2} \right)$$

Diese Beziehungen unterscheiden sich von den in /19/ angegebenen, wobei die experimentellen Ergebnisse besser durch die hier abgeleiteten Formeln beschrieben werden.

Der Arbeitsbereich für die Erzeugung von Tropfen kann beschrieben werden durch das Wertetripel: Düsenradius  $a$ , Anregungsfrequenz  $f$  und Strahlgeschwindigkeit  $V_j$ . Der Anregungsbereich wird gegeben durch

$$\lambda = \frac{V_j}{f} = n \cdot a$$

wobei  $n$  jede Zahl zwischen 7 und 36 annehmen kann. In der logarithmischen Darstellung der Abb. 13 ist der Arbeitsbereich durch ein unter  $45^\circ$  laufendes Band gegeben, dessen Breite durch  $n$  bestimmt wird.

$$\lg V_j = \lg n + \lg(a \cdot f)$$

Als obere Grenze des Arbeitsbereichs wird der Übergang zur turbulenten Strömung angenommen.

$$V_j = \frac{\eta \cdot Re}{\rho} \frac{f}{(a \cdot f)}$$

Da als Abszisse  $(a \cdot f)$  benutzt wird, wird die obere Grenze frequenzabhängig.

Als untere Grenze des Arbeitsbereiches ist der Fall anzusehen, dass für die Tropfengeschwindigkeit  $v_d$  gilt

$$v_d = 0$$

woraus folgt

$$v_j = (3/4)^{1/2} \cdot v_c = (3/4)^{1/2} \frac{2T \cdot f}{3 \rho (a \cdot f)}$$

In der Darstellung der Abb. 13 wird die untere Grenze ebenfalls frequenzabhängig.

Für zwei verschiedene Anregungsfrequenzen (1 kHz, 10 kHz) ergibt sich somit die beiden sich überlappenden Arbeitsbereiche.

Falls die turbulente Strömung eine echte obere Grenze darstellt, sollten sich  $H_2$ -Tropfen  $> 400 \mu$  (entsprechend Düsen  $> 200 \mu$ ) nur bei Frequenzen  $f < 1$  kHz und Strahlgeschwindigkeiten  $v_i < 1$  m/s erzeugen lassen.

Die erzielbaren Tropfenradien kann man Abb. 14 entnehmen. Für optimale Anregung im Maximum der Kurve  $f_q$  von Abb. 11 ist die Tropfengeschwindigkeit in Abb. 15 angegeben.

Experimentell wurden bereits Untersuchungen an Wasser, Benzol und an flüssigem Argon und Sauerstoff durchgeführt. In Abb. 16 ist der Schwinger (piezoelektrisch) zur Anregung der Störung und die Düse (Durchmesser der inneren Öffnung  $150 \mu$ ) zu erkennen. Ein damit erzeugter Argontropfenstrahl ist in Abb. 17 zu sehen. Argon und Sauerstoff sind kryotechnisch geeignete Simulationssubstanzen für Deuterium und Wasserstoff, wobei als Kühlmittel flüssiger Stickstoff anstelle von flüssigem Helium verwendet werden kann. Dabei lassen sich die Sicherheitsrisiken gegenüber den Experimenten mit  $H_2$  wesentlich vermindern.

Eine alternative Methode zur Erzeugung von Teilchen ist das Herausschiessen einzelner Tropfen aus einer Düse mittels Druckimpulse, z. B. von einem piezoelektrischen Wandler (Abb. 18) /20/.

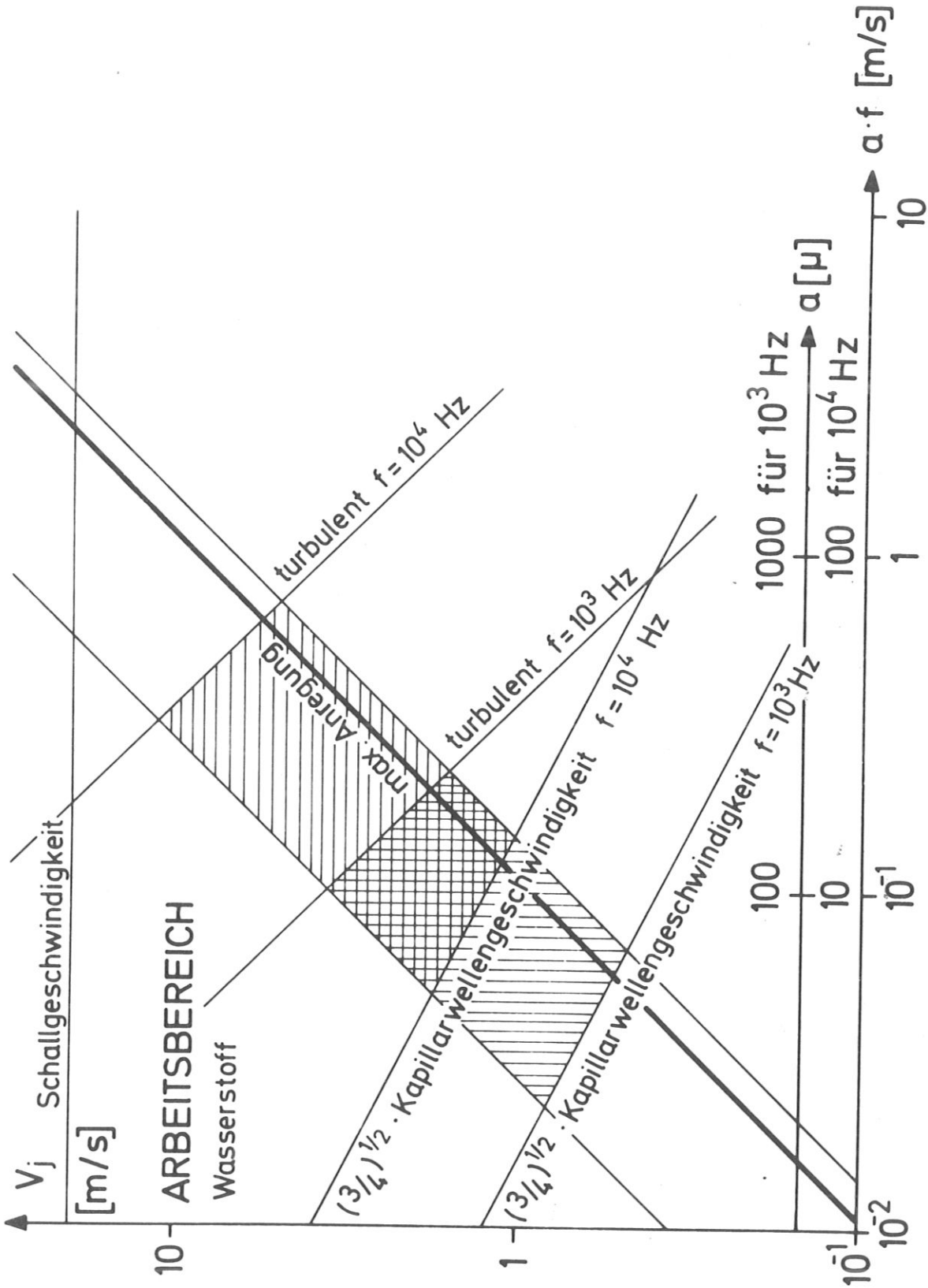


Fig. 13 Arbeitsbereiche für Wasserstoff

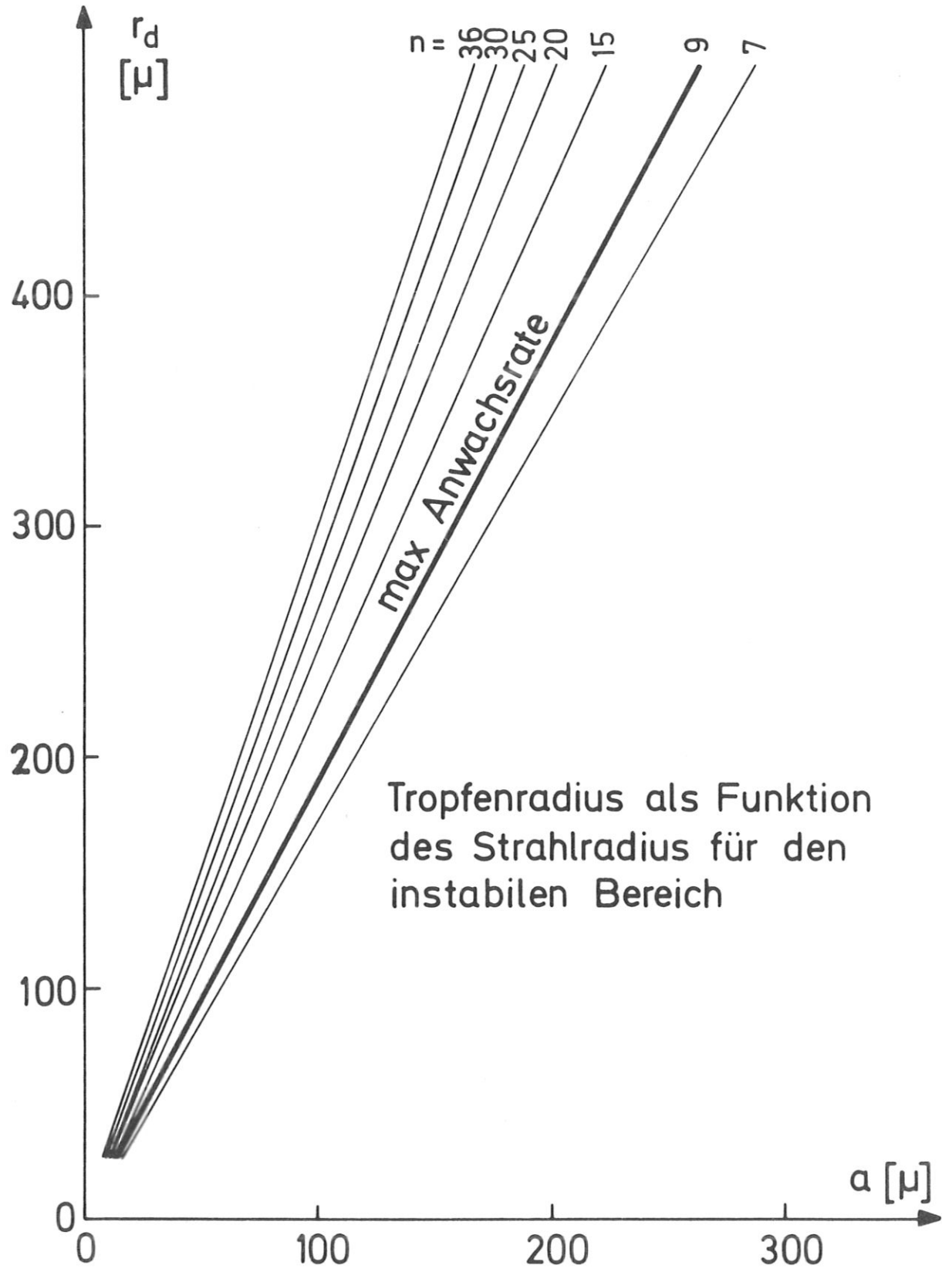


Fig. 14 Tropfenradien

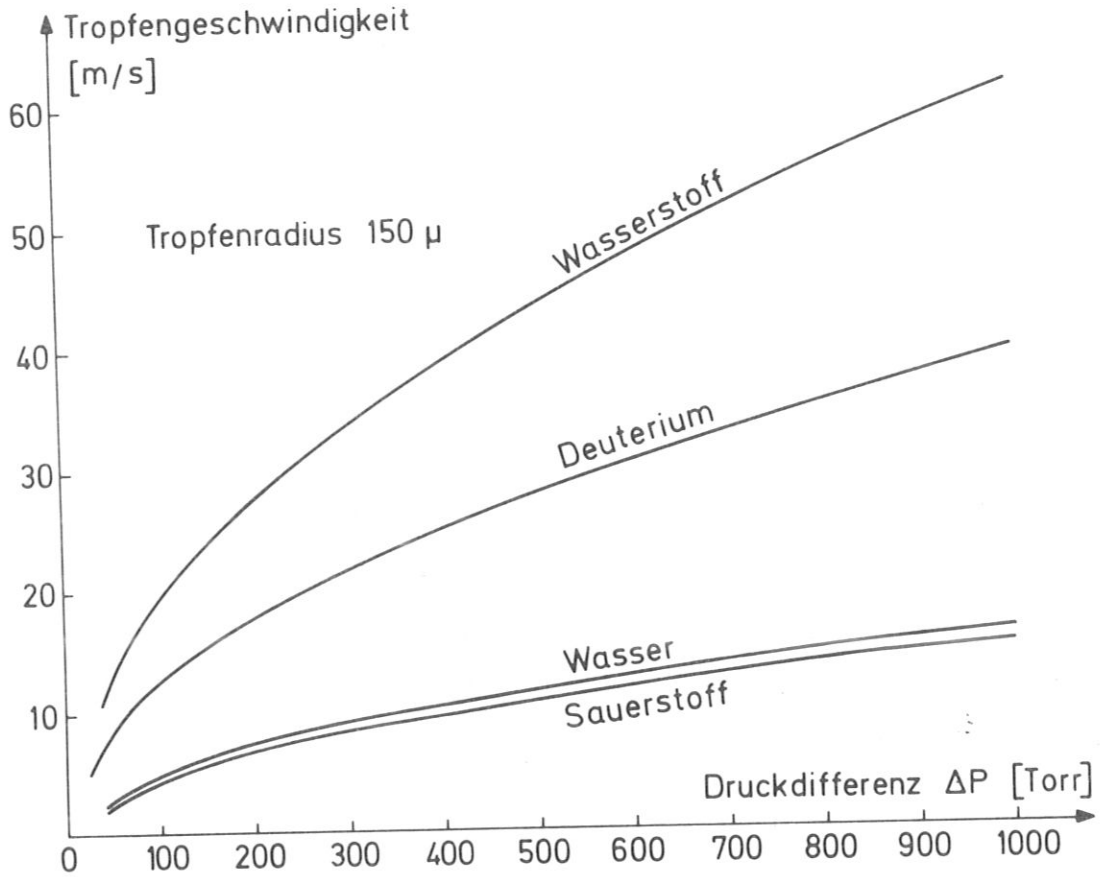


Fig. 15 Tropfengeschwindigkeit

### DROPLET PRODUCER

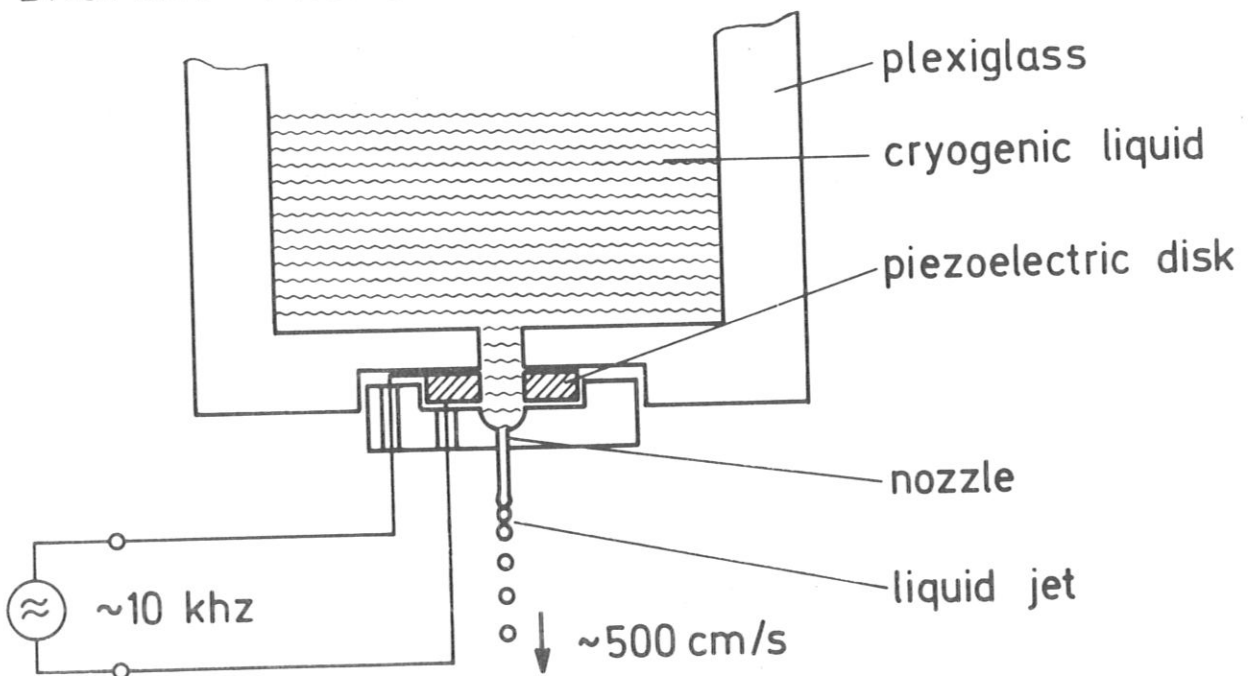


Fig. 16 Anordnung zur Erzeugung von Tropfen



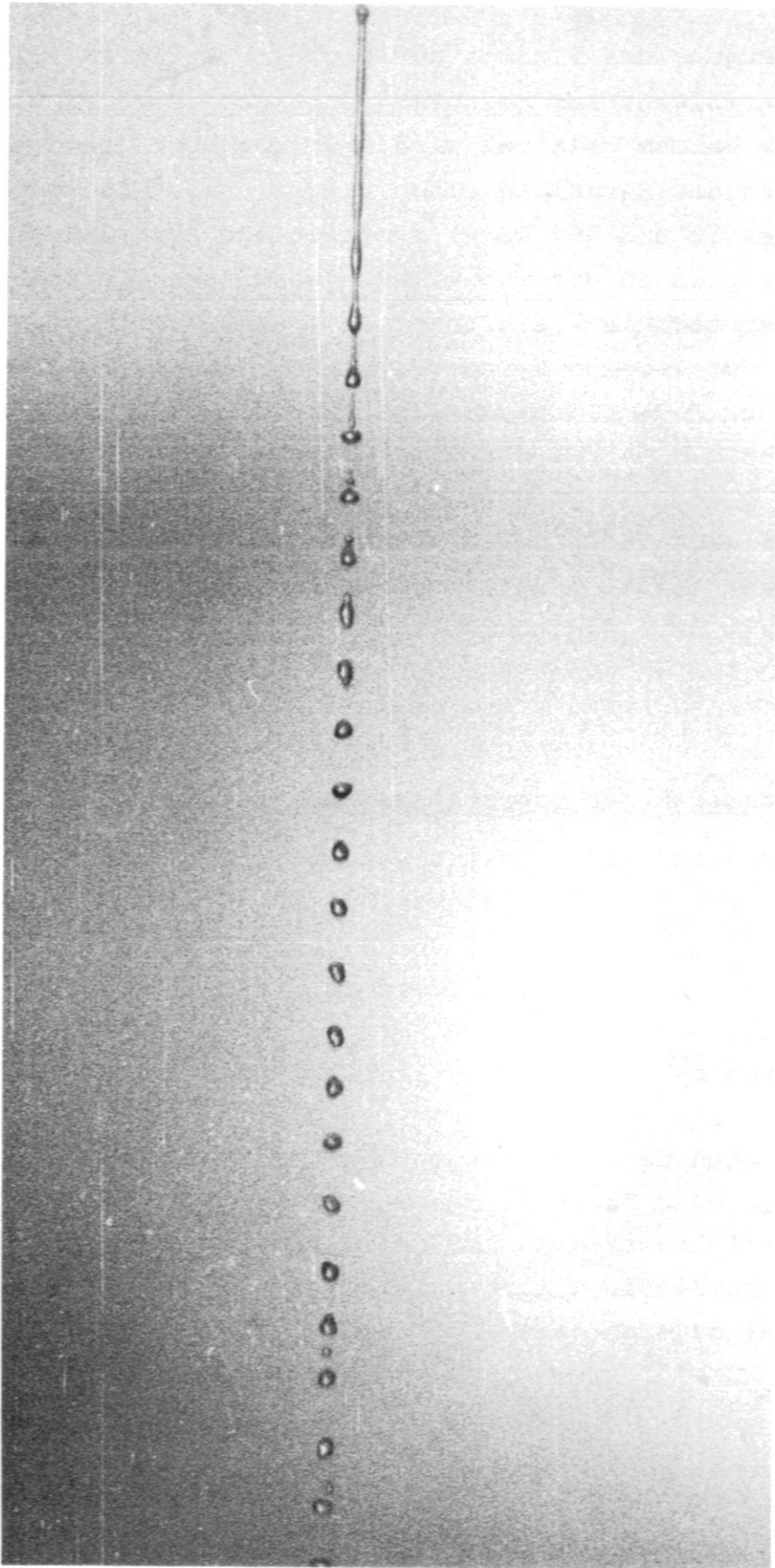


Fig. 17 Argontropfenstrahl

Die Erzeugung des Plasmas aus Deuteriumteilchen soll im Hochvakuum erfolgen. Das bedeutet, dass entweder der  $D_2$ -Strahl direkt ins Vakuum geleitet wird und sich dort die Tropfen bilden, oder dass der Strahl in einen relativ hohen Hintergrunddruck (zwischen 10 und 760 Torr) eintritt und erst die dort entstandenen Tropfen in das Hochvakuum geschleust werden. Im ersten Fall, der technisch einfacher zu bewältigen wäre, steht die Abkühlung der Tropfen durch Verdampfen und die Tropfenbildung in zeitlicher Konkurrenz, die im Extremfall zum Zufrieren der Düse führen kann. Sollte es also nicht möglich sein, die Tropfen gleich im Hochvakuum zu erzeugen, so wird der Aufbau eines differentiellen Pumpsystems notwendig werden. Im folgenden sollen sowohl die Verdampfung von  $H_2$ - und  $D_2$ -Tropfen im Vakuum als auch die Möglichkeit der Verwirklichung eines differentiellen Pumpsystems abgeschätzt werden.

b) Verdampfen der Tropfen im Vakuum

Von Interesse sind: Zeit bis zum Gefrieren der Teilchen  
Masseverlust der Tropfen bzw. Gasanfall durch das partielle Verdampfen des Tropfens

Wir folgen dabei den von Millar /21/ durchgeführten Rechnungen.

Ein Teilchen der Temperatur  $T$  befindet sich im Gleichgewicht mit seinem Gas beim Druck  $p_D(T)$ . Dabei sind der die Oberfläche verlassende Teilchenstrom  $\psi$  und der auftreffende Teilchenstrom  $\chi$  gleich. Bringt man dieses Teilchen ins Vakuum so wird  $\chi = 0$ . Der Dampfdruck ist gegeben durch

$$p_D(T) = \psi \cdot m \cdot \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Die Zeit, in der das Teilchen von einem Gasdruck umgeben ist, der zwischen dem zur Temperatur  $T$  gehörigen Dampfdruck  $p_D$  und dem Druck 0 liegt, wird zur Vereinfachung vernachlässigt, bzw. nehmen wir an, dass der Tropfen direkt im Vakuum erzeugt wird. Die in der Zeit  $dt$  verdampfende Masse  $dM$  eines Tropfens mit dem Radius  $r_d$  ist

IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, APRIL 1972

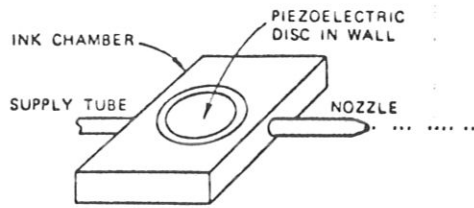


Fig. 20. Asynchronous pressure-pulsed jet printer (BEM).

Fig. 18 Einzelteilchen-Quelle

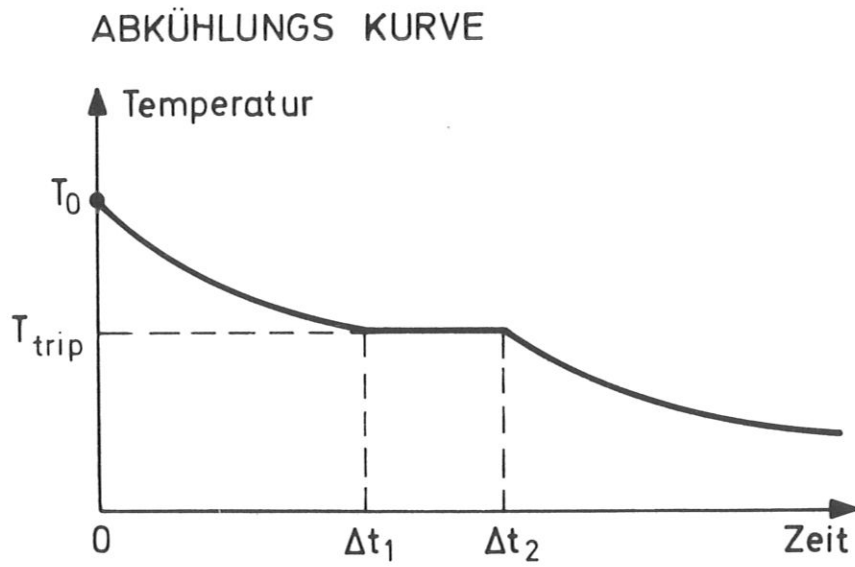


Fig. 20 Abkühlungskurve

$$dM = \psi \cdot m \cdot 4\pi r_d^2 \cdot dt$$

Wir unterscheiden drei Bereiche in der Abkühlungskurve, die aus Fig. 20 ablesbar sind: Bereich 1

$$\begin{array}{l} t < \Delta t_1 \\ 2 \quad \Delta t_1 < t < \Delta t_2 \\ 3 \quad \Delta t_2 < t \end{array}$$

Bereich 1: Die Energie zum Verdampfen der Masse  $dM$  wird durch Abkühlen des flüssigen Tropfens gewonnen. Dabei wird die Verkleinerung der Gesamtmasse als vernachlässigbar angesehen.

$$dM \cdot L_V = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \cdot \rho_e(T) \cdot c_e(T) \cdot dT$$

$L_V$  - Verdampfungswärme

$c_e$  - spez. Wärme der Flüssigkeit

$\rho_e$  - spez. Gewicht der Flüssigkeit

$$\Delta t_1 = \int_0^{\Delta t_1} dt = \frac{r_d}{3L_V} \int_{T_0}^{T_{\text{trip}}} \frac{\rho_e(T) c_e(T)}{\rho_D(T)} \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} dT$$

Bereich 2: Hier kommt die Verdampfungsenergie aus der Schmelzwärme der restlichen Masse.

$$dM \cdot L_V = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho(T_{\text{trip}}) \cdot L_F$$

$L_F$  = Schmelzwärme

$$\Delta t_2 - \Delta t_1 = \int_{\Delta t_1}^{\Delta t_2} dt = \frac{\rho(T_{\text{trip}}) L_F r_d}{3L_V \rho_D(T_{\text{trip}})} \sqrt{\frac{8KT_{\text{trip}}}{\pi m}}$$

Bereich 3: In diesem Bereich gilt analog wie für das flüssige Teilchen des Bereichs 1 die Beziehung

$$\Delta t_3 - \Delta t_2 = \int_{\Delta t_2}^{\Delta t_3} dt = \frac{r_d}{3L_V} \int_{T_{\text{trip}}}^{T_{\text{end}}} \frac{\rho_s(T) \cdot c_s(T)}{\rho_D(T)} \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} dT$$

Für Wasserstoff und Deuterium kann man zeigen, dass die Zeit  $\Delta t_1$ , die das Tröpfchen zum Abkühlen von Siedetemperatur  $T_0$  auf Tripelpunktstemperatur  $T_{\text{trip}}$  benötigt, klein ist gegen die Zeit  $\Delta t_2$ , die

das Teilchen zum Gefrieren am Tripelpunkt benötigt.  $\rho_e(T)$ ,  $c_e(T)$  und  $\sqrt{T}$  hängen nur schwach von  $T$  ab und können durch die Werte am Tripelpunkt ersetzt werden. Dann erhält man

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} \approx \frac{c_e(T_{\text{trip}}) \int \frac{1}{p_D} dT}{L_F \cdot \frac{1}{p_D(T_{\text{trip}})}}$$

Für das Integral über die reziproke Dampfdruckkurve existiert eine obere Grenze

$$\int \frac{1}{p_D} dT < \frac{1}{2} \frac{T_0 - T_{\text{trip}}}{p_D(T_{\text{trip}})}$$

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} < \frac{c_e(T_{\text{trip}}) \cdot [T_0 - T_{\text{trip}}]}{2 L_F}$$

Wasserstoff  $\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} < 0,27$

Deuterium  $\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} < 0,25$

Für Sauerstoff, der für Simulationsexperimente verwendet wird, findet man dagegen

Sauerstoff  $\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} < 2,1$

Sauerstoff benötigt infolge der grösseren Temperaturdifferenz mehr Zeit zum Durchlaufen für den Bereich 1 als für den Bereich 2.

Für die Abkühlungszeiten ergeben sich dann, wenn man nur die Abkühlung am Tripelpunkt berücksichtigt:

Wasserstoff  $\Delta t_2 = 1,81 \cdot 10^{-7} \cdot r_d [\mu]$

Deuterium  $\Delta t_2 = 1,65 \cdot 10^{-7} \cdot r_d [\mu]$

Für Teilchen von  $100 \mu$  Radius ergeben sich sehr kurze Zeiten in der Grössenordnung von  $10 \mu\text{sec}$  bis zum Gefrieren der Tropfen.

Die Abkühlungszeiten müssen verglichen werden mit den Zeiten, die für die Bildung der Tropfen erforderlich sind. Dazu nehmen wir an, dass die Anregung des Flüssigkeitsstrahles im Maximum der Instabilitätskurve erfolgt, d. h. es gilt

$$r_d = 1,88 a$$

$$H_2 \quad \Delta t_2 = 3,40 \cdot 10^{-7} \cdot a \quad [\mu]$$

$$D_2 \quad \Delta t_2 = 3,10 \cdot 10^{-7} \cdot a \quad [\mu]$$

Die Zeiten der Tropfenbildung  $t_{d \min}$  sind in Tabelle 5 angegeben.

$$H_2 \quad t_{d \min} = 1,16 \cdot 10^{-6} \cdot a^{3/2} \quad [\mu]$$

$$D_2 \quad t_{d \min} = 1,41 \cdot 10^{-6} \cdot a^{3/2} \quad [\mu]$$

Diese Kurven sind in Fig.21 eingetragen.

Im gesamten interessierenden Bereich liegen die Zeiten zur Tropfenbildung über den Abkühlungszeiten. Daraus muss man folgern, dass es nicht möglich ist,  $H_2$ - oder  $D_2$ -Tropfen direkt im Vakuum zu erzeugen.

### c) Massenverlust der Tropfen

Tritt der Flüssigkeitsstrahl aus der Düse in ein Gas mit dem der Flüssigkeitstemperatur entsprechenden Dampfdruck, so kann, da beide im Gleichgewicht stehen, keine Abkühlung durch Verdampfung eintreten. Die Tropfenbildung erfolgt unbehindert. Die gebildeten Tropfen müssen durch mehrere Blenden und differentielle Pumpstufen ins Hochvakuum gebracht werden. Auf dem Wege dahin gefrieren sie. Der Massenverlust  $\Delta M$  durch Verdampfen beim Gefrieren am Tripelpunkt berechnet sich aus der Energiebilanz, wobei wir annehmen, dass  $\Delta M \ll M$  ist und der wesentliche Massenverlust im flüssigen Zustand auftritt.

$$\Delta M \cdot L_v = M \cdot L_F + \int_{T_{\text{imp}}}^{T_0} M c_p(T) dT$$

Da die spezifische Wärme  $c_p(T)$  nur schwach von der Temperatur abhängt, kann man sie vor das Integral ziehen

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{L_F + c_p \cdot [T_0 - T_{\text{imp}}]}{L_v}$$

Zusammen mit einigen Materialkonstanten ist die verdampfte Masse in Tabelle 6 angeführt. Sie liegt zwischen 1/5 bis 1/3 der ursprünglichen Masse.

Der endgültige Radius  $r_s$  des festen Kügelchens berechnet sich unter Berücksichtigung der Dichteänderung beim Übergang in den festen Zustand.

$$M - \Delta M = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_l \left(1 - \frac{\Delta M}{M}\right) = \frac{4}{3} \pi r_s^3 \rho_s$$

Wenn wir ausserdem die Anregung im Maximum der Instabilitätskurve ( $r_d = 1,88 \cdot a$ ) annehmen, erhält man

$$r_s = 1,88 \cdot \left[ \frac{\rho_l}{\rho_s} \left(1 - \frac{\Delta M}{M}\right) \right]^{1/3} \cdot a$$

Werte für  $r_s/a$  sind ebenfalls in Tabelle 6 angegeben. Eine hinreichend gute Näherung für alle betrachteten Substanzen ist

$$r_s \approx 1,7 \cdot a$$

Die Zeit für die Verdampfung der Masse  $\Delta M$  ist in erster Näherung gegeben durch die oben berechnete Zeit  $\Delta t_2$ . Eine genauere Analyse des Temperaturverlaufs liefern die in Fig.22 dargestellten Kurven.

Nachdem es unmöglich erscheint, Tropfen in der richtigen Grösse direkt im Vakuum zu erzeugen, muss man sie bei höherem Druck produzieren. Die Möglichkeit, die Verdampfungskühlung durch eine zusätzliche Heizung des Tropfens zu verzögern, erfordert eine so grosse Energiezufuhr, dass die technische Verwirklichung Schwierigkeiten machen dürfte.

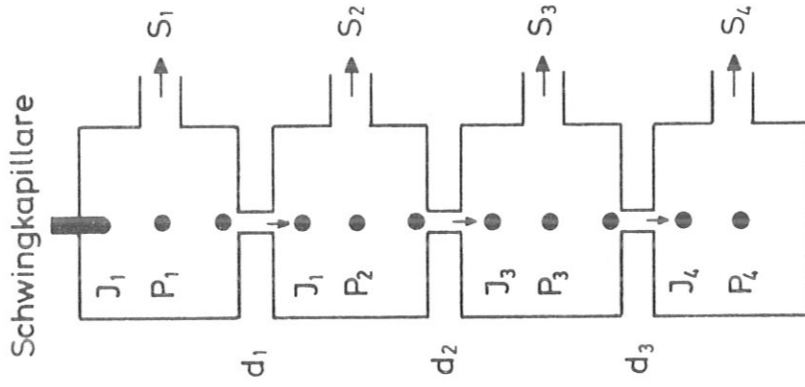


Fig. 23 Differentielles Pumpsystem

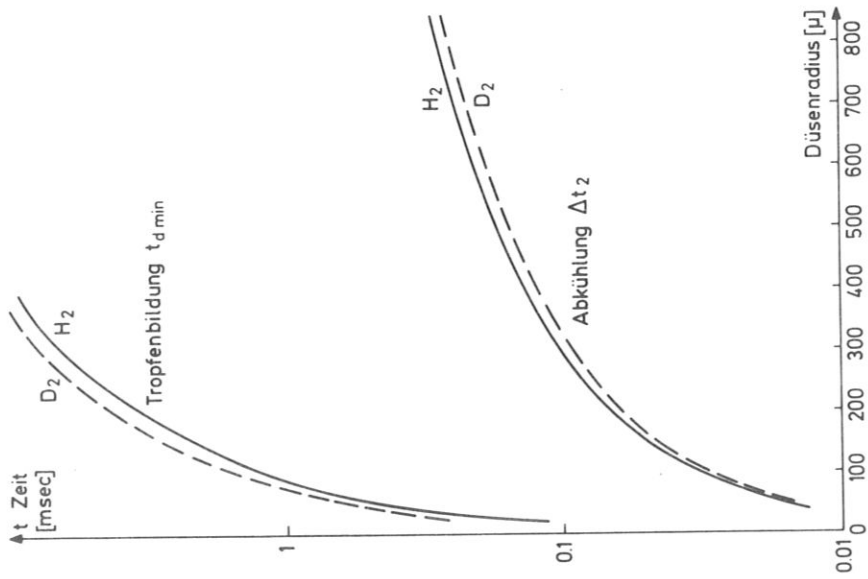


Fig. 21 Abkühlungs- und Tropfenbildungszeiten



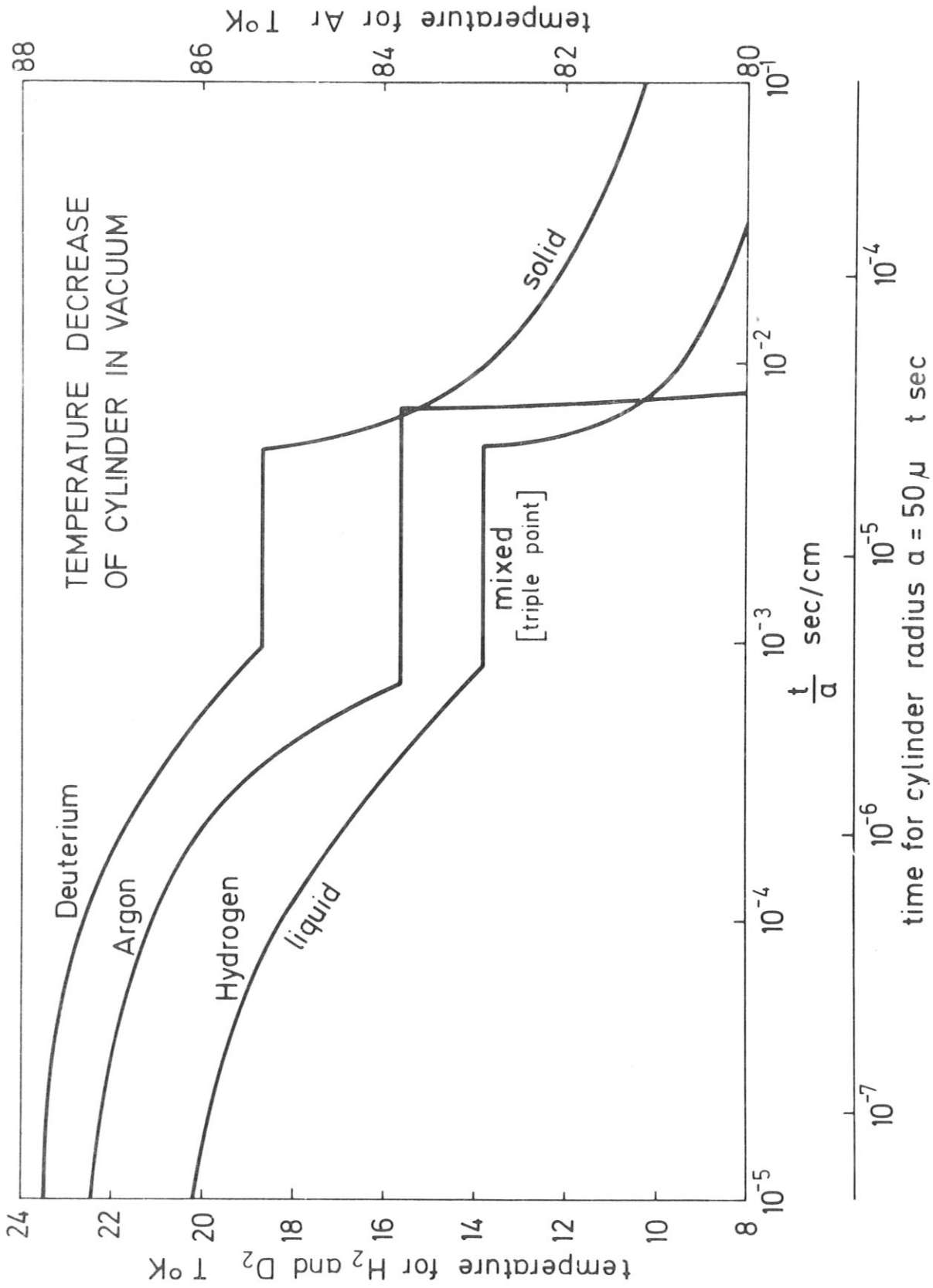


Fig. 22 Temperaturverlauf bei Abkühlung des Tropfens



d) Strömung durch Blenden

Zuerst soll ein Überblick über die wichtigsten benötigten Beziehungen zur Berechnung des differentiellen Pumpsystems gegeben werden.

$\lambda$  = freie Weglänge

$l$  = Blenden- bzw. Rohrdurchmesser

$\lambda \ll l$ viskose Strömung		$\lambda \gg l$ Molekularströmung
$p \text{ (Torr)} \cdot l \text{ (cm)} \gg \left\{ \begin{array}{l} 5 \cdot 10^{-1} \\ 3 \cdot 10^{-1} \\ 9 \cdot 10^{-1} \\ 5 \cdot 10^{-1} \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} \text{Ar} \\ \text{H}_2\text{O} \\ \text{H}_2 \\ \text{O}_2 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 1 \cdot 10^{-2} \\ 5 \cdot 10^{-3} \\ 2 \cdot 10^{-2} \\ 1 \cdot 10^{-2} \end{array} \right\} p \text{ (Torr)} \cdot l \text{ (cm)}$

$J_G$  = Massengasstrom [kg/s]

$J$  = Volumengasstrom [ $\text{N/m}^2 \cdot \text{m}^3/\text{s}$ ] =  $R \cdot T_0 \cdot J_G$

$F_{BL}$  = Fläche der Blende

$R$  =  $8,31 \cdot 10^3 \cdot \text{M}^{-1}/\text{M}$  [J/kg Grad]

$M$  = Molekulargewicht

$\kappa = \left\{ \begin{array}{ll} 1,66 & \text{Einatomige Gase} \\ 1,4 & \text{Zweiatomige Gase} \\ 1,3 & \text{Dreiatomige Gase} \end{array} \right.$

Einheiten:

1 Torr ltr/sec =  $0,133 \text{ N/m}^2 \cdot \text{m}^3/\text{s} = 3,3 \cdot 10^{19}$  Moleküle/sec

1  $\text{m}^3/\text{h} = 0,278$  ltr/sec     1 ltr/sec =  $3,6 \text{ m}^3/\text{h}$

1  $\text{N/m}^2 = 7,50 \cdot 10^{-3}$  Torr =  $1,33 \cdot 10^2 \text{ N/m}^2$

Strömungsgeschwindigkeit:

Sinkt der Druck  $p_1$  in der Kammer bei konstantem Aussendruck  $p_0$  unter einen kritischen Druck  $p_{krit}$  so erreicht die Strömung in der Blende Schallgeschwindigkeit. Dadurch wird der maximale Gasstrom durch die Blende bestimmt; er ist unabhängig von  $p_1$ .

$$p_{krit} = p_0 \cdot \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \approx 0,5 \cdot p_0$$

Gasströmung	Massengasstrom $J_G$ [kg/s]
$\lambda \ll l$ viskose Strömung $p_1 > p_{krit}$ $p_1 \leq p_{krit}$	$F_{Bl} \cdot p_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{RT_0}} \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left\{ 1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}}$ $F_{Bl} \cdot p_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{RT_0}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa+1}}$
$\lambda \gg l$ Molekularströmung	$F_{Bl} \cdot (p_0 - p_1) \cdot \sqrt{\frac{2}{RT_0}} \cdot \sqrt{\frac{1}{4\pi}}$

Vakuumpumpen:

$S = \text{Saugvermögen} \quad [m^3/sec]$   
 $J = \text{Saugleistung} \quad [N/m^2 \cdot m^3/sec]$

$$J = p \cdot S$$

e) Differentielles Pumpsystem

Das differentielle Pumpsystem charakterisieren wir durch folgende Größen (Fig.23):

$p_1$  - Erzeugung der Tropfen beim Tripelpunktsdruck

$T_1$  - Stickstoffkühlschild bei  $H_2$  und  $D_2$

$d_1 = d_2 = d_3 = 1 \text{ mm}$  Blendendurchmesser  $F_{BL} = 7,854 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$   
 (für  $N_2$ : 2 mm  $\varnothing$ )

$J_1 = \text{Volumengasstrom durch Verdampfen der Teilchen}$

$$J_1 = R \cdot T_1 \cdot \Delta M \cdot f_r$$

$f_r = \text{Anzahl der produzierten Teilchen/sec} = 10^3 \text{ sec}$

$$\Delta M \approx 0,2 \cdot M = 0,105 \cdot d^3$$

$$d = 200 \mu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$$

Die verfügbaren Pumpen sind:

$$\begin{aligned} S_{1p} &= \text{DK 45: } 45 \text{ m}^3/\text{h} = 12,5 \text{ ltr/s} \\ S_{2p} &= \text{R 1600: } 1600 \text{ m}^3/\text{h} = 445 \text{ ltr/s} \\ S_{3p} &= \text{THP 1000: } 900 \text{ m}^3/\text{h} = 250 \text{ ltr/s} \\ S_{4p} &= \text{Kryopumpe: } 7200 \text{ m}^3/\text{h} = 2000 \text{ ltr/s} \\ &\quad \text{für H}_2 \text{ } 20000 \text{ m}^3/\text{h} = 6000 \text{ ltr/s} \end{aligned}$$

Aus räumlichen Gründen müssen die Vakuumpumpen  $S_{1p}$  und  $S_{2p}$  entfernt vom Experiment aufgestellt werden. Dadurch ergibt sich eine ca. 10 m lange Rohrleitung. Die Saugvermögen werden dadurch reduziert.

DK 45 + Rohrleitung 10 m/10 cm  $\emptyset$

$$S_1 = 11,7 \text{ ltr/s} = 42,2 \text{ m}^3/\text{h} = 1,17 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$$

R 1600 + Rohrleitung 10 m/15 cm  $\emptyset$

$$S_2 = 136 \text{ ltr/s} = 490 \text{ m}^3/\text{h} = 1,36 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$$

THP 1000 + Rohrleitung 1 m/15 cm  $\emptyset$

$$S_3 = 155 \text{ ltr/s} = 558 \text{ m}^3/\text{h} = 1,55 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$S_{3H_2} = 1,86 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$S_{3D_2} = 1,7 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$$

Kryopumpe 20 cm/15 cm  $\emptyset$

$$S_4 = 1000 \text{ ltr/s} = 3640 \text{ m}^3/\text{h} = 1,01 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$S_{4H_2} = 1520 \text{ ltr/s} = 5480 \text{ m}^3/\text{h} = 1,52 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$S_{4D_2} = 1,07 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$S_{4A} = 0,85 \text{ m}^3/\text{s}$$

In Tabelle 7 sind Beispiele für das differentielle Pumpsystem angegeben. In der letzten Spalte werden experimentelle Ergebnisse für das für Stickstoff durchgerechnete Beispiel angegeben. Die angegebenen Beispiele zeigen:

Tabelle 7 : Beispiele für differentielle Pumpsysteme

	Deuterium	Wasserstoff	Argon	Stickstoff	Luft (exp.)
$\kappa$	1,4	1,4	1,66	1,4	1,4
$P_{\text{H.P.}} = P_1$	$129 \text{ Torr} \approx 1,716 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$	$54 \text{ Torr} \approx 7,182 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$	$515,7 \text{ Torr} \approx 6,859 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$	exp.: $150 \text{ Torr} \approx 2,0 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$	150 Torr
$T_1$	$80^\circ \text{K}$	$80^\circ \text{K}$	$300^\circ \text{K}$	$300^\circ \text{K}$	$300^\circ \text{K}$
$\Delta m$ (200 $\mu\phi$ )	$1,43 \cdot 10^{-10} \text{ Kg}$	$5,94 \cdot 10^{-11} \text{ Kg}$	$1,19 \cdot 10^{-9} \text{ Kg}$	-	-
$J_1$	$0,0238 \text{ Nm/s}$	$0,0197 \text{ Nm/s}$	$0,0742 \text{ Nm/s}$	-	-
$S_1 = J_1/P_1$	$1,39 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s} \approx 4,99 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$	$2,74 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s} \approx 9,87 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$	$1,08 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s} \approx 3,89 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$	-	(DK 45)
$J_{G2}$	$2,26 \cdot 10^5 \text{ Kg/s}$	$6,70 \cdot 10^{-6} \text{ Kg/s}$	$1,56 \cdot 10^{-4} \text{ Kg/s}$	$1,44 \cdot 10^{-4} \text{ Kg/s}$	-
$J_2$	$14,1 \text{ Nm/s}$	$8,35 \text{ Nm/s}$	$9,75 \text{ Nm/s}$	$12,8 \text{ Nm/s}$	-
$S_2$	$0,136 \text{ m}^3/\text{s}$	$0,136 \text{ m}^3/\text{s}$	$0,136 \text{ m}^3/\text{s}$	$320 \text{ l/s} \approx 0,32 \text{ m}^3/\text{s}$	$\approx 300 \text{ l/s}$
$P_2 = J_2/S_2$	$103,8 \text{ N/m}^2 = 0,78 \text{ Torr}$	$61,5 \text{ N/m}^2 = 0,46 \text{ Torr}$	$71,7 \text{ N/m}^2 = 0,54 \text{ Torr}$	$40,0 \text{ N/m}^2 \approx 0,3 \text{ Torr}$	$2,0 \text{ Torr}$
$J_{G3}$	$7,071 \cdot 10^8 \text{ Kg/s}$	$2,962 \cdot 10^{-8} \text{ Kg/s}$	$1,636 \cdot 10^{-7} \text{ Kg/s}$	$2,88 \cdot 10^{-7} \text{ Kg/s}$	-
$J_3$	$0,044 \text{ Nm/s}$	$0,0369 \text{ Nm/s}$	$0,0102 \text{ Nm/s}$	$2,57 \cdot 10^{-2} \text{ Nm/s}$	-
$S_3$	$1,7 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$	$1,86 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$	$1,55 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$	$2,0 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$	$\approx 200 \text{ l/s}$
$P_3 = J_3/S_3$	$0,259 \text{ N/m}^2 = 1,94 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$	$0,198 \text{ N/m}^2 = 1,49 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$	$0,0658 \text{ N/m}^2 = 4,93 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$	$0,128 \text{ N/m}^2 = 9,6 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$	$4,9 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$
$J_{G4}$	$1,764 \cdot 10^{10} \text{ Kg/s}$	$9,537 \cdot 10^{-11} \text{ Kg/s}$	$2,65 \cdot 10^{-8} \text{ Kg/s}$	$9,28 \cdot 10^{-10} \text{ Kg/s}$	-
$J_4$	$1,100 \cdot 10^{-4} \text{ Nm/s}$	$1,188 \cdot 10^{-4} \text{ Nm/s}$	$1,65 \cdot 10^{-3} \text{ Nm/s}$	$8,26 \cdot 10^{-5} \text{ Nm/s}$	-
$S_4$	$1,07 \text{ m}^3/\text{s}$	$1,52 \text{ m}^3/\text{s}$	$0,85 \text{ m}^3/\text{s}$	$1,01 \text{ m}^3/\text{s}$	$\approx 1000 \text{ l/s}$
$P_4 = J_4/S_4$	$1,028 \cdot 10^{-4} \text{ N/m}^2 = 7,71 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$	$7,82 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2 = 5,87 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$	$1,94 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}^2 = 1,46 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$	$8,17 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2 = 6,1 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$	$5,6 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$
				für $d_1 = d_2 = d_3 = 2 \text{ mm } \phi$	

- ▷ die vorgesehene Vakuumpumpe DK 45 reicht aus, sie muss gedrosselt werden, um den vorgesehenen Druck  $p_1$  nicht zu unterschreiten,
- ▷ mit den Vakuumpumpen R 1600, THP 1000 und einem Badkryostat kann für  $H_2$  und  $D_2$  ein Endvakuum von weniger als  $10^{-6}$  Torr in der letzten Stufe erreicht werden.
- ▷ die Übereinstimmung von Messwerten und berechneten Werten in den beiden letzten Spalten.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das erforderliche differentielle Pumpsystem verwirklicht werden kann.

f) Verdampfung im Hochvakuum (Stellarator)

Das in den Stellarator gebrachte feste Teilchen verdampft ständig von seiner Oberfläche Moleküle. Ist diese Verdampfung zu stark, so kann der Neutralgashintergrund im Stellarator die Plasmadichte übersteigen, was für den Betrieb des Stellarators zumindest störend ist, wenn es ihn nicht ganz verhindert. Hier soll die Zahl der Gasmoleküle abgeschätzt werden, die durch die Verdampfung produziert werden.

Man kann davon ausgehen, dass die Flugzeit der Teilchen viel grösser als die Abkühlungszeit ist. Selbst bei grossen Geschwindigkeiten von 100 m/s erfolgt die Abkühlung im Vakuum auf einem Wege von höchstens einigen Zentimetern. Das Teilchen steht also im Gleichgewicht mit dem Gasdruck in der letzten Stufe des differentiiellen Pumpsystems. Das sind etwa  $10^{-6}$  Torr. Wir nehmen an, dass das Teilchen die entsprechende Temperatur angenommen hat und sich damit durch den Stellarator bewegt. Der Teilchenstrom von der Oberfläche berechnet sich zu

$$\psi = p_D(T) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{8mkT}}$$

Die Anzahl der verdampften Moleküle  $N$  hängt dann von der Grösse der Teilchenoberfläche, dem zurückgelegten Weg  $l$  und der Geschwindigkeit  $w$  des Teilchens ab.

$$N = 4 \pi r_s^2 \cdot \frac{l}{w} \cdot \psi$$

Für den Teilchenradius  $r_s$  kann man näherungsweise den Düsenradius  $a$  nach

$$r_s = 1,6 \cdot a$$

einführen

$$N = 32,2 \cdot a^2 \cdot \frac{l}{w} \cdot \psi$$

Als Beispiel betrachten wir Deuterium. Die zum Dampfdruck  $p_D$  von  $10^{-6}$  Torr äquivalente Temperatur ist  $6^\circ\text{K}$ . Damit wird

$$\psi = 8,42 \cdot 10^{19} \frac{\text{Moleküle}}{\text{m}^2 \text{ sec}}$$

Weiterhin nehmen wir an:

$$l = 0,5 \text{ m}$$

$$w = 10 \text{ m/s}$$

$$a = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m} = 200 \mu$$

Daraus ergibt sich die Gesamtzahl der verdampften Moleküle

$$N = 5,42 \cdot 10^{12} \text{ Moleküle}$$

Diese Zahl ist klein gegen die Anzahl der Gasmoleküle, die sich bei  $10^{-8}$  Torr im Stellarator befinden. Eine Erhöhung des Neutralgashintergrundes ist also nicht zu erwarten.



## 5. Teilchenoptik und Triggerung

Nach ihrer Erzeugung müssen die Targetteilchen durch die Blenden des differentiellen Pumpsystems in den Fokus des  $\text{CO}_2$ -Lasers in der Hochvakuumkammer gebracht werden. Ausserdem kann es notwendig sein, eine bestimmte Anzahl der erzeugten Targetkugeln auszublenden. Eine Anordnung, die diese Aufgaben erfüllt, ist in Abb. 24 skizziert. Eine weitere Möglichkeit wird in Kapitel 5d beschrieben. Die Anordnung in Abb. 24 geht davon aus, dass alle oder einige Teilchen z.B. mit einer gepulsten Elektronen- oder Ionenquelle aufgeladen werden. Mit Hilfe elektrischer Felder können dann einzelne Targetteilchen aus dem Strahl abgelenkt werden. Die nicht zur Verwendung kommenden Teilchen müssen zur Aufrechterhaltung des Vakuums in einem Kryostaten bis zum Ende des Versuches gesammelt werden. Die weitere Führung der geladenen und eventuell nachbeschleunigten Teilchen kann durch elektrostatische Linsen erfolgen. Um den Durchgang der Targetteilchen durch den  $\text{CO}_2$ -Laserfokus zu kontrollieren und den Laser zu triggern ist es erforderlich, eine Triggeranordnung aufzubauen, die feststellt, wann das Teilchen durch einen vorgegebenen Ort hindurchgeht.

Experimentelle Ergebnisse liegen sowohl für das Aufladen von Teilchen als auch für das Ausblenden von einzelnen Teilchen vor. In Abb. 25 wird ein Strahl von Sauerstofftropfen durch eine Coronaentladung aufgeladen und in einem nachfolgenden Feld abgelenkt. In Abb. 26 /26/ wurde ein geladener Wassertropfen durch ein elektrisches Feld aus einem Teilchenstrahl aussortiert.

a) Teilchenaufladung Zur Teilchenaufladung kann eine Dreielektroden-Elektronenkanone verwendet werden. Da die Elektronenquelle sich im Hochvakuum befinden muss, müssen die Elektronen durch ein Lenardfenster in die Teilchenkammer geschossen werden. Anstelle des Lenardfensters

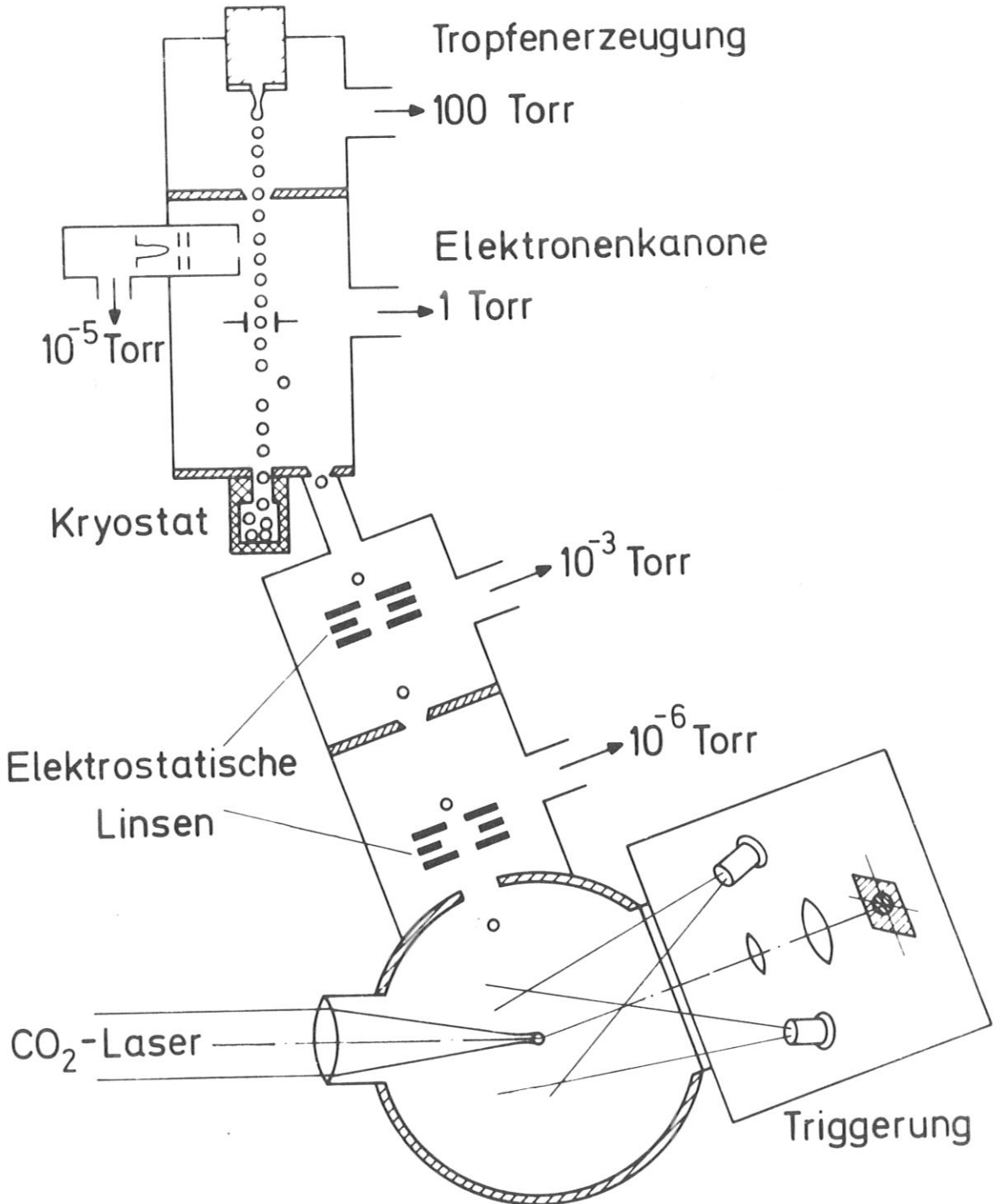


Fig. 24 Anordnung zum Einschleusen einzelner Pellets ins Hochvakuum

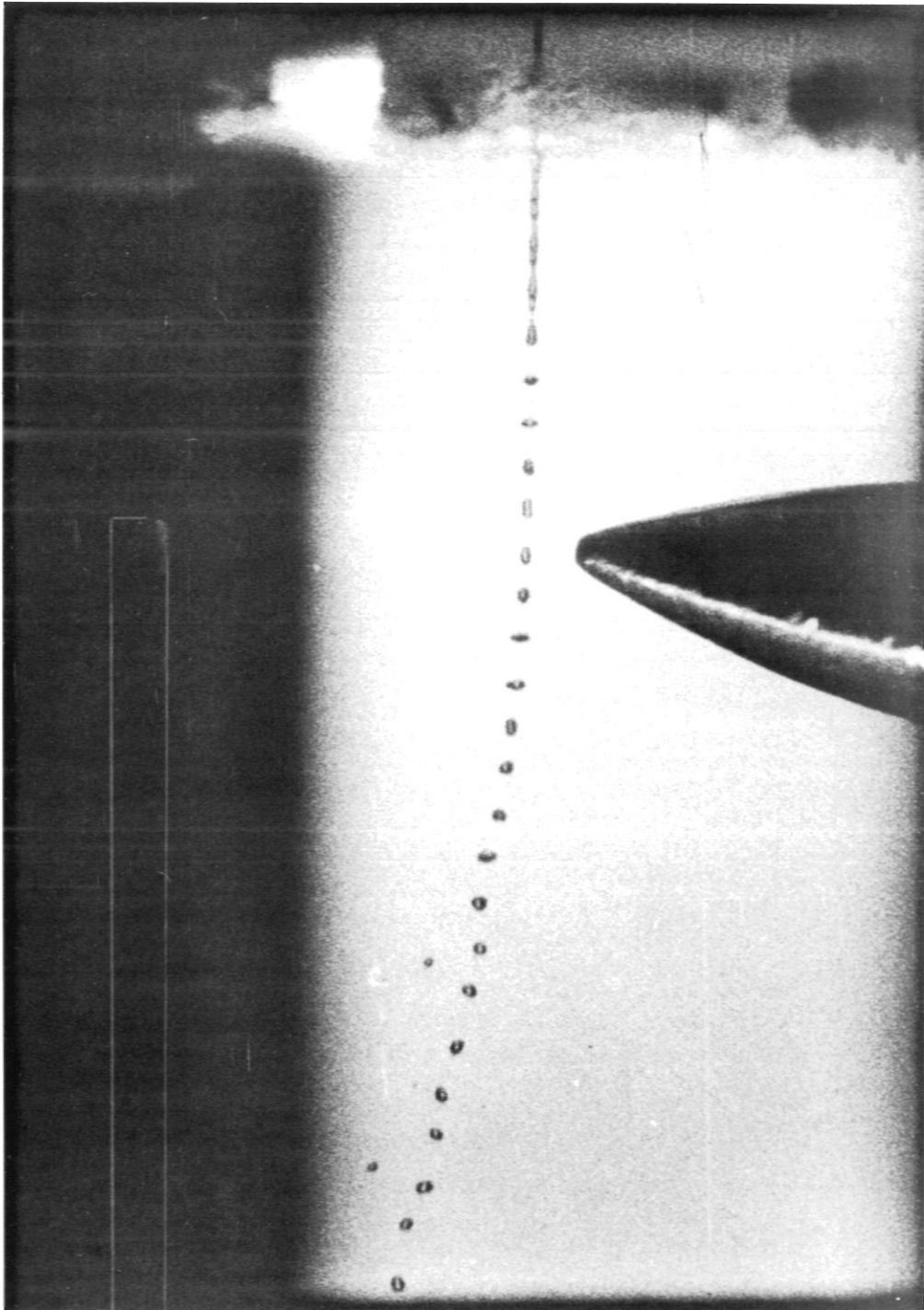


Fig. 25 Aufladung von  $O_2$ -Tropfen in einer Coronaentladung<sup>2</sup> und Ablenkung in einem elektrischen Feld

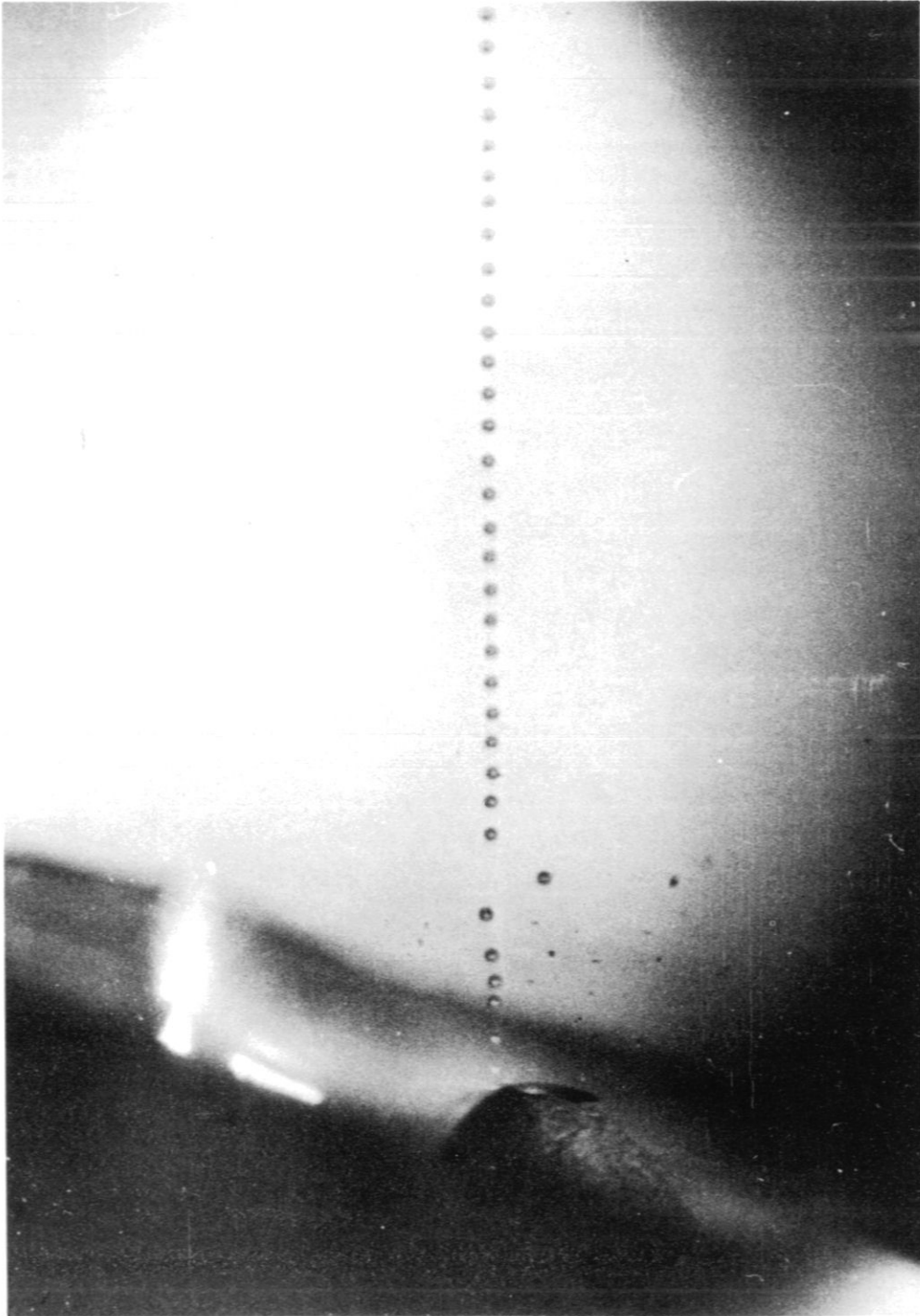


Fig. 26 Ablenkung eines einzelnen geladenen Wassertropfens aus einer Tropfenkette durch ein elektrisches Feld /26/

kann man auch eine Öffnung ohne Fenster benutzen, wenn ein entsprechendes differentielles Pumpsystem installiert wird.

Das Potential an der Oberfläche der aufzuladenden Kugel  $U_R$  ist gegeben durch

$$U_R(t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R} \cdot N(t)$$

$$e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ As} \quad \epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ As/Vm}$$

$R$  = Kugelradius  $N(t)$  = Anzahl der Elektronen, die sich zur Zeit  $t$  auf der Kugel befinden.

Unter der Annahme, dass sich alle Ladungen auf der Oberfläche befinden, ist  $U_R$  zugleich das maximale Potential in der Kugel, gegen das die aufgeschossenen Elektronen anlaufen müssen. Die Elektronen erhalten von der Elektrodenquelle die Energie  $eU_0$ . Für  $t = \infty$  gilt

$$U_R(t = \infty) = U_0$$

Auf der Kugel befinden sich dann  $N(\infty)$  Elektronen.

$$e \cdot N(\infty) = 4\pi\epsilon_0 R \cdot U_0$$

In Tabelle 8 sind die Ladungen auf den Kugeln für verschiedene Teilchengrößen und Beschleunigungsspannungen angegeben.

Die kinetische Energie eines Elektrons, das auf ein Teilchen geschossen wird, ist

$$\frac{m}{2} v_0^2 = eU_0$$

$U_0$	R	$eN(\infty)$	$N(\infty)$
$10^3$ V	50 $\mu$	$5,57 \times 10^{-12}$ Cb	$3,47 \times 10^7$
	500 $\mu$	$5,57 \times 10^{-11}$ Cb	$3,47 \times 10^8$
$10^4$ V	50 $\mu$	$5,57 \times 10^{-11}$ Cb	$3,47 \times 10^8$
	500 $\mu$	$5,57 \times 10^{-10}$ Cb	$3,47 \times 10^9$
$2 \times 10^4$ V	50 $\mu$	$1,11 \times 10^{-10}$ Cb	$6,94 \times 10^8$
	500 $\mu$	$1,11 \times 10^{-9}$ Cb	$6,94 \times 10^9$
$5 \times 10^4$ V	50 $\mu$	$2,78 \times 10^{-10}$ Cb	$1,73 \times 10^9$
	500 $\mu$	$2,78 \times 10^{-9}$ Cb	$1,73 \times 10^{10}$

Tabelle 8 Aufladung von Pellets

Sie wird umgewandelt in potentielle elektrische Energie und in Wärme, die das Elektron durch Stöße an die Moleküle des Teilchens überträgt.

Die Aufladung der Kugel beginnt zum Zeitpunkt  $t = 0$  und soll zur Zeit  $t = t_1$  abgebrochen werden, wenn die Kugel infolge der zugeführten thermischen Energie aus dem festen in den flüssigen Zustand übergegangen ist. Die gesamte zugeführte Energie E ist

$$E = \int_0^{t_1} n \cdot e \cdot U_0 \cdot dt = n \cdot e \cdot U_0 \cdot t_1$$

$n$  = Zahl der Elektronen/sec, die auf die Kugel treffen und auf ihr bleiben. Wir wollen als Näherung annehmen, dass  $n$  unabhängig von der Zeit ist.

Die potentielle Energie aller auf die Kugel gelangten Elektronen ist

$$E_{\text{pot}} = \int_0^{t_1} n \cdot e \cdot U_R(t) \cdot dt$$

Setzt man das Potential  $U_R$  ein

$$E_{\text{pot}} = \int_0^{t_1} ne \cdot \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R} \cdot N(t) dt$$

Unter der Annahme, dass der Elektronenstrom auf die Kugel konstant ist, gilt

$$N(t) = n \cdot t$$

und

$$E_{\text{pot}} = \frac{n^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \cdot \frac{t_1^2}{2}$$

Die von den Elektronen an die Kugel übertragene thermische Energie wird zur Aufheizung des festen Teilchens und zum Schmelzen verwendet. Es ist eine genügend gute Näherung, wenn man nur die Schmelzwärme berücksichtigt.

$$E_{\text{th}} = \int_0^{t_1} L_{\text{sm}} \cdot \Delta M(t) dt$$

$L_{\text{sm}}$  = Schmelzwärme

$\Delta M$  = pro Zeiteinheit geschmolzene Masse [kg/sec]

Bis zur Zeit  $t_1$  soll die Masse  $M_1$  verflüssigt sein.

$$E_{\text{th}} = L_{\text{sm}} \cdot M_1$$

Aus der Energiebilanz

$$E = E_{\text{pot}} + E_{\text{th}}$$

erhält man unter Verwendung von

$$en \cdot t_1 = e \cdot N(\infty)$$

die Beziehung

$$L_{sm} \cdot M_1 = 2\pi\epsilon_0 R U_0^2$$

Es kann  $M_1$  höchstens gleich der Kugelmasse  $M = 4/3\pi R^3 \rho$  sein.

$$M \geq M_1 = \frac{2\pi\epsilon_0 R U_0^2}{L_{sm}}$$

Durch Umformung erhält man als Bedingung für die Spannung an der Elektronenkanone

$$U_0 \leq \sqrt{\frac{2}{3} \rho \frac{L_{sm}}{\epsilon_0}} \cdot R$$

Einige Werte sind in Tabelle 9 gegeben.

	Sauerstoff	Deuterium
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$1,12 \times 10^3$	$0,17 \times 10^3$
$L_{sm}$ [J/kg]	$1,4 \times 10^4$	$5,0 \times 10^4$
	$U_0 \leq 1,08 \cdot 10^9 \cdot R$	$U_0 \leq 8,0 \cdot 10^8 \cdot R$
$R = 50/\mu$ $500/\mu$	$U_0 \leq 54 \text{ kV}$ $U_0 \leq 540 \text{ kV}$	$U_0 \leq 40 \text{ kV}$ $U_0 \leq 400 \text{ kV}$

Tabelle 9 Einschränkung der Ladespannung

Der durch die Erwärmung des Teilchens gegebene maximale Wert für die Beschleunigungsspannung der Elektronen stellt keine prinzipielle Begrenzung dar. Durch eine Programmierung der Beschleunigungsspannung, die die Energie der Elektronen dem momentanen Potential der Kugel anpasst, kann die Übertragene thermische Energie  $E_{th}$  ständig gleich Null gehalten werden. Dann würden sich alle Elektronen auf der Oberfläche der Kugel befinden. Während der Sublimation des Teilchens ist zu erwarten, dass alle Ladung sofort wieder verloren geht. Es wird notwendig sein, die optimalen Bedingungen für das Aufladen der Kugeln experimentell zu finden.



Eine prinzipielle Grenze für die Ladung von Kugeln wird durch die Feldemission gegeben. Die Feldstärke an der Oberfläche der Kugel ist

$$|E_R| = \frac{N(\infty) \cdot e}{4\pi\epsilon_0 R^2} = \frac{U_0}{R}$$

wenn man die Beschleunigungsspannung der Elektronen  $U_0$  einführt. Die Bedingung für die Feldstärke an der Kugeloberfläche ist

$$|E_R| < |E_{FE}|$$

$E_{FE}$  = Feldemissionsfeldstärke

$E_{FE}$  ist keine Konstante (/23/ Seite 118). Infolge des sehr steilen Verlaufs des Feldemissionsstromes mit der Spannung ist es jedoch möglich, einen "Grenzwert" anzugeben, der eine Funktion der Austrittsarbeit der Elektronen ist. Für Deuterium und vergleichbare Materialien ist  $e \cdot U_e$  jedoch nicht bekannt. Isolatoren (z.B.  $Al_2O_3$ ) haben Werte zwischen 4 und 5 eV. Das entspricht einem  $E_{FE} \approx 2 \times 10^9$  V/m. Setzt man die Ionisationsenergie von  $H_2$  ein, wird  $E_{FE} > 10^{10}$  V/m. Wenn man annimmt, dass die eingeschossenen Elektronen auf Zwischengitterplätzen sitzen, ist ihre Austrittsarbeit relativ klein. Wenn wir für die Abschätzung 1 eV annehmen, so erhält man  $E_{FE} \approx 2 \times 10^8$  V/m, was bereits ein für die Teilchenaufladung kritischer Wert ist. Werte für die maximal erreichbare Aufladung sind in Abb. 27 angegeben. Die wirklich erreichbare Aufladung wird man jedoch erst experimentell feststellen können.

Die Eindringtiefe der Elektronen in die Targetkugel ist eine weitere kritische Grösse für die Aufladung der Teilchen. Überschreitet die Reichweite der Elektronen den Teilchendurchmesser, so wird das Teilchen im wesentlichen nur aufgeheizt und nicht aufgeladen. Nach /23/ Seite 159 gilt für die praktische Reichweite  $S[m]$  der Elektronen

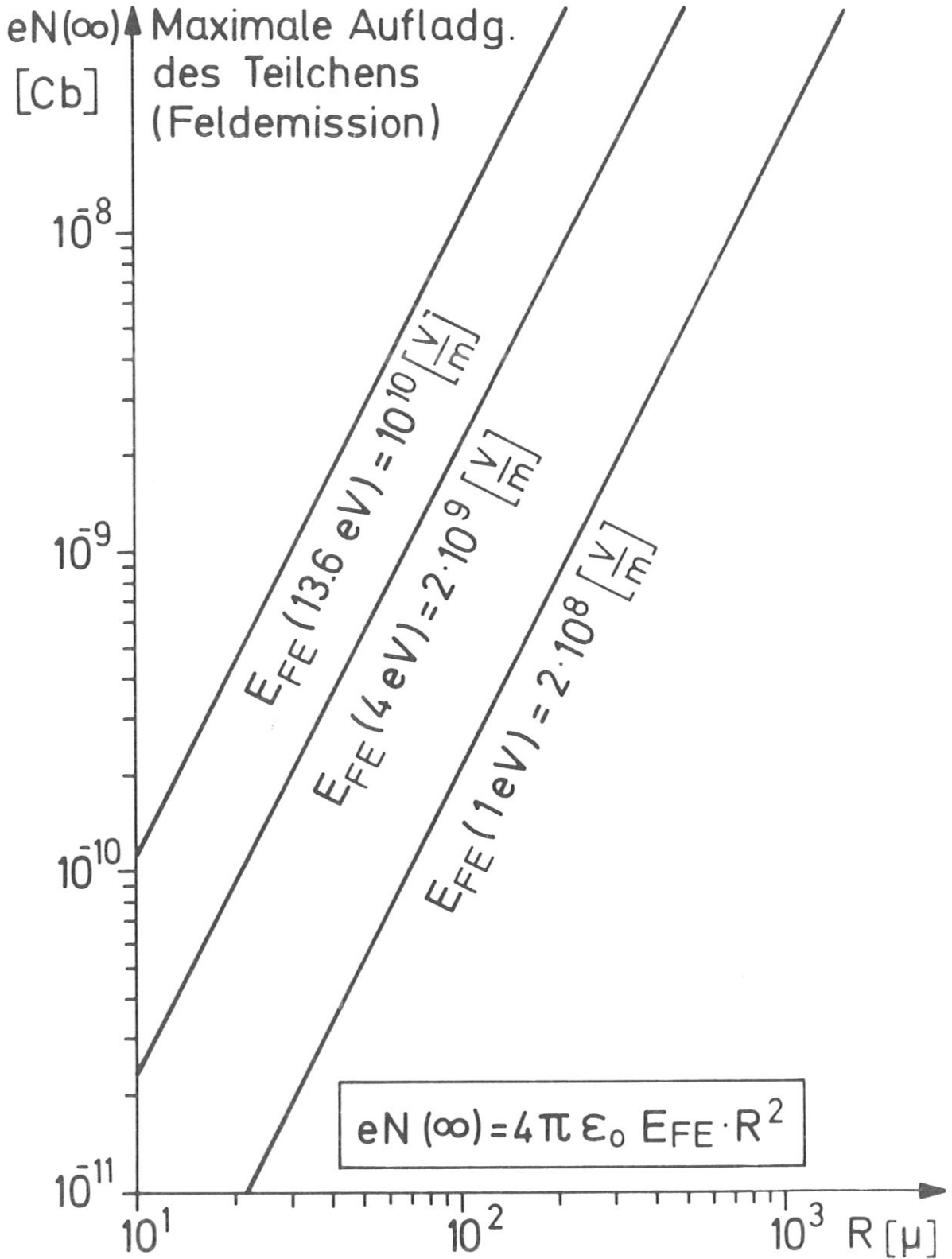


Fig. 27 Maximale Aufladung des Pellets infolge Feldemission

$$S \approx 2,1 \times 10^{-14} \cdot \frac{U_0^2}{\rho}$$

$U_0$  = Beschleunigungsspannung der Elektronen [V]

$\rho$  = Dichte des Materials [g/cm<sup>3</sup>]

Als praktische Reichweite ist die Wegstrecke definiert, nach deren Durchlaufen die Elektronen 99 % ihrer Anfangsenergie abgegeben haben. Die obige Beziehung gilt für den Energiebereich

$$10^4 \text{ eV} < eU_0 < 10^5 \text{ eV}$$

Einige Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle 10 angeführt.

	Deuterium	Wasserstoff		Sauerst.	Argon
$\rho$ fest [g/cm <sup>3</sup> ]	0,204	0,0763 Am.Inst. Handb.	0,090 Cryog. Databook	1,568	1,65
$U_0 = 10^4$ V	10 $\mu$	28 $\mu$	23 $\mu$	1,3 $\mu$	1,3 $\mu$
$2 \times 10^4$	41 $\mu$	110 $\mu$	93 $\mu$	5,4 $\mu$	5,1 $\mu$
$4 \times 10^4$	165 $\mu$	440 $\mu$	373 $\mu$	21 $\mu$	20 $\mu$
$5 \times 10^4$	258 $\mu$	690 $\mu$	583 $\mu$	34 $\mu$	32 $\mu$

Tabelle 10 Reichweite von Elektronen

Aus den Tab. 9 - 10 folgt, dass mit Elektronenenergien im Bereich 10 - 50 keV eine Aufladung der Teilchen erfolgen kann. Dabei muss man für kleine Teilchen aus H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> am unteren Ende dieses Bereiches arbeiten.

b) Teilchenoptik Für die Beeinflussung der Teilchenbahn, insbesondere zur Fokussierung elektrisch geladener Teilchen in den Laserfokus, eignen sich sowohl elektrostatische als auch magnetische Linsen. Hier sollen nur elektrostatische Dreielektrodenlinsen /23/, /24/ betrachtet werden. Die Linsen werden für die Lösung von zwei verschiedenen Aufgaben benötigt.

1. Die aus einer Blende des differentiellen Pumpsystems austretenden Teilchen sollen die nächste Blende passieren, d.h. die elektrostatische Linse muss eine Blende auf die nächste im Verhältnis 1 : 1 oder verkleinert abbilden. Die sich hieraus ergebende Brennweite liegt bei den gegebenen Dimensionen bei einigen cm.

2. Die aus der letzten Blende austretenden Teilchen sollen durch den inneren Bereich des Laserfokus hindurchlaufen. Die Abbildung der 5 - 10 Teilchendurchmesser grossen Blende in den Ort des Laserfokus muss deshalb verkleinert erfolgen. Dabei kann man Gebrauch davon machen, dass man elektrische Linsen bauen kann, deren objekt- und bildseitige Brennweite verschieden sind (Immersionlinsen). Durch die vorgegebene Geometrie der toroidalen Magnetfelder muss man Brennweiten in der Grössenordnung von 10 - 50 cm benutzen.

In der Beziehung für die Brennweite einer elektrostatischen Dreielektrodenlinse kommen weder die Ladung noch die Masse der Teilchen vor. Für die Brennweite  $f$  einer "schwachen" Einzellinse (/24/ Seite 333) gilt

$$\frac{1}{f} = - \frac{3}{8d} \left( \frac{\phi_1 - \phi_0}{\phi_0} \right)^2$$

- $d$  = Abstand der Lochblenden der Linse  
 $\phi_0$  = Potential der äusseren Lochblenden  
 $\phi_1$  = Potential der inneren Lochblende

Die schwache Einzellinse ist dadurch gekennzeichnet, dass nur ein kleiner Potentialberg (bzw. Potentialtal) im Inneren der Linse existiert. Die hier benutzten Potentiale werden bezogen auf das Katodenpotential der elektronenoptischen Anordnung, d.h.  $\phi_0$  ist gleich dem Beschleunigungspotential.  $\phi_1$  kann geschrieben werden als

$$\phi_1 = \phi_0 + \Delta\phi$$

und

$$\frac{1}{f} = -\frac{3}{8d} \cdot \left(\frac{\Delta\phi}{\phi_0}\right)^2$$

In der geplanten Anordnung (Abb. 24) erfolgt keine elektrische Beschleunigung der Tropfen. Das Potential  $\phi_0$  berechnet sich aus der kinetischen Energie der Teilchen

$$eN(\infty) \cdot \phi_0 = \frac{M}{2} \cdot v^2$$

Wenn man das oben einsetzt, ergibt sich

$$f = -\frac{2d}{3} \left( \frac{v^2 \cdot 4\pi R^3 \rho}{3 \Delta\phi e N(\infty)} \right)^2 = -\frac{2d}{3} \left( \frac{v^2 R^2 \rho}{3 \epsilon_0 \Delta\phi u_0} \right)^2$$

Die Brennweite hängt danach kritisch von der Grösse und der Geschwindigkeit der Teilchen ab. Ausserdem hat man als freien Parameter noch die Ladung  $eN(\infty)$ , durch den sich die Brennweite in weiten Bereichen ändern lässt. Für die folgenden Werte sind Brennweiten in Abhängigkeit von Radius und Geschwindigkeit für Deuteriumteilchen in Abb. 28 angegeben.

$$d = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$\Delta\phi = 2 \times 10^4 \text{ V}$$

$$U_0 = 4 \times 10^4 \text{ V}$$

Bei den vorgegebenen Teilchenwerten ist es danach möglich, die gewünschten Brennweiten mit elektrostatischen Linsen zu erzeugen. Ein wesentliches Problem wird die Konstanz von Grösse und Geschwindigkeit des Teilchens sein. Eine elektrische Nachbeschleunigung des Teilchens kann notwendig werden.

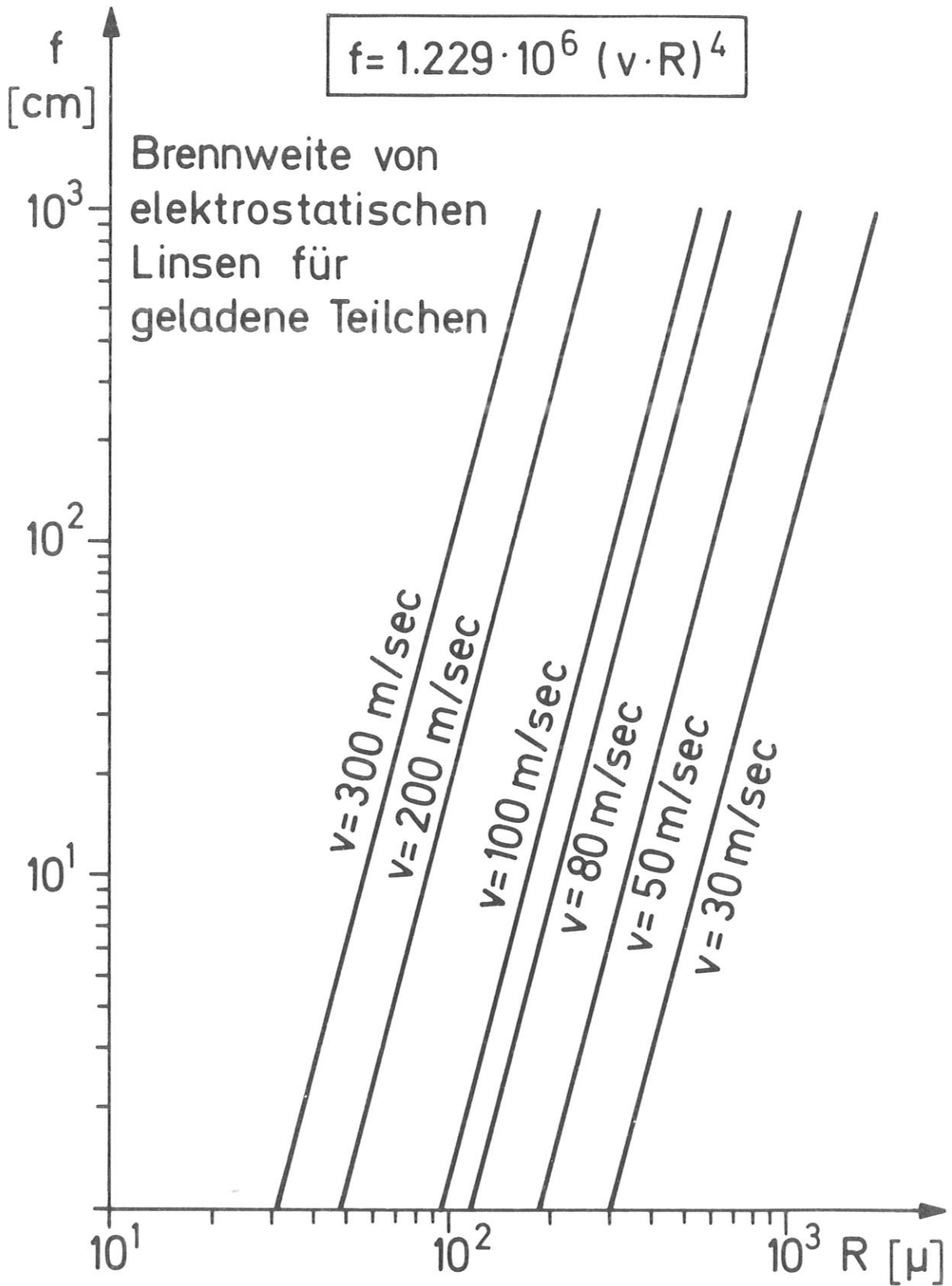


Fig. 28 Brennweite von elektrostatischen Einzellinsen für Deuteriumpellets

c) Triggerung An das Triggersystem sind zwei Forderungen zu stellen.

1. Es muss kontrollieren, ob sich das Teilchen im Zentrum des Laserfokus befindet,
2. es muss den Laser auslösen, bevor das Teilchen das Zentrum des Laserfokus verlässt.

Aus den Bedingungen für die Plasmaerzeugung nach Kap.B3 folgt, dass der erforderliche Fokusradius ein Mehrfaches des Teilchenradius beträgt. Als Richtwert kann man das Verhältnis

$$R_L/r \approx 4$$

benutzen.

$R_L$  = Fokusradius

$r$  = Teilchenradius

Als Abweichung von der Mittellage lassen wir eine Entfernung vom Fokuszentrum um einen Teilchenradius zu.

Damit ein Lichtstrahl-Detektorsystem sowohl für die Positionsbestimmung als auch für die Auslösung des  $\text{CO}_2$ -Lasers verwendet werden kann, darf sich das Teilchen in der Zeit, die für die Triggerung benötigt wird ( $\ll 5 \mu\text{sec}$ ), höchstens um einen Teilchenradius ( $\approx 50 \mu$ ) bewegen. Das ergibt eine obere Geschwindigkeit von  $10 \text{ m/sec}$ . Sind die Targetteilchen schneller, so muss man eine von der Positionsbestimmung getrennte Triggerung des Lasers vorsehen.

Von den Verhältnissen im  $\text{CO}_2$ -Laserfokus kann man sich eine Vorstellung anhand Abb. 2<sup>a</sup> machen. Eine exakte Kontrolle des Teilchenortes auf der z-Achse, d.h. in Strahlrichtung, ist infolge des sich nur schwach verändernden Fokusquerschnittes nicht nötig. Die Abweichung der Teilchen in z-Richtung kann durch die Teilchenoptik in genügend engen Grenzen gehalten werden.

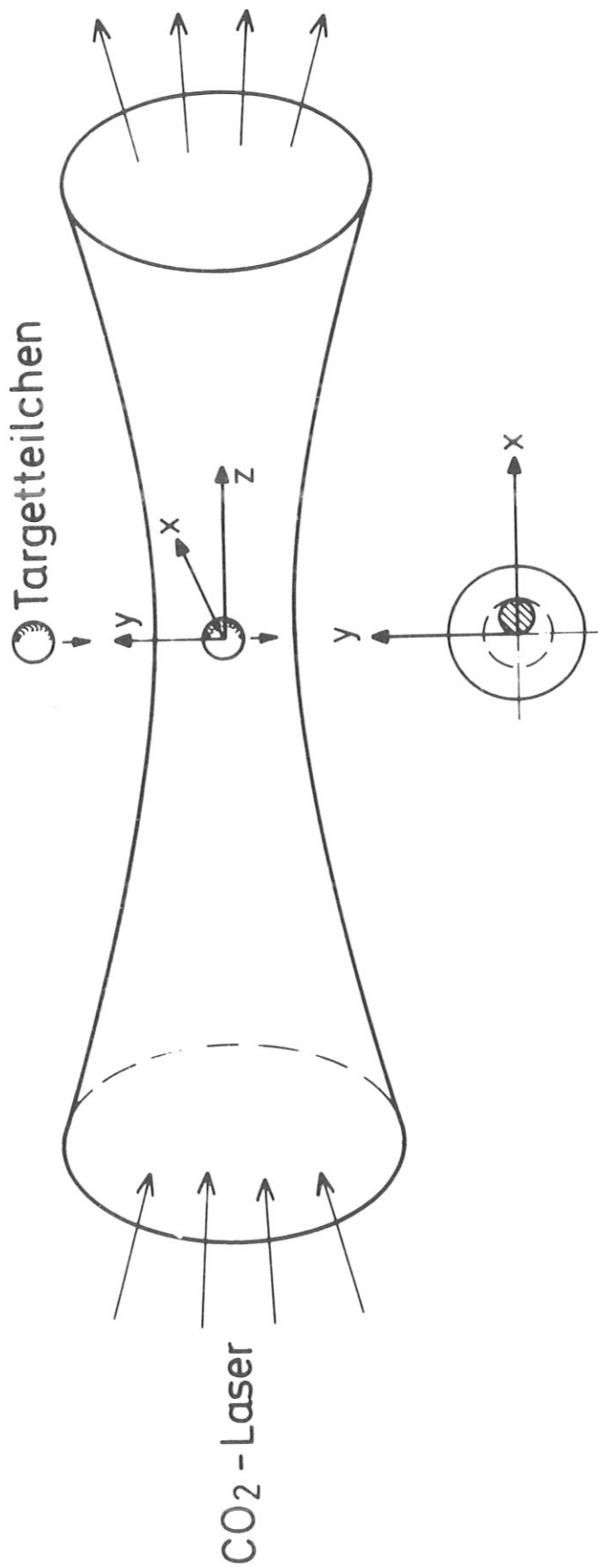


Fig. 29 Durchgang des Pellets durch den Fokus



Dadurch ergibt sich die Notwendigkeit, nur in der x-y-Ebene die Lage des Teilchens bestimmen zu müssen. Es gibt mehrere unterschiedliche Verfahren, die nur kurz angedeutet, aber nicht näher diskutiert werden sollen.

1. Ein Lichtstrahl wird unterbrochen und dadurch ein Detektorsignal erzeugt.

Die kritische Grösse stellt die Winkeldivergenz des verwendeten Lichtstrahles dar. Ausserdem geht noch der Abstand zwischen der letzten Linse und dem Zielort ein. Dieser sollte von der Grössenordnung 10 cm sein. Für den Fall von Parallelstrahlen, deren Querschnitt verkleinert wird, ergeben sich kleinste Radien von einigen hundert Mikron. Bei direkter Fokussierung eines Lichtstrahles mit einer idealen Linse erhält man für eine Winkeldivergenz von 1 mrad einen Fokusradius von der Grössenordnung  $100/\mu$ . Die notwendige Verbesserung um einen Faktor 5 ist technisch nur schwer zu verwirklichen.

2. Der Schatten des Teilchens wird auf einem Detektor aufgefangen.

Es ergeben sich keine scharf begrenzten Schatten, da die Durchmesser der verfügbaren Lichtquellen in der gleichen Grössenordnung wie die Durchmesser der Teilchen liegen.

3. Optische Abbildung des Teilchens auf einen positionsempfindlichen Detektor.

Dabei spielt die Winkeldivergenz der verwendeten Lichtquelle keine Rolle. Mit einem oder mehreren Objektiven wird das Targetteilchen vergrössert auf den Detektor abgebildet. Eine mögliche Anordnung ist in Abb. 30 dargestellt. Dieses Verfahren entspricht der direkten Beobachtung mit einem Fernrohr.

Welches Verfahren endgültig zum Einsatz kommt, kann nur durch experimentelle Untersuchungen entschieden werden.

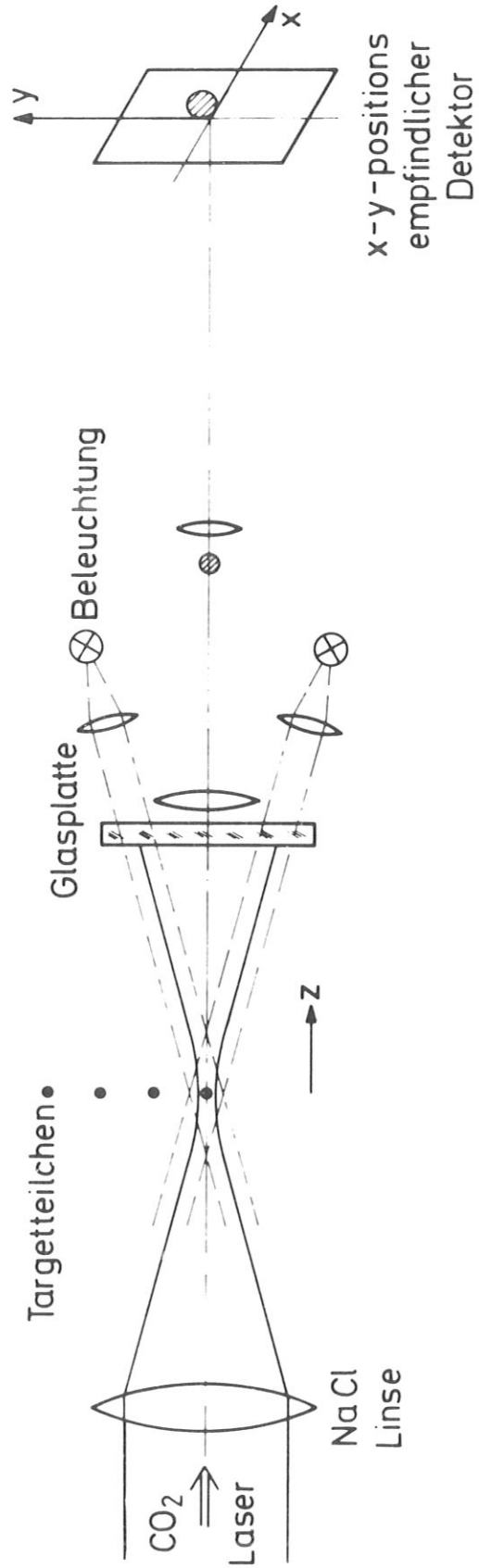


Fig. 30 Triggeranordnung mittels eines positionsempfindlichen Detektors

d) Teilchenführung durch Lichtdruck Dieses Kapitel soll aufzeigen, dass es zur Methode der elektrostatischen Teilchenfokussierung eine sehr interessante Alternative gibt. Die Anwendung dieser Methode ist zur Zeit nicht vorgesehen. Ashkin /25/ konnte durch mehrere einfache Experimente zeigen, dass es möglich ist, kleine durchsichtige Teilchen durch den Lichtdruck zu bewegen und gegen die Schwerkraft im Gleichgewicht zu halten

Betrachtet man eine dielektrische Kugel im Vakuum in einem Lichtstrahl mit Gauss'scher Intensitätsverteilung über den Durchmesser, so ergibt sich infolge der Strahlbrechung eine resultierende Kraft, die in Richtung des Lichtstrahles und zu dessen Achse hin gerichtet ist (Abb. 31 ). Dadurch ist es nicht nur möglich die Kugel zu verschieben, sondern sie ist ausserdem stabil auf der Achse eingefangen. Diesen Effekt kann man zum Bau optischer Flaschen benutzen (Abb. 32 ). Die Anordnung Abb. 33 wurde von Ashkin benutzt, um Glaskugeln von  $20\mu$  Durchmesser durch einen 250 mW Argonlaserstrahl, der mit einer Linse von 50 mm Brennweite fokussiert wurde, gegen die Schwerkraft im Gleichgewicht zu halten.

Dieses Prinzip ist auch auf Kugeln aus festem Wasserstoff bzw. Deuterium anwendbar. Die Absorption dieser Materialien ist in weiten Frequenzbereichen genügend klein, um eine Aufheizung der Kugel zu vermeiden. Die oben beschriebene Technik der Teilchenerzeugung sollte es ausserdem erlauben, Teilchen zu produzieren, die der Kugelgestalt hinreichend nahe kommen, um eine regelmässige Lichtbrechung zu gewährleisten. Für die Grösse der Teilchen ist keine Begrenzung gegeben. Es sollte möglich sein, statt  $20\mu$  Glaskugeln  $200\mu$  Deuteriumkugeln im Laserstrahl stabil einzufangen.

Eine Anordnung, mit der Targetteilchen in ihrer Bahn gesteuert und Plasma erzeugt werden kann, ist in Abb. 34 dargestellt.

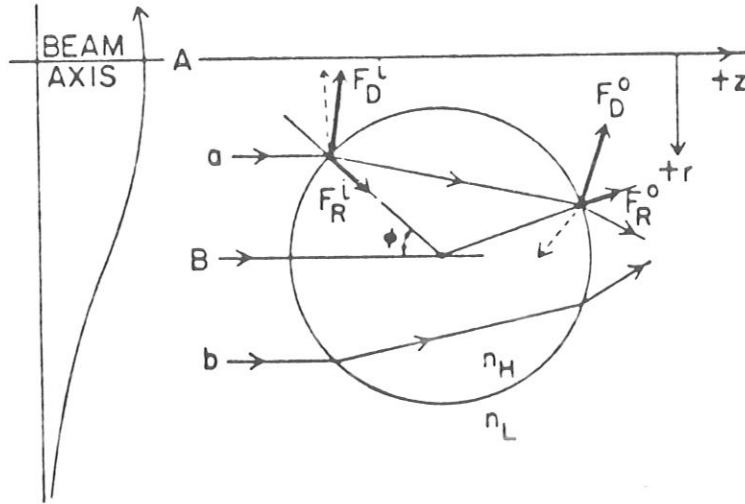


Fig. 31 Kräfte  $F$  auf eine Kugel beim Durchgang von Licht

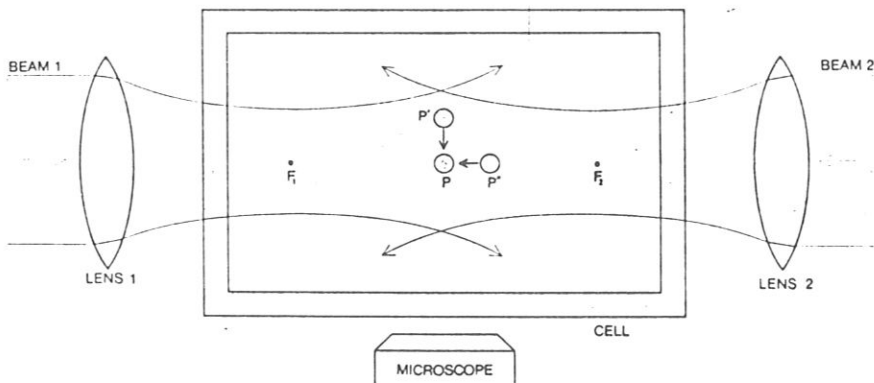


Fig. 32 Optische Flasche

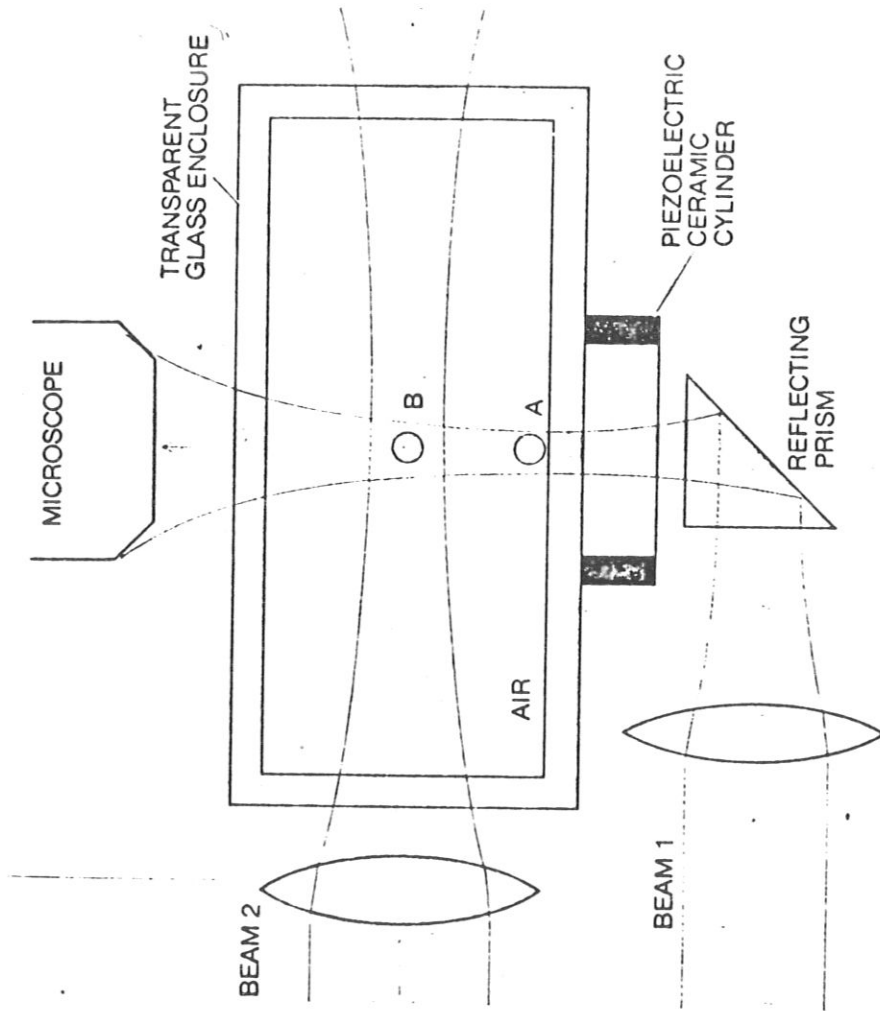


Fig. 33 Anordnung zum "Aufhängen" von Pellets

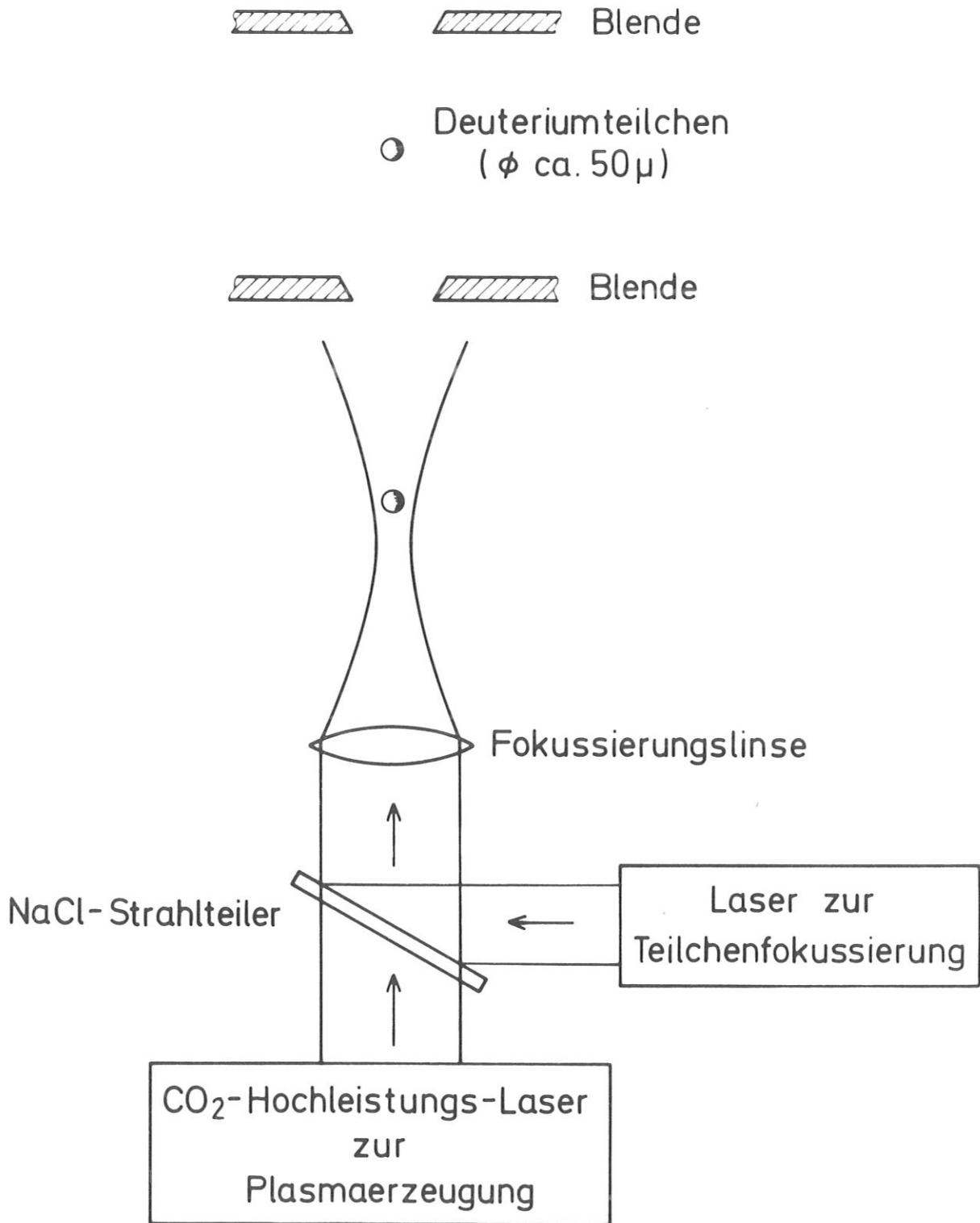


Fig. 34 Pelletführung durch Lichtstrahlen

Literatur

- 1 A.F. Haught, D.H. Polk, J.C. Woo, W.J. Fader: Production of Plasmas for Thermonuclear Research by Laser Beam Irradiation of Solid Particles, Semiannual Report Jan. 1970 United Aircraft Res. Lab. NYO-3578-12
- 2 Culham Laboratory, Eighth Annual Report 1969-70
- 3 E.D. Andryuklima, M.A. Bloch, G.S. Voronov, O.I. Fedyanin, Yu.V. Kholnov, I.S. Shpigel: The Laser Plasma Injection into the Stellarator, Lebedev Phys. Inst., Moskau 1972, Preprint 112
- 4 M.J. Lubin, W. Friedman, J. Soures, J.H. Henderson: An Experimental Investigation of Laser Plasma Injection in a Toroidal Multipole. Annual Progress Report Nov. 1968 - Nov. 1969, UR 4054-6
- 5 Fusionsreaktormodell 4. Genfer Atomkonferenz, IPP/Abt. Technik, Bericht vom 7. Mai 1971, Garching
- 6 Projekt Wendelstein W VII, IPP 2/204, Juni 1972, Garching
- 7 Jahresbericht des IPP Garching 1971, S. 43
- 8 Jahresbericht des IPP Garching 1971, S. 71
- 9 Jahresbericht des IPP Garching 1971, S. 71
- 10 WEGA-Status Report, IPP Aug.-Sept. 1972, Garching
- 11 P. Mulser, R. Sigel, S. Witkowski: Plasma Production by Laser, Physics Reports 6C, No. 3, Jan. 1973
- 12 H. Hora, H. Müller: Optical Constants of Fully Ionized Plasmas for the Radiation of Ruby, Neodymium-Glass and CO<sub>2</sub> Lasers, IPP 3/81, Nov. 1968

- 13 A. Caruso, R. Gratton: Some Properties of the Plasmas Produced by Irradiating Light Solids by Lasers, LGI 68/2, Jan. 1968, Laboratori Gas Ionizzati, Frascati/Rome
- 14 K. Büchl: Production of Plasma with a CO<sub>2</sub>-TEA-Laser from Solid Hydrogen Targets, J. Appl. Phys. 43 (3), 1032, 1972
- 15 M.F. Turgeon: High Repetition Rate TEA CO<sub>2</sub> Laser, IEEE J. Quant. Electr. QE-7, 495, 1971
- 16 H. Brinkschulte, K. Büchl, G. Decker, E. Fill, H. Röhr, W. Schmid: Vorschlag für die Entwicklung eines gepulsten Höchstleistungs-CO<sub>2</sub>-Lasers, IPP Garching, Feb. 1972
- 17 Lord Rayleigh, On the Instability of Jets, Proc. London Math. Soc. 10, 4, 1878
- 18 H. Lamb, Hydrodynamics, Dover Publ. NY 1945
- 19 J.M. Schneider, N.R. Lindblad, C.D. Hendricks, jr., J.M. Crowley: Stability of an Electrified Liquid Jet, J. Appl. Phys. 38, 2599, 1967
- 20 F.J. Kamphoefner: Int. Jet Printing, IEEE Trans Electr. Dev. ED-19, 584, 1972
- 21 W. Millar: Calculated Evaporation Rates for Liquid and Solid Hydrogen with Application to Laser Produced Plasmas, Culham 1968, Report CLM-M74
- 22 M. Wutz: Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Vieweg 1965, Braunschweig
- 23 M.v. Ardenne: Tabellen zur Angewandten Physik I, Berlin 1962
- 24 W. Glaser: Grundlagen der Elektronenoptik, 1952



- 25 A. Ashkin: The Pressure of Laser Light, Scientific Am. 226 (2), 63, 1972  
Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure, Phys. Rev. Lett. 24, 156 (1970)  
J.M. Driedzic: Optical Levitation by Radiation Pressure, Appl. Phys. Lett. 19, 283 (1971)
- 26 U. Schwenn, R. Sigel: Eine kontinuierliche Teilchenquelle für die Erzeugung von Plasma mit Pulslasern, IPP IV/47, Mai 1973

---

Ein Teil der in diesem Bericht verwendeten Daten stammt aus Messungen von Dr. M. Tanimoto, H. Kolenda und J. Schiedeck. Die Probleme wurden mit Dr. M. Salvat, Dr. H. Hora und Dr. W. Riedmüller diskutiert. Allen genannten möchte ich für ihre Hilfe danken.