

Erzeugung energiereicher Plasmen durch Lichtimpulse

H. OPOWER und W. PRESS

Physik-Department der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 21 a, 344—350 [1966]; eingegangen am 28. Dezember 1965)

Light pulses from a Q -switched laser with a peak power of 250 MWatts and 3.5 joules are focused on carbon and LiH targets in a vacuum chamber. Thereby a rapidly expanding plasma is formed. The expansion velocities of the electrons and ions are nearly equal. By means of an electric field the electrons are drawn out of the plasma; the ions are detected in a FARADAY box. From time of flight measurements particles with a maximum energy of 6.3 keV are found in the case of carbon and 1.7 keV in the case of LiH (average mass number=4). The high values of the ion energies result from an energy transfer from the electrons to the ions during the expansion process. This energy transfer is explained by a simple electrostatic model. If the averaged ion energy is equally distributed to all particles of the plasma (electrons and ions), a mean energy of 340 eV per particle is obtained for a LiH target and 550 eV for a carbon target. These values are 5 times higher than the data previously reported. The number of expanding ions in a solid angle π is determined to be about $2 \cdot 10^{15}$ in the case of LiH. The total kinetic energy of these ions is about 0.3 joules. It is hoped, that by an increase of the energy by a factor 4 and the use of a D—T mixture nuclear fusion reactions will be obtained.

In letzter Zeit hat die Erzeugung und Aufheizung von Mikroplasmen hoher Dichte durch Laser-Lichtimpulse großes Interesse gefunden. Die Versuchsanordnung besteht einfach darin, daß das Licht eines Giant-Pulse-Lasers auf die Oberfläche eines festen Targets¹⁻³ oder auf ein kleines schwebendes Partikel⁴, fokussiert wird. Das zunächst punktförmige Plasma expandiert sehr schnell (10^7 cm/sec) und kühlt sich dabei ab, wenn es nicht durch ein Magnetfeld daran gehindert wird, was unseres Wissens noch nicht ausgeführt wurde*. Ein Detektor in einiger Entfernung vom Fokuspunkt dient zum Nachweis des expandierenden Plasmas. Die Bestimmung der Laufzeit und der Zahl der Teilchen läßt Rückschlüsse auf ihre mittlere kinetische Energie zu. Andere Methoden zur Energiebestimmung, wie die Untersuchung des vom Mikroplasma gestreuten Laserlichts, der Linienintensitäten höher ionisierter Atome oder der im Plasma erzeugten Bremsstrahlung haben bisher, soweit sie überhaupt angewandt wurden, nicht so zuverlässige Aussagen ermöglicht wie die Expansionsmessungen.

Experimentelle Anordnung

Unsere Versuchsanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Das Laserlicht wird durch eine Linse mit 35 mm Brennweite auf die Oberfläche eines festen Targets fokussiert. Das Target ist um eine vertikale

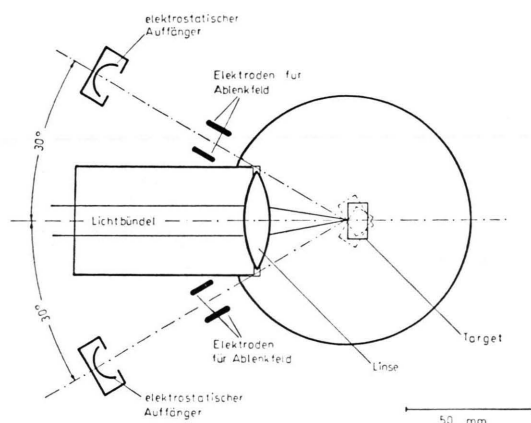


Abb. 1. Skizze der Versuchsanordnung.

Achse drehbar, so daß ein beliebiger Winkel zwischen der Oberflächennormale und dem Lichtstrahl eingestellt werden kann. Symmetrisch zur Lichtrichtung befinden sich zwei elektrostatische Auffänger. Ihre Verbindungslinien zum Fokuspunkt bilden mit der Lichtrichtung Winkel von je 30° ; der Abstand der Auffänger vom Fokuspunkt beträgt 115 mm. Die beiden Detektoren sind mit den Eingängen eines Tektronix-Zweistrahl-Oszillographen 555 verbunden. Der Oszillograph wird extern durch das auf eine Photozelle fallende Laserstreulicht getriggert. Die Zeitdifferenz zwischen dem Lasersignal und dem Eintreffen des Plasmas im Auffänger ergibt die Lauf-

¹ W. I. LINLOR, Appl. Phys. Letters 3, 210 [1963].

² N. R. ISENOR, Appl. Phys. Letters 4, 152 [1964].

³ H. OPOWER u. E. BURLEFINGER, Phys. Letters 16, 37 [1965].

⁴ A. F. HAUGHT u. D. H. POLK, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Sept. 1965.

* Siehe Anm. ¹⁶ auf S. 350.



zeit des letzteren. Aus der Impulshöhe und der Gesamtkapazität des Auffängers kann die Teilchenzahl abgeschätzt werden; es gilt

$$Q = Z N e_0 = U_1 C_x,$$

e_0 = Elementarladung, U_1 = Impulshöhe in Volt; C_x = experimentell bestimmte Kapazität der Anordnung. Sie wird dadurch bestimmt, daß in einer zweiten Versuchsreihe eine bekannte Kapazität C parallel dazugeschaltet wird, so daß gilt: $Q = (C + C_x) U_2$; wegen der Gleichheit von Q folgt

$$C_x = C U_2 / (U_1 - U_2);$$

es ergab sich $C_x = 250$ pF. (Das RC -Glied der Anordnung ist groß gegen die Impulsanstiegszeit.) In 50 mm Abstand vom Fokuspunkt ist das Target von einem Messingzylinder umgeben, der neben der Linsenöffnung zwei enge Spalte $1,0 \cdot 0,18$ mm in den beiden Detektorrichtungen besitzt. Dadurch gelangt nur ein kleiner Bruchteil des expandierenden Plasmas in die Auffänger.

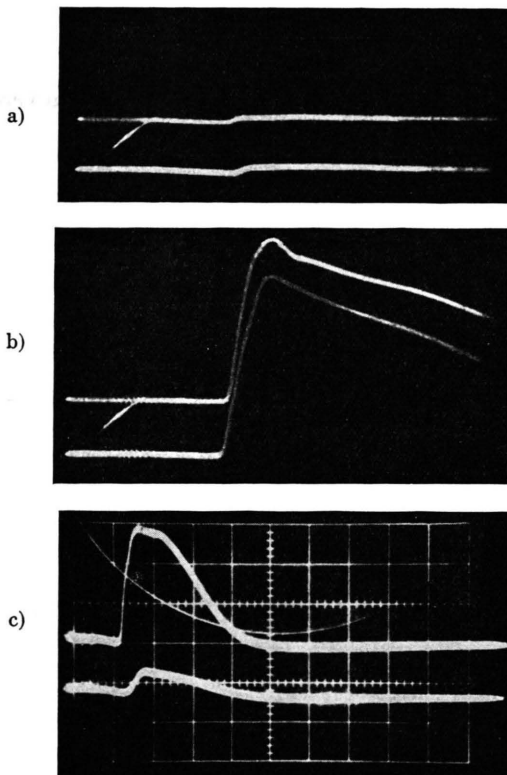


Abb. 2. a) Impulse am Detektor ohne elektrisches Querfeld, b) Impulse bei einem elektrischen Feld von 200 V/cm zwischen den Elektroden, c) Ionenimpulse in Richtung 0° (oben) und 60° (unten), elektrisches Feld ca. 200 V/cm.

Bei den Messungen zeigte sich, daß zunächst relativ flache Impulse gemessen werden, die einige 100 nsec negativ sind und dann etwas ansteigen. Wenn jedoch das Plasma ein elektrisches Feld senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung durchläuft (Abb. 2 a und 2 b), erhalten die Impulse ein ganz anderes Aussehen. Sie werden sehr viel höher und rein positiv. Es wurden deshalb außerhalb des Messingzylinders je zwei Elektroden angebracht. Sie beziehen ihre Spannung von 40 μ F Kondensatoren, so daß die Spannung zwischen den Elektroden trotz der (ohnehin wenigen) auftreffenden Ladungen konstant bleibt. Wenn man die Impulshöhen bei sonst gleichen Bedingungen als Funktion der Feldstärke zwischen den Ablenkelektroden aufträgt, erhält man die Kurve der Abb. 3. Die Interpretation dieser Ergebnisse ist fol-

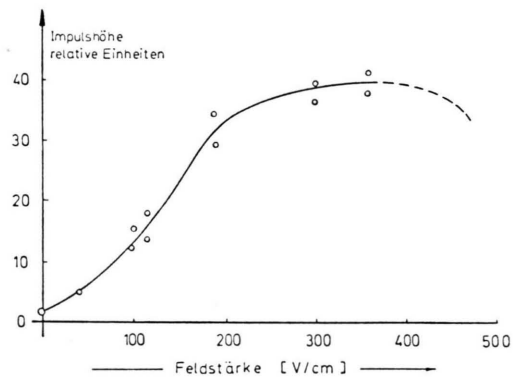


Abb. 3. Impulshöhen am Detektor als Funktion der Feldstärke zwischen den Elektroden.

gende: das Plasma expandiert weitgehend neutral, das heißt, der größte Teil der Elektronen hat dieselbe Geschwindigkeit wie die Ionen und damit wegen der geringeren Masse eine wesentlich kleinere Expansionsenergie. In einem elektrischen Feld ist die Ablenkung proportional zur Energie und daher können bereits in einem verhältnismäßig schwachen Feld die Elektronen aus dem Plasma herausgezogen werden. Der Ionenstrahl dagegen wird, von einer kleineren Auffächerung abgesehen, kaum beeinflusst. Mit steigender Feldstärke werden alle Elektronen aus dem Plasma herausgezogen, die Impulse erreichen einen Sättigungswert. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke werden die Impulse wieder niedriger, da nun auch die Ionen so abgelenkt werden, daß sie nicht mehr in den Auffänger geraten. (Eine Verfälschung der gemessenen Ionenimpulse durch Sekundärelektronen kann hier außer Betracht bleiben.)

Die gesamte Anordnung befindet sich in einem vakuumdicht abgeschlossenen Behälter, der an eine Pumpanlage mit Diffusionspumpe und Vorpumpe angeschlossen ist. Die Messungen wurden bei einem Druck von 10^{-5} Torr durchgeführt.

Für die Versuche wurde ein leistungsstarker Laser gebaut. Der verwendete Rubin ist 165 mm lang und hat rechteckigen Querschnitt (10 mm Kantenlänge). Er wird von 2 Edgerton-Lampen FX 47 in einer Doppelellipse optisch gepumpt. Der Resonator, dessen Länge 300 mm beträgt, wird auf der einen Seite von einem Prisma, auf der anderen von der Rubin-Endfläche (ca. 7% Reflexion) abgeschlossen. Als optischer Schalter dient eine mit Kryptocyanin-Lösung gefüllte Küvette zwischen Rubin und Prisma. Durch Verändern der Kryptocyanin-Konzentration kann die Ausgangsleistung des Lasers gesteuert werden. Mit einer Lösung, deren optische Transmission 30% bei 6943 Å beträgt, hat der Laserimpuls (Abb. 4) eine Energie von 3,5 Joule und eine Halbwertsbreite von 14 nsec, das entspricht einer mittleren Leistung von 250 MWatt. Auf eine an sich mögliche weitere Steigerung dieser Leistung wurde vorläufig verzichtet, da der Rubin dadurch schnell beschädigt würde.

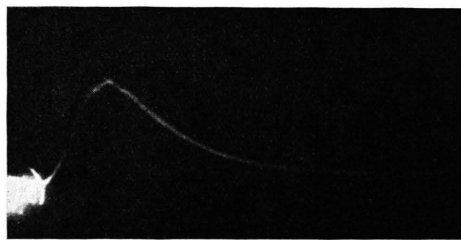


Abb. 4. Photographie des Laserimpulses; aufgenommen mit einer schnellen Photozelle und einem Tektronix 519.
1 cm \cong 10 nsec.

Für die hier beschriebenen Versuche ist nicht allein die Ausstrahlungsleistung maßgebend, sondern auch der Raumwinkel, in den diese Leistung gestrahlt wird. Vom Raumwinkel wird die Größe des Brennflecks und somit auch die Leistung pro Flächeneinheit im Brennfleck bestimmt. Der Ausstrahlungskegel unseres Rubins hatte bei den oben angegebenen Daten einen Öffnungswinkel von etwa $0,5^\circ$; eine Steigerung der Leistung hat in der Regel auch eine Vergrößerung des Öffnungswinkels zur Folge, so daß die Leistungsdichte im Brennpunkt nicht linear mit der Ausstrahlungsleistung zunimmt. Bei unseren Versuchen hatte der Brennfleck einen Durchmesser von ca. 0,3 mm, das entspricht einer mittleren Leistung

von $2,5 \cdot 10^{11}$ Watt/cm² und einer Feldstärke $F = 10^7$ V/cm.

Unsere Versuche wurden mit LiH als Targetsubstanz ausgeführt. Zum Vergleich wurden noch Kohlenstoffplasmen (durch Verwendung eines Graphittargets) untersucht und auch einige Messungen mit Aluminium, Eisen und Wolfram gemacht.

Ergebnisse

Wie bereits erwähnt, zeigen die gemessenen Impulse, daß die Plasmen neutral expandieren. Wenn sie in der beschriebenen Weise ein Feld durchlaufen, erhält man im Detektor steil ansteigende Ionenimpulse. Aus den Laufzeiten lassen sich Geschwindigkeiten bestimmen, und, da die Ionenmassen bekannt sind, auch Teilchenenergien berechnen. Dabei wird angenommen, daß die Geschwindigkeit über die ganze durchlaufene Strecke oder den weitaus größten Teil derselben konstant ist. Im allgemeinen wird dies auch der Fall sein. Wenn das Plasma aber einen wesentlichen Teil des zurückgelegten Weges zu seiner Beschleunigung braucht, dann würde die wirkliche Energie höher sein als die berechnete (s. Seite 349).

Ein Vergleich der Expansionsenergie bei den verschiedenen Targetsubstanzen ergibt zwar (was von anderen Autoren schon früher gefunden worden ist^{1,2}), die Zunahme der maximalen Energie mit steigender Ordnungszahl der Substanz, aber gleichzeitig ein Verflachen der Impulse am Detektor, das heißt eine geringere Teilchenzahl. Hier sollen nur die Ergebnisse mit LiH und Kohlenstoff näher analysiert werden.

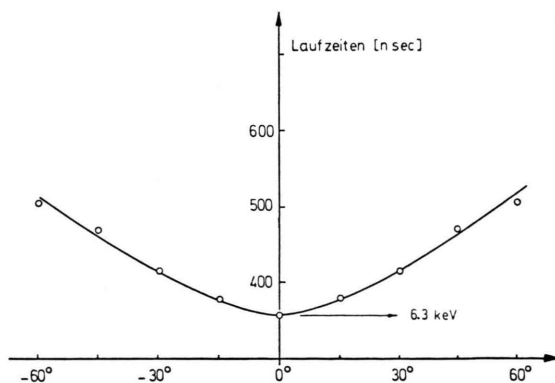


Abb. 5. Minimale Ionenlaufzeiten bei Kohlenstoff (Zeit zwischen dem Eintreffen des Lasersignals und dem Anstieg des Ionenimpulses) als Funktion des Winkels zwischen der Targetnormalen und der Detektorrichtung.

Das Target wurde um eine vertikale Achse gedreht und die Ionenimpulse bei verschiedenen Winkelstellungen gemessen. Hieraus konnte eine Richtungsabhängigkeit der Expansion festgestellt werden. Die Abbildungen 5 und 6 zeigen die minimalen Laufzeiten (Zeit zwischen dem Lichtsignal und dem Impulsanstieg) bei Kohlenstoff und LiH in Abhängigkeit vom Winkel zwischen der Richtung des gemessenen Plasmastrahles und der Oberflächennormale des Targets. In Stellung 0 ist jeweils die den Laufzeiten entsprechende Energie mit angegeben.

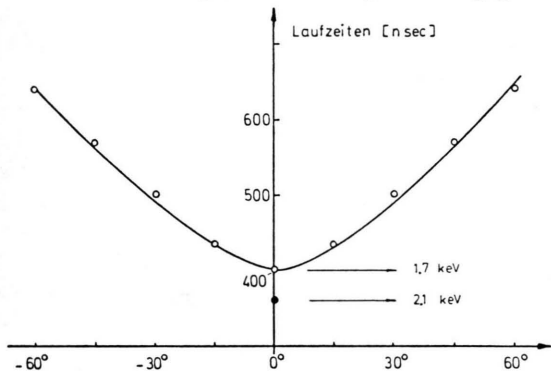


Abb. 6. Minimale Ionenlaufzeiten bei LiH als Funktion des Winkels zwischen der Targetnormalen und der Detektorrichtung. Die höchste gemessene Energie betrug 2,1 keV.

In der Abb. 7 sind die auf einen Raumwinkel 10^{-2} bezogenen Teilchenzahlen (in der oben angegebenen Weise bestimmt) als Funktion des Winkels gegen die Targetnormale angegeben. Die Abb. 2 c zeigt eine

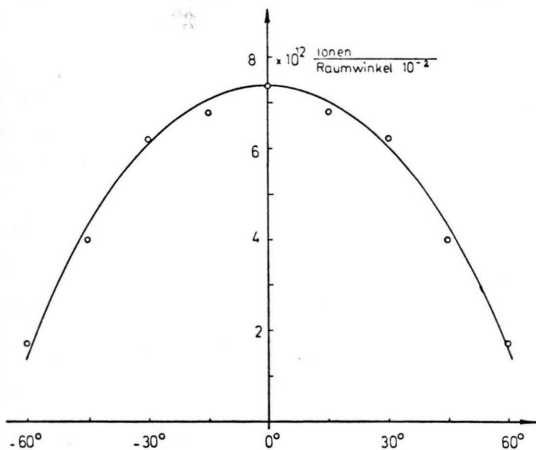


Abb. 7. Teilchenzahl im Raumwinkel 10^{-2} bei LiH als Funktion des Winkels zwischen der Targetnormalen und der Detektorrichtung.

Photographie der gleichzeitig aufgenommenen Impulse in Stellung 0° und 60° gegen die Normale. Die Expansion findet in einem nicht scharf begrenzten Kegel statt, dessen Achse normal zur Targetoberfläche ist.

Die Gesamtteilchenzahl für den gemessenen Raumwinkelbereich (π) ergibt sich durch Integration der Kurve der Abb. 7 zu $N \cong 2 \cdot 10^{15}$.

Aus diesen Messungen geht eindeutig hervor, daß die Lichtrichtung für die Expansion keine ausgezeichnete Richtung ist, die Winkelabhängigkeit also Folge der Geometrie des Targets sein muß.

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die Ausgangsleistung eines Lasers definiert abgeschwächt durch Vorsetzen mehrerer dünner Glasplatten, wobei Impulsform und Ausstrahlungskegel erhalten bleiben. Abb. 8 zeigt die aus der Laufzeit errechnete Maximalenergie in Richtung der Targetnormalen (Stellung 0) bei LiH als Funktion der Lichtenergie. Die Energie des unabgeschwächten Lichtimpulses betrug 4,3 Joule, seine Halbwertsbreite war konstant $= 20$ nsec.

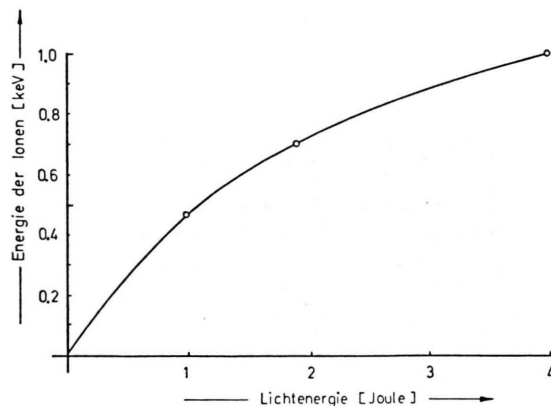


Abb. 8. Maximalenergie der Ionen bei LiH in Richtung der Targetnormalen (aus der minimalen Laufzeit bestimmt) als Funktion der eingestrahnten Lichtenergie (Lichtimpulsdauer konstant 20 nsec).

Auswertung

Durch die Einstrahlung eines Lichtimpulses hoher Intensität werden freie Ladungsträger erzeugt, sei es durch Mehrquantenabsorption oder einen feld-emissionsähnlichen Vorgang^{5,6}. Die Ionen und Elektronen werden weiter aufgeheizt und bilden ihrerseits durch Stoßionisation neue Ladungsträger^{7,8}.

⁵ A. GOLD u. H. B. BEBB, Phys. Rev. Letters **14**, 60 [1965].

⁶ L. V. KELDYSH, Soviet Phys.-JETP **20**, 1307 [1965].

⁷ H. G. BUSCHER, R. G. TOMLINSON u. E. K. DAMON, Phys. Rev. Letters **15**, 847 [1965].

⁸ D. H. GRILL u. A. A. DOUGAL, Phys. Rev. Letters **15**, 845 [1965].

Die Aufheizung des Plasmas durch Licht ist von mehreren Autoren berechnet worden⁹⁻¹², mit Hilfe des makroskopischen Zwei-Flüssigkeitsmodells, der mikroskopischen Theorie aus den VLASOV-Gleichungen und aus der quantenmechanischen Theorie der Bremsstrahlungsabsorption. Man erhält damit Ausdrücke für den Absorptionskoeffizienten und den Brechungsindex als Funktion von Dichte und Temperatur des Plasmas. Der Absorptionskoeffizient ist dabei ungefähr proportional ($\omega > \omega_p$) zu $Z^2 n_e n_i$ (Z = Ionisationsgrad, n_e = Elektronendichte, n_i = Ionendichte, ω_p = Plasmafrequenz); ein Vergleich zwischen Kohlenstoff und LiH ergibt, daß bei Kohlenstoff 148,5 eV notwendig sind, damit die 4 Elektroden der 2s- und 2p-Schale abgelöst werden (die 2s-Elektronen haben 47,9 und 64,5 eV Ionisierungsenergie, erst die Elektronen der 1s-Schale haben Werte von 392 und 487 eV)¹³, während bei LiH zur vollständigen Ionisierung, also für 4 Elektronen 216 eV nötig sind (122 eV für das am stärksten gebundene 1s-Elektron).

Sofort nach ihrer Entstehung beginnen die Plasmen zu expandieren; dadurch verringert sich die Dichte, die anfänglich der Dichte des festen Körpers gleichzusetzen ist, stetig. Die Abnahme der Dichte des Plasmas hat eine Erniedrigung des Absorptionskoeffizienten zur Folge, was durchaus für die Aufheizung günstig ist, da bei den hohen Anfangswerten (Absorptionskoeffizient $k > 10^5 \text{ cm}^{-1}$, Lichtfrequenz $\omega < \text{Elektronenplasmafrequenz } \omega_p$) nach den Reflexionsgesetzen der weitaus größte Teil des einfallenden Laserlichtes wieder reflektiert wird. Überschlagsweise kann man die Expansionsgeschwindigkeit gleich der thermischen Geschwindigkeit der Ionen setzen; das bedeutet, daß bei thermischen Energien von einigen Hundert eV die Dichte des Plasmas nach 20 bis 30 nsec bereits so gering ist, daß keine merkliche Absorption mehr stattfindet; es ist also darauf zu achten, daß der Laserimpuls kürzer ist als diese obere Zeitgrenze. (Die nach dieser Zeit auftreffende Lichtenergie dient nicht mehr zur weiteren Aufheizung des ursprünglich gebildeten Plasmas, sondern nur zum Schmelzen der tiefer gelegenen Targetschichten; dies ist aber für unsere Versuche nicht von Interesse.)

Ein für die Auswertung wichtiges Meßergebnis ist, daß, wie schon erwähnt, das Plasma neutral expandiert. Man kann daraus folgern, daß die Elektronen, die mit gleicher Geschwindigkeit wie die Ionen laufen, den größten Teil ihrer thermischen Energie an die Ionen abgegeben haben. Diese Tatsache macht auch den hohen Wert der Ionenenergie verständlich. Primär wird die absorbierte Lichtenergie vorwiegend den Elektronen mitgeteilt. Durch Stöße mit den Ionen stellt sich nach sehr kurzer Zeit (Größenordnung 10^{-10} sec)¹⁴ eine Energiegleichverteilung ein. Eine vollständige Übernahme der Elektronenenergie durch die Ionen ist in einem stationären Plasma nicht möglich, sie kann nur eine Folge der Expansion sein.

Die Energieübertragung bei der Expansion kann ohne Schwierigkeit durch ein einfaches Modell veranschaulicht werden: Die Elektronen, die auf Grund ihrer kleinen Masse eine hohe Geschwindigkeit haben, verlassen die kugelsymmetrisch gedachte Plasmaoberfläche und hinterlassen ein positives Plasma. Das Plasma erhält die Spannung V gegen die der Einfachheit halber unendlich weit entfernt gedachte Elektronenwolke. Dadurch wird das Ausreten weiterer Elektronen behindert. Im Gleichgewichtszustand werden nach der BOLTZMANN-Statistik

$$N = N_0 \exp\{-e_0 V / (k T_e)\}$$

Elektronen das Plasma verlassen haben. (N_0 = Gesamtzahl); somit gilt für das Potential, wenn man für das Plasma das Modell eines Kugelkondensators ansetzt:

$$V = \frac{N_0 e_0 \exp\{-e_0 V / (k T_e)\}}{4 \pi \epsilon r}$$

Durch die positive Überschußladung der Kugel wirkt auf die Ionen eine radial nach außen beschleunigende Kraft, die gleich der Änderung der Feldenergie ist.

$$N_i m_i \ddot{r}_i = -e_0 N_0 \exp\{-e_0 V / (k T_e)\} \cdot dV/dr,$$

N_i = Zahl der Ionen, m_i = Masse der Ionen.

Durch Integration ergibt sich ($r \rightarrow \infty$)

$$N_i E_{\text{expansion}} = N_0 k T_e (1 - \exp\{-e_0 V_0 / (k T_e)\}) + N_i E_a,$$

wobei $N_0 = Z N_i$. Die Temperatur der Elektronen im Plasma wird als näherungsweise konstant angenommen.

$$E_{\text{exp}} = Z k T_e (1 - \exp\{-e_0 V_0 / (k T_e)\}) + E_a.$$

⁹ N. G. BASOV u. O. N. KROKHIN, Soviet Phys.-JETP **19**, 123 [1964].

¹⁰ A. G. ENGELHARDT, Westinghouse Res. Rep. **63**, 128-113-R2.

¹¹ J. M. DAWSON, Phys. Fluids **7**, 981 [1964].

¹² H. HORA, Inst. f. Plasmaphysik, Garching Rep. IPP 6/23 und 6/27.

¹³ LANDOLT-BÖRNSTEIN, Atom- und Molekularphysik, 1. Teil, Atome und Ionen, Springer-Verlag, Berlin 1950.

¹⁴ L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ. Inc., New York 1962, S. 131 ff.

Die kinetische Anfangsenergie der Ionen E_a ist etwa gleich der thermischen Energie $k T_i$. Setzt man N_0 und den anfänglichen Radius r_0 größenordnungsmäßig in die Gleichung für V ein, so erhält man V_0 . Der Ausdruck $\exp\{-e_0 V_0/(k T_e)\}$ wird sehr klein gegen 1, so daß das Ergebnis lautet:

$$E_{\text{exp}} = Z k T_e + k T_i \cong (Z + 1) k T.$$

Die Ionen übernehmen also die thermische Energie der Elektronen als Expansionsenergie (bei der Rechnung ist die Masse der Elektronen vernachlässigt worden).

Beim kugelsymmetrischen Plasma sollte die Expansion natürlich isotrop sein, was auch bei den Versuchen von HAUGHT und POLK⁴ experimentell bestätigt worden ist. Die genannten Autoren haben als Target winzige LiH-Teilchen verwendet, die durch ein elektrisches Feld gehalten wurden.

Eine genauere dynamische Theorie der Expansion (im kugelsymmetrischen Fall), die die Expansionsgeschwindigkeit als Funktion der Zeit anzugeben gestattet, ist von DAWSON¹¹ aufgestellt worden. DAWSON benutzt allerdings ein sehr einfaches Modell, nämlich das eines idealen Gases aus zwei Komponenten, Ionen und Elektronen. Die Änderung der Ausdehnungsarbeit

$$+P \Delta V = +[3(N_e + N_i) k T / (4\pi r^3)] \Delta V$$

wird gleich der Zunahme der Expansionsenergie $\Delta(\frac{M}{2} \dot{r}_{\text{max}}^2)$ gesetzt. Der Massenmittelwert \bar{M} kann aus zwei gut begründbaren Annahmen erhalten werden:

1) zu einem beliebigen festen Zeitpunkt ist die Dichte des Plasmas über das ganze Volumen gleichförmig;

2) die Expansionsgeschwindigkeit \dot{r} steigt vom Ursprung bis zur Plasmafront linear an.

Damit ist $\bar{M} = \frac{3}{5} M = \frac{3}{5} N_i m_i$; die Masse der Elektronen wird vernachlässigt. Für die vom Laser zugeführte Leistung \mathcal{W} setzt DAWSON die Energiegleichung an:

$$\frac{3}{2} k (dT/dt) (N_e + N_i) + P (dV/dt) = \mathcal{W}.$$

Die Lösung dieser Gleichungen liefert eine vollständige Beschreibung der Expansion.

Das aus der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen Elektronen und Ionen folgende Endergebnis, daß die Elektronen ihre thermische Energie an die Ionen übertragen, ist implizit in der DAWSONSchen Theorie enthalten, da in dieser, wie aus den obigen Gleichungen ersichtlich ist, vorausgesetzt wird, daß das Plasma zu jeder Zeit neutral expandiert.

Das von uns experimentell untersuchte Plasma weicht von dem idealen Fall etwas ab, da es nicht kugelsymmetrisch ist. Ursprünglich besitzt das durch Beschießen eines ebenen Targets entstehende Plasma die Gestalt einer Scheibe. Das hat zur Folge, daß die Feldstärke, die die Beschleunigung der Ionen verursacht, unmittelbar an der Oberfläche die Richtung der Targetnormalen hat. Dadurch wird erklärt, daß nur mehr sehr wenige Teilchen in Richtungen gelangen, die einen großen Winkel mit der Normalen bilden. Von einer genaueren Berechnung der Winkelverteilung soll hier Abstand genommen werden, da sie sehr umfangreich ist, nur näherungsweise behandelt werden kann und zudem für die uns hier hauptsächlich interessierenden Aussagen nicht so wesentlich ist.

Für die Teilchen, die nicht in Richtung der Targetnormalen laufen, werden größere Laufzeiten gemessen. Es konnte auf Grund unserer Versuchsanordnung (eine Verlängerung der Laufstrecken war aus Platzgründen nicht möglich) nicht eindeutig entschieden werden, ob diese längeren Laufzeiten durch eine kleinere Endenergie zustande kommen oder nur dadurch, daß die Beschleunigungen über einen größeren Teil der durchlaufenen Strecke wirken. Bei einem kugelförmigen Plasma mit einem Anfangsradius 0,1 mm haben die Ionen, die alle in Richtung der maximalen Feldstärke laufen, nach 1 mm etwa 90% ihrer Beschleunigungsenergie erhalten. Ähnlich ist es für die bei unserer Geometrie in Richtung der Targetnormalen laufenden Teilchen. Die anderen Teilchen mit einer Anfangsgeschwindigkeit parallel zur Oberfläche geraten in Bereiche schwächerer Felder, so daß sie eine geringere Beschleunigung erfahren. Nach einer langen Wegstrecke sollten sie aber dieselbe Energie erreicht haben wie die Teilchen in Richtung der Normalen, da sie dieselbe Potentialdifferenz durchlaufen haben. Es ist deshalb plausibel, allen Teilchen die Energie zuzuordnen, die die Ionen besitzen, die in Richtung der Targetnormalen laufen. Zur Bestimmung der über alle Winkelstellungen gemittelten Gesamtenergie ist die Entscheidung dieser Frage nicht von so großer Bedeutung, da, wie aus Abb. 7 ersichtlich, der Beitrag der Ionen, die unter einem größeren Winkel zur Normalen laufen, nur mehr gering ist.

Für die Auswertung werden die Energie-Maximalwerte 6,3 keV für Kohlenstoff und 1,7 keV für LiH zugrunde gelegt. Nach den DAWSONSchen Annahmen erhält man daraus die mittlere Energie durch Multi-

plikation mit dem Faktor $3/5$. Experimentell bekommt man den Mittelwert durch Integration

$$\bar{E} = (1/N) \int E dN = (c/V_{\max}) \int (1/t^2) dV$$

(V = Impulshöhe, t = Laufzeit) über die gemessenen Ionenimpulse (siehe Abb. 2 b). Diese Rechnung wurde durchgeführt und es ergaben sich für das Verhältnis \bar{E}/E_{\max} Werte zwischen 0,6 und 0,65, in sehr guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert $3/5$.

Damit ist die mittlere kinetische Energie für alle am Plasma beteiligten Teilchen (Elektronen und Ionen):

$$\text{LiH: } Z_{\text{mittel}} = 2 \quad \bar{E}_0 = \frac{1,7 \cdot 3}{5(Z+1)} \triangleq 340 \text{ eV;} \\ (\text{vollständige Ionisierung})$$

$$\text{Kohlenstoff: } Z = 4 \quad \bar{E}_0 = \frac{6,3 \cdot 3}{5(Z+1)} \triangleq 750 \text{ eV;} \\ (\text{Ionisierung nur 2s- und 2p-Schale})$$

$$Z = 6 \quad \bar{E}_0 = \frac{6,3 \cdot 3}{5 \cdot 7} \triangleq 550 \text{ eV.}$$

Die 1s-Elektronen von Kohlenstoff haben 392 und 487 eV Ionisierungsenergie, so daß mit einer vollständigen Ionisierung gerechnet werden muß, also mit $Z = 6$.

Die obigen Energiewerte pro Teilchen können nicht ohne weiteres nach der Beziehung $E_0 = \frac{3}{2} kT$ mit der Plasmatemperatur verknüpft werden. Das würde nämlich bedeuten, daß zu irgendeinem Zeitpunkt die gesamte Energie als thermische Energie vorliegt. Aufheizung und Expansion gehen aber nicht getrennt vor sich, so daß im allgemeinen zu jedem Zeitpunkt die wirkliche Temperatur etwas kleiner ist als der

Beziehung $E = \frac{3}{2} kT$ entspricht¹¹. Es ist daher besser, hier auf eine Temperaturangabe zu verzichten und sich mit der Angabe des Energiemittelwertes zu begnügen. Der gesamte gemessene Anteil der kinetischen Energie des Plasmas beträgt bei LiH etwa 0,3 Joule.

Ausblick auf die Erzeugung von Kernfusionen

Von den möglichen Reaktionen für Kernfusionen haben die D-T-Reaktionen den höchsten Wirkungsquerschnitt¹⁵. Die Reaktionsausbeute pro sec und cm^3 für ein D-T-Gasgemisch ergibt sich zu: $R = n_1 n_2 \sigma v$; n_1 = Dichte der D-Atome (Atome/cm^3); n_2 = Dichte der T-Atome (Atome/cm^3); $\sigma v = 7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2/\text{sec}$ für $kT = 1 \text{ keV}$. Mit einer Teilchendichte $n_1 = n_2 = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und einem Volumen von 10^{-4} cm^3 erhält man $7 \cdot 10^{15}$ Reaktionen/sec. Für $kT = 5 \text{ keV}$ erhält man bei sonst gleichen Werten $10^{36} \cdot 1,4 \cdot 10^{-17} = 1,4 \cdot 10^{19}$ Reaktionen/sec. Aus einem Vergleich dieser kT -Werte und den bisher von uns erhaltenen Energien ist ersichtlich, daß noch eine Steigerung der kinetischen Energie der Teilchen um einen Faktor 4 wünschenswert ist, wenn eine gut nachweisbare Neutronenausbeute erreicht werden soll. Außerdem sollte das expandierende Plasma durch starke Magnetfelder wenigstens über eine Zeitdauer von Mikrosekunden zusammengehalten werden. Sowohl die Erhöhung der Teilchenenergie als auch die Anwendung eines hinreichend starken Magnetfeldes liegen im Bereich des Möglichen.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele förderliche Diskussionen danken wir den Herren Professoren Dr. W. KAISER und Dr. K. DRANSFELD.

¹⁵ S. GLASSTONE u. R. H. LOVBERG, Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Company, Princeton 1960.

¹⁶ Anmerkung bei der Korrektur: Es sind inzwischen solche Versuche gemacht worden: E. W. SUCOR, J. L. PACK, A. G. ENGELHARDT u. A. V. PHELPS, Westinghouse Research Laboratories, Rep. 65-1E2-PlasL-R1, December 28, 1965.