

Beschleunigen mit Licht

Laserstrahlen und Plasmen ermöglichen es, hohe Teilchenenergien bei geringem Platzbedarf zu erreichen

Markus Roth

Fast unübersehbar ist die Fülle der Erkenntnisse, die mit Teilchenbeschleunigern gewonnen wurden – ob es um die kleinsten Bestandteile der Materie oder um die Entwicklung des Kosmos geht. Doch mit den immer höheren Teilchenenergien wachsen auch Größe und Kosten der Beschleunigeranlagen. Zudem gelangen die gängigen, auf elektrischen Wechselfeldern basierenden Methoden allmählich an eine Grenze der erreichbaren Feldstärken. Neuartige Konzepte, bei denen Teilchen mit intensiven Lasern und hochenergetischen Plasmen beschleunigt werden, versprechen jedoch höhere Energien bei kleineren Anlagen.

Seit den frühen 30er-Jahren hat man mit Teilchenbeschleunigern erstaunliche Erkenntnisse über die Struktur der Materie, den Ursprung des Kosmos und über die in ihm wirkenden Kräfte gewonnen. Dabei verbesserte sich stets auch das physikalische und technische Verständnis der Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen mittels elektromagnetischer Felder. Die erzielten Teilchenenergien wuchsen jedes Jahrzehnt um rund eine Größenordnung. Ziel war und ist es dabei auch, besonders hochqualitative und intensive Teilchenstrahlen erzeugen zu können, z. B. um extreme Materiezustände zu simulieren, wie sie beispielsweise im Inneren der Riesenplaneten Jupiter oder Saturn herrschen. Höchste Strahlungsintensitäten werden angesichts immer kleiner werdender Wechselwirkungsquerschnitte aber auch benötigt, um beispielsweise radioaktive Strahlen exotischer Kerne weitab vom Tal der Stabilität zu erzeugen. Leistungsfähigere Teilchenbeschleuniger könnten auch dabei helfen, die Physik der „kosmischen Beschleuniger“ zu klären: Welche Mechanismen beschleunigen Teilchen an den Polen von Neutronensternen oder in Akkretionsscheiben massiver Schwarzer Löcher?

Der heutige Stand der Technik wird beispielsweise durch den derzeit im Bau befindlichen Large Hadron Collider (LHC) am CERN mit seinen hochenergetischen Protonenstrahlen (7 TeV) oder durch das Zukunftsprojekt der Gesellschaft für Schwerionenforschung mit seinen intensiven Schwerionenstrahlen (bis 10^{12} Uran-Ionen pro Puls) repräsentiert. Die Größe dieser Anlagen – der LHC hat einen Umfang von 27 km – lässt jedoch bereits jetzt ein Ende der Entwicklung dieser Beschleunigerarten erwarten. Daher stellt sich



Der Laserstrahl eines 100 TW-Lasers (links) trifft eine dünne Goldfolie (zu sehen ist nur der Schattenwurf der Halterung) und erzeugt hochenergetische Plasmajets (rechts). Die vielen hellen Punkte stammen von harten Röntgenstrahlen, die den Kamerachip trotz Abschirmung erreichen (Quelle: LULI)

die Frage nach neuartigen Konzepten, mit denen sich der bisherige Schwung bei der experimentellen Erforschung des Unbekannten beibehalten lässt [1].

Teilchenbeschleuniger haben inzwischen auch wichtige Anwendungen in der Materialforschung, Biologie, Nuklearmedizin (Diagnostik und Therapie), Nahrungsmittelsterilisation oder der möglichen Transmutation radioaktiven Abfalls gefunden. Im Gegensatz zu den extremen Anforderungen in der Grundlagenforschung ist es hier jedoch erforderlich, möglichst kleine und kompakte Anlagen zu entwickeln, die etwa auch in einem Krankenhaus Platz finden können. Doch in jedem Fall ist es das Ziel, die erreichbaren Feldstärken zur Beschleunigung der Teilchen zu maximieren.

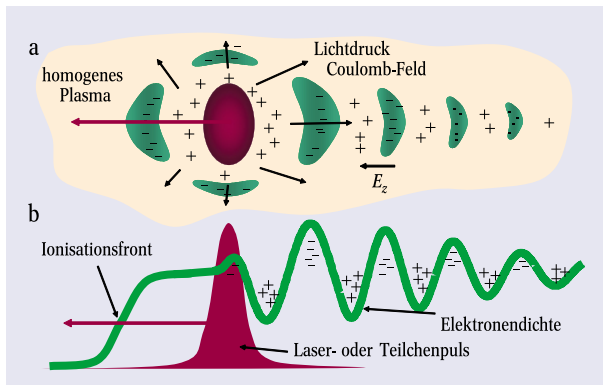
Elektrisch geladene Teilchen werden typischerweise durch alternierende, longitudinale elektrische Felder beschleunigt, wobei das Teilchen in der Zeit, in der das Wechselfeld die „falsche“ Polarität hat, durch eine Driftröhre (Faraday-Käfig) vor dem Feld geschützt wird. Konventionelle „Radio-Frequency“-Beschleuniger erzeugen die beschleunigende Spannung in den entsprechenden Strukturen durch Einkopplung hochfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder mit Frequenzen im Mega- oder Gigahertz-Bereich in Strahlrichtung. Damit können Feldstärken bis maximal etwa 50 MV/m erreicht werden. Mit fokussierten Laserstrahlen lassen sich jedoch noch deutlich höhere Feldstärken erreichen. Diese sind jedoch transversal, also senkrecht zur Flugrichtung der Teilchen gerichtet und oszillieren so schnell, dass sie zum Beispiel für die Beschleunigung von Ionen nicht geeignet erscheinen. Auch in Plasmen, die den Zustand der Materie „nach dem elektrischen Durchbruch“ beschreiben, können

Prof. Dr. Markus Roth, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstraße 9, 64289 Darmstadt

durch kollektive Effekte und Ladungstrennung sehr hohe Feldstärken auftreten. Aber lassen sich diese Felder so präparieren, dass daraus eine effektive Teilchenbeschleunigung in Vorwärtsrichtung resultiert?

Was passiert, wenn ein Laserstrahl auf Materie trifft? Bei moderaten Intensitäten ($\ll 10^{18} \text{ W/cm}^2$) „tanzen“ die Elektronen im schnell oszillierenden Feld des Lichts und heizen das Material durch den als „inverse Bremsstrahlung“ bekannten Prozess bis zu Temperaturen von einigen keV ($1 \text{ eV} \cong 11400 \text{ K}$) auf. In diesem klassischen Bereich der Laser-Materie-Wechselwirkung nehmen die Ionen aufgrund ihrer viel

Abb. 1:
Prinzip der *Wake Field*-Beschleunigung (vgl. Text):
► a) Sicht von oben.
► b) Seitenansicht mit eingezeichneter Elektronendichte. Wie zu erkennen ist, ionisiert bereits der Anfang des Pulses das Gas.



höheren Masse nicht direkt an der Wechselwirkung teil. Die Beschleunigung von Ionen mit Laserstrahlen wurde bereits in den späten 70er-Jahren intensiv untersucht [2]. Die Laserstrahlen, die auf feste Oberflächen fokussiert wurden, „erhitzten“ große Mengen von Plasmaelektronen, die von der Oberfläche abdampfen und über die resultierenden Felder die Ionen nach sich ziehen. Dieser als isotherme Expansion bekannte Prozess führte bis zu Ionenenergien von einigen hundert keV bis zu wenigen MeV. Die Ionen breiten sich allerdings sphärisch in alle Richtungen aus und nicht in Form regelrechter Strahlen.

Surfen auf Plasmawellen

Geladene Teilchen lassen sich mit longitudinalen elektrischen Wellen auch in einem Plasma beschleunigen. Der kürzlich verstorbene John Dawson (UCLA) gilt als der Vater dieser Plasma-basierten Teilchenbeschleunigung, deren zugrunde liegendes Prinzip sich sehr anschaulich zusammenfassen lässt [3]: Ein intensiver Laser- oder Teilchenstrahl läuft durch ein möglichst homogenes Plasma. Im Falle der Laser-getriebenen Plasmawellen darf die Dichte des Plasmas nicht zu hoch sein, da sich der Laserstrahl sonst darin nicht ausbreiten kann. Daher werden bei diesen Experimenten Laserstrahlen in möglichst homogene Gasjets eingeschossen. Der Lichtdruck (oder das Coulomb-Feld im Falle eines Teilchen- anstelle des Laserstrahls) drückt dabei Elektronen durch den Strahl nach vorne und zu den Seiten aus dem Strahlweg heraus (Abb. 1). Hinter dem Strahl kehren die Elektronen in den so erzeugten positiv geladenen Kanal zurück, wobei sie aufgrund ihrer Massenträgheit leicht „überschwingen“ und es so zu einem Überschuss negativer Ladungen auf der Kanalachse kommt. Somit läuft dem Laser oder Teilchenstrahl eine elektrische Welle hinterher, ähnlich wie Wellen im Kielwasser (engl.: *wake*) eines Schiffes. Daher rührt der Name „Wake Field Acceleration“.

Bei dieser Methode unterscheidet man vier Varianten der Anregung:

- 1) durch Laserpuls (Laser Wake Field Acceleration, LWFA),
- 2) durch Teilchenstrahl (Plasma Wake Field Acceleration, PWFA),
- 3) durch Kombination zweier Laserstrahlen leicht unterschiedlicher Frequenz (Plasma Beat Wave Acceleration, PBWA),
- 4) mittels Wechselwirkung eines langen Laserpulses mit seinem eigenen Streulicht (Self Modulated Laser Wake Field Acceleration, SMLWFA).

In jedem Fall wird eine elektrische Welle erzeugt, die sich mit der Geschwindigkeit des treibenden Laser- oder Teilchenstrahls im Plasma fortbewegt. Elektronen, die fast die gleiche Geschwindigkeit wie die Welle haben, können, wie Wellenreiter auf Hawaii, Energie aus dieser Welle aufnehmen, indem sie auf ihr surfen.

Kürzlich wurden sowohl für die Plasma-basierte als auch für die Laser-basierte *Wake Field*-Beschleunigung neue Meilensteine gesetzt. So gelang es am Stanford Linear Accelerator (SLAC) mittels eines 4 ps langen Positronenpulses von 28,5 GeV eine Plasmawelle über 1,4 m zu erzeugen und den hinteren Teil des Pulses innerhalb dieser Distanz um 80 MeV zu beschleunigen. Forscher am Laboratoire d’Optique Appliquée in Palaiseau, Frankreich, haben es kürzlich mittels eines 100-TW-Lasers sogar geschafft, Elektronen bis auf 200 MeV zu beschleunigen, und das auf einer Strecke von nur einem Millimeter! (Ein typischer Elektronenbeschleuniger benötigt dazu, inklusive Strahlführung und Quelle, mehrere zehn Meter.) Es erscheint also vielversprechend, Plasmawellen für die Beschleunigung von Elektronen einzusetzen. Für Ionen hingegen ist diese Technik nicht besonders geeignet. Da die Plasmawelle sich mit der Geschwindigkeit des treibenden Pulses fortpflanzt (typischerweise nahe an der Lichtgeschwindigkeit), müssten Ionen bereits eine extrem hohe Energie haben, um auf der Welle „mitreiten“ zu können.

Ultra-intensive Laser

Bei moderaten Lichtintensitäten tanzen die Elektronen, wie bereits gesagt, im Lichtfeld auf und ab, bewegen sich aber nicht in Vorwärtsrichtung. Dies ändert sich bei deutlich höherer Lichtintensität. Nun werden die Elektronen schon in einer einzelnen Halbwelle der Lichtschwingung bis auf relativistische Geschwindigkei-

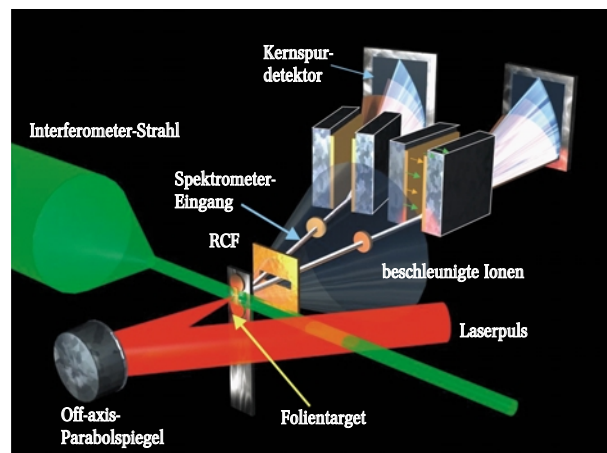


Abb. 2:
Ein Off-axis-Parabolspiegel fokussiert den Laserstrahl auf eine freistehende Folie. Ein zweiter Laserstrahl misst interferometrisch die Plasmaausdehnung. Die beschleunigten Ionen werden in radiochromen Filmen (RCF) oder in Ionenspektrometern nachgewiesen.

ten beschleunigt. Bei diesen hohen Geschwindigkeiten und Intensitäten machen sich jetzt auch die üblicherweise vernachlässigten Magnetfelder bemerkbar, welche über die Lorentz-Kraft die Elektronen in Vorwärtsrichtung bewegen. Auch die direkte Beschleunigung von Elektronen durch den Lichtdruck spielt nun eine Rolle. Dies ist der Bereich der relativistischen Plasmen.

Seit der Erfindung eines als Chirped Pulse Amplification (CPA) bekannten Verfahrens [4] lassen sich heutzutage Laserleistungen von über 1000 TW im Labor erzeugen. Ein Laserstrahl dieser Leistung erreicht auf wenige Mikrometer fokussiert eine Intensität von über 10^{20} W/cm^2 . Das entspricht dem gesamten auf die Erde treffenden Sonnenlicht, allerdings konzentriert auf eine Fläche von weniger als einem Quadratmillimeter.

Im Labor lassen sich diese Intensitäten natürlich nur für wenige bis einige hundert Femtosekunden erzeugen ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$). Auch hier werden große Mengen von Elektronen in Vorwärtsrichtung beschleunigt. Um Ionen effektiv zu beschleunigen, verwendet man im Gegensatz zu der *Wake Field*-Beschleunigung feste Targets, in die der Laserstrahl nicht eindringen kann. Die Elektronen werden also nur an der Vorderseite erzeugt, und ein „Wellenreiten“ findet nicht statt. Daher sind die Energien dieser Elektronen in der Regel geringer (typischerweise einige MeV). Bei dem Beschuss fester Targets werden Elektronen einerseits durch klassische Aufheizungsprozesse und andererseits durch relativistische Effekte und Lichtdruck beschleunigt. Man beobachtet experimentell daher auch zwei unterschiedliche Temperatur- bzw. Maxwell-Verteilungen mit einer „kalten“ Komponente von einigen hundert keV und einer „heißen“ Komponente von einigen MeV.

Beschleunigung von Ionen

Heutige Lasersysteme sind längst noch nicht stark genug, um Ionen direkt über das Lichtfeld zu beschleunigen. Bei bisherigen Experimenten wurden Ionen über die Beschleunigung und Verschiebung der Elektronen im Wesentlichen ungerichtet emittiert und mit Energien von bis zu einigen hundert keV.

Im Jahre 1999 konnten Physiker jedoch nahezu zeitgleich bei Experimenten am Rutherford Appleton Laboratory in England, an der University of Michigan und am Lawrence Livermore National Laboratory in den USA intensive, gerichtete Ionenstrahlen beobachten. Bei diesen Experimenten wurden dünne Folien mit höchsten Laserintensitäten ($10^{18} - 10^{20} \text{ W/cm}^2$) und sehr kurzen Pulsdauern ($< 450 \text{ fs}$) bestrahlt. Die dabei erzeugten Strahlen waren eng gebündelt, ungewöhnlich energetisch (bis 60 MeV Teilchenenergie) und intensiv (mehr als 10^{13} Teilchen pro Puls), und wurden immer senkrecht zur rückseitigen, nicht bestrahlten Oberfläche emittiert [5].

Abbildung 2 zeigt einen typischen Experimentaufbau: Der intensive Laserpuls wird auf ein dünnes Folientarget fokussiert. Die erzeugten Ionenstrahlen verlassen die Folienrückseite und lassen sich in Richtung des Spektrometers lenken – typischerweise Magnet-spektrometer oder Thomson-Parabelspektrometer. In letzteren lenken parallele elektrische und magnetische Felder die Teilchen, die durch einen Eingangsspalt fliegen, so ab, dass sie nach ihrer Energie und dem Verhältnis Ladung zu Masse getrennt und in Detektoren nachgewiesen werden können. Daneben haben sich in der letzten Zeit energiesensitive, abbildende Detektoren als wichtiges Mittel zur Analyse der Ionenstrahlen

erwiesen. Am häufigsten eingesetzt werden Kernspurdetektoren, in denen Spuren eindringender Teilchen ausgezählt werden können. Bei genügend hoher Strahlintensität, durch die sich die lasererzeugten Ionenstrahlen ja gerade auszeichnen, lassen sich auch so genannte radiochrome Filme mit großem Erfolg verwenden, welche direkt die in ihnen durch die Ionen deponierte Energie anzeigen.

Doch warum sind diese Ionenstrahlen im Gegensatz zu den sich nach allen Seiten ausbreitenden Ionen bei direkter Bestrahlung eines Plasmas nun gerichtet und erreichen viel höhere Energien? Welcher Mechanismus beschleunigt die Ionen?

Bei der genaueren Analyse der Strahlen stieß man auf drei Mechanismen, die zur Erklärung in Frage kommen: Beschleunigung

- ▶ 1) von der bestrahlten Vorderseite des Targets durch Ladungstrennung [6],
- ▶ 2) von Ionen aus dem Targetinneren durch Magnetfelder,
- ▶ 3) von der Targetrückseite [7].

Besonders der dritte Mechanismus wird von den experimentellen Ergebnissen unterstützt und soll im Folgenden näher erläutert werden.

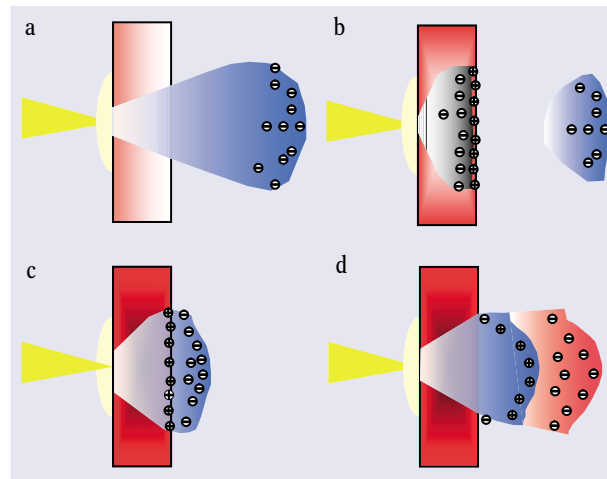


Abb. 3: Der Laserstrahl (von links) erzeugt an der Targetvorderseite schnelle (MeV, blau) und langsamere (keV, schwarz) Elektronen. Nachdem die schnellsten Elektronen das Target verlassen haben (a), lädt sich das Target stark elektrisch auf. Dadurch sind die langsameren Elektronen innerhalb des Targets gefangen (b). Gleichzeitig ist eine dünne Schicht von Atomen an der Rückseite dem starken elektrischen Feld ausgesetzt, das die verbliebenen schnellen Elektronen erzeugen (c). Dieses Feld ionisiert und beschleunigt die Atome auf der Rückseite, die dann den Elektronen folgen (d).

Wie bereits beschrieben, werden bei der Wechselwirkung von ultra-intensiven Laserpulsen mit Targets (zum Beispiel einer dünnen Folie von $2-100 \mu\text{m}$) in wenigen Femtosekunden hochenergetische, gerichtete Elektronen erzeugt (Abb. 3a). Diese Elektronen sind ohne weiteres in der Lage, die Folie zu durchdringen und in das umgebende Vakuum zu entkommen. Durch den Verlust an negativen Ladungsträgern lädt sich das Target schlagartig bis auf einige Millionen Volt auf und fängt die nachströmenden Elektronen (Abb. 3b), da sich ein Gleichgewicht zwischen thermischer Bewegung und elektrostatischem Potential bildet. Innerhalb weniger Femtosekunden stellt sich eine Situation wie in Abbildung 3b-c ein: Man sieht die kalten Elektronen, die durch die Aufladung im Target gefangen sind. Jenseits

der rückseitigen Targetoberfläche finden sich nur noch Elektronen, deren kinetische Energie ausreicht, um die anziehende Kraft der elektrostatischen Aufladung zu überwinden. Dabei entstehen Feldstärken von über 10^{12} V/m, bei denen Atome auf der Rückseite feldionisiert werden. Durch die Felder beginnen diese Ionen, sich von der Folie zu entfernen. Die Größe dieses Feldes entspricht $E \sim T_{\text{hot}}/(e \cdot l)$, wobei T_{hot} die Temperatur der heißen Elektronen, e die Elementarladung und l die Länge des Plasmas und der Elektronenwolke ist. Je heißer die Elektronen und je steiler der anfängliche Dichtegradient, das heißt je kälter die Rückseite des Targets ist, umso größer ist das beschleunigende Feld. Die Dauer der Beschleunigung wird durch die Lebensdauer der heißen Elektronen bestimmt (typischerweise einige Pikosekunden), die ihre Energie durch die Beschleunigung der Ionen und durch Sekundärprozesse (Bremsstrahlung im Target) rasch verlieren. Da die Ionen in Richtung auf das (lokale) elektrische Feld beschleunigt werden und die Dicke der Schicht nur wenige Mikrometer beträgt, findet ihre Beschleunigung in Übereinstimmung mit dem Experiment immer senkrecht zur rückseitigen Oberfläche des Targets statt, unabhängig von der Einstrahlrichtung des Lasers. In dem Moment, in dem die Ionen das Target verlassen, verringert sich dessen positive Aufladung. Nun können Elektronen geringerer kinetischer Energie das Target verlassen und die Ionen begleiten. Nur durch die begleitenden Elektronen, welche die Raumladung der Ionen abschirmen, propagieren diese intensiven Strahlen größere Strecken frei, ohne durch die gegenseitige Abstoßung der Ionen auseinander getrieben zu werden. Streng genommen handelt es sich bei den Ionenstrahlen also eher um schnell und gerichtet propagierende Plasmawolken. Der Gesamtvorgang ist auch als TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) bekannt [7]. Obwohl dieser Mechanismus auf den ersten Blick dem einer isothermen Expansion [8] ähnelt, unterscheidet er sich durch das schlagartige Auftreten der heißen Elektronen (auf Zeitskalen von nur noch Femtosekunden) und durch ihre um Größenordnungen höheren Energien.

Im Gegensatz zu der isothermen Beschleunigung der Ionen aus nichtrelativistischen Laserplasmen sind die zu beschleunigenden Ionen an der Rückseite des Targets völlig kalt.

Eine wesentliche Konsequenz daraus ist also, dass sich bei geeigneter Wahl des Targets extrem kalte Ionen innerhalb kürzester Zeit auf hohe Energien bringen lassen. Dies hat entscheidende Auswirkungen auf die Eigenschaften dieser Ionenstrahlen, wie im Folgenden noch erläutert wird.

Die Ursache ist das gewaltige, kurzlebige elektrische Feld, welches die Atome an der Rückseite des Targets ionisiert und beschleunigt. Es ist mit Feldstärken von einigen 10^{12} V/m sechs Größenordnungen stärker als in konventionellen Beschleunigern und vergleichbar den Feldern an Oberflächen von Neutronensternen. Die ionisierten Atome werden in Richtung der Elektronenwolke beschleunigt, und zwar umso besser, je höher ihr

Ladungs- zu Masseverhältnis ist. Folgerichtig laufen die Ionen mit dem höchsten Verhältnis von Ladung zu Masse den anderen voraus und schirmen das beschleunigende Feld ab. Daher werden, sofern vorhanden, Protonen, die ja das höchste q/m -Verhältnis haben, am effektivsten beschleunigt. Im Allgemeinen befinden sich Protonen in Form von Wasserdampf und Kohlenwasserstoffen auf den Oberflächen der Targets, sodass man bei den Experimenten in erster Linie Protonen beobachtet. Entfernt man jedoch die Verunreinigungen (z. B. durch Erhitzen oder Laser-Oberflächenbehandlung) kann man die Ionen des Targetmaterials effektiv beschleunigen.

Die Konversion von Laserlicht in schnelle Elektronen ist recht effektiv. Ungefähr ein Drittel der Energie des Laserlichts wird in diese Elektronen umgesetzt. Die Konversion von Laserlicht in beschleunigte Ionen hängt offensichtlich neben der Intensität auch von der Energie des Laserpulses ab und erreicht für hohe Energien mehr als 10 Prozent. Das heißt, dass sich bei Petawatt-Lasersystemen, wie sie zur Zeit realisiert sind, ca. 60 Joule in einem einzigen Ionenpuls emittieren lassen. Dies entspricht 10^{15} Teilchen in einem Puls von nur wenigen Pikosekunden Dauer, also Ionenströmen im Bereich von Mega-Ampere. Im Gegensatz zu Teilchenstrahlen aus Beschleunigern sind lasererzeugte Teilchenstrahlen aber nicht monoenergetisch, sondern zeigen typischerweise ein exponentielles Spektrum, teilweise mit einem so genannten Cut-off bei einer Maximalenergie (Abb. 4).

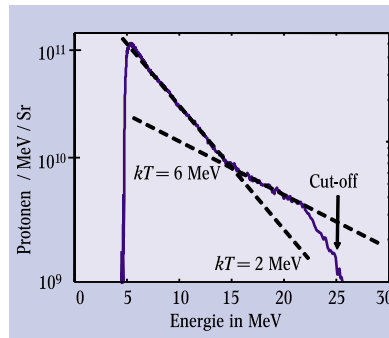


Abb. 4: Typisches Energiespektrum der Protonen, beschleunigt mit einem 100 TW-Laser. Die Energieverteilung wird am besten durch Maxwell-Verteilungen (gestrichelt) mit zwei Temperaturen ($kT = 2$ MeV und 6 MeV) beschrieben. In diesem Experiment wurden ca. 10^{12} Protonen auf mehr als 5 MeV beschleunigt. Unterhalb von 5 MeV nimmt die Empfindlichkeit des Detektors ab.

schwerer ein exponentielles Spektrum, teilweise mit einem so genannten Cut-off bei einer Maximalenergie (Abb. 4).

Die Materialfrage

In den letzten Jahren konzentrierte sich die Forschung an diesen lasererzeugten Ionen auf das Verständnis des Mechanismus, auf die Abhängigkeiten von Laser- und Targeteigenschaften und auf die Möglichkeiten, diese Strahlen wissenschaftlich und technisch zu nutzen. Einige der gewonnenen Erkenntnisse sollen im Folgenden ohne Anspruch auf Vollständigkeit kurz vorgestellt werden.

Schon früh wurde ein deutlicher Einfluss der Targeteigenschaften auf die Homogenität der Ionenstrahlen beobachtet [5]. Eine hohe Strahlqualität erfordert eine homogene Verteilung der Elektronen an der Targetrückseite. Die Elektronenströme, die bei der Wechselwirkung des Lasers mit dem Target erzeugt werden, übersteigen jedoch bei weitem die Maximalströme, bei denen das selbstgenerierte Magnetfeld des Stroms durch die Lorentz-Kraft eine Ablenkung der Elektronen um 90° (ein Viertel der Kreisbahn) bewirkt (sog. Alfvén-Limit). Dies verhindert eine weitere Propagation in Vorwärtsrichtung [9]. Daher müssen innerhalb des Targets sofort Rückströme der Hintergrundelektronen auftreten, um das Magnetfeld zu kompensieren. Diese Rückströme hängen allerdings stark von der lokalen Leitfähigkeit des Materials ab. Setzen die Rückströme nicht sofort ein, kann dies zu einem Aufbrechen des Elektronentransports führen mit der Konsequenz, dass die Dichteverteilung der Elektronen an der Rückseite filamentiert. Im Einklang mit dieser Interpretation sind

Ionenstrahlen von metallischen (gut leitenden) Targets sehr homogen, während Strahlen von nicht leitenden Targets (Plastik, Glas), starke Unregelmäßigkeiten aufweisen (Abb. 5).

Die Eigenschaften der Targetrückseite sind ebenfalls

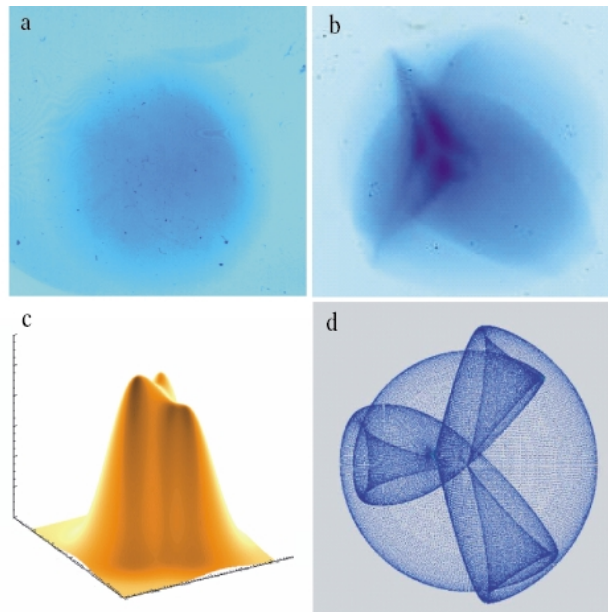


Abb. 5: Abbild des Protonenstrahls in radiochromen Filmen bei 8 MeV: Leitende Targets mit guter Oberflächenqualität produzieren ein homogenes Strahlmuster (a), während das Protonenstrahlmuster von Glas oder Plastiktargets filamentiert (b). Das zeigt auch die Simulation der beschleunigenden Elektronenschicht (Elektronendichte) an der Rückseite für einen filamentierten Elektronentransport (c) und die Simulation des Strahlmusters (d) aufgrund der Elektronenschicht aus c.

entscheidend. Ein möglichst scharfer Übergang von der Targetoberfläche zum umgebenden Vakuum erlaubt der Elektronenwolke, ein starkes Feld aufzubauen. Ist an der Targetrückseite bereits ein Plasma vorhanden, das sich in das Vakuum ausdehnt (Dichtegradient), kompensiert dieses einen Teil der Raumladung der Elektronenwolke und reduziert so das beschleunigende Feld [10].

Die Qualität von Ionenstrahlen

Eine herausragende Eigenschaft der hier beschriebenen Ionenstrahlen ist ihre hohe Qualität. Wenn man über Qualität von Teilchenstrahlen spricht, ist das entscheidende Kriterium die so genannte Emittanz (vgl. Infokasten), also der von den Teilchen ellipsenförmig eingenommene Phasenraum (Orts- und Impulsraum). Dieser repräsentiert in etwa das Maß an Ordnung bzw. Unordnung, also die Korrelation der Teilchen zueinander. Hohe Temperaturen führen so zum Beispiel zu einem hohen Maß an Unordnung und so zu einer großen Emittanz. Es ist leicht einzusehen, dass die Emittanz (ideale Ionenoptik vorausgesetzt) die entscheidende Größe ist, die zum Beispiel den kleinstmöglichen Strahldurchmesser (transversale Komponente), das Auflösungsvermögen, oder die kürzeste Pulsdauer (longitudinale Komponente) limitiert.

Bereits bei den ersten Messungen mit üblichen Methoden zur Emittanzbestimmung (sog. Pepperpot-Messungen) zeigte sich, dass die Auflösung hier nur durch die Diagnostik und nicht etwa durch die Emittanz des Strahls begrenzt war. Eine neue Methode erlaubt es mittlerweile, die Strahlqualität mit höchster Auflösung zu vermessen. In den Experimenten an dem 100-TW-

Lasersystem des Laboratoire Utilisation des Laser Intenses (LULI) der Ecole Polytechnique in Palaiseau, Frankreich, wurden Protonen aus dünnen Aluminium- oder Goldfolien mit 30 J Laserenergie und 300 fs Pulsdauer bei Intensitäten von $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ beschleunigt. Etwa 7 cm hinter der Folie wurden die Protonen in mehreren Lagen radiochromen Films detektiert.

Die entscheidende Idee dieser Messungen war, dass bei einer offenbar sehr guten transversalen Emittanz und wegen der Tatsache, dass die Beschleunigung immer senkrecht zu der lokalen Oberfläche stattfindet, kleine Oberflächenstrukturen von dem Ionenstrahl bis in den Detektor abgebildet werden müssten. Wenn die beschleunigende Elektronenschicht nur wenige Mikrometer dick ist, lassen sich noch Oberflächenstrukturen von wenigen Mikrometern Ausdehnung abbilden. Die experimentellen Ergebnisse waren ebenso überraschend wie eindeutig (Abb. 6). Demnach gibt es eine Eins-zu-eins-Abbildung der Ionen von der Oberfläche in den Detektor. Das heißt, man kann den Ursprungsort jedes einzelnen Protons (in Abbildung 6 bei einer Energie von z. B. 5 MeV) nachweisen. Die daraus resultierende Obergrenze der transversalen Emittanz ist kleiner als 0,002 mm mrad – mehr als hundertfach besser als bei herkömmlichen Ionenquellen. Das Energiespektrum der erzeugten Ionen ist breit, es reicht von null bis etwa 11 MeV in diesen Experimenten. Doch deswegen ist die longitudinale Emittanz nicht unbedingt schlecht. Durch die extrem kurze Beschleunigung erreicht das longitudinale Phasenraumvolumen (Energie-Zeit-Produkt) Werte von besser als $10^{-4} \text{ eV}\cdot\text{s}$.

Schwere Ionen

Wir haben bereits festgestellt, dass, welches Targetmaterial man auch immer verwendet, in erster Linie Protonen beschleunigt werden. Heizt man jedoch die Targets im Vakuum der Targetkammer auf ca. 1200 Grad auf, so lassen sich Verunreinigungen erfolgreich entfernen. Das ermöglicht die nun folgende Beschleunigung schwerer Ionen aus dem Target (oder aufgebracht Schichten). Da, wie Rechnungen zeigen konnten,

Emittanz

Für die transversalen Phasenraumdimensionen (z. B. $x-p_x$ für eine Strahlaußbreitung in z -Richtung) ist die Fläche der umrahmenden Phasenraumellipse gleich $\pi\epsilon$, wobei die Emittanz ϵ , gemessen bei einer bestimmten Strahlenergie (oder Impuls p), ausgedrückt wird in normierten „root-mean-square“ Einheiten (rms) als

$$\epsilon_{N,rms} = (p/mc) [\langle x'^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2]^{1/2}$$

Hierbei bezeichnet m die Ionenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, x die Teilchenposition innerhalb der Strahlhüllenden und $x' = p_x/p_z$ die Teilchendifferenz in x -Richtung. Am Ort der Strahltaile reduziert sich die Emittanz zu $\epsilon_{N,rms} = \beta \gamma \sigma_x \sigma_{x'}$ mit σ_x und $\sigma_{x'}$ als den rms-Werten der Strahlbreite und Divergenzwinkel. Hier bezeichnen β und γ die üblichen relativistischen Korrekturfaktoren. Welche Faktoren beeinflussen die Emittanz? Ein wesentlicher Beitrag stammt von der intrinsischen transversalen Temperatur, deren ungeordnete Impulsverteilung

die Strahlqualität verschlechtert. Bei hohen Strömen vergrößert die gegenseitige Abstoßung der Strahlionen, die Raumladung, ebenfalls die Emittanz, und schließlich können nichtideale Beschleunigungsfelder zu einer Strahlverschlechterung führen. Typische Ionenbeschleuniger (z. B. SPS am CERN oder der Tevatron-Beschleuniger am FNAL) laufen mit Emittanzen beginnend an der Protonenquelle von $\sim 0,5 \text{ mm mrad}$ (normierte rms-Werte) bis hin zu 20–80 mm mrad innerhalb des Synchrotrons.

Der longitudinale Phasenraum ($z-p_z$) wird durch das entsprechende Energie-Zeit-Produkt der Strahlhüllenden beschrieben, und typische Werte liegen hier z. B. für den GSI-UNILAC bei $10^{-4} \text{ eV}\cdot\text{s}$. Ionenstrahlen höchster Qualität haben also die kleinsten Werte für transversale und longitudinale Emittanzen, ein Resultat aus niedriger effektiver Iontemperatur und einem hohen Maß an Ort-Winkel- und Energie-Zeit-Korrelation.

der Ionisationsmechanismus ausschließlich auf der Feldemission beruht, erhält man durch Analyse der Ladungszustände die lokale Feldstärke während der Beschleunigung. Der Vergleich mit der Endenergie lässt auch Rückschlüsse über die Zeit der Beschleunigung zu. Bei Experimenten wurden z. B. Fluor-Ionen durch Feldionisation bis auf den Helium-ähnlichen Zustand

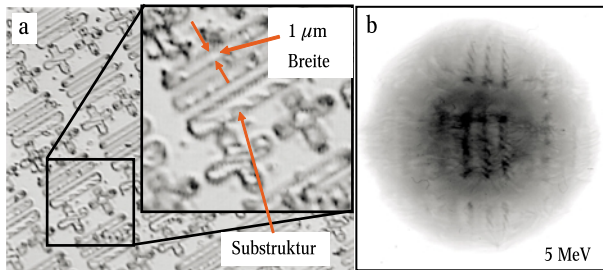


Abb. 6: Die Strahlqualität der Protonen ist gut genug, um eine Abbildung der Targetrückseite bis in den Detektor zu schreiben. Die kleinste Streifenbreite beim Testmuster auf der Targetrückseite (a) beträgt einen Mikrometer. Man beachte die Substruktur in den Streifen (einige hundert Nanometer), verursacht durch den elektronenlithographischen Herstellungsprozess. Im Muster des Protonenstrahls (b) von dieser Oberfläche bei 5 MeV ist die Substruktur klar zu erkennen.

ionisiert und in wenigen hundert Femtosekunden auf 100 MeV ($> 5\text{MeV/Nukleon}$) beschleunigt [11]. Damit wird es denkbar, kosmische Beschleunigung im Labor zu simulieren. Auch bei der Beschleunigung von schweren Ionen gelang es, einen Wirkungsgrad (Umsetzung von Laserenergie in Ionenstrahlenergie) von mehreren Prozent zu messen.

Anwendungen

Durch die kurze Pulsdauer, die hohen Ströme und die gute Strahlqualität erscheint eine Fülle von interessanten Anwendungen realisierbar, wie die bereits demonstrierte neue Diagnostikmethode für Kurzzeitprozesse. Wie mit Röntgenstrahlen lassen sich auch mit energetischen Teilchenstrahlen Objekte durchleuchten, um etwa Aussagen über die Dichteverteilungen zu machen. Da Protonen oder schwere Ionen anders mit Materie wechselwirken als Röntgenstrahlen, lassen sich komplementäre Informationen gewinnen. Dabei sind drei Punkte von herausragender Bedeutung:

- ▶ 1) Die hervorragende Zeit- und Ortsinformation: Die gute Strahlqualität erlaubt eine hohe Ortsauflösung, besonders unter Ausnutzung strukturierter Strahlen. Durch die extrem kurze Pulsdauer können Prozesse auf Pikosekunden genau beobachtet werden.
- ▶ 2) Der Unterschied in der Wechselwirkung der Teilchenstrahlen mit dem Objekt: Die Ionen erfahren beim Durchleuchten des Objektes in erster Linie elektronischen Energieverlust durch Wechselwirkung mit den gebundenen und freien Elektronen der Probe. Dieser Prozess hängt im Gegensatz zu Röntgenstrahlen nicht von der optischen Dichte (spektrale Absorption mal Eindringtiefe) des Targets ab. Auch ein häufiges Problem, der Nachweis eines leichten Materials (z. B. Wasserstoff) hinter einer Abschirmung aus einem schweren (z. B. Blei), ist mit lasererzeugten Protonenstrahlen nun lösbar. In Experimenten gelang es, verschiedene Lagen einer leichten Substanz (Kapton) klar aufzulösen, obwohl sie hinter einer Abschirmung aus Tantal versteckt waren.

▶ 3) Der Nachweis elektrischer Felder [12]: Da die Teilchenstrahlen elektrisch geladen sind, können sie entsprechende Felder nachweisen. Die Entwicklung dieser Diagnostikmethoden steht erst am Anfang, aber bereits die ersten Experimente zeigen die beeindruckenden Möglichkeiten der Diagnostik.

Viele Anwendungen von Teilchenstrahlen verlangen nach monoenergetischen Strahlen hoher Qualität. Ein intensiver, gerichteter Strahl von Ionen mit hoher Strahlqualität könnte den Weg zu Ionenquellen der nächsten Generation für Beschleuniger ebnen. Erste Simulationen und Experimente zeigen, dass sich prinzipiell hohe Teilchenzahlen in Beschleunigerstrukturen einfangen und dort weiter beschleunigen lassen. Dazu müssen die Ionen eine gewisse Strecke frei driften, um die Stromstärken durch das Auseinanderlaufen der unterschiedlichen Teilchenenergien auf Werte zu senken, die für Beschleuniger akzeptabel sind. Wenn es gelingt, die Spannung der ersten Strukturen des Beschleunigers schnell genug zu erhöhen, können die später eintreffenden Ionen auf dieselbe Endenergie beschleunigt werden wie der hochenergetische Anteil. Dann wäre es möglich, aus dem zunächst breiten Energiespektrum einen Bereich herauszuschneiden und auf eine gemeinsame Energie zu bringen. Durch die hohen Teilchenzahlen und die guten Strahleigenschaften wären so Strahlströme erzeugbar, die mit heutigen Quellen nicht erreichbar sind und mit denen es gelingen könnte, zum Beispiel das Synchrotron des GSI-Zukunftsprojektes mit einem einzigen Puls bis an die Raumladungsgrenze zu füllen und gleichzeitig die exzellente Strahlqualität der Laserionenquelle zu bewahren. Allerdings müssen die lasererzeugten Ionenquellen in den nächsten Jahren noch die Zuverlässigkeit, Verfügbarkeit und Reproduzierbarkeit demonstrieren, die konventionelle Beschleunigeranlagen auszeichnet.

Zum Abschluss noch ein kurzer Ausblick auf weitere, zurzeit intensiv untersuchte Möglichkeiten: Durch die hohe Pulsleistung der Teilchenstrahlen zusammen mit ihrer Fähigkeit, tief in die Materie einzudringen (anders als Laserstrahlen, die primär mit der Oberfläche reagieren), kann es gelingen, feste Körper aufzuheizen, um Plasmen hoher Dichte zu erzeugen. Dieses Konzept wird zurzeit sowohl in der Astrophysik (Inneres von Riesenplaneten) oder Geophysik (Inneres der Erde) als auch in der Energieforschung [13] (Trägheitsfusion) in Europa, den USA und Japan intensiv untersucht. Erste Experimente haben auch die Möglichkeit nachgewiesen, durch Strahlfusion erzeugte kurze, intensive Pulse von Neutronen zu generieren. Durch die rasante Entwicklung im Bereich der modernen Kurzpulslaser mit höheren Effizienzen sind so genannte Table-Top-Systeme mit hoher Repetitionsrate in Sicht. Der kompakte Aufbau macht Ionenstrahlen aus solchen Systemen auch für medizinische Anwendungen in Kliniken interessant, etwa um kurzlebige Radionuklide bzw. Protonen- oder Schwerionenstrahlen für die Tumorthherapie zu erzeugen [14].

Intensive, gerichtete Ionenstrahlen aus relativistischen Laserplasmen sind zwar ein noch recht junges Forschungsgebiet, aber die intensive Forschung an diesen Strahlen und die rasche Entwicklung der modernen KurpulsLasersysteme lassen für dieser Art der Ionenbeschleunigung eine viel versprechende Zukunft und ein beeindruckendes Anwendungspotenzial erwarten.

Danksagung

Ich danke allen Kollegen am Lawrence Livermore National Laboratory, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, General Atomics, Los Alamos National Laboratory, der University of Nevada und der Gesellschaft für Schwerionenforschung für die langjährige Zusammenarbeit, ebenso auch unseren Kollegen vom Rutherford Appleton Laboratory, der University of Michigan, der Universität Düsseldorf sowie der Universität Jena für ihre wichtigen Beiträge zur Erforschung dieses neuartigen Gebietes. Der Europäischen Union danke ich für die finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] *M. Tigner*, Physics Today, Januar 2001, S. 36
- [2] *L. M. Wickens* und *J. E. Allen*, Phys. Fluids **24**, 1984 (1981)
- [3] *C. Joshi* und *T. Katsouleas*, Physics Today, Juni 2003, S. 47
- [4] *M. Perry* und *G. Mourou*, Science **264**, 917 (1994)
- [5] *K. Krushelnick* et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 737 (1999); *R. A. Snavely*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000); *A. Maksimchuk* et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000)
- [6] *E. Clark* et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 670 (2000)
- [7] *S. Hatchett*, Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000)
- [8] *S. J. Gitomer* et al., Phys. Fluids **29**, 2679 (1986)
- [9] *R. Lee* und *R. N. Sudan*, Phys. Fluids **14**, 1213 (1971)
- [10] *A. J. Mackinnon* et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1769 (2001)
- [11] *M. Hegelich* et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 085002 (2002)
- [12] *M. Borghesi* et al., Plasma Phys. Control. Fusion **9**, A267 (2001)
- [13] *M. Roth* et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001)
- [14] *K. W. D. Leddingham* et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 899 (2000)

Der Autor



Markus Roth, 38, studierte Physik an der TU Darmstadt. Nach seiner Promotion 1997 arbeitete er an der Gesellschaft für Schwerionenforschung am Design und Aufbau des PHELIX Lasersystems. Als Postdoc arbeitete er am Lawrence Livermore und am Sandia National Laboratory an Hochenergie- und Kurzpulslasern. Die Entdeckung der lasererzeugten Ionenstrahlen beschäftigte ihn auch

nach seiner Rückkehr an die GSI. Im Jahre 2002 erhielt er einen Ruf an die TU Darmstadt. Als leidenschaftlichem Motorradfahrer fällt es ihm leicht, zwischen seinen Wirkungsstätten GSI und TUD zu oszillieren. Seine sportlichen Aktivitäten konzentrieren sich seit seinem Aufenthalt in Kalifornien auf das Laufen auf der Halbmarathon-Distanz.