

## Relativistische Optik und Laser-Teilchenbeschleuniger

U. Schramm und R. Sauerbrey, FZ Dresden-Rossendorf

Hochleistungskurzpulslaser haben sich in den letzten zehn Jahren zu kompakten und verlässlichen Instrumenten der Forschung entwickelt mit denen unvorstellbare Brennpunktsintensitäten von bis zu  $I=10^{21}\text{W/cm}^2$  erreicht werden können. Bei solchen Intensitäten lässt sich die Wechselwirkung des Lichts mit Materie nicht mehr mit den vertrauten Methoden der Optik beschreiben. Wir werden uns in diesem Artikel daher der relativistischen Optik zuwenden, die auch die Grundlage für den spektakulären Prozess der Beschleunigung intensiver Teilchenpulse auf mikroskopischen Skalen darstellt.

Zunächst aber vermitteln die in der folgenden Tabelle aufgezählten charakteristischen Parameter der vier wichtigsten Klassen von Hochleistungslasern einen Eindruck, auf welchen Wegen höchste Lichtintensitäten heute erzielt werden können. Das Geheimnis besteht dabei nicht etwa darin, ganze Kraftwerke zum Betrieb eines Hochleistungslasers zu verwenden. Höchste Spitzenintensitäten werden durch die Konzentration eines Lichtpulses von moderater Energie (1J bis 1kJ) auf eine extrem kurze Zeit (100fs =  $10^{-13}\text{s}$ ) und eine winzige Fläche ( $10\mu\text{m}^2$ ) erzielt. Zum Vergleich: Eine Energie von einem Joule reicht gerade aus, um einen Fingerhut voll Wasser ( $1\text{cm}^3$ ) um  $0,25^\circ\text{C}$  zu erwärmen. Eine Zeit von 100fs benötigt das Licht um ein menschliches Haar von etwa  $30\mu\text{m}$  Durchmesser zu durchqueren. Ein Laser, der eine Lichtenergie von 1J in einem Puls von 100fs Dauer emittiert, hat also eine Leistung von  $P=1\text{J}/10^{-13}\text{s} = 10^{13}\text{Watt} = 10\text{Terawatt (TW)}$ . Diese Leistung von 10TW entspricht etwa der gesamten elektrischen Leistung, die auf der Erde produziert wird. Wenn diese Laserleistung von 10TW auf einen Fleck von etwa  $A=10\mu\text{m}^2 = 10^{-7}\text{cm}^2$  fokussiert wird, so resultiert daraus eine Intensität von  $I = P/A = 10^{13}\text{W}/10^{-7}\text{cm}^2 = 10^{20}\text{W/cm}^2$ .

| Verstärkermedium | Pumplicht   | E<br>J | T<br>fs | P<br>PW | I<br>$\text{Wcm}^{-2}$ | $f_{\text{rep}}$<br>$\text{s}^{-1}$ | $P_{\text{av}}$<br>W | Inbetriebnahme |
|------------------|-------------|--------|---------|---------|------------------------|-------------------------------------|----------------------|----------------|
| Titan-Saphir     | Blitzlampe  | 3      | 30      | 0,1     | $10^{20}$              | 10                                  | 30                   | erfolgt        |
| Neodym-Glas      | Blitzlampe  | 1000   | 500     | 2       | $10^{21}$              | $<10^{-3}$                          | 1                    | erfolgt        |
| Ytterbium-Glas   | Diodenlaser | 100    | 100     | 1       | $10^{22}$              | $10^{-1}$                           | 10                   | 2008           |
| OPCPA            | Laser       | 10     | 10      | 1       | $10^{22}$              | 10                                  | 100                  | 2010           |

*Tabelle 1: Vergleich der vier gebräuchlichsten Hochintensitätslaserklassen, für die das optische Verstärkungsmedium, die Pulsenergie E, die Pulsdauer  $\tau$ , die Spitzenleistung  $P=E/\tau$ , die Spitzenintensität I bei optimaler Fokussierung, die Pulswiederholrate  $f_{\text{rep}}$ , die mittlere Leistung  $P_{\text{av}}= E \cdot f_{\text{rep}}$ , sowie der Stand der Verfügbarkeit angegeben sind. Zurzeit diskutierte europäische*

*Großlaserkonzepte (HiPER und ELI) sehen vor, im kommenden Jahrzehnt Intensitäten von bis zu  $10^{25}$  W/cm<sup>2</sup> zu erreichen.*

Wir wollen uns hier nicht weiter mit den technologischen Details beschäftigen, mit denen solch kurze und intensive Pulse erzeugt werden können, sondern wir wollen uns fragen:

*Wie wechselwirkt dieses intensive Licht mit Materie?*

Wir wissen, dass Materie aus positiv geladenen Atomkernen und negativ geladenen Elektronen aufgebaut ist. Licht beschreiben wir klassisch als eine elektromagnetische Welle, also als ein räumlich und zeitlich oszillierendes elektrisches (E) und magnetisches (B) Feld. Die Felder stehen senkrecht aufeinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Wenn Licht auf Materie trifft, so übt das elektrische Feld eine Kraft auf die geladenen Elektronen aus und diese schwingen im Rhythmus der elektromagnetischen Welle mit. Die mit der Frequenz der Welle schwingenden Elektronen senden ihrerseits wieder Licht aus, das sich so überlagert, dass die ursprüngliche elektromagnetische Welle wieder entsteht. Beim Energieaustausch zwischen dem Licht und den Elektronen tritt allerdings eine kleine Verzögerung auf, die bewirkt, dass sich das Licht in Materie langsamer ausbreitet als im Vakuum. Diese Vorstellung bildet die Grundlage unseres Verständnisses der Wechselwirkung von und Licht und Materie, also die Grundlage der Optik.

Wenn die Intensität der elektromagnetischen Welle steigt, werden die Elektronen bei ihrer Schwingung weiter ausgelenkt. Es entstehen, ähnlich wie etwa beim heftigen Anschlagen einer Stimmgabel Obertöne, Oberwellen bei Vielfachen der ursprünglichen Frequenz. Dies ist der Bereich der nichtlinearen Optik.

Eine weitere Steigerung der Lichtintensität kann aber auch das Abtrennen der Elektronen von dem Atomkern bewirken. Das Licht ionisiert die Materie und es entsteht ein heißes Plasma, also Materie, die aus voneinander getrennten Elektronen und Atomkernen besteht. In diesem Plasma kann sich das Licht nur dann weiter ausbreiten wenn seine Frequenz über der charakteristischen Schwingungsfrequenz der Plasmaelektronen liegt, anderenfalls wird es reflektiert.

Wenn wir die Lichtintensität weiter über Werte von inzwischen  $10^{16}$ W/cm<sup>2</sup> hinaus steigern, müssen wir zwei Näherungen aufgeben, die uns in der klassischen Optik selbstverständlich erscheinen:

1. Eine elektromagnetische Welle besteht nicht nur aus einem elektrischen sondern auch aus einem magnetischen Feld und beide Felder üben Kräfte auf die Elektronen aus. Die magnetische Lorentz-Kraft auf das Elektron ist allerdings um den Faktor  $v/c$ , das Verhältnis der Oszillationsgeschwindigkeit  $v$  zur Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  kleiner als die elektrische Kraft. Solange bei niedrigen Intensitäten die elektrischen Felder in der Lichtwelle klein sind, bleibt die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen immer weit unter der Lichtgeschwindigkeit und die magnetische Kraft spielt keine Rolle. Bei hohen

Intensitäten oberhalb von etwa  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  erreichen die von der elektrischen Kraft beschleunigten Elektronen aber Geschwindigkeiten in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit und damit wird die magnetische Kraft auf die Elektronen fast so groß wie die elektrische.

2. Wenn die Elektronen Geschwindigkeiten in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit erreichen, nimmt außerdem ihre Masse zu, die gemäß der speziellen Relativitätstheorie von ihrer Geschwindigkeit abhängt.

Es sind diese beiden Effekte, der Einfluss des magnetischen Feldes der Lichtwelle und der geschwindigkeitsabhängigen Masse der Elektronen, die die relativistische Licht-Materie Wechselwirkung, den Bereich der relativistischen Optik, prägen.

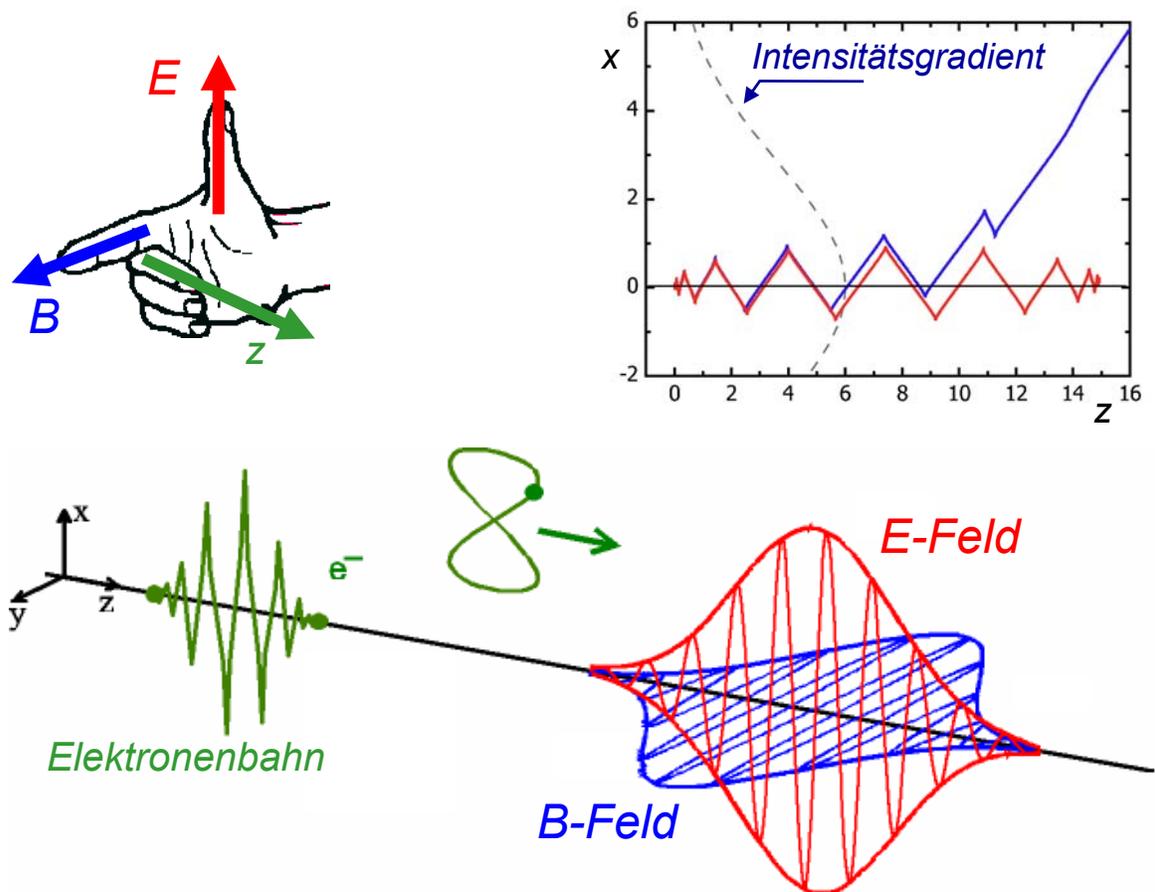


Bild1: Illustration der Wirkung eines intensiven elektromagnetischen Feldes auf ein Elektron.  $E$ ,  $B$  und die Ausbreitungsrichtung  $z$  bilden in dieser Reihenfolge ein rechtshändiges Koordinatensystem. Die Beschleunigung eines negativ geladenen Elektrons in negative  $E$ -Feldrichtung bewirkt wegen  $v$  (Daumen)  $\times B$  (Zeigefinger) eine Beschleunigung (Mittelfinger, gespiegelt wegen negativer Ladung) in Vorwärtsrichtung. Die Graphik unten zeigt eine entsprechende Elektronenbahn (grün), links aus der Sicht eines ruhenden und rechts aus der

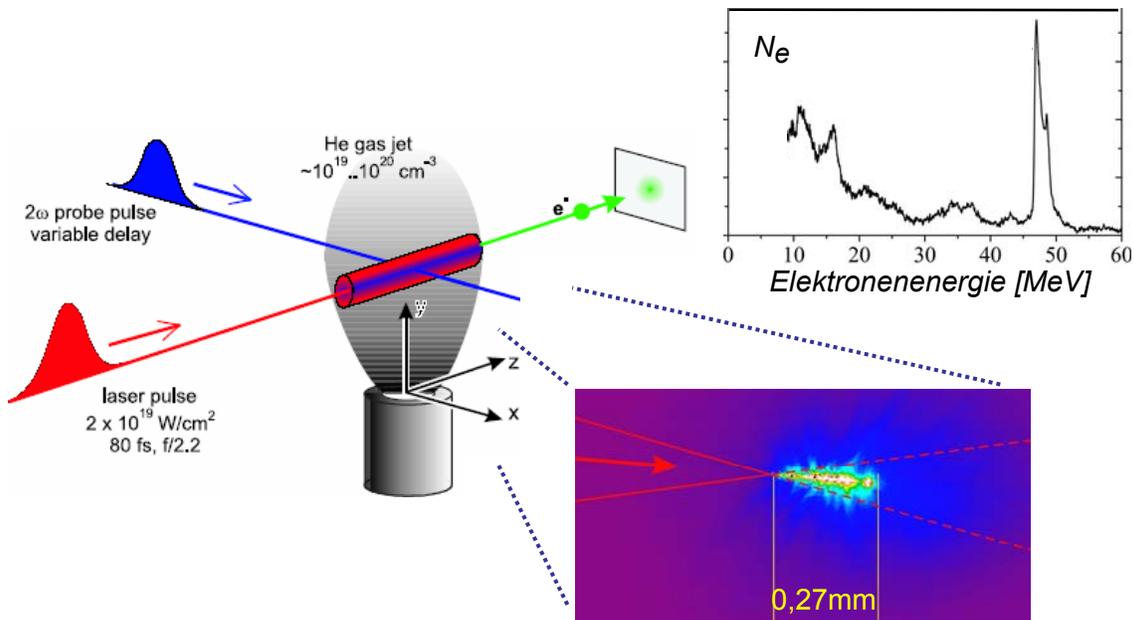
*eines mit der mittleren Geschwindigkeit mitbewegte Beobachters. Oben rechts wird der Einfluss eines Intensitätsgradienten auf die Elektronenbahn deutlich.*

Anhand von Bild1 wollen wir untersuchen, welchen Einfluss die magnetische Kraft auf die Bewegung des Elektrons in einer elektromagnetischen Welle hat. Vernachlässigen wir zunächst die magnetische Kraft, so schwingt das Elektron unter dem Einfluss des oszillierenden elektrischen Feldes auf und ab. Die Geschwindigkeit des startenden Elektrons ist wegen seiner negativen Ladung dem elektrischen Feld entgegengerichtet. Die Lorentz-Kraft ist proportional zur Geschwindigkeit des Elektrons und der magnetischen Feldstärke und steht auf beiden Richtungen senkrecht. Berücksichtigt man wieder die negative Ladung des Elektrons und wendet die „rechte Hand Regel“ an, so erkennt man, dass die Lorentz-Kraft in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle zeigt. Das Elektron wird also in Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle beschleunigt. In der nächsten Halbwelle kehren sich zwar die Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldes um, die Richtung der magnetischen Kraft bleibt aber nach vorne gerichtet. Das Elektron beschreibt jetzt eine komplizierte Bahn, die aus einer Auf- und Abwärtsbewegung in Richtung des elektrischen Feldes und einer Vorwärtsbewegung mit jedoch stark variierender Geschwindigkeit besteht. Diese komplizierte Bahn des Elektrons, die aus der Perspektive eines in Richtung des Laserstrahl mitbewegten Beobachters einer verzerrten Acht ähnelt (Bild1), führt dazu, dass das Elektron jetzt nicht mehr nur die Frequenz der Lichtquelle abstrahlt, sondern ein sowohl räumlich als auch spektral kompliziertes Strahlungsmuster, das nichtlineare Thomsonstreuung genannt wird.

Nach dem wir festgestellt haben, dass die magnetische Kraft immer nach vorne gerichtet ist, könnte man meinen, dass dieser Effekt auch für die Beschleunigung eines Teilchenstrahls durch Laser verantwortlich ist. Leider sind die Dinge nicht so einfach, denn ein anfänglich ruhendes Elektron kann zwar zunächst Energie aus dem Puls aufnehmen solange dieser in seiner Intensität ansteigt. Nimmt die Intensität des Lichtpulses allerdings wieder ab, so wird diese Energie an das elektromagnetische Feld zurückgegeben und die Elektronen kommen an einem anderen Ort wieder zur Ruhe. Dieses in Bild1 unten gezeigte Szenario wäre allerdings nur in einer idealen ebenen elektromagnetischen Welle, die mit freien Elektronen wechselwirkt, zu beobachten, einer Situation, die in einem realen Experiment kaum auftritt.

Zum einen werden die Eigenschaften der Lichtwelle von dem Plasma, in dem sie sich ausbreitet, stark verändert. Im Zentrum des Laserstrahls, dort wo die Intensität am höchsten ist, oszillieren die Elektronen mit der höchsten Geschwindigkeit. Bei relativistischen Geschwindigkeiten sind sie dort also besonders „schwer“. Das hat zur Folge, dass der Brechungsindex des Plasmas dort am höchsten ist. Das Licht wird zu Bereichen mit höherem Brechungsindex, also optisch dichteren Bereichen, hin gebrochen. Der fokussierte Lichtstrahl schnürt sich dabei immer weiter zusammen wodurch seine Intensität weiter steigt. Dem wirkt der Effekt der optischen Beugung entgegen, der einen weiteren

Kollaps des Strahls verhindert, wenn dieser den Durchmesser von wenigen Lichtwellenlängen erreicht hat. Der intensive Lichtimpuls erzeugt eine Wellenleiterstruktur, einen so genannten relativistischen Kanal, in dem er sich selbst gefangen hält. Wir haben es jetzt also nicht mehr mit einer ungestörten ebenen elektromagnetischen Welle zu tun, sondern mit einer geführten Welle. Relativistische Kanäle erreichen Längen von bis zu etwa 1mm, was etwa dem 10- bis 100fachen der typischen Fokustiefen des Hochintensitätslaserstrahls entspricht (Bild2 unten).

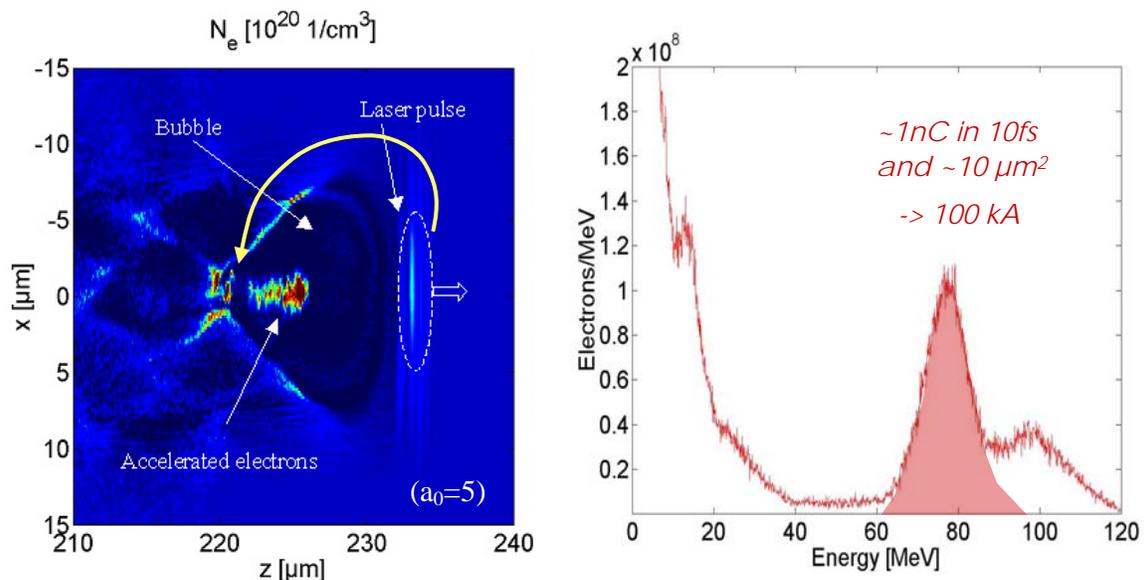


*Bild2: Dargestellt ist ein typisches Experiment, mit dem man die Wechselwirkung hochintensiven Laserlichts mit transparenter Materie untersuchen kann. Ein ultrakurzer Hochleistungslaserpuls (rot) wird von einem Parabolspiegel auf eine Intensität von etwa  $10^{19}$ - $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> fokussiert. Der Fokus liegt in einem dichten, von einer Düse ausgehenden Gasstrahl, der beispielsweise aus Heliumatomen besteht. Da Helium schon bei etwa  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> vollständig durch Licht ionisiert wird, wechselwirkt der intensive Teil des Laserpulses mit einem reinen Plasma. Das Photo unten rechts zeigt das Eigenleuchten eines Plasmakanals, oben rechts das gemessene Spektrum eines laserbeschleunigten Elektronenstrahls (Bildquelle Ref.1 und 4) .*

Zum anderen sind reale Lichtstrahlen immer räumlich begrenzt und weisen demzufolge einen Intensitätsgradienten auf, den das Elektron, wie in Bild1 (oben rechts) gezeigt, zusätzlich zu seiner Oszillationsbewegung hinunter läuft. Elektronen werden also aus Bereichen hoher Intensität verdrängt. Diese permanente Beschleunigung der Elektronen entlang des Intensitätsgradienten nennt man ponderomotorische (oder ponderomotive) Beschleunigung. Plausibel wird dieser Prozess auch über eine Dimensionsbetrachtung. Am Ort eines

hochintensiven Laserpulses herrscht eine hohe Energiedichte, die einem hohen Druck, auch Strahlungsdruck genannt, entspricht. Dieser Strahlungsdruck bewirkt eine Kraft, die Materie aus dem Bereich hoher Intensität herausbeschleunigt, die ponderomotorische Kraft. Auch dieser Effekt kann noch nicht direkt zur Beschleunigung eines Teilchenstrahls genutzt werden, obwohl bei Intensitäten über  $10^{19} \text{W/cm}^2$  bereits Elektronenenergien von einigen MeV erreicht werden, da sowohl die Richtung als auch die Energie eines Teilchens stark von den Randbedingungen abhängen. Wir werden aber gleich sehen, dass die aus der ponderomotorischen Kraft resultierende makroskopische Ladungstrennung in einem Plasma zu starken beschleunigenden Feldern führen kann.

### Laserbeschleunigung von Elektronen



*Bild3: Seitliche Momentaufnahme (links, die Farbe gibt die Dichte der Elektronen von blau nach rot an) eines relativistischen ultrakurzen Laserpulses, der sich in einem unterdichten Plasma von links nach rechts ausbreitet. Auffallend ist die Ausbildung einer elektronenfreien Blase (engl. bubble) hinter dem Laserpuls, also eine Verkürzung der Plasmawelle auf nur eine Schwingung, die bei sehr hohen Laserintensitäten auftritt. An ihrem hinteren Ende werden Elektronen in die Blase „geladen“ und ein hoher Strom auf die rechts gezeigten Energien beschleunigt (Bildquelle Ref. 5).*

*In dieser mit beinahe Lichtgeschwindigkeit mitlaufenden Blase treten in Ausbreitungsrichtung gewaltige Feldstärken von bis zu TeraVolt pro Meter ( $1 \text{TV/m} \cong 10^{12} \text{V/m}$ ), also Millionen Volt pro Mikrometer auf - Werte, die im Prinzip eine Verkürzung konventioneller Radiofrequenzbeschleuniger von der km-Skala auf eine cm-Skala erlauben würden.*

Breitet sich nun ein intensiver Lichtimpuls ähnlich wie in Bild2 gezeigt in einem Plasma mit beinahe Lichtgeschwindigkeit aus (der Brechungsindex der hier betrachteten transparenten, auch unterdicht genannten Plasmen liegt sehr dicht bei eins) so bewirkt die ponderomotorische Kraft, dass die leichten Elektronen aus dem Bereich des Pulses herausgedrückt werden. Da sich die schwereren Ionen während der kurzen Dauer des Laserpulses kaum bewegen, werden positive und negative Ladungen getrennt. Es entsteht ein elektrisches Feld, das vor allem in Ausbreitungsrichtung des Laserpulses interessant ist. Während der Laserpuls weiterläuft, drängen die Elektronen natürlich an ihren ursprünglichen Platz zurück. Man kann sich daher leicht vorstellen, dass sich hinter dem Laserpuls eine Plasmawelle ausbildet, die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Wasserwelle aufweist, die ein Schiff hinter sich herzieht (engl. wake-field). Das Plasma transformiert also die starken transversalen, oszillierenden Felder des Laserpulses in ein sich mit dem Laser mitbewegendes longitudinales Feld, auf dem Elektronen nun wie Surfer auf einer Welle mitlaufen und beschleunigt werden können. Die Erzeugung von Elektronenstrahlen hoher Qualität ist in der Praxis dennoch nicht einfach, da die Elektronen - wiederum ähnlich wie der Surfer - mit der richtigen Geschwindigkeit und im richtigen Moment auf die Welle aufspringen müssen. Hier die optimalen Parameter zu finden, ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

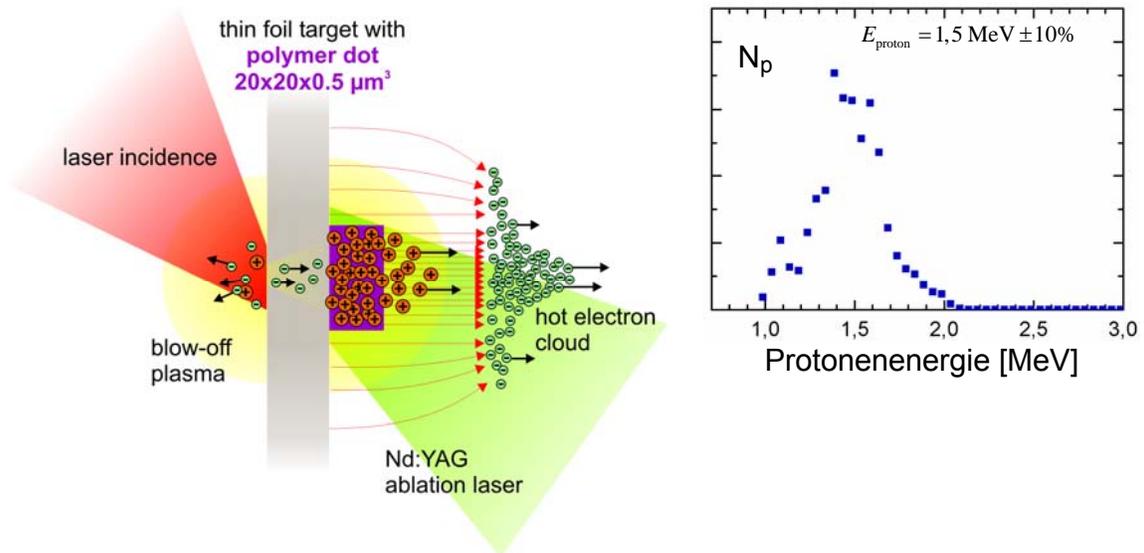
Eine besonders stabile Situation ist in Bild3 dargestellt. Ist der Laserpuls stark genug und vor allem kürzer als die Wellenlänge der Plasmawelle, werden beinahe alle Elektronen durch den Laser verdrängt. Es entsteht anstelle der Plasmawelle eine besonders tiefe, blasenförmige (engl. bubble) Struktur, die genau einer Schwingung der Welle entspricht. Neben den besonders starken Felder, die ausreichen, um Elektronen auf wenigen Millimetern auf Energien im GeV Bereich zu beschleunigen, zeichnet sich dieses neuartige Regime dadurch aus, dass Elektronen automatisch mit der richtigen Geschwindigkeit in die Struktur geladen werden – quasi, als würde der Surfer aus dem Schiff auf die Welle aufspringen (Pfeil in Bild3).

### *Laserbeschleunigung von Ionen*

Nach dem bisherigen Bild sollte es unmöglich sein, Ionen in einem Laserplasma zu beschleunigen, da diese aufgrund ihrer viel größeren Trägheit nicht mit einer beinahe mit Lichtgeschwindigkeit laufenden Plasmawelle Schritt halten können. Durch einen erstaunlich einfachen Trick, durch den das beschleunigende Feld wie bei einem klassischen elektrostatischen Beschleuniger an einem festen Ort gehalten wird, wird jedoch auch eine effiziente Laserbeschleunigung von Ionen möglich.

Schießt man den kurzen relativistischen Laserpuls statt auf ein Gas auf eine hauchdünne aber undurchsichtige Folie, so bildet sich auf der Vorderseite der Folie ein Plasma aus in dem unter anderem wieder durch die ponderomotorische Kraft zunächst Elektronen in Vorwärtsrichtung, also in die Folie hinein, auf relativistische Energien beschleunigt werden. Für diese schnellen Elektronen ist

die dünne Folie im Gegensatz zu dem Laserlicht transparent. Wenn die negativ geladenen Elektronen dann auf der Rückseite der Folie austreten, lädt sich die Folienrückseite positiv auf. Aufgrund der hohen Elektronenenergien können dabei für die Dauer des Laserpulses stabile Feldgradienten von Millionen Volt pro Mikrometer entstehen, die ausreichend sind, um etwa  $10^{10}$  Ionen von der Oberfläche auf MeV Energien zu beschleunigen. Da die Felder sehr lokal auftreten, können durch ein gezieltes Beschichten der Folien mit kleinen Punkten eines gewünschten Elements Ionen auch sortenrein und mit einigermaßen monoenergetischen Spektren beschleunigt werden, wie in Bild4 gezeigt ist.



*Bild4: Schema der Ionenbeschleunigung durch Laserlicht, bei dem zunächst die Laserenergie (rot) an der Vorderseite einer dünnen Folie in heiße Elektronen konvertiert wird. Diese bauen auf der Rückseite der bestrahlten Folie ein Feld auf, dessen Feldlinien immer senkrecht zu der Oberfläche stehen (engl. target normal sheath acceleration, TNSA) und in dem Ionen mit guter Strahlqualität beschleunigt werden. Monoenergetische Spektren können durch gezielt aufgebrachte Quellpunkte (violett) gesteuert werden. Der grüne Laserstrahl dient zur Reinigung der Folie (Bildquelle Ref. 9).*

### Entwicklungsmöglichkeiten

Das Feld der Laserteilchenbeschleunigung ist durch die fortschreitende Entwicklung der Lasertechnologie [1] sowie durch das verbesserte Verständnis der involvierten stark nichtlinearen Prozesse [2,5] schnellen Veränderungen unterworfen. Am deutlichsten wird diese Entwicklung bei der Laser Elektronenbeschleunigung sichtbar. Seit kurzem können hier Pulse mit einigen 10pC Ladung auf wenigen Millimetern auf GeV Energien beschleunigt werden. Monoenergetische Elektronenspektren [3,4,6] werden einerseits durch das Erreichen des so genannten „bubble“ Regimes erzielt, andererseits durch gezieltes optisches Injizieren der Elektronen in die Plasmawelle [7]. Das Potential dieser kompakten Elektronenbeschleuniger liegt nun einerseits in der Steigerung

der Ladungsmenge auf knapp  $10^{10}$  Elektronen (nC) in einem nur wenige fs kurzen Puls und damit in der Steigerung der Spitzenströmen in den Bereich von 100kA. Derartig hohe und mit konventioneller Technologie nicht erreichbare Spitzenströme motivieren die Entwicklung von Laserplasmabeschleunigern als Treiber von kompakten kohärenten Lichtquellen bis in den Röntgenbereich [8]. Auf der anderen Seite wird die Kaskadierung mehrerer Beschleunigerstufen ähnlich wie in der konventionellen Beschleunigertechnik den Energiebereich weiter nach oben schieben.

Die momentane Beschränkung der Lasertechnologie auf niedrige Pulswiederholraten könnte sich in den nächsten Jahren mit einer fortschreitenden Entwicklung diodengepumpter Systeme etwas entspannen. Bei Anwendungen, die von hohen mittleren Strömen und Leistungen abhängen wie in der Kern- und Elementarteilchenphysik oder den meisten FEL Anwendungen werden Laserbeschleuniger in absehbarer Zeit aber nicht mit konventionellen Beschleunigern konkurrieren können. Bei Anwendungen, die im Einzelpulsbetrieb erfolgen können, oder die keine sehr hohen mittleren Leistungen erfordern, wie beispielsweise bei der Strahlentherapie von Tumoren könnten Laserbeschleuniger innerhalb einer Dekade eine kompakte Alternative zu konventioneller Technologie darstellen.

Vor allem die Methode der Laserionenbeschleunigung an dünnen Folien, mit der Pulse mit nC Ladung bereits auf einige MeV pro Nukleon beschleunigt werden können [9], wird bereits mit den nächsten in Betrieb gehenden Lasersystemen in den für therapeutische Bestrahlungen interessanten Energiebereich vordringen. Die momentan erreichbaren Strahlendosen sind bereits ausreichend. Allerdings sind für derartige Anwendungen noch technologische Hürden im Bezug auf die Steuerbarkeit und Strahlungseinheit der Spektren zu überwinden.

Völlig neuartige Perspektiven könnten sich ergeben wenn die Intensitäten ausreichen, um direkt mit den Ionen zu wechselwirken. Ionenpulse könnten mit Festkörperdichte beschleunigt werden oder nichtlineare Effekte in der Quantenelektrodynamik (QED), wie etwa die direkte Erzeugung von Teilchen aus Licht, könnten in Reichweite rücken.

#### *Literatur:*

[1] J. Hein, R. Sauerbrey, *Generation of ultrahigh light intensities and relativistic laser-matter interaction*, in *Springer Handbook of Lasers and Optics (2007)*, ISBN 978-0-387-95579-7

[2] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B.* 74, 355 (2002)

[3] S. Mangles, et al., *nature* 431, 535 (2004), C. Geddes, et al., *ibid.* 538, J. Faure, et al., *ibid.* 541

[4] B. Hidding, et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 105004 (2006)

[5] M. Geissler, et al., *New. J. Physics* 8, 186 (2006)

[6] W.P. Leemans, et al., *nature physics* 2, 696 (2006)

[7] J. Faure, et al., *nature* 444, 737 (2006)

[8] F. Grüner, et al., *Appl. Phys. B* online first DOI 10.1007/s00340-006-2565-7 (2007)

[9] H. Schwörer et al., *nature* 439, 445 (2006) and M. Hegelich et al., *ibid.* 441