

In solchen Hohlraumtargets befindet sich die millimetergroße Kapsel mit dem Targetmaterial für das Plasmaexperiment.

KERNPHYSIK

Ein stellares Plasma auf Erden

An der National Ignition Facility lassen sich Plasmen erzeugen, welche die Bedingungen im Inneren von Sternen reproduzieren – aber nur für Sekundenbruchteile.

Michael C. F. Wiescher und Dieter H. G. Schneider

Durch Fusionsreaktionen in Sternen entstehen neue Elemente. Um die Mechanismen dahinter zu verstehen, müssen die Reaktionsraten genau bekannt sein. Allerdings erweist es sich als äußerst aufwändig, die Bedingungen eines stellaren Plasmas im Labor zu reproduzieren. Darüber hinaus stellt die Analyse der messbaren Daten eine enorme Herausforderung dar.

Als Energiequelle von Sternen spielen kernphysikalische Reaktionen und Zerfälle instabiler Isotope eine wichtige Rolle. Sie sind der Motor der Sternentwicklung. Kernreaktionen setzen die Energie frei, um den Stern gegen die Gravitationskräfte zu stabilisieren, die aus seiner gewaltigen Masse resultieren und sonst seinen Kollaps zur Folge hätten. Je schwerer ein Stern ist, desto mehr Energie muss er produzieren: In seinem Inneren herrschen höhere Temperaturen, bei denen die Fusionsprozesse

schneller ablaufen können. Deswegen haben schwere Sterne eine kürzere Lebensdauer als leichtere. Die Sternentwicklung läuft in mehreren Phasen ab, die durch unterschiedliche Fusionsbrennstoffe geprägt sind. Während der ersten Phase des Wasserstoffbrennens wandelt sich Wasserstoff über verschiedene Reaktionssequenzen zu Helium um – in dieser Phase befindet sich unsere Sonne gerade.

Ist der Wasserstoff verbraucht, kontrahiert der Stern, Temperatur und Dichte im Inneren steigen an, bis Fusions- und Kernreaktionen mit Helium möglich sind. Die dann freigesetzte Energie stabilisiert den Stern erneut. Allerdings bläht sich dabei die Sternhülle auf, sodass ein Roter Riese entsteht. Ein bekanntes Beispiel ist Betelgeuse (α Orionis). Auf das Heliumbrennen folgt das Kohlenstoffbrennen und um den stellaren Kern bilden sich Hüllen, in denen das dort vorhandene Helium und weiter außen der Wasserstoff fusionieren. Diese Entwicklung setzt sich fort bis zum Auf-

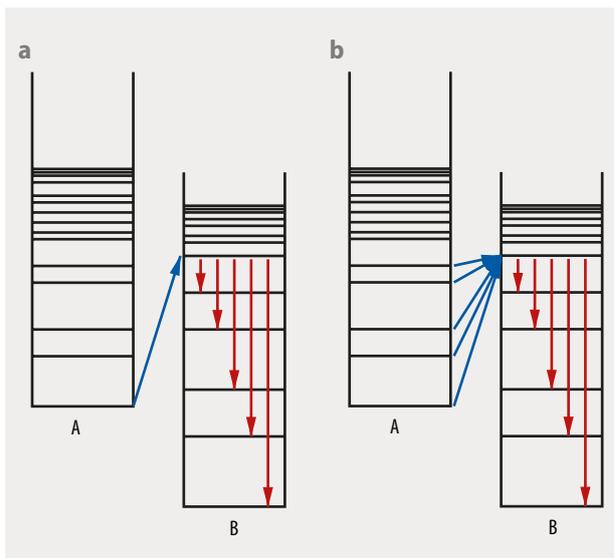


Abb. 1 Bei Experimenten im Labor befinden sich die Targetkerne im Grundzustand – hier illustriert am Beispiel einer Teilcheneinfangreaktion (a). Durch die hohen Temperaturen sind im stellaren Plasma gemäß der Boltzmann-Verteilung auch angeregte Zustände besetzt und tragen zur Reaktionswahrscheinlichkeit bei (b).

bau von Eisen im Sterninneren. Hier ist die Bindungsenergie der Kerne am größten, sodass weitere Kernreaktionen Energie benötigen anstatt diese freizusetzen. Deshalb wird der Stern instabil und bricht in sich zusammen, woraus sich eine Supernova entwickelt.

Um die Sternentwicklung mit Hilfe astrophysikalischer Modellrechnungen zu simulieren, ist es nötig, die Reaktions- und Zerfallsraten unter den jeweiligen stellaren Bedingungen zu kennen. Gleiches gilt auch für die Synthese der Elemente seit dem Urknall vor 13,8 Milliarden Jahren. Schon in den ersten drei Minuten unseres Universums formten sich aus Protonen und Neutronen in einem überschaubaren Reaktionsnetzwerk leichte Elemente wie Helium und Lithium. Aus diesem Materialgemisch entstanden nach einigen hundert Millionen Jahren die ersten Sterne, die vermutlich hundertmal bis Millionen Mal schwerer waren als unsere Sonne. Je nach Anfangsmasse und Entwicklungsstadium lagen in deren Inneren Temperaturen von mehr als 100 Millionen Grad und Dichten bis zu meh-

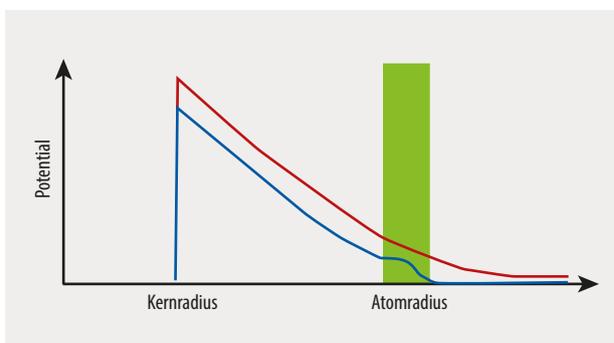


Abb. 2 Bei Beschleunigerexperimenten trifft ein geladenes Projektil auf die neutralen Targetatome. Die Elektronenhülle (grün) sorgt dafür, dass die Coulomb-Barriere geringer erscheint (blau) als bei der gleichen Reaktion im stellaren Plasma mit ionisiertem Target (rot). Das kann die Reaktionswahrscheinlichkeit um mehrere Größenordnungen verändern.

renen 100 g/cm^3 vor. Das entspricht dem 10^6 -fachen Wert für Wasserstoff unter Normalbedingungen. Unter diesen Bedingungen entstanden durch Fusionsreaktionen vornehmlich Kohlenstoff und Sauerstoff, wie spektroskopische Beobachtungen alter Sterne zeigen. Im Laufe vieler Stern- generationen entwickelte sich die heute beobachtete Häufigkeitsverteilung der Elemente, wobei schwerere Elemente als Eisen bis zum Uran in stellaren Explosionen entstanden. Hier sind Temperatur und Dichte so hoch, dass sie zu ausgedehnten Reaktionsnetzwerken führen, in denen tausende Reaktions- und Zerfallsraten zu berücksichtigen sind [1].

Diese Raten hängen empfindlich von der Struktur der beteiligten Kerne ab und setzen sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Beispielsweise führen quantenmechanische Prozesse zu Resonanzen, also einer deutlich erhöhten Reaktionswahrscheinlichkeit bei bestimmten Energien, aber auch zu nichtresonanten Beiträgen, die einen erhöhten Wirkungsquerschnitt über den ganzen Temperaturbereich bewirken. Die Physik hinter diesen Prozessen ist zumeist so kompliziert, dass theoretische Vorhersagen sehr unzuverlässig bleiben [2]. Deswegen werden viele Reaktionen in Beschleunigerexperimenten direkt untersucht. Die experimentellen Ergebnisse entsprechen aber noch nicht den stellaren Reaktionsraten.

Im Labor unterliegen die Atomkerne nicht den gleichen Bedingungen wie im stellaren Plasma. Im Plasma tragen auch thermisch hochangeregte Teilchen zur Kernreaktion bei und können den Wirkungsquerschnitt stark erhöhen, während sich bei einem Beschleunigerexperiment alle Teilchen im Grundzustand befinden (**Abb. 1**). Zudem sind im Plasma viele Teilchen hochionisiert, zumindest aber teilweise ionisiert. Dadurch verändert sich die Coulomb-Barriere bei den Kernreaktionen im Vergleich zu einem Beschleunigerexperiment, bei dem die Kerne des Targetmaterials weitgehend neutral sind. Die Elektronenhülle reduziert die Coulomb-Barriere für die geladenen Projektilteilchen, und es kommt zum so genannten Screening-Effekt (**Abb. 2**). Dieser erhöht scheinbar den gemessenen Wirkungsquerschnitt, was theoretisch nur unzureichend zu beschreiben und zu korrigieren ist.

Um die stellaren Reaktionsraten zu berechnen, wurden bisher die Auswirkungen thermischer Anregungsprozesse statistisch abgeschätzt und die Screening-Effekte durch theoretische Modelle oder phänomenologisch durch modifizierte Kernpotentiale berücksichtigt. Denn lange Zeit war es nicht möglich, stellare Dichten und Temperaturen im Labor zu erreichen. Das änderte sich erst mit der Entwicklung laserinduzierter heißer Plasmen mit hoher Dichte wie in den USA am OMEGA-Labor der University of Rochester, New York, oder an der National Ignition Facility des Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien. Erstmals besteht dort die Möglichkeit, Experimente im Labor bei Bedingungen wie im stellaren Plasma durchzuführen. Dafür ist jedoch noch beträchtliche Entwicklungsarbeit zu leisten, da es sich um einen grundlegend anderen Ansatz handelt als bei Beschleunigerexperimenten. Derzeit finden im Wesentlichen Benchmark-Experimente statt, die anhand ausgewählter Reaktionen zeigen sollen, dass ein bestimmter experimenteller Ansatz Ergebnisse liefert, die

sich mit vorliegenden Daten vergleichen lassen. Es gibt aber bereits Beispiele, bei denen diese Experimente zu astrophysikalisch relevanten Ergebnissen führten.

Mit 192 Lasern zum stellaren Plasma

Die National Ignition Facility (NIF) ist eine weltweit einzigartige Einrichtung, in der 192 Hochleistungslaser mit einer Energie im Peta-Watt-Bereich synchronisiert werden, um gleichzeitig auf das Target zu treffen (**Abb. 3**). Dieses besteht aus einer kugelförmigen Plastik kapsel von zwei Millimetern Durchmesser, die in einem mit Gold bedampften zylindrischen Hohlraum montiert ist (**Abb. 4a**). Die Kapsel enthält eine Mischung von Gasen, die der Energieeintrag des Lasers zur Kernreaktion bringen soll. Dieses „Hohlraumtarget“ ist im Mittelpunkt einer großen Stahlkugel mit zehn Metern Durchmesser montiert. Sie dient dazu, die freigesetzte Energie aufzufangen und die Instrumente zur Diagnose der Kernreaktionen auf das Target auszurichten. Die Laserstrahlen sind auf die Innenwand des Hohlraums fokussiert (**Abb. 4b**). Bei einer Pulsdauer von einer Piko-sekunde erzeugen sie durch Reflexion und Anregung ein starkes Feld von Röntgenstrahlung. Dessen Strahlungsdruck lässt die Plastik kugel schlagartig kollabieren, sodass die Gasmischung zu einer Dichte von bis zu 1000 g/cm^3 komprimiert wird bei Temperaturen bis zu 100 Millionen Grad. Das entspricht etwa den Bedingungen im Inneren von Sternen. Allerdings existiert das Plasma nur 100 Piko-sekunden bis maximal eine Nanosekunde, ein stellares Plasma dagegen 100 Millionen bis 10 Milliarden Jahre. Um Kernreaktionen an NIF zu untersuchen, die für Sternentwicklung und Elementsynthese relevant sind, gilt es, eine geeignete Gasmischung für die Targetkapsel zu entwickeln,

die Reaktionsprodukte zu detektieren und zu charakterisieren sowie die genauen Parameter der Reaktionen zu bestimmen [3].

Doch gewöhnlich zielt ein klassisches Experiment darauf ab, die Anzahl der freien Parameter so zu optimieren, dass die Unsicherheiten, die aus dem Aufbau und Ablauf resultieren, möglichst klein sind. Beispielsweise trifft bei Beschleunigerexperimenten ein wohldefinierter Strahl mit bekannter Energie auf ein Target unter wohldefiniertem Winkel. Die Detektoren sind unter ebenso wohldefinierten Winkeln und Abständen platziert. Die Entropie des Experiments ist sozusagen minimiert. Die Reaktionen bei einem NIF-Experiment finden jedoch während einer Explosion statt mit einem Maximum an Entropie auf kleinstem Raum. Dort ist nicht zu kontrollieren, welche Reaktionsprozesse ablaufen, bei welcher Energie und wo genau sie stattfinden. Die Detektoren sind zwar unter festem Winkel zum Hohlraumtarget montiert, registrieren die Endprodukte der Reaktionen aber aus unbestimmten Winkeln und Entfernungen. Außerdem ist der Nachweis integriert über die gesamte Explosion. Um daraus wissenschaftlich verlässliche Daten zu extrahieren, ist es notwendig, den Ablauf der Explosion detailliert zu analysieren. Monte-Carlo-Simulationen helfen, die verschiedenen mikroskopischen Reaktions- und Streuprozesse innerhalb des Ereignisses zu verstehen und daraus abzuleiten, wie die zugehörigen Signale der Detektoren aussehen müssen. Diese Diagnostik zu entwickeln, bedeutet einen erheblichen technischen Mehraufwand im Vergleich zu einem Beschleunigerexperiment. Das bleibt aber unerlässlich, um aus den Daten auf Reaktionsraten zu schließen.

Die wichtigsten Parameter, die das Plasma bei einem NIF-Experiment charakterisieren, sind seine Temperatur und Dichte. Sie lassen sich mit Hilfe einer Röntgenanalyse bestimmen. Dabei kommt unter anderem ein Spektrometer auf Basis eines Bragg-Kristalls zum Einsatz, das für Energien zwischen 12,8 und 15,6 keV eine hohe Auflösung von $E/\Delta E = 1200 - 1800$ ermöglichen soll und das Breitband-Spektrometer NXS ergänzt. Aus den gemessenen Röntgenspektren leitet sich die spektrale Verteilung

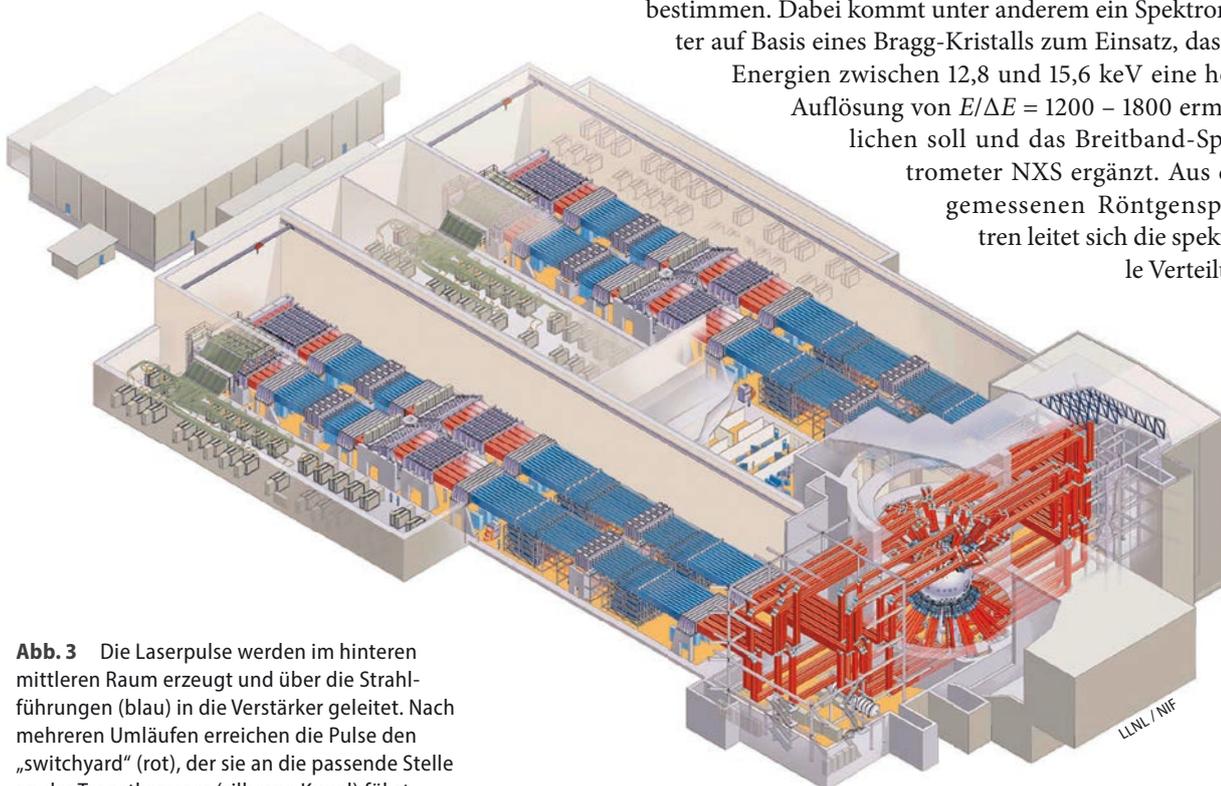


Abb. 3 Die Laserpulse werden im hinteren mittleren Raum erzeugt und über die Strahlführungen (blau) in die Verstärker geleitet. Nach mehreren Umläufen erreichen die Pulse den „switchyard“ (rot), der sie an die passende Stelle an der Targetkammer (silberne Kugel) führt.

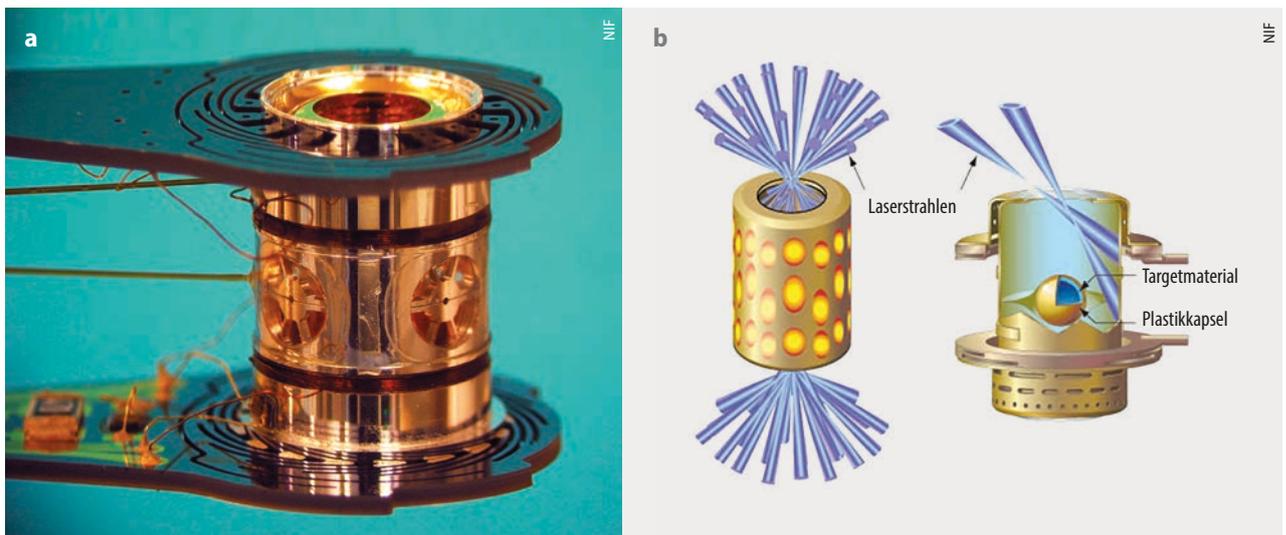


Abb. 4 Die Laserstrahlen treffen gleichzeitig auf das Hohlräumtarget (a) und werden auf die Kapsel mit dem Targetmaterial umgelenkt (b).

der Elektronen ab, die direkt von Dichte und Temperatur des Plasmas abhängt. Seit einiger Zeit komplementiert ein Aufbau zur Analyse der freigesetzten Neutronen die Diagnostik, welcher die Anzahl der Neutronen, also die Intensität, nachweist. Mittels einer Flugzeitmessung lässt sich die Energieverteilung der Neutronen bestimmen. Auch die emittierte Gammastrahlung löst Kernreaktionen aus. Wie bei den Neutronen ist es notwendig, die spektrale Verteilung zu verstehen. Dazu wandeln Gas-Tscherenkow-Detektoren die Gammastrahlung in optisch sichtbare Tscherenkow-Photonen um. Die Analyse der Spektren erlaubt es, auf die ursprüngliche Verteilung der Gammastrahlung zu schließen.

Um die Reaktionsraten zu bestimmen, gilt es aber auch, die Reaktionsprodukte zu identifizieren und zu zählen. Derzeit kommen hier vor allem radiochemische Methoden zum Einsatz. Catcher-Folien, an denen sich die Reaktionsprodukte ablagern, werden um die Kapsel herum platziert. Dabei bestimmt der effektive Raumwinkel, den die Folien abdecken, die Auffangwahrscheinlichkeit. Nach dem Experiment erfolgt eine Spektroskopie der Folien, weil sich aus der charakteristischen Strahlung der radioaktiven Reaktionsprodukte auf deren Häufigkeit schließen lässt. Als Alternative dazu bietet sich die RAGS-Methode an („Radchem Apparatus for Gas Sampling“). Dabei wird nach dem Experiment das Gas aus der Stahlkugel abgepumpt, um es zu säubern und durch eine schnelle Analyse der vorliegenden Aktivität die radioaktiven Reaktionsprodukte zu ermitteln. Die Methode optimiert die räumliche Abdeckung auf Kosten der räumlichen Auflösung, weil über das gesamte Volumen der Stahlkugel integriert wird.

Damit in zukünftigen Messungen die Analyse nicht auf radioaktive Reaktionsprodukte beschränkt bleibt, sind neue teilchenspektroskopische Methoden für eine direkte Analyse notwendig. Schwere und weitgehend ionisierte Reaktionsprodukte lassen sich durch elektromagnetische Felder gezielt aus dem Volumen der Stahlkugel extrahieren, um in einem angekoppelten Online-Massenseparator die Analyse durchzuführen. Allerdings stünde dann nur ein begrenzter

Öffnungswinkel zur Verfügung, was die Wahrscheinlichkeit verringert, die Reaktionsprodukte aufzusammeln. Dadurch bedingt wäre die Nachweiswahrscheinlichkeit für die zugehörige Reaktion niedrig, sodass sich die Methode nur für Kernreaktionen mit einem großen Wirkungsquerschnitt eignet. Für instabile, aber sehr langlebige Reaktionsprodukte kommt auch die Beschleuniger-Massenspektrometrie infrage [4]. Nach dem Sammeln der Reaktionsprodukte wird das Material chemisch gesäubert und aufbereitet. Im Beschleunigersystem lassen sich kleinste Mengen nachweisen, was die Methode weitaus sensitiver macht als klassische radiochemische Techniken.

Eine bestimmte Kernreaktion lässt sich an NIF nur durch aufwändige vorbereitende Experimente untersuchen. Daher bleiben die Anwendungen derzeit auf Benchmark-Reaktionen beschränkt.

Elektronen-Screening im Labor vermeiden

Ein wichtiger Unterschied zwischen den Reaktionsraten im stellaren Plasma und in einem Beschleunigerexperiment folgt aus dem Einfluss des Elektronen-Screenings. Für Experimente an NIF sind insbesondere Fusionsreaktionen zwischen Wasserstoff- und Heliumisotopen interessant: Weil beide Elemente gasförmig sind, lassen sie sich gut in das Targetdesign einbringen.

Neben ihrer Bedeutung für die primordiale Elementsynthese direkt nach dem Urknall spielen diese Reaktionen auch eine wichtige Rolle für den Betrieb zukünftiger Fusionsreaktoren und das Verständnis der so genannten pp-Ketten, welche die Energieproduktion in unserer Sonne dominieren. Die Fusion zweier ^3He -Kerne ist bisher die einzige dieser Reaktionen, die in einem Beschleunigerexperiment direkt bei der in der Sonne relevanten Schwerpunktsenergie von ungefähr 22 keV vermessen wurde [5]. Bei dieser Energie dominiert die Reaktionsverzweigung $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2\cdot\text{p}$, in kernphysikalischer Notation geschrieben als $^3\text{He}(^3\text{He},2\text{p})^4\text{He}$. Die Messungen fanden im Gran-Sasso-Labor in Italien am Beschleuniger LUNA

statt, der 1400 Meter tief unter der Erdoberfläche liegt, was den Einfluss der kosmischen Strahlung minimierte. Da ein kaltes ^3He -Gastarget zum Einsatz kam, führte die Elektronenwolke um die Targetkerne zum erwarteten großen Screening-Effekt mit einer erhöhten Reaktionswahrscheinlichkeit. Erste Experimente mit Plasmen zu den Fusionsreaktionen $^3\text{He} + ^3\text{H}$ und $^3\text{He} + ^3\text{He}$ fanden bereits am OMEGA-Labor bei einer Schwerpunktsenergie von 165 keV statt [6]. Für entsprechende Experimente bei NIF gilt es, solare Bedingungen zu erreichen. Dazu war es nötig, die Pulsform des Lasers zu optimieren und die Konfiguration der Targetkapsel anzupassen – ein durchaus übliches Vorgehen. Erste Tests bestätigen, dass es damit möglich sein sollte, die solaren Bedingungen zu reproduzieren. Für die Fusionsreaktionen zwischen verschiedenen Wasserstoffisotopen ist es gelungen, die Reaktionsraten bei den nahezu niedrigsten Energien zu bestimmen, die auch durch Beschleunigerexperimente abgedeckt sind [7]. Die Ergebnisse für den S-Faktor, also den Anteil der Reaktionsrate, der allein von der Kernphysik abhängt, stimmen sehr gut mit den Werten aus Beschleunigerexperimenten überein und passen auch zum theoretisch vorhergesagten Verlauf (Abb. 5).

Auch für die Reaktion $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$, die für das Wasserstoffbrennen in der ersten Sternengeneration nach dem Urknall wichtig ist, spielt das Elektronen-Screening eine interessante Rolle [8]. Aus Beschleunigerexperimenten bei den zugehörigen stellaren Energien ist eine starke Resonanz im Wirkungsquerschnitt bei 10 keV bekannt. Sie beeinflusst nicht nur den genauen Ablauf des Wasserstoffbrennens, sondern ist auch für die Entwicklung von Bor-Fusionsreaktoren als Alternative zu Tritium-Deuterium-Reaktoren wichtig. Um diese Reaktion an NIF zu untersuchen, muss die Targetkapsel mit ^{10}B -angereichertem Boran-Gas ($^{10}\text{BH}_3$) gefüllt werden. Der Energieeintrag des Lasers führt dann zu Reaktionen zwischen den Molekülkomponenten. Das radioaktive Reaktionsprodukt ^7Be wird an gekühlten Oberflächen aufgefangen. Aus seiner charakteristischen Gammastrahlung ergibt sich die Reaktionsrate. Für den Absolutwert muss die Effizienz beim Aufsammeln der Reaktionsprodukte sehr genau bekannt sein.

Darüber hinaus gibt es erste Planungen, um die Reaktion $^{10}\text{B}(\alpha,n)^{13}\text{N}$ unter Plasmabedingungen zu untersuchen. Sie ist wichtig für das Verständnis, wie in den Sternen der ersten Generation nach dem Urknall beim Heliumbrennen Kohlenstoff und Stickstoff entstehen. Ziel ist es, die Alpha-Teilchen zu nutzen, die bei der Fusion von Deuterium und Tritium im Plasma entstehen. Neben den beiden Wasserstoffisotopen müsste die Targetkapsel auch das Isotop ^{10}B enthalten. Das freigesetzte ^{13}N -Gas ließe sich gut mit der RAGS-Methode nachweisen, um die Reaktionsausbeute zu bestimmen. Das Ergebnis ist direkt vergleichbar mit dem Resultat eines „Thick-Target“-Experiments, bei dem am Beschleuniger die Reaktionsausbeute integral über einen breiten Energiebereich bestimmt wird.

Wo Anregung für Aufregung sorgt

Angeregte Zustände sind bei den Kernen im stellaren Plasma aufgrund der hohen Temperaturen besetzt. Ihre quantenmechanischen Eigenschaften sorgen dafür, dass eine Reaktion deutlich schneller ablaufen kann als am gleichen Kern im Grundzustand. Die totale Reaktionsrate im Plasma wäre in diesem Fall erheblich größer. Gegenwärtig basieren die Korrekturen dafür auf statistischen Annahmen, die von der Temperatur im Plasma und der Zustandsdichte der Atomkerne abhängen. Großen Einfluss hat der Effekt vor allem bei schweren Kernen, die in den Reaktionsnetzwerken aus Neutroneneinfangreaktionen und Betazerfällen zur Elementsynthese jenseits von Eisen dominieren. Eine besonders hohe Zustandsdichte weisen die Edelgase Krypton und Xenon auf, sodass sich hier die thermische Anregung im Plasma besonders stark auswirken sollte, was sich gut im Vergleich mit Beschleunigerexperimenten herausarbeiten lässt. Beispiele sind die Neutroneneinfangreaktionen $^{86}\text{Kr}(n,\gamma)^{87}\text{Kr}$ und $^{136}\text{Xe}(n,\gamma)^{137}\text{Xe}$. Erste Messungen für Xenon wurden an NIF durchgeführt und über die charakteristische Aktivität der Reaktionsprodukte analysiert. Wenn es gelingt, die Population angeregter Kernzustände aus den Parametern des Plasmas bei einem NIF-Experiment abzuleiten, wird es möglich, die totalen stellaren Reaktionsraten auch im Labor zu bestimmen.

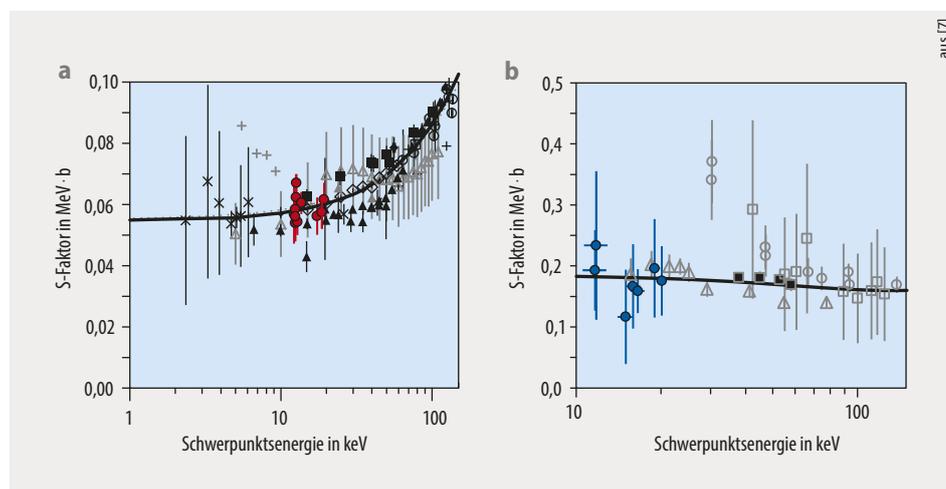


Abb. 5 Aus den gemessenen Raten lässt sich der S-Faktor der Reaktionen $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ (a) und $^3\text{H}(t, n)^4\text{He}$ (b) bestimmen. Die Ergebnisse an NIF (rot bzw. blau) stimmen gut mit den Werten aus Beschleunigerexperimenten (Symbole) und theoretischen Vorhersagen (Linien) überein.

Ein weiterer interessanter Aspekt für die neutroneninduzierte Elementsynthese sind die enorm hohen Neutronenflüsse bei einem NIF-Experiment. Die Analyse solcher Experimente ist aber sehr komplex, weil verschiedene Reaktionskanäle – beispielsweise (n, γ)-, (n,p)- oder (n, α)-Reaktionen – offen stehen, sodass unterschiedliche Reaktionsprodukte nachzuweisen sind. Außerdem folgt die spezifische Energieverteilung der Neutronen im stellaren Plasma im Allgemeinen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung idealer Gase und bewegt sich im keV-Bereich [9]. Bei einem NIF-Experiment bestimmt dagegen die Energiefreigabe bei der Kernfusion die Energieverteilung der entstehenden Neutronen, was einer Neutronenenergie von etwa 14 MeV entspricht. Da nur ein kleiner Teil durch Stoßprozesse zu tieferen Temperaturen thermalisiert, liegt eine völlig andere Verteilung vor als unter stellaren Bedingungen, was in der Auswertung zu korrigieren ist. Für Benchmark-Experimente bieten sich Isotope an, bei denen ein langlebiges Reaktionsprodukt entsteht, das radiochemisch zu separieren und zu analysieren ist. Erste Experimente für die Reaktion $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ wurden bereits durchgeführt. Die Reaktionsrate ist sehr genau bekannt, weil Gold als Standard eingesetzt wird, um in Laborexperimenten an Beschleunigern oder Reaktoren den Neutronenfluss zu bestimmen. Die Tests haben gezeigt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktionsprodukte verbessert werden muss, um verlässliche Daten zu neutroneninduzierten Reaktionen zu erhalten.

Weitere mögliche Reaktionen sind der doppelte Neutroneneinfang oder die neutroneninduzierte Spaltung. Beim doppelten Neutroneneinfang entsteht bei der ersten (n, γ)-Reaktion ein instabiles Isotop, das ein weiteres Neutron absorbiert. Ein Beispiel ist die Reaktionskette $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$. Um zu verstehen, woher die in unserer Galaxie beobachteten radioaktiven ^{60}Fe -Kerne stammen, muss die Rate der zweiten Reaktion bekannt sein. Dazu wurde die Umkehrreaktion $^{60}\text{Fe}(\gamma,n)$ am Beschleuniger mittels Coulomb-Aufbruch [10] untersucht, sodass ein Vergleich mit Ergebnissen im Plasma möglich wäre. Bei der neutroneninduzierten Spaltung von Uran und anderen Aktiniden wäre es vor allem interessant, die Prozesse an hochangeregten Kernen zu untersuchen und zu neutronenreichen Isotopen vorzudringen.

Vom Benchmark-Test zum Programm

Die National Ignition Facility bietet die Möglichkeit, Kernreaktionen unter Plasmabedingungen zu untersuchen, wie sie in stellarer Umgebung auftreten. Daraus lassen sich bisher nur theoretisch zugängliche Korrekturen von Laborexperimenten punktuell im Experiment überprüfen. Diese Benchmark-Tests dienen auch dazu, langfristig ein Messprogramm mit astrophysikalischem Hintergrund an NIF zu etablieren. Dazu gehört neben den angesprochenen Aspekten aus der nuklearen Astrophysik auch das Studium schneller konvektiver Prozesse. Dies beinhaltet Fragen zu konvektiven oder explodierenden Sternen, zum Ursprung und Kollaps von astrophysikalischen Jets sowie zur Beobachtung der dynamischen Wechselwirkung mit der umge-

benden Materie. Daneben findet derzeit die Entwicklung experimenteller Techniken statt, um Materie zu untersuchen, deren Dichte dem Wert im Zentrum von Planeten entspricht [11].

Noch stehen die Experimente unter heißen laserinduzierten Plasmabedingungen am Anfang. Die Erfolge der ersten Messungen lassen auf verlässliche Ergebnisse für Kernreaktionen unter stellaren Bedingungen hoffen. Daher lohnt es sich, die detaillierte Diagnostik des Explosionsablaufs und die Analyse der Reaktionsprodukte weiter voranzutreiben, um die Reaktionen, die für Sternentwicklung und Elementsynthese entscheidend sind, gezielt unter stellaren Bedingungen auf Erden zu untersuchen.

Literatur

- [1] H. Schatz, *Physics Today* **61**(11), 40 (2008)
- [2] M. Wiescher, *EPL* **109**, 62001 (2015)
- [3] Ch. J. Cerjan et al., *J. Phys. G* **45**, 033003 (2018)
- [4] W. Kutschera und M. Paul, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **40**, 411 (1990)
- [5] H. Costantini et al., *Rep. Prog. Phys.* **72**, 086301 (2009)
- [6] A. B. Zylstra et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 222701 (2017)
- [7] D. T. Casey et al., *Nat. Phys.* **13**, 1227 (2017)
- [8] M. Wiescher et al., *The Astrophysical Journal* **343**, 352 (1989)
- [9] R. Lau et al., *The Astrophysical Journal* **859**, 62 (2018)
- [10] E. Uberseder et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 211101 (2014)
- [11] R. F. Smith, *Nat. Astron.* **2**, 452 (2018)

Die Autoren



Michael Wiescher (FV Physik der Hadronen und Kerne) studierte und promovierte an der U Münster. Nach Postdoc-Stationen an der Ohio State University, der U Mainz und am Caltech erhielt er 1986 einen Ruf an die University of Notre Dame in den USA. Als Freimann Chair Professor of Physics leitet er heute das Nuclear Science Laboratory.



Dieter Schneider studierte und promovierte an der FU Berlin. Bis 1987 war er am Hahn-Meitner-Institut Berlin tätig und folgte dann dem Ruf, am Lawrence Livermore National Laboratory ein Forschungsprojekt zu leiten. Seit 2006 ist er für den Aufbau der kernphysikalischen Diagnostik an der National Ignition Facility verantwortlich, wo er

derzeit ein astrophysikalisch motiviertes Forschungsprogramm zu Kernreaktionen in dichten Plasmen etabliert.

Prof. Dr. Michael C. F. Wiescher, Department of Physics, 225 Newland Science Hall, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA

Prof. Dr. Dieter H. G. Schneider, Lawrence Livermore National Laboratory, National Ignition Facility, P. O. Box 808, L-462, Livermore, CA 94551, USA