

Laserfusion

Hauptseminar in Experimentalphysik

Universität Duisburg-Essen

Campus Duisburg

**„Physikalische Grundlagen der
Energieumwandlung“**

im WS 05/06

Hauptseminar WS 05/06

von Frederik Holzapfel

Betreuer: Dr. Th. Kleinfeld

Inhaltsverzeichnis

	Seite
• Einleitung	2
• Energieproduktion in Deutschland	3
• Kernspaltung	4
• Bindungsenergie	4
• Fusion in der Sonne	5
• Kernfusion	7
• Coulomb-Berg	8
• Geschwindigkeitsverteilung	9
• Umsetzung der Laserfusion	9
• Lawson-Kriterium: Beispiel	10
• Die Laserfusion	12
• Deuterium Tritium Pellet	14
• Der Plasmazustand	14
• Strahlgeometrie	16
• Nd:YAG-Laser	17
• 4-Niveau-Schema	18
• Gepulste Laser	19
• Q-Switch-Methode	19
• Oszillator-Verstärker	20
• Frequenzverdreifachung	21
• Aktuelle Forschung	22
• Schwierigkeiten der Laserfusionsforschung	26
• Vorteile der Laserfusion	26
• Quellenangabe	27

Einleitung

Zur Zeit ist die Energieerzeugung durch eine lasergesteuerte Kernfusion am weitesten von der Realisierung entfernt! Diese sehr kostspielige Forschung wird momentan nur von den USA, Russland und Japan betrieben. Die Idee zur Laserfusion stammt aus den 30-iger Jahren, als man herausgefunden hatte, woher die von der Sonne abgestrahlte Energie stammte. Dieses Wissen wollte man sich zu nutzen machen, um diese Nuklearen Reaktionen zur Energiegewinnung einzusetzen. Der Hintergedanke dabei war, dass man eine nahezu unerschöpfbare Energiequelle bekommen würde.

Energieproduktion in Deutschland

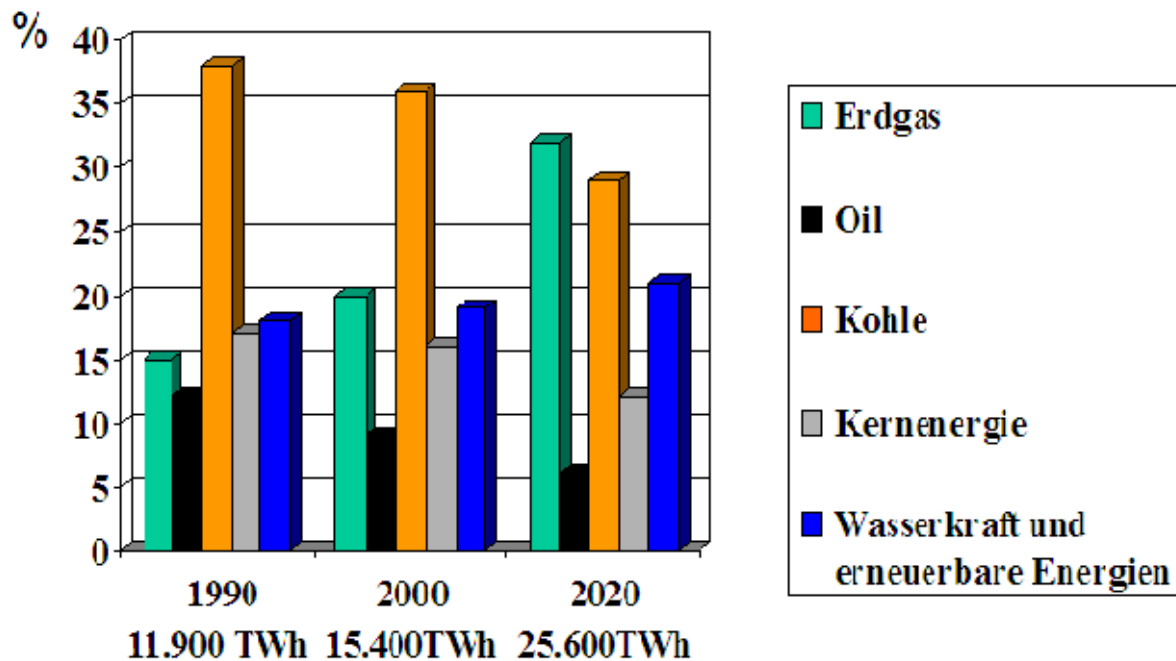


Abb.1: Energieproduktion der einzelnen Energieträger in Deutschland. (in Prozent) [7]

Die Abbildung 1 zeigt ein Diagramm, in dem die Energieproduktion der einzelnen Energieträger in Deutschland für die Jahre 1990 und 2000 in Prozent aufgetragen sind. Zudem wird eine Prognose für die hergestellte Energiemenge im Jahre 2020 gemacht. Man nimmt an, dass sich die hergestellte Energiemenge vom Jahr 1990 bis 2020 mehr als verdoppelt wird. Man kann gut ersehen, dass bisher die meiste Energie aus Kohle gewonnen wird. Jedoch ist Kohle ein endlicher Rohstoff, daher muss man sich anderen Ressourcen zuwenden. Es wird vermutet, dass der Rohstoff Kohle bis 2020 von Erdgas überholt wird. Anhand der Grafik kann man erkennen, dass sich der prozentuale Anteil von 1990 bis 2020 verdoppelt haben könnte. Jedoch auch hier ist anzumerken, dass Erdgas nur in endlicher Menge vorhanden ist. Öl wird zwar gleichbleibend genutzt, jedoch nicht weiter ausgebaut. Daher verliert es an Wichtigkeit für die Energiegewinnung. Die Kernenergie verliert auf Dauer einige Prozente. Dies jedoch liegt daran, dass man die Energiegewinnung aus der Kernenergie aus politischen Gründen in Deutschland abbauen möchte. Daher ist es verständlich, dass sich das Augenmerk auf die Wasserkraft und die erneuerbaren Energien richten wird. Wasserkraft und erneuerbare Energie werden vermutlich starke Bedeutung erlangen, dies bestätigt das Diagramm. Hier kann man sehen, dass sich die gelieferte Energiemenge mehr als verdoppelt wird.

Kernspaltung

Bei der Kernspaltung werden Kerne durch den Beschuss mit geeigneten Teilchen (z.B. Neutronen, Protonen) in zwei oder mehr Bruchstücke gespalten, um Energie zu gewinnen.

Nun soll kurz auf die Problematik der Kernspaltung eingegangen werden. Bei der Kernspaltung wird spaltbares Material benötigt. Dieses Material muss aus begrenzten Vorkommen gewonnen werden. Mit den dazu nötigen Anlagen kann auch waffenfähiges Material hergestellt werden, was jedoch politisch nicht erwünscht ist.

Wenn man nun davon absieht, dass waffenfähiges Material nicht erwünscht ist, sind auch andere Schwierigkeiten zu beachten.

Zu einen sind Gefahren bei der Reaktion nicht unbedeutend. Im schlimmsten Fall hat man da die Kernschmelze, bei dieser wird durch große Mengen radioaktivem Materials der Reaktor zerstört. Dadurch können große Flächen in der Umgebung verseucht werden und als Wolke kann das radioaktive Material mit der Luft in weit entfernte Gebiete getragen werden, wo weitere Schäden entstehen (wie in Tschernobyl). Der „weniger“ schlimme Fall wäre ein Leck im System, durch das geringe Mengen radioaktives Material freigesetzt werden.

Zum anderen ergeben sich Probleme in der Entsorgung des radioaktiven Abfallmaterials. Dafür benötigt man geeignete Endlager.

Bindungsenergie

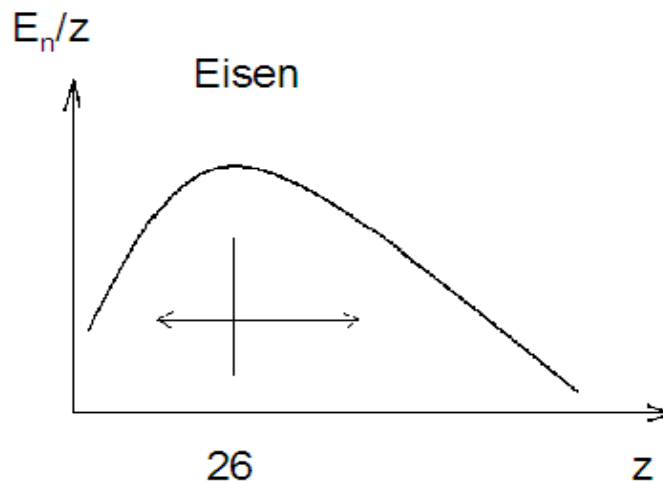


Abb.2: Bindungsenergie durch Kernladungszahl über Kernladungszahl.

In Abbildung 2 sehen wir die Bindungsenergie pro Kernladungszahl über die Kernladungszahl aufgetragen. Bei Eisen ($Z=26$) weist diese Kurve ein Maximum auf. D.h. der Eisenkern ist der stabilste Atomkern im Periodensystem. Auf der rechten Seite von Eisen (zu Kernladungszahlen >26) sind die schwereren Elemente angesiedelt, bei denen Energie durch Kernspaltung erzeugt werden kann. Auf der linken Seite sind, die leichteren Elemente zu finden, bei denen die Kernfusion als Prozess zur Energiegewinnung in Frage kommt. Hierauf wird im Folgenden näher eingegangen.

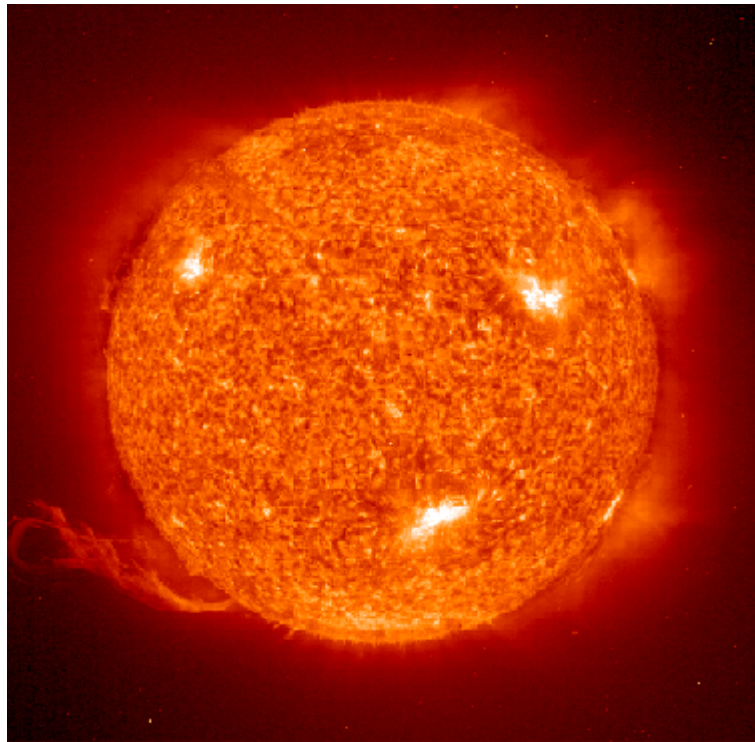


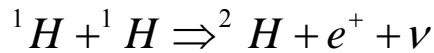
Abb.3: Abbildung der Sonne. [8]

Fusion in der Sonne

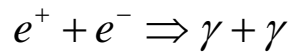
Die Sonne ist der Prototyp eines natürlichen Fusionsreaktors. Sie strahlt mit einer mittleren Leistung von $3,9 \cdot 10^{26}$ W, schon seit $5 \cdot 10^9$ Jahren. Die Fusionsreaktionen in der Sonne, die der Kernfusion durch Laserfusion am nächsten kommt, erfolgen in mehreren Schritten.

Im ersten Schritt:

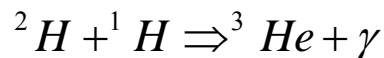
Zwei Wasserstoff-Kerne reagieren zu einem Deuterium-Kern, einem Positron und einem Neutrino mit einer Energieabgabe von $0,067 \cdot 10^{-12}$ J. Dieser Schritt passiert in der Sonne $1,0033 \cdot 10^{38}$ mal pro Sekunde und erzeugt dabei 10^{12} kg Deuterium pro Sekunde.

**Im zweiten Schritt:**

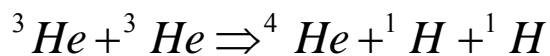
Das Positron und ein Elektron reagieren zu zwei Gamma-Photonen und geben $0,16 \cdot 10^{-12}$ J ab.

**Im dritten Schritt:**

Das Deuterium reagiert mit einem Wasserstoffkern zu einem Helium-3-Kern und einem Gamma-Photon und dabei werden $0,88 \cdot 10^{-12}$ J frei.



Die ersten drei Schritte erfolgen doppelt, um zwei Helium-3-Kerne für den 4. Schritt zu erhalten.

Im vierten Schritt:

Die zwei Helium-3-Kerne reagieren zu einem Helium-4-Kern und zwei Wasserstoffkernen.

Jeder komplette Zyklus liefert $3,167 \cdot 10^{-12}$ J.

Kernfusion

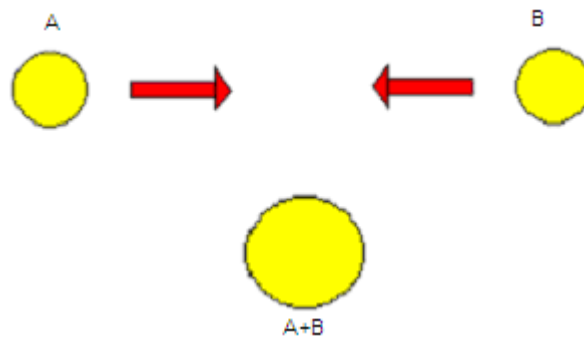
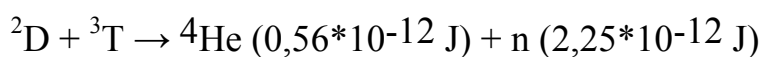


Abb.4: Kernfusion von zwei Kernen zu einem Neuen.

Nun wird näher auf die Kernfusion der Elemente eingegangen, welche für die Laserfusion interessant ist. In Abbildung 4 fusioniert ein Deuterium-Kern mit einem Tritium-Kern zu einem Helium-4-Kern und einem schnellen Neutron mit einer Energie von $2,55 \cdot 10^{-12}$ J. Durch die Coulombabstossung des positiven Deuterium-Kerns und positiven Tritium-Kerns muss vor der Verschmelzung die Coulombbarriere überwunden werden.



Abb.5: Kernfusion von zwei Kernen



D Deuterium ${}^2\text{H}$ -Isotop Masse: 2,014u

T Tritium ${}^3\text{H}$ -Isotop Masse: 3,016u

He-Kern Masse: 4,002u

n (Neutron) Masse: 1,008u

Massendifferenz: 0,020u

$$E = m_{\text{diff}} \cdot c^2 = 9,96 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

In Abbildung 5 ist eine Kernreaktion mit den zugehörigen Massen aufgeführt. Die freiwerdende Energie steckt in der kinetischen Energie der Reaktionsprodukte, die in Wärme zur Energieerzeugung umgesetzt werden kann. Diese Reaktion zeigt uns auch eine Massendifferenz von 0,02 u auf. Aus $E = m \cdot c^2$ erhalten wir eine Energie von $9,96 \cdot 10^{-15}$ J. Diese lässt sich durch die Äquivalenz von Masse und Energie erklären. Die Massendifferenz entspricht der Bindungsenergie, die bei der Kernfusion frei wird.

Coulomb-Berg

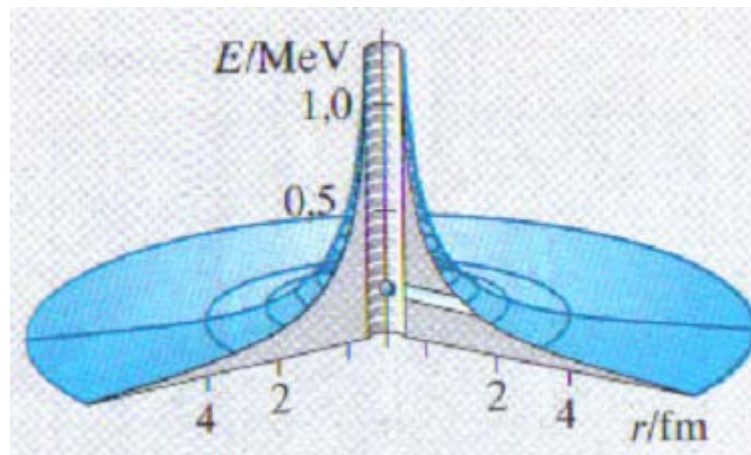


Abb.6: Coulomb-Berg und Kernkraft-Krater eines leichten Kerns gegenüber einem anfliegenden Proton. In Wirklichkeit liegt der optimale Tunnel noch tiefer (für die pp-Reaktion mit 10^8 K liegt er bei 50 keV, also etwa 5% der Kraterhöhe). Für den Austritt eines α -Teilchens aus einem schweren Kern stimmen die Verhältnisse ungefähr. [1]

In Abbildung 6 ist der Coulomb-Berg eines leichten Kerns gegenüber einem anfliegenden Protons dargestellt.

Auf der y-Achse ist die Energie in MeV aufgetragen. Um diese Achse befindet sich der Kernkraft-Krater, der einen ungefähren Radius von 0,5 fm hat. Der Radius liegt in der Ebene. Der Krater-Radius gibt den Abstand der Teilchen an, wo die Barriere durchdrungen wird. Auf der rechten Seite liegt der Tunnel bei etwa 50 keV, entsprechend $8 \cdot 10^{-15}$ J. Der Tunneleffekt beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen die Barriere zwischen sich und einem anderen Teilchen überwindet, um mit diesem fusionieren zu können, obwohl seine Energie kleiner ist als die der Spitze des Berges.

Geschwindigkeitsverteilung

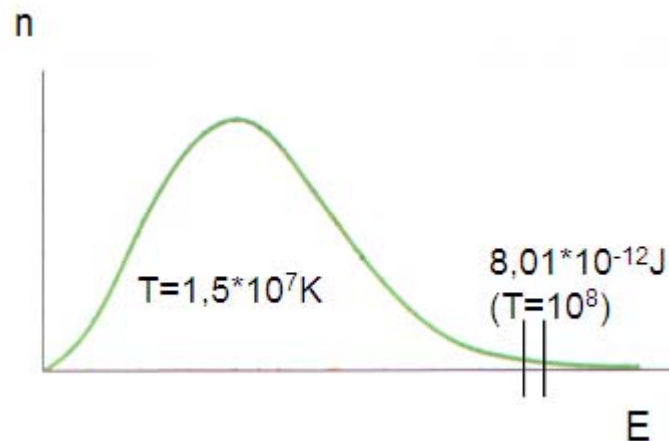


Abb.7: Maxwell-Verteilung der Molekülgeschwindigkeit im Plasma. [4]

Die Verteilung beantwortet die Frage, wie viele der Teilchen genug Energie haben, um die zwischen den Atomkernen herrschende elektrostatische Abstoßung zu überwinden.

Die Geschwindigkeitsverteilung zeigt uns, dass es einen kleinen Anteil von Teilchen gibt, die schneller sind und somit mehr Energie haben. Dies ist jedoch nur der Fall, wenn eine hinreichend große Anzahl Teilchen mit einer gewissen Temperatur vorliegen. In Abbildung 7 ist deren Anzahl über deren Energie aufgetragen. Rechts sehen wir, dass bei $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ eine Energie von $8,01 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ der benötigten Temperatur von 10^8 K entspricht die zum Tunneln nötig ist. Bei $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ bildet sich statistisch bei einem von 10^{26} Proton-Proton-Zusammenstößen ein Deuterium-Kern.

Umsetzung der Laserfusion

Ein kleines Deuterium-Tritium-Pellet (später wird darauf noch näher eingegangen) wird mit mehreren sehr intensiven Laserpulsen bestrahlt. Dies erzeugt durch den ersten Kontakt eine Plasmawolke, die durch Teilchenstöße eine Stoßwelle ins Innere auslöst. Diese Stoßwelle verdichtet das Plasma auf das Tausendfache. Das Plasma hat dann eine Temperatur von ca. 10^8 K , bei der die Fusion abläuft. Q ist die abgegebene Energie, die dann in Strom umgewandelt wird. Die Energiewandlung erfolgt durch Expansion der Ionenwolke im Magnetfeld.

(Induktionsströme)

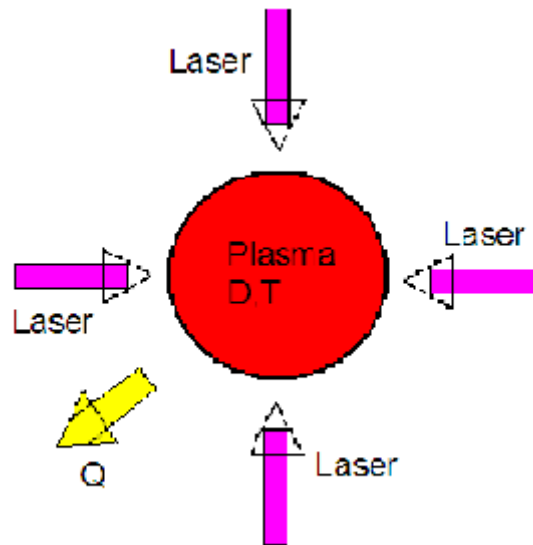


Abb.8: Schematische Darstellung der Laserfusion

Lawson-Kriterium

$$n\tau > \frac{1-\eta}{\rho} * \frac{kT}{\sigma v Q}$$

Das Lawson- Kriterium zeigt die Bedingung auf, die für die Laserfusion erfüllt sein muss.

Auf der linken Seite steht das Produkt aus der Anzahl der Kerne und der Lebensdauer des Plasmas. Dieser Wert muss größer als 10^{20} s/m³ sein.

n: Anzahl der Kerne

τ: Lebensdauer des Plasmas

ρ: Wirkungsgrad (~1/3)

k: Boltzmann-Konstante

T: Plasmatemperatur ($2 \cdot 10^8$ K)

σ: Reaktionsquerschnitt

v: Plasmageschwindigkeit

Q: Energie pro Fusion

η: wieder verwendete Energie im nächsten Fusionsschritt (~1/3)

Das Lawson Kriterium hält eine Alternative bereit. Entweder wird eine sehr große Anzahl von Teilchen für eine kürzere Zeitdauer unter Verschluss gehalten oder weniger Teilchen für eine längere Zeitdauer. Abgesehen von diesem Kriterium muss die Plasmatemperatur hoch genug sein, damit die Kernfusion zünden kann.

Bei jedem Fusionsakt wird die Energie Q frei. Die investierte Aufheizenergie bzw. das heiße Plasma kann unter irdischen Verhältnisse nur eine begrenzte Lebensdauer τ haben, bis das Plasma explosiv auseinander fliegt. Die Anzahl der Reaktionsakte pro m^3 und s ist $\frac{1}{4}\sigma v n^2$.

Der Reaktionsquerschnitt σ steigt etwa exponentiell mit der Temperatur sehr steil an.

Während der Einschlusszeit τ wird also die Energie $\frac{1}{4}\sigma v n^2 Q \tau$ frei, die allerdings nur mit dem Wirkungsgrad ρ verfügbar ist. Andererseits ist auch die Aufheizenergie, die einfach $3nkT$ beträgt, nur zum Teil verloren. Ein Bruchteil η kann im nächsten Fusionszyklus wieder verwendet werden. Die Fusion ist energetisch lohnend, wenn $(1-\eta)3nkT < \frac{1}{4}\rho\sigma v n^2 Q \tau$ oder eben das Lawson-Kriterium erfüllt wird.

Da σ so steil mit T ansteigt, ist die rechte Seite um so kleiner, je größer T ist. Die Deuterium-Tritium-Reaktion hat ein Minimum von $T/(\sigma v)$ bei etwa $2 \cdot 10^8$ K. Einsetzen der Zahlenwerte mit $\rho \approx \eta \approx \frac{1}{3}$ liefert $n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$.

Beispiel

Nun ein kleines Beispiel zum besseren Verständnis der Bedingungen des Kriteriums.

In diesem Beispiel werden umsetzbare Annahmen berücksichtigt.

Ein Brennstoffpellet mit einer Massendichte $d=200 \text{ kg/m}^3$, die durch Laserstrahlen um den Faktor 10^3 zu $d^*=1000d$ erhöht wird, erfüllt das Lawson-Kriterium mit folgenden Annahmen:

Molare Masse M_d von Deuterium $2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$

Molare Masse M_t von Tritium $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$

$$d^* = \frac{n M_d}{2 N_A} + \frac{n M_t}{2 N_A}$$

Anzahl n der Teilchen im komprimierten Pellet!

$$n = \frac{2000dN_A}{M_d + M_t}$$

$$n = \frac{2000(200\text{kg} / \text{m}^3)(6,02 * 10^{23} / \text{mol})}{2,0 * 10^{-3}\text{kg} / \text{mol} + 3,0 * 10^{-3}\text{kg} / \text{mol}}$$

$$n = 4,8 * 10^{31} \text{m}^{-3}$$

$$\tau > \frac{10^{20} \text{s} / \text{m}^3}{4,8 * 10^{31} \text{m}^{-3}} \approx 10^{-12} \text{s}$$

So lange muss diese Teilchendichte aufrechterhalten werden, um eine positive Energiebilanz zu erreichen.

Mit diesen Annahmen, liefert der Fusionsreaktor Energie im Überschuss!

Dieses Ergebnis zeigt, dass das Prinzip der Laserfusion mit den momentanen Möglichkeiten umsetzbar ist.

Die Laserfusion

Die Laserfusion durch Trägheitseinschluss wird in Forschungszentren auf der ganzen Welt untersucht.

1968 beobachtete N.G. Basov und Mitarbeiter am Lebedev-Institut in Moskau erstmals den Austritt von Neutronen aus einem laserbeheizten Deuterium-Tritium-Plasma.

Ein festes Brennstoffpellet wird von allen Seiten durch viele genau synchrone Hochleistungs-Laserpulse getroffen. Selbst um eine winziges Pellet von 1 mm^3 auf die Optimaltemperatur von 10^8 K zu bringen, braucht man mehr als 10^5 J , bei 100%-iger Ankopplung der Laserenergie durch den schlechten Energieübertrag eine Gesamtenergie von ca. 10^6 J .

In Wirklichkeit ist die Ankopplung längst nicht ideal, da der Laserstrahl kaum in das Plasma eindringen kann.

Selbst UV-Laserlicht von 300 nm wird bei $n \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ abgeschnitten, d.h. schon durch das erste Plasmawölkchen, welches aus dem getroffenen Pellet herauskommt. Aus Gründen der Impulserhaltung muss dann das verbleibende Material einen nach innen gerichteten Impuls erhalten.

Der weitere Energiekontakt mit dem Brennstoffplasma erfolgt dann durch Teilchenstöße und weiter innen durch eine Stoßwelle, die allerdings so intensiv ist, dass sie das Plasma auf Dichten bis 10^6 kg m^{-3} komprimieren kann, d.h. die Materie wird in einen Zustand, wie die Materie in weißen Zwergsternen hat, gebracht.

Nach dem Abklingen des Laserpulses dehnt sich das Plasma mit Schallgeschwindigkeit aus. Da die gegenwärtigen Hochleistungs-Laserpulse sehr kurz sind, wird die Lebensdauer τ des heißen Plasmas durch die Ausdehnungszeit bestimmt. Für ein Pellet von ursprünglich 1 mm^3 und eine Kompression um den Faktor 1000 ($\tau = 10^{-10} \text{ s}$ und $n \approx 10^{32} \text{ m}^{-3}$) wäre damit das Lawson-Kriterium erfüllt, selbst wenn man den geringen Wirkungsgrad des Lasers ($< 0,1$) und der energetischen Kopplung zwischen Laser und Plasma ($< 0,1$) berücksichtigt.

Im Betrieb werden in einem entsprechenden thermonuklearen Laserfusionsreaktor 10 bis 100 Pellets pro Sekunde zur Explosion gebracht. Bisher konnte allerdings noch nicht gezeigt werden, ob ein solcher thermonuklearer Laserfusionsreaktor in der beabsichtigten Weise im Dauerbetrieb genutzt werden kann.

Deuterium Tritium Pellet

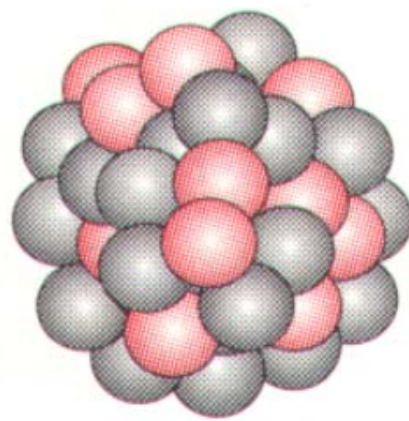
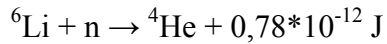


Abb.9: Schema eines Deuterium Tritium Pellet

Das Brennstoffpellet besteht aus Deuterium und Tritium.

Deuterium kann aus dem Meerwasser gewonnen werden und liegt damit praktisch in unbegrenzten Mengen vor. Tritium ist instabil. Es ist ein β^- -Strahler mit einer Halbwertszeit von 12,33 Jahren. Es kann durch Beschuss von Lithium mit Neutronen gewonnen werden.



Das Pellet ist eine feste gefrorene Kugel mit einer Temperatur von 11,6 K. Deuterium und Tritium ist zugeleichen Teilen in dem Pellet vorhanden. Dieses Pellet ist von Glas umhüllt und hat im gefrorenen Zustand eine Dichte von $0,25 \text{ g/cm}^3$.

Der Plasmazustand

Als Plasma bezeichnet man ein System von Atomen, die teilweise ionisiert sind, während das System als Ganzes elektrisch neutral ist. Ein Plasma enthält gleichviel elektrische Ladungen beider Vorzeichen, Elektronen und positive Ionen. Bei 100000 K ist etwa jedes zweite Atom ionisiert. Plasmen sind in der Natur weit verbreitet, 99 Prozent der Materie des Weltalls befinden sich in diesem Zustand, fast alle Atome in den Sternen und im interstellaren Gas. Wir finden auch in brennenden Leuchtstoffröhren Plasma.

Bei kontrollierter Kernfusion zur Energiegewinnung, muss die Materie in einen Plasmazustand mit sehr hoher Temperatur und großer Dichte gebracht werden, so dass Deuterium und Tritium als ionisiertes Gas eine hinreichend lange Zeit zusammengehalten wird.

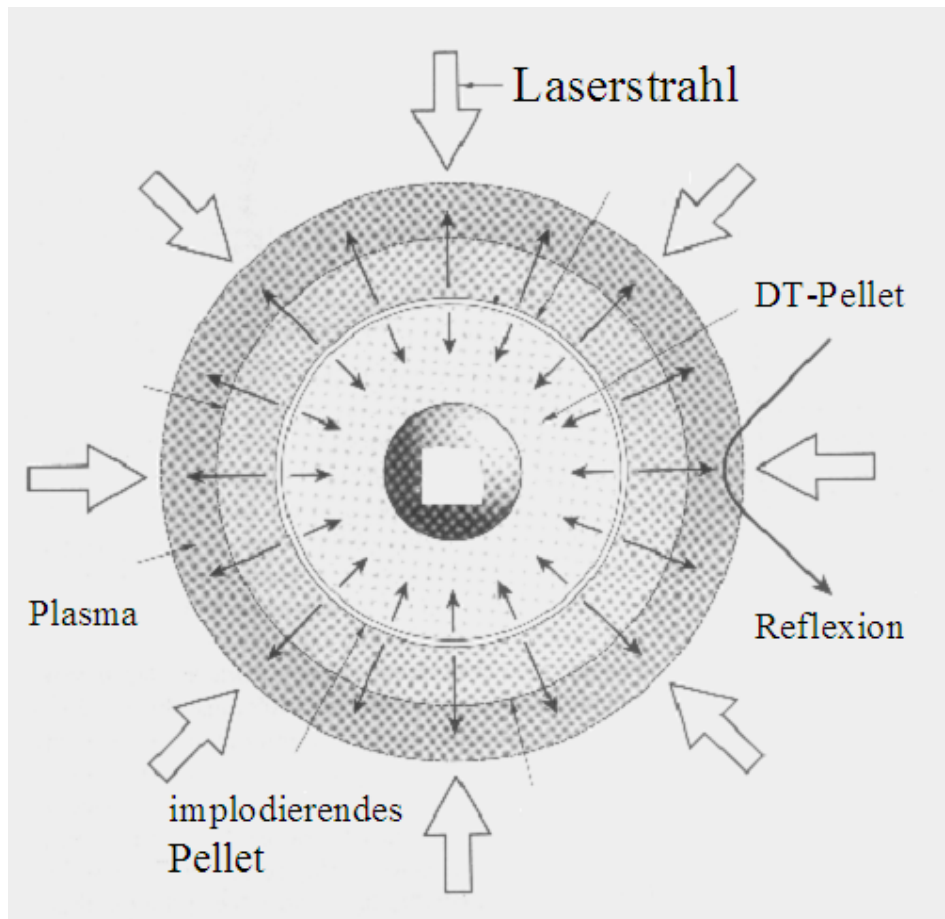


Abb.10: Ausdehnung einer Plasmawolke [3]

Hier sehen wir das Pellet, dass mit Laserstrahlen bestrahlt wird. Außen ist die Korona (verdampfendes Plasma), die sich mit einer Geschwindigkeit von 1000 km/s ausdehnt. Die Stoßwelle bewegt sich mit 300 km/s ins Innere. Im Zentrum ist das komprimierte Pellet, in dem die Fusion stattfindet. An den Seiten sind die Laserstrahlen dargestellt, die das Pellet von allen Seiten bestrahlt. Diese Strahlen werden zu einem Teil auch reflektiert, da es nicht möglich ist 100 Prozent der Intensität des Strahls anzukoppeln.

Strahlgeometrie

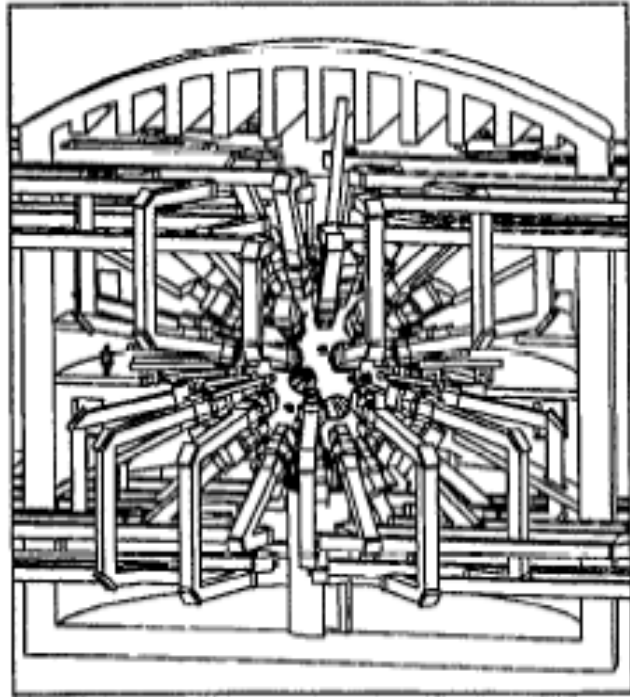


Abb.11: NIF target area building and beam transport system can be reconfigured for direct drive by switching 24 of the 4-beam clusters to alternate positions. [5]

Dieses Bild zeigt die Außenansicht der Brennkammer im Lawrence Livermore National Laboratory.

Diese Brennkammer hat 48 Vorrichtungen für Einzelstrahlen, die auf das Pellet gerichtet sind. Das Pellet wird von oben in die Brennkammer eingeführt.

Nd:YAG- Laser

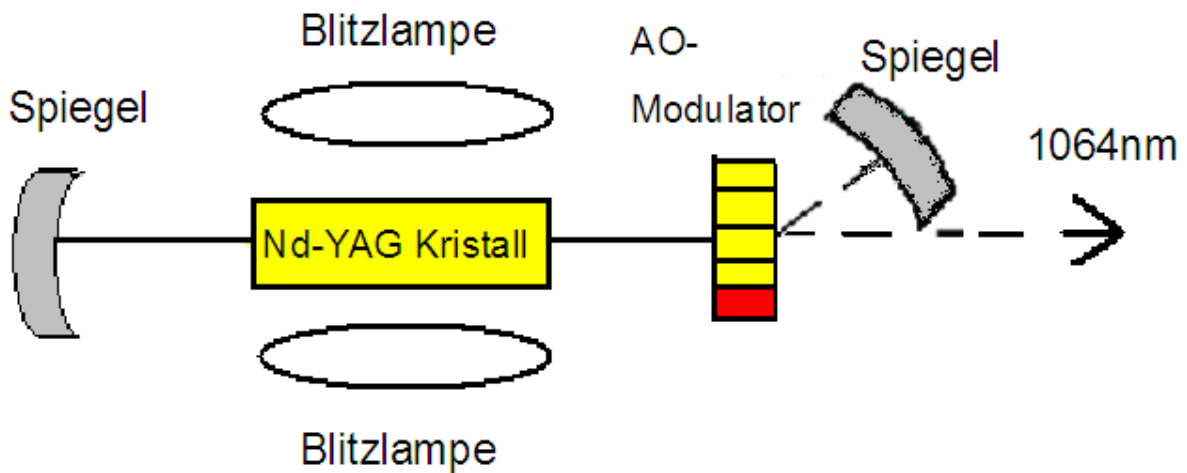


Abb.12: Aufbau eines Neodym Yttrium-Aluminium-Granat Laser.

Yttrium-Aluminium-Granat ist ein kubischer Wirtskristall. Er ist hart, von guter optischer Qualität und besitzt eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Im Nd:YAG-Laser sind 1 % der Y^{3+} Ionen durch Nd^{3+} Ionen ersetzt. Der Nd:YAG-Kristall wird mit Blitzlampen gepumpt.

Ein akustooptischer Modulator (AO-Modulator) ist für den Q-Switch nötig, damit der Laserstrahl gepulst betrieben werden kann. Die Spiegel werden für die Strahlungsrückkoppelung gebraucht, die vom AO-Modulator unterbrochen wird. Die Strahlungsrückkoppelung wird geschaltet, um bei maximaler Besetzungsinversion, einen induzierten Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 1064 nm zu erzeugen. Die Besetzungsinversion ergibt sich aus der Anregung der Nd Atome.

4-Niveau-Schema

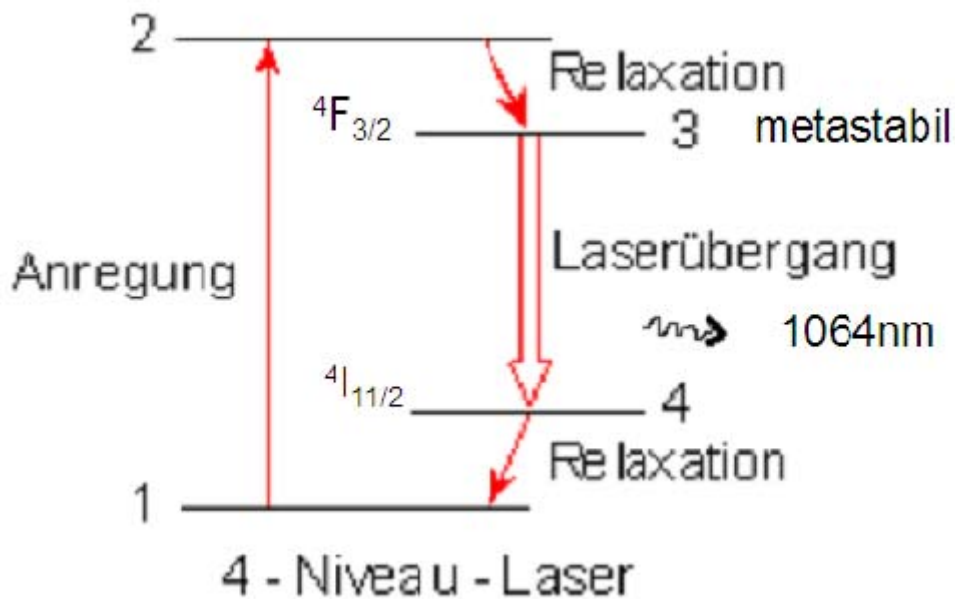


Abb.13: Das 4-Niveau-Schema eines Neodym Yttrium-Aluminium-Granat Laser. [2]

Das 4-Niveau-Schema des Nd:YAG-Lasers zeigt die Anregung der Nd^{3+} -Ionen. Niveau 1 ist das Grundniveau. Von ihm aus wird durch Blitzlampen in das 2. Niveau angeregt. Niveau 2 ist das Pumpniveau, von dem schnelle strahlungslose Übergängen in das 3. Niveau erfolgen. Das 3. Niveau ist das obere Laserniveau, welches metastabil ist. Von dort erfolgt der Laserübergang durch induzierte Emission mit einer Wellenlänge von 1064 nm in das untere Laserniveau. Das 4. Niveau hat nur eine kurze Lebensdauer, und das System geht mit schnellen strahlungslosen Übergängen ins Grundniveau über.

Gepulste Laser

Gepulste Laser werden eingesetzt um sehr hohe Leistungen zu erreichen.

Die Spitzenleistung ist von der Pulsdauer, der Pulswiederholungsrate und der Pumpenergie abhängig. Die Spitzenpulsleistung berechnet sich aus der Lichtleistung im kontinuierlichen Betrieb geteilt durch die Pulsdauer. Mit sehr kurzen Pulsen lassen sich so auch höhere Spitzenleistungen erzeugen.

$$P_s = \frac{W}{\tau}$$

P_s = Spitzenpulsleistung

W = Dauerlichtleistung im kontinuierlichen Betrieb

τ = Pulsdauer

Zwischen den kurzen Pulsen wird mit hoher Pumpenergie die Besetzungsinversion maximiert. Mit der Q-Switch-Methode lassen sich Pulse mit einer Dauer im Nanosekundenbereich realisiert.

Q-Switch-Methode

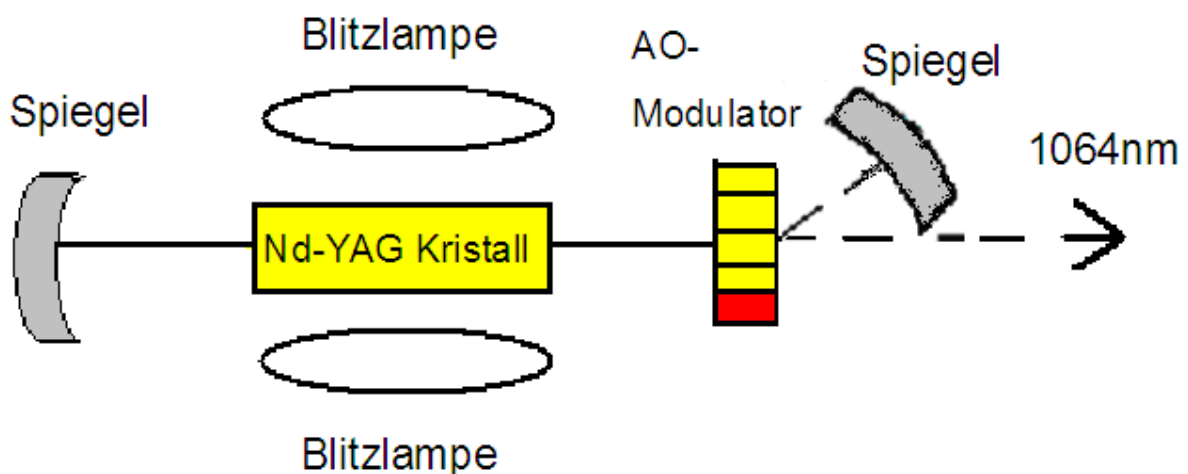


Abb.14: Aufbau eines Q-Switch in einem Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat Laser.

Die Idee des Q-Switch-Verfahrens ist es, den Laser erst bei maximal möglicher Besetzungsinversion durch den Resonator anschwingen zu lassen.

Beim Q-Switch ist ein Schalter am Laser angebracht, der im Resonator die Strahlungsrückkopplung mit dem zweiten Spiegel unterbricht.

Die Strahlungsrückkopplung durch den Laser-Resonator wird erst in dem Moment eingeschaltet, wo die Besetzungsinversion, erzeugt durch den Pumpimpuls, das Maximum erreicht hat. Dieser Zeitpunkt hängt von der Leistung und der Dauer des Pumpimpulses sowie der Lebensdauer des oberen Laserniveaus ab.

Die Kreisgüte des Resonators, in englisch „Q-factor“, wird bei dieser Einrichtung so von einem niedrigen Wert auf einen hohen geschaltet.

Die Pulsleistung hängt von der Besetzungsinversion und die Pulsdauer von der Schaltzeit ab. Ein akusto-optischer Modulator realisiert diese Schaltvorrichtung. Dieser Modulator sorgt für die Unterbrechung der Rückkopplung. Die Schwingung eines transparenten Piezokristalls erzeugt im AO-Modulator ein Beugungsgitter.

Wenn am Piezokristall keine Spannung anliegt, kann der Laser nicht anschwingen, weil die Strahlungsrückkopplung unterbrochen ist, während dessen weiter gepumpt wird.

Bei maximal möglicher Besetzungsinversion, wird mit dem Piezokristall das Beugungsgitter geschaltet und der Laser schwingt an.

Durch die sehr hohe Besetzungsinversion werden hochintensive Laserpulse erzeugt.

Oszillator-Verstärker

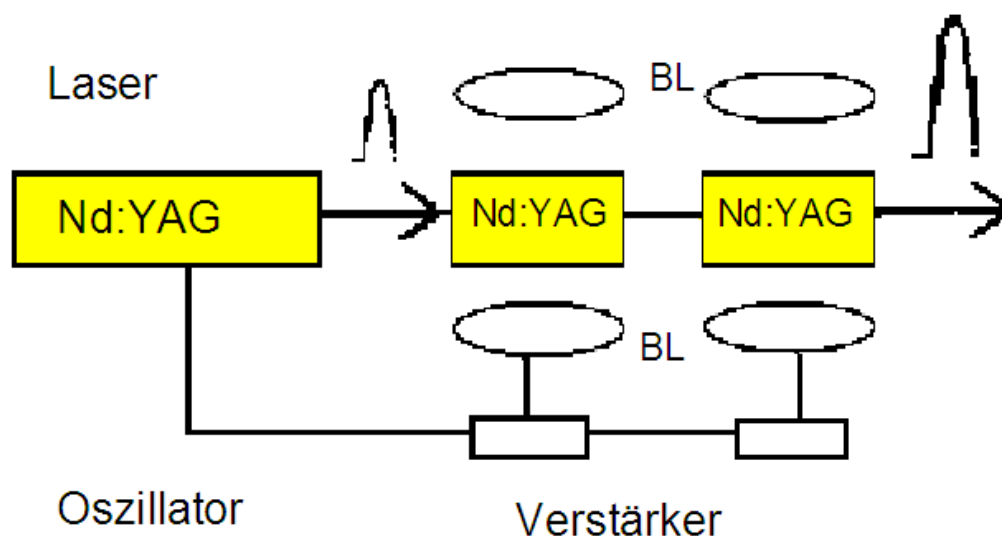


Abb.15: Anordnung der Verstärkerstufen eines Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat Laser.

Auf der linken Seite ist der Laser, der einen Laserstrahl in zwei Verstärkerstufen aussendet. Diese Verstärkerstufen werden synchron zum Oszillator gepumpt. Während der Laserstrahl die Verstärkerstufen durchläuft, erhöht sich die Intensität des Laserpulses.

Frequenzverdreifung

Die Ausbreitung von Licht in Materie wird durch die beiden frequenzabhängigen optischen Konstanten, die Brechzahl n und den Absorptionskoeffizienten α , beschrieben.

In der normalen linearen Optik sind diese Größen unabhängig von der Intensität des einfallenden Lichtes. Reflexion, Brechung, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Schwächung des Lichtes sind daher Konstanten des jeweiligen Mediums und nicht abhängig von der Lichtintensität.

Bei den hohen Intensitäten der Laser gilt die Erhaltung der Frequenz nicht. Somit ist die lineare Optik nur ein Grenzfall für kleine Lichtintensitäten.

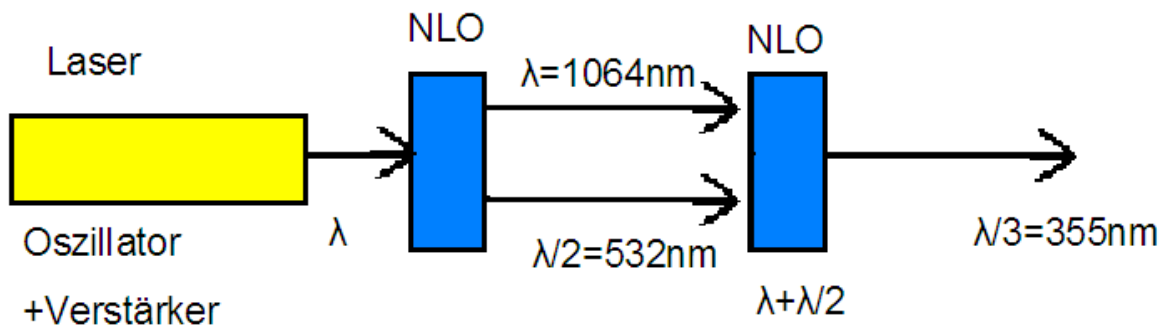


Abb.16: Frequenzverdreifung des Laserstrahls durch zwei nichtlinear optische Kristalle (NLO).

Der Laserstrahl wird zweimal durch nichtlinear optische Kristalle (NLO) geleitet. Beim ersten Durchgang wird von einem Teil des Strahl die Wellenlänge halbiert, auf 532 nm. Im zweiten Durchgang erfolgt eine Mischung zu 355 nm, die für die Laserfusion genutzt wird.

Nichtlinear optische Kristalle bestehen zum Beispiel aus Kaliumdihydrogenphosphat.

Aktuelle Forschung

Im Lawrence Livermore National Laboratory in Livermore, Kalifornien, USA wurde im Jahr 2001 mit einem Petawatt-Laser mit Pulsen von 0,5 ps Dauer gearbeitet. Es ist ein Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 355 nm, die durch eine Frequenzverdreifung erzeugt wird. Dieser Laserstrahl wird auf einen Durchmesser von 1 μm und einer Leistungsdichte $3 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ fokussiert.

Bei der Fusion wurde ein Deuterium-Tritium-Pellet mit einem Volumen von 1 mm^3 verwendet. In dieser Versuchsanlage wurden 599,93 J erzeugte Energie gemessen.

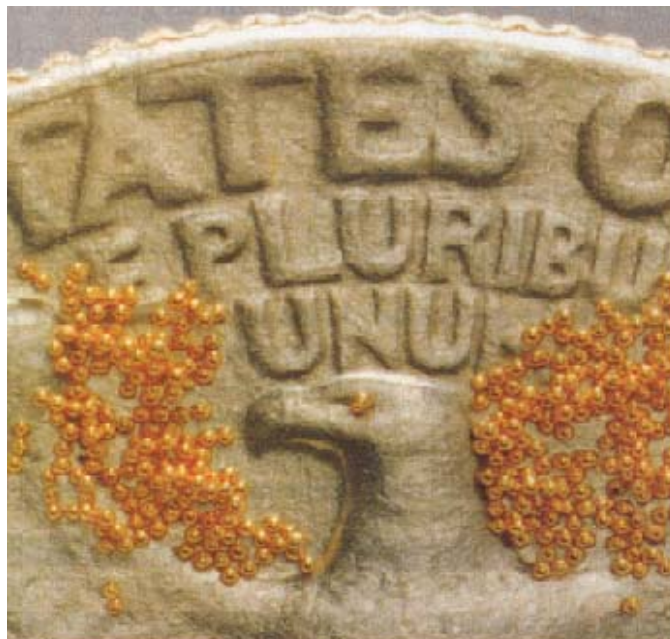


Abb.16: Bei den kleinen Kugeln auf einem amerikanischen Quarter handelt es sich um Deuterium-Tritium-Brennstoffpellets, wie sie in einer Laserfusionskammer verwendet werden. [4]

Laserdaten

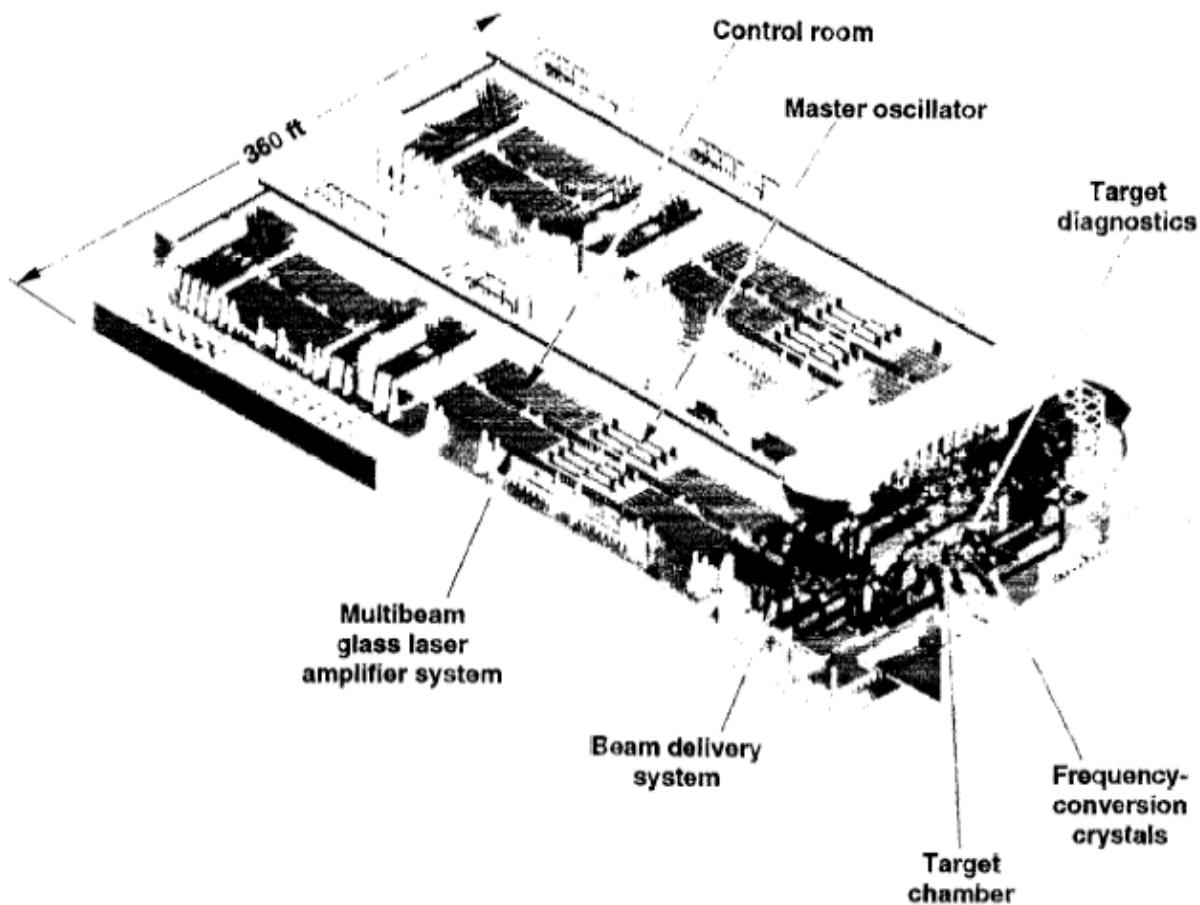
- Energie: 1,8 MJ
- Pulsleistung: 500 TW
- Wellenlänge: 355 nm
- Pulslänge: 20 ns
- Pulszustände: kontinuierlich, diskrete Pulse
- Pulsgleichzeitigkeit: <30 ps
- Vorpuls: 10^8 W/cm^2
- Strahlpunktgenauigkeit: 50 μm
- Spotgröße: 500 μm



Abb.17: Nova laser bay. [5]

In dem Bild 17 ist die Laseranlage Shiva Nova in Livermore, die nach dem Indischen Gott Shiva benannt ist, zusehen.

Unten ist eine schematische Darstellung des Gebäudekomplexes mit einer Breite von ca. 120 m skizziert. An der rechten Stirnseite ist die Reaktorkammer mit den Strahlvorrichtungen zusehen. In der Mitte sind die vier Hauptlaserstufen zusehen.



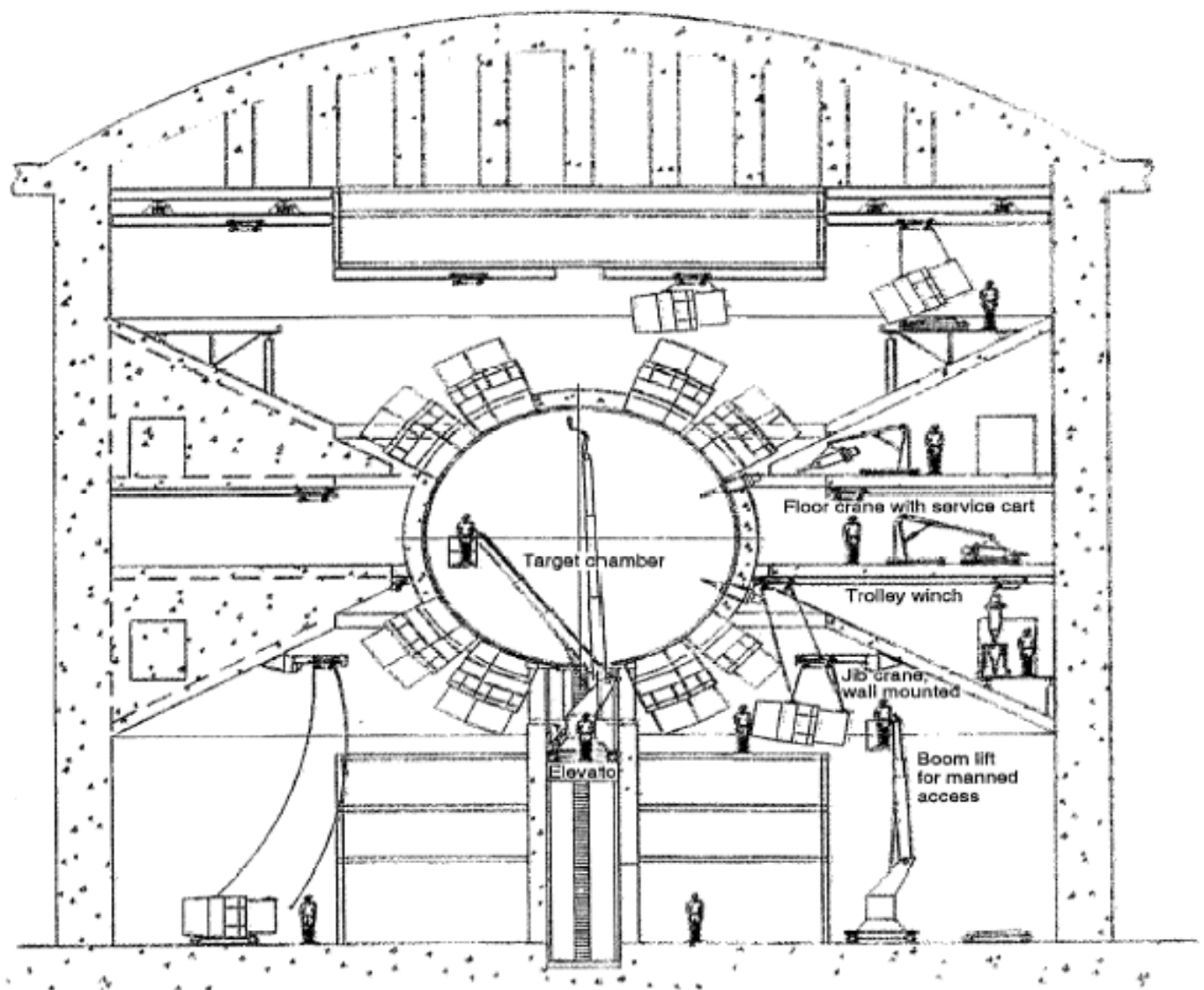


Abb.19: The NIF target area is configured for accessibility and ease of maintenance for both laser operations and target experiments. [5]

Dieses Bild zeigt die Seitenansicht der Reaktorkammer im Lawrence Livermore National Laboratory.

Im Institute of Laser Engineering von der Osaka University in Japan wurde im Jahr 2002 mit einer ähnlichen Versuchsanlage eine Energie 2499,76 J erzeugt. In dieser Anlage wurde ein Petawatt-Laser mit dem Namen GEKKO XII verwendet. Es ist ein frequenzverdoppelter Nd:YAG- Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm, der bei 1,2 ns Pulsen eine Leistung von $0,5 \cdot 10^{15}$ W abgibt.

Auch hier wurde ein Deuterium-Tritium-Pellet mit einem Volumen von 1 mm^3 verwendet.

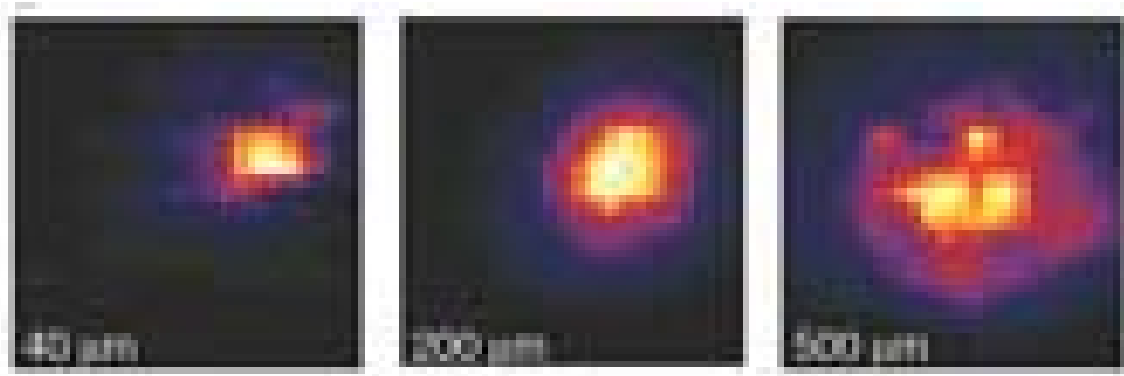


Abb.20: The heating images were obtained with the sampling camera for targets of different thickness (from $10 \mu\text{m}$ to $500 \mu\text{m}$). The scale bar below the images corresponds to $200 \mu\text{m}$ on the target. The colour bar presents a linear intensity scale of the emission normalized by the peak intensity for each of the targets, to show clearly the difference in pattern. The relative peak intensities are about 5,1 and 0.8 for the $40\text{-}\mu\text{m}$, $200\text{-}\mu\text{m}$ and $500\text{-}\mu\text{m}$ targets, respectively. [9]

Die Bilderreihe zeigt die zeitliche Entwicklung des Plasmas in 50 ps-Schritten. Im ersten Bild hat das Plasma einen Durchmesser von $40 \mu\text{m}$. Bild zwei zeigt schon einen Durchmesser von $200 \mu\text{m}$ und im dritten Bild von $500 \mu\text{m}$.

Schwierigkeiten der Laserfusionsforschung

Zu den Schwierigkeiten der Laserfusionsforschung gehört, dass die großen Versuchsanlagen sehr kostenintensiv sind. Es ist auch in den Versuchsanlagen noch kein Dauerbetrieb möglich, so dass eine Voraussage über den zukünftigen Einsatz nicht zuverlässig zu machen ist.

Zusätzlich ist die Laserfusion von der Plasmafusion in den Hintergrund des Interesses geraten, da die Plasmafusion bessere Ergebnisse in den Testanlagen liefert und so durch erhöhtes Interesse mehr Forschungsgelder besser voran gebracht wird.

Vorteile der Laserfusion

Die Laserfusion hat den großen Vorteil, dass es eine sehr saubere Energiegewinnung, im Hinblick auf die CO₂ Emission, ist.

Die radioaktiven Abfälle müssen nur ca. 100 Jahre, was ein überschaubarer Zeitraum ist, gelagert werden und sind daher nicht wie die der Kernspaltung ein Dauerproblem.

Auf der Erde gibt es sehr große Brennstoffreserven in Form von Deuterium, das im Wasser der Ozeane gebunden ist.

Im Dauerbetrieb würde die Energiegewinnung mit laserinduzierter Kernfusion eine günstige Möglichkeit darstellen.

Für den Plasmaeinschluss ist kein magnetisches Feld nötig wie bei der Plasmafusion, was für den Dauerbetrieb Vorteile hat.

Quellenangaben

- [1] Physik, Ch. Gerthsen, D. Meschede, Springer Verlag
- [2] Laser, F.K.Kneubühl, M.W.Sigrist, Teubner Studienbücher
- [3] Laser and Electro-Optics, Christoph C. Davis, Cambridge University Press
- [4] Physik, Halliday, Resnick, Walker, Wiley-VCH
- [5] M. Roth et al., Phys. Rev. Lett. 86, 436 (2001)
- [6] Michael H. Key et al., Nature, 412, 800 (2001), R. Kodama et al., Nature 418, 933 (2002)
- [7] Die Welt 18.11.2005
- [8] www.sternwarte-drebach.de
- [9] R. Kodama et al., Nature 412, 798 (2001)