

Hauptseminar

Experimentalphysik / Angewandte Physik
Wintersemester 2005/06

Thema:

Plasmafusion

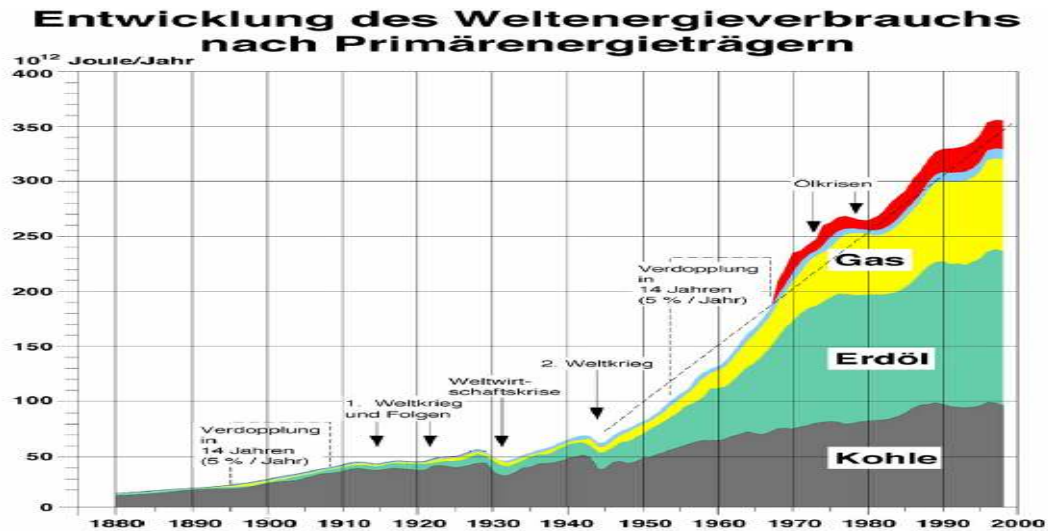
von

Bernhard Krumme

Inhalt

1. Vorwort
2. Physikalische Grundlagen
3. Reaktorkomponenten und Teilchenbewegung im Magnetfeld
4. Stand der Forschung und Perspektive der Plasmafusion

1. Vorwort



Das obige Diagramm zeigt die zeitliche Entwicklung des Weltenergieverbrauchs. Zusätzlich wurde die Gesamtenergie unterteilt, die Anteile stellen den prozentualen Anteil der jeweilig verwendeten Ressource dar.

Anhand des Diagramms sind zwei Aussagen sofort erkennbar:

- 1.) Der Energieverbrauch der Welt verdoppelt sich alle 14 Jahre.
- 2.) Der Energiebedarf wird beinahe komplett aus fossilen Energieträgern gewonnen.

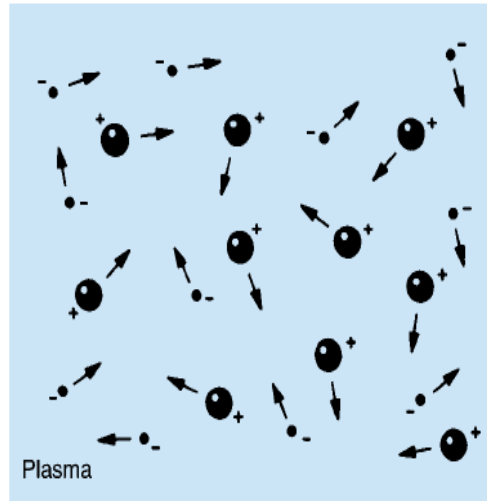
Da jedoch fossile Energieträger nur endlich vorhanden sind und zudem Verschmutzungen der Luft, wie z.B. durch CO_2 -Ausstoß, verursachen, sind neue Energiequellen erforderlich.

Ressourcen	Energievorrat (J)	"Versorgungszeit" (Jahre)
Öl	$1 \cdot 10^{22}$	30
Teersand, Schieferöl	$1 \cdot 10^{22}$	30
Erdgas	$0,7 \cdot 10^{22}$	20
Kohle	$5 \cdot 10^{22}$	140

Würde man z.B. versuchen den gesamten Energiebedarf ausschließlich mit Erdöl zu decken, so würden die Erdölreserven gerade einmal 30 Jahre ausreichen. Ähnlich sieht es bei Teersand, Schieferöl und Erdgas aus. Allein die Kohle könnte die Energieversorgung über einen längeren Zeitraum abdecken. Dadurch, dass die fossilen Energieträger so schnell zur Neige ist es dringend notwendig eine neue Energiequelle zu erschließen, die große Energiemengen zur Versorgung produzieren kann, was die Plasmafusion sein könnte.

2. Physikalische Grundlage

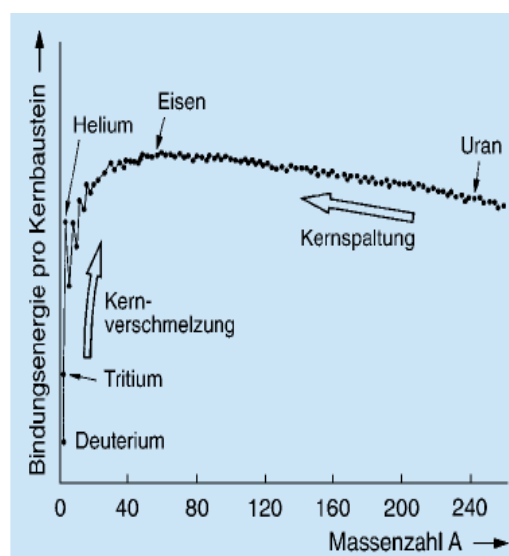
Bei der Plasmafusion handelt es sich um eine Technik, um Energie durch Kernfusion zu gewinnen. Hierbei verwendet man ein Plasma, um die benötigten Bedingungen, die eine Fusion von Kernen ermöglichen, zu erreichen.



Skizzierter Zustand eines Plasmas

Bei einem Plasma handelt es sich um ein Gas, welches aufgrund seiner hohen Temperatur vollständig ionisiert ist. Ein solches Plasma muss also von außen geheizt werden. Die vorhandenen Plasmateilchen sind entsprechend Elektronen und positiv geladene Atomkerne.

Da es sich nun um elektrisch geladene Teilchen handelt ist ein Plasma elektrisch leitend und kann durch Magnetfelder „gesteuert“ werden, was man bei dem so genannten magnetischen Einschluss verwendet.



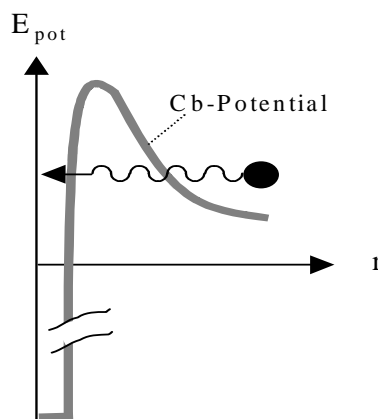
Verlauf der spezifischen Bindungsenergie

Aus obigem Diagramm, welches die Entwicklung der Bindungsenergie pro Nukleon mit der Massenzahl zeigt ist sofort erkennbar, dass die Fusion von Kernen nur bis zum Element Eisen, welches die höchste Bindungsenergie pro Nukleon aufweist, als Energiequelle sinnvoll ist, da die Bindungsenergie pro Nukleon ab Eisen wieder abnimmt. Bei den leichten Kernen spielen Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff eine besondere Rolle, da diese Elemente auch sehr stabil sind. Für schwere Kerne gibt es jedoch noch die Möglichkeit durch Kernspaltung Energie zu erhalten.

Wie bereits erwähnt ist die Kernfusion der Energielieferant bei diesem Konzept. Hierbei werden zwei leichte Kerne, z.B. Wasserstoff oder seine Isotope, zu einem schwereren Kern verschmolzen. Bei der Verschmelzung leichter Kerne zu einem schweren kommt es zum so genannten Massendefekt, d.h. das Fusionsprodukt ist leichter als die Fusionsedukte. Dieser Massendefekt entsteht durch die höhere Bindungsenergie pro Nukleon des Fusionsprodukts im Vergleich mit den Fusionsedukten. Die Energie die man aus einer Fusion erhält lässt sich so leicht aus dem Massendefekt mit $E = mc^2$ berechnen.

Betrachtet man nun die Fusion von einem Deuteriumkern mit einem Tritiumkern, so würde hier pro Fusion eine Energie von 17,586 MeV entstehen, was einem Massendefekt von 0,02 u entspricht.

Betrachten wir nun die D-T-Reaktion etwas genauer.



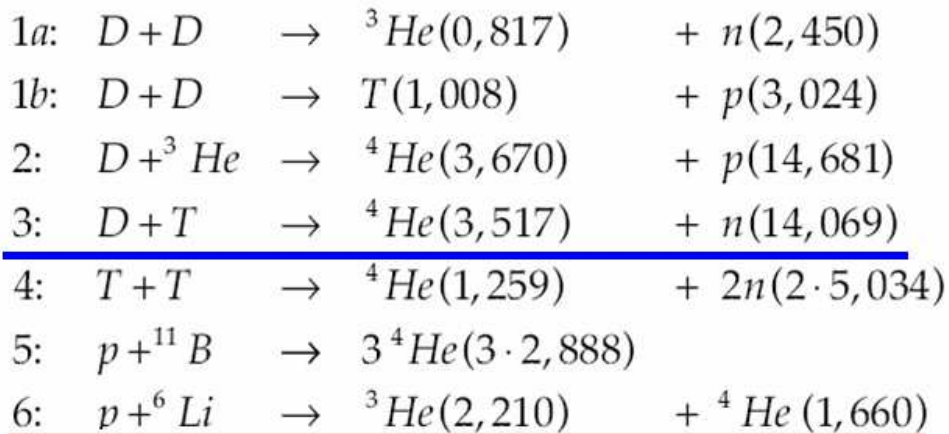
Skizze des Tunneleffekts

Um zwei Kerne eines solchen Gemischs zu verschmelzen (hier: D + T) muss ein Coulombwall überwunden werden, da sich die Kerne aufgrund ihrer positiven Ladung gegenseitig abstoßen. Für das Beispiel von Deuterium und Tritium beträgt die Höhe dieses Walls 400 keV. Da nun aber 10 keV schon einer Temperatur von ca. 100 mio. K entspricht, ist eine direkte Überwindung dieses Walls durch Heizung des Plasmas wohl mehr als unrealistisch.

In Experimenten mit einem Deuterium-Tritium-Gemisch genügt jedoch schon eine Temperatur von 5 keV (in der Plasmaphysik wird die Temperatur in keV angegeben), um die Fusion von Kernen zu erreichen. Grund dafür, dass diese niedrige Temperatur bereits ausreicht ist der Tunneleffekt, der es den Teilchen aufgrund ihrer im Coulombwall nicht verschwindenden

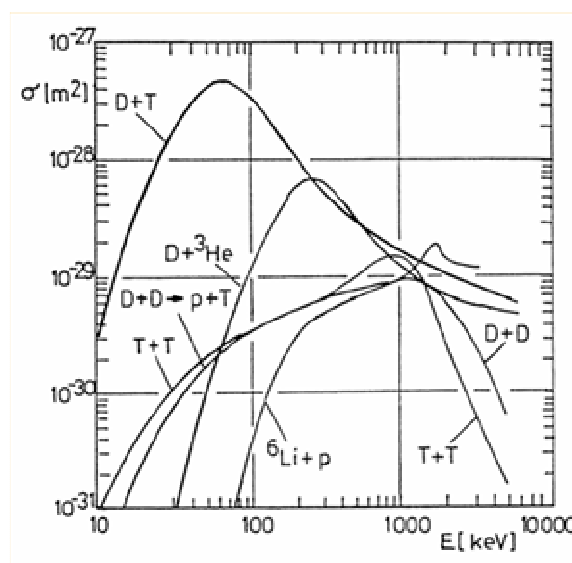
Aufenthaltswahrscheinlichkeit erlaubt durch den Wall zu tunneln und somit zu verschmelzen. Bei einer Temperatur von 5 keV nähern sich dabei die Kerne bis auf einen Abstand von 4 fm an, der dann durch den Tunneleffekt überbrückt werden kann.

Die bisher betrachtete D-T-Reaktion ist auch in der Realität die zur Zeit wichtigste Fusionsreaktion.



Zur Energiegewinnung aus der Kernfusion kommen jedoch noch viele andere Reaktionen in Frage, jedoch konnte sich die D-T-Reaktion bisher aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnittes bei den heute erreichbaren Plasmen durchsetzen. Die entstehende Energie verteilt sich auf den entstehenden Heliumkern, der 20% der Gesamtenergie in Form von kinetischer Energie aufnimmt, und das Neutron, welches 80% der Gesamtenergie als kinetische Energie aufnimmt.

Erreichen würde man gerne die Fusion von Protonen mit Lithium, da hier keine schnellen Neutronen entstehen. Aus dem folgenden Diagramm, bei dem der Wirkungsquerschnitt über der Temperatur aufgetragen ist, geht jedoch hervor, dass diese Reaktion erst ab einer Temperatur von 85 keV überhaupt stattfindet.



Auftragung: Wirkungsquerschnitt gegen die Temperatur

Aus obigem Diagramm ist schnell zu erkennen, dass bei den heute erreichten Temperaturen von 10 keV (ca. 100 mio. K vgl. Sonne 10 mio. K) der Wirkungsquerschnitt der D-T-Reaktion um beinahe zwei Zehnerpotenzen höher ist als bei jeder anderen Fusionsreaktion.

Da Tritium jedoch ein β -Strahler ist, also radioaktiv ist, und eine Halbwertszeit von 12,3 a hat, demnach nicht lange gelagert werden kann, und zudem noch sehr selten ist, muss es künstlich in Kernreaktoren hergestellt werden. Außerdem entstehen bei der Fusionsreaktion schnelle Neutronen, wodurch die Reaktorkomponenten durch Neutronenaktivierung ebenfalls radioaktiv werden können. Eine andere Reaktion kann nur verwendet werden, wenn man höhere Plasmamparameter erreicht, z.B. durch höhere Temperaturen im Plasma.

Weitere wichtige Parameter des Plasmas sind die Einschlusszeit τ und die Teilchendichte N . Die Einschlusszeit ist ein Maß für die thermische Isolation des Plasmas, sie sagt also aus wie lang der Zustand des Plasmas ohne weitere Heizung aufrecht erhalten werden kann.

Die Teilchendichte muss hoch genug gewählt werden, damit überhaupt ausreichend Stöße zwischen Plasmateilchen eintreten und somit Kernfusionen stattfinden können.

Die Temperatur des Plasmas muss hoch genug sein, damit die Wahrscheinlichkeit des Tunnelns bei Stößen zwischen Teilchen hoch genug ist. Sind alle diese Parameter ausreichend so kann das Plasma zünden.

Zündet ein Plasma, so bedeutet dies, dass die durch die bei der Fusion entstehenden Heliumkerne eingebrachte kinetische Energie ausreicht, um das Plasma zu heizen und aufrecht zu erhalten.

Diese so genannten Zündbedingungen des Plasmas werden vom Lawson-Kriterium vorgegeben. Dazu stellte Lawson eine Energiebilanzgleichung auf, welche eine Minimalbedingung der entstehenden Fusionsenergie liefert.

$$\left[\underbrace{\frac{1}{4} N^2 \langle v \sigma_{DT} \rangle Q_{DT} \tau}_{\text{Gesamtenergie}} + \underbrace{\frac{3}{2} (N + N_e) k_B T}_{\text{therm. Energie}} + \underbrace{b N_e^2 T^{1/2} \tau}_{\text{Verlust}} \right] \eta = \frac{3}{2} (N + N_e) k_B T + b N_e^2 T^{1/2} \tau$$

T = Temperatur; τ = Einschlusszeit; $\langle \sigma_{DT} \rangle$ = Reaktivität; N = Teilchendichte; N_e = Elektronendichte; Q_{DT} = Energie aus einer Fusion; k_B = Boltzmann-Konstante; η = Wirkungsgrad, b = reaktorspezifische Verlustkonstante

Die obige Energiebilanzgleichung besteht aus drei Summanden:

- 1.) Der rot unterstrichene Summand stellt die bei der Fusion freigesetzte Energie dar.
- 2.) Der blau unterstrichene Summand ist die in den Plasmateilchen gespeicherte Wärmeenergie.
- 3.) Der grün unterstrichene Summand stellt die Verluste dar, welche durch Bremsstrahlung und Röntgenstrahlung der Elektronen im Plasma entstehen.

Diese Bilanzgleichung sagt folgendes aus:

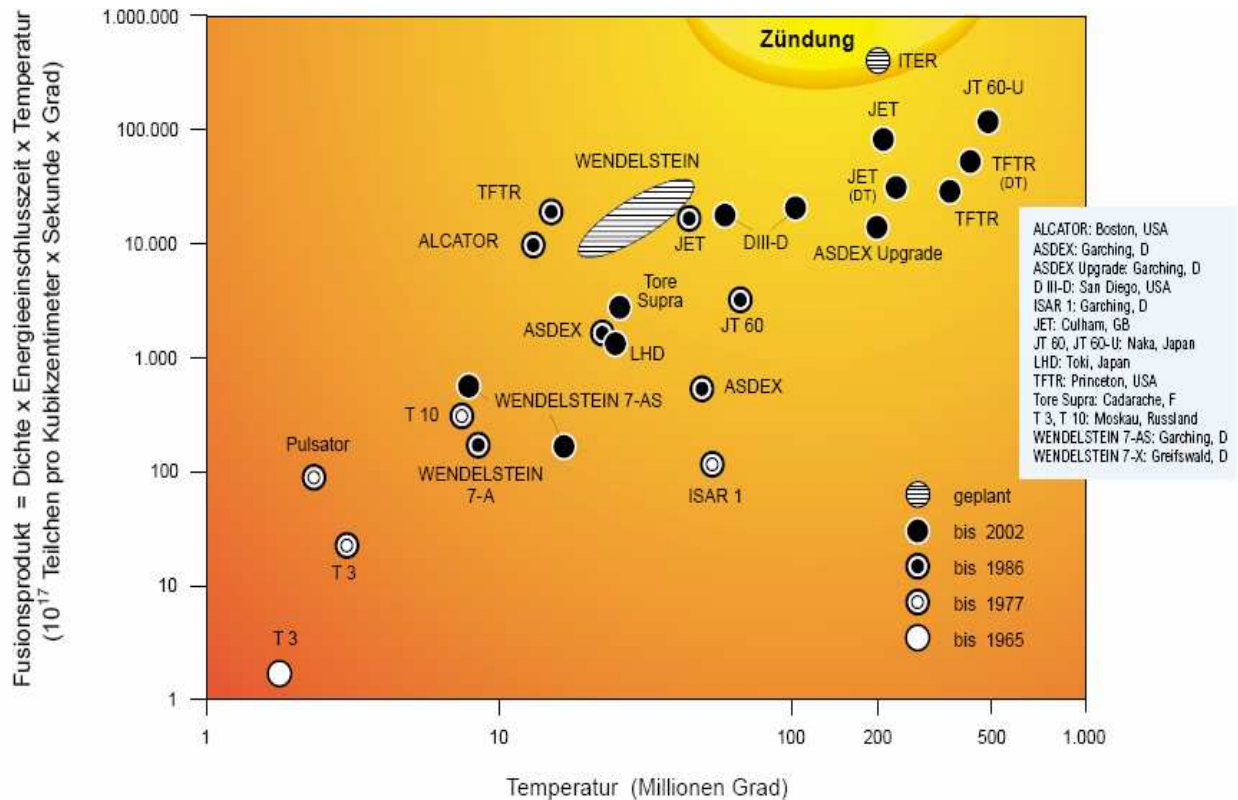
Die Summe aus der bei der Fusion entstehenden Energie mit der Wärmeenergie der Plasmateilchen und den Verlusten durch Bremsstrahlung oder Röntgenstrahlung durch die Elektronen im Plasma multipliziert mit dem Wirkungsgrad η muss mindestens so hoch sein wie die Wärmeenergie der Plasmateilchen und der Energieverluste durch Strahlung. Der Wirkungsgrad ist hierbei so definiert, dass er sowohl den Wirkungsgrad der Heizung des Plasmas, sowie den Wirkungsgrad des Carnot'schen-Kreisprozesses bei der Energieumwandlung berücksichtigt.

Aus der Bilanzgleichung folgt nun nach Umformung das so genannte Lawson-Kriterium, welches leichte Abschätzungen für die Größenordnung der einzelnen Plasmamparameter ermöglicht:

$$N\tau = \frac{3k_B T}{\frac{1}{4} \langle v \sigma_{DT} \rangle Q_{DT} \frac{\eta}{1-\eta} - bT^{1/2}}$$

Eine Funktion, die die direkte Abhängigkeit zur Temperatur aufweist ist leider nicht so ohne weiteres aufstellbar, da zum einen der Faktor b immer speziell für einen Reaktor bestimmt werden muss, also eine Art Erfahrungswert ist, und zum anderen, weil die Reaktivität ebenfalls für verschiedene Temperaturbereiche unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten besitzt, z.B. bei einer Temperatur von 10 keV ist $\langle \sigma_{DT} \rangle \propto T^2$, weshalb meistens auch das so genannte

Fusionsprodukt $N\tau T$ für Diagramme verwendet wird, wie im Folgenden auch. Es bleibt nun noch zu erwähnen wo die Reaktivität nun herkommt. Sie ist der Wirkungsquerschnitt, der durch den Mittelwert der Geschwindigkeit der Plasmateilchen gewichtet wurde. Den Mittelwert der Geschwindigkeit erhält man zudem aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Plasmateilchen.



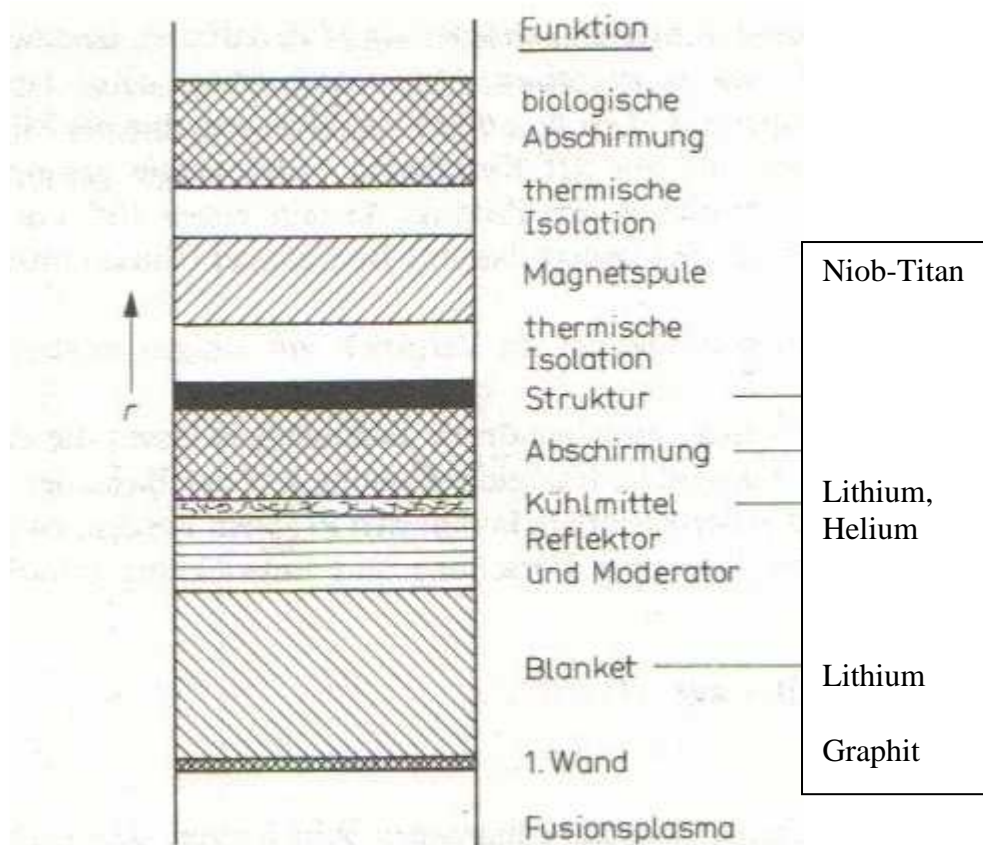
Auftragung des Fusionsprodukts gegen die Temperatur

Betrachtet man nun für das Lawson-Kriterium zum Beispiel mal ein Plasma mit der Temperatur 10 keV und einem Wirkungsgrad von 33%, so ergibt sich:

$$N\tau \geq 10^{20} \text{ sm}^{-3}.$$

Im obigen Diagramm ist nun ein solches Fusionsprodukt gegen die Temperatur aufgetragen. Zu erkennen ist, dass das Programm JET (Joint European Torus) den Bereich der Zündung knapp verfehlt hat. Dies soll nun durch den ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) erreicht werden, wodurch einer kommerziellen Nutzung der Kernfusion als Energiequelle nichts mehr im Wege stehen würde.

Zusätzlich erhält man aus dem Diagramm Zahlenwerte für die Plasmaparameter, die erreicht werden müssen. Es ergeben sich so eine Einschlusszeit von 1 – 2 s, eine Temperatur von 100 – 200 mio. Grad und eine Plasmadichte von 10^{20} sm^{-3} .



Querschnitt eines Reaktorkerns

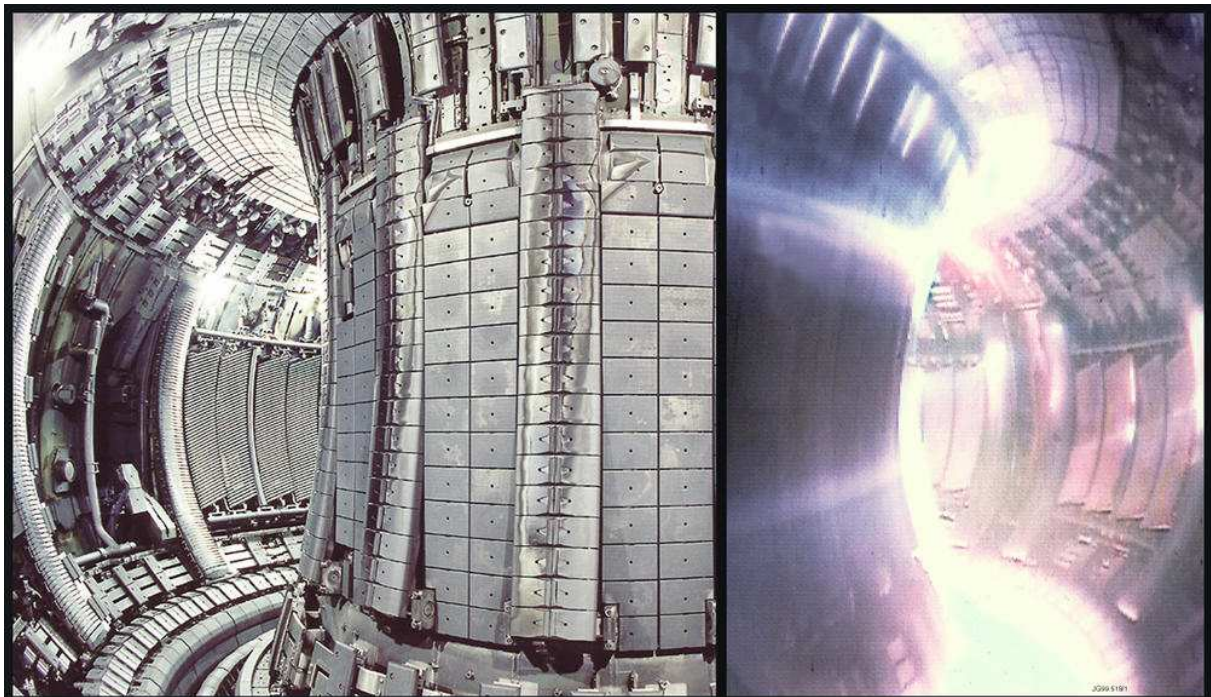
Von innen nach außen liegen beim Reaktorkern folgende Materialien und Komponenten vor:

- 1.) Die so genannte 1. Wand ist die Begrenzung des Plasmavolumens und hat die Aufgabe Röntgen- und Bremsstrahlung zu absorbieren, die Neutronen jedoch möglichst ungehindert durch zu lassen. Aufgrund der hohen thermischen Stabilität werden hierfür Graphitziegel verwendet.
- 2.) Danach folgt das Blanket, welches mit Lithium gefüllt ist, das die schnellen Neutronen thermalisieren soll.
- 3.) Hinter dem Blanket befindet sich dann der Moderatorkreislauf, der die im Blanket entstehende Wärme mittels Lithium oder Helium abführt.
- 4.) Da es sich um einen magnetischen Einschluss handelt benötigt man auch Magnetspulen, die aus Niob-Titan bestehen, da dieser Stoff bei 10,5 K supraleitend wird. Daher werden die Spulen auch mit flüssigem Helium gekühlt (4,2 K).

Die Punkte 1-4 geben nur die allgemeine Aufgabe der Komponenten an, es folgt nun eine genauere Betrachtung:

Die 1. Wand

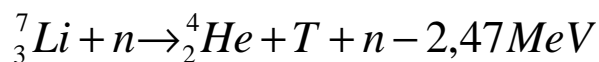
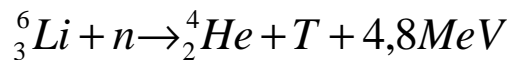
Die 1. Wand stellt die Begrenzung des Plasmavolumens dar, d.h. sie hat auch Kontakt mit einigen Plasmateilchen, da diese trotz des magnetischen Einschlusses doch noch teilweise auf diese Wand treffen und dort ihre kinetische Energie über Stöße abgeben, wodurch die Wand stark erhitzt werden kann. Das Wandmaterial muss dabei Belastungen von $0,2 \text{ MW/m}^2$ standhalten, was recht gering ist in Anbetracht der sehr hohen Temperaturen im Plasma. Zusätzlich können aber durch die auftreffenden Plasmateilchen Atome aus der Wand ins Plasma befördert werden. Diese Verunreinigungen führen zu einer Verdünnung der Elektronenkonzentration des Plasmas, da Kohlenstoffatome nicht vollständig ionisiert werden. Dadurch ist eine weitere Erhöhung der Temperatur des Plasma notwendig, um es stabil zu erhalten. Da Tritium mit dem Kohlenstoff der Wand Bindungen eingehen kann, werden die verwendeten Graphitziegel mit einer Schicht Wolfram bedampft.



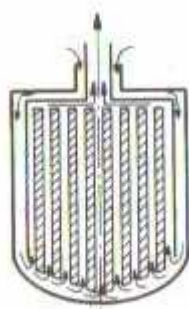
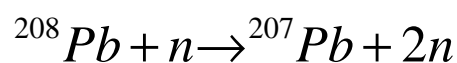
Dieses Bild zeigt eine Aufnahme des Plasmagefäßes des JET einmal innerhalb des Betriebs (rechts) und einmal außerhalb (links).

Das Blanket

Das Blanket ist für einen Reaktorkern, der eine D-T-Reaktion verwendet, die wichtigste Komponente, da sie zum einen die schnellen Neutronen durch Stöße abbremst und somit thermalisiert und zum anderen, weil das Blanket zur Erbrütung des benötigten Tritiums verwendet wird. Dabei finden im Blanket folgende Kernreaktionen zwischen Lithium und Neutronen statt:

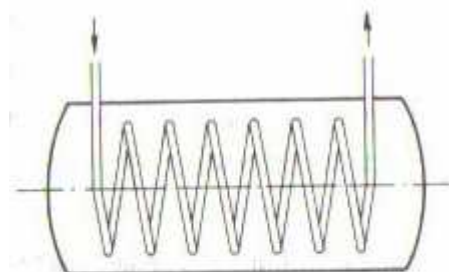


Die obere Reaktion liefert Energie, d.h. das hier auch langsame Neutronen mit dem Lithium reagieren können. Es wird dabei Tritium frei, was man als Brennstoff benötigt, und Helium, welches man als Kühlmittel für die Magnetspulen verwendet. Für die untere Reaktion hingegen wird Energie benötigt, diese Reaktion läuft demnach nur mit schnellen Neutronen ab. Für das Blanket gibt es viele verschiedene Modelle, die sich im Prinzip sehr ähneln, weshalb hier nur die zwei Grundtypen behandelt werden sollen. Dabei handelt es sich um das Flüssigmetallblanket und das Feststoffblanket. Beim Flüssigmetallblanket wird flüssiges Lithium in die Nähe des Plasmas gepumpt, um dort die Neutronen zu thermalisieren. Wird ein solches Blanket verwendet, so dient das Lithium auch direkt als Moderator und wird direkt zur Energieumwandlung verwendet. Damit durch ein solches Blanket aber genug Tritium erbrütet wird, vermischt man das Lithium mit Blei, um den Neutronenfluss zu erhöhen. Das Blei führt dabei folgende Reaktion mit den Neutronen aus:



Plasma

Flüssigmetallblanket



Plasma

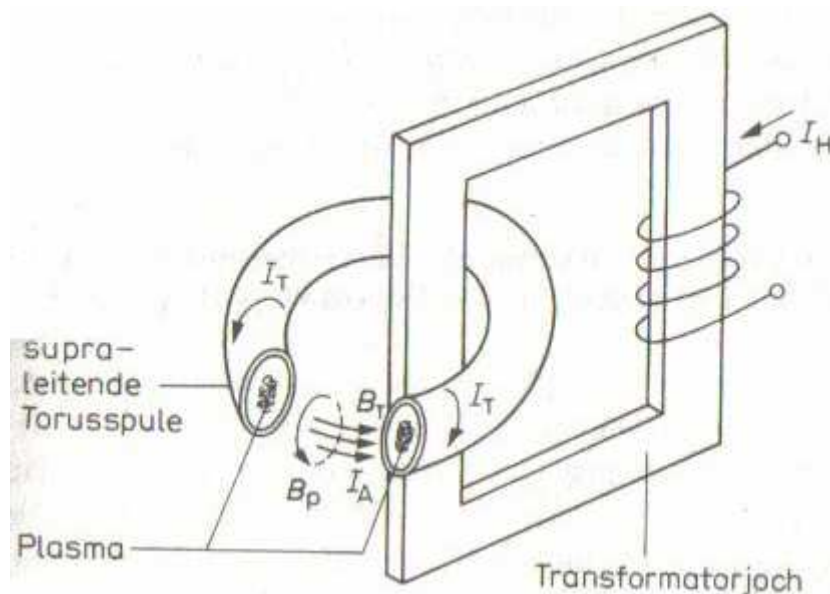
Feststoffblanket

Das im flüssigen Lithium erbrütete Tritium wird durch das zusätzlich entstehende Helium herausgespült und kann nun an Aktivkohlefiltern bei ungefähr 80 K separiert werden, um schließlich mit Deuterium zu Pellets verarbeitet zu werden.

Wird nun aber ein Feststoffblanket verwendet, so wird häufig ein mit $LiSO_4$ – Kugeln gefüllter Behälter verwendet. Durch diesen Behälter führen Leitungen durch die der Moderator gepumpt wird, wobei es sich in diesem Fall um Helium handelt. Auch hier wird das produzierte Tritium wieder mit Helium herausgespült. Der große Vorteil des Feststoffblankets jedoch ist, dass der Moderatorkreislauf und der Tritiumkreislauf getrennt sind, was eine erhebliche Erleichterung für die Konstruktion der Rohrleitungen ist, da nun kein radioaktives Material bis zur Energieumwandlung gepumpt wird.

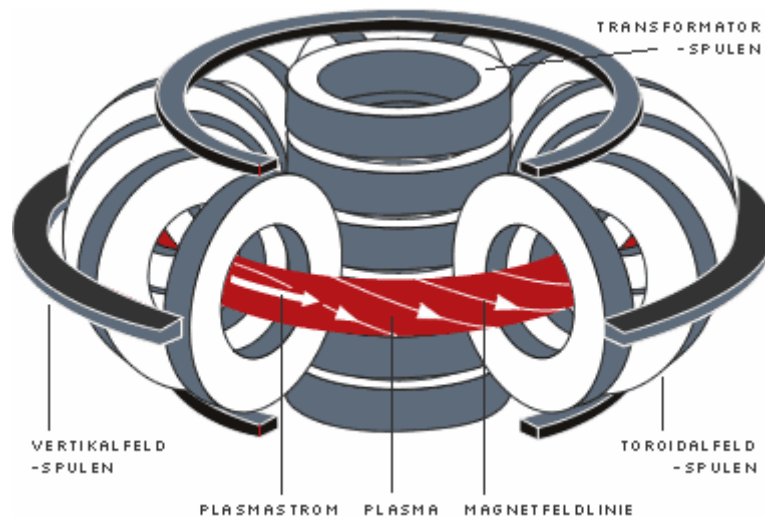
Der Tokamak

Kommen wir nun zum Herz des Reaktors, dem Tokamak.



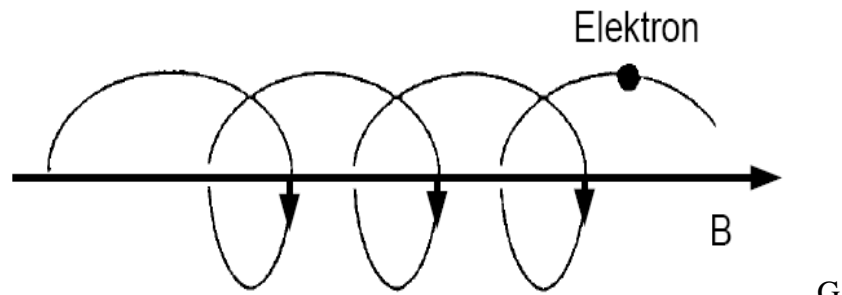
Funktionsweise des Tokamak

Der Tokamak verwendet ein Spulensystem, welches das Plasma zum einen auf eine Ringbahn zwingt, das Toroidalfeld, wie man es von den Teilchenbeschleunigern her kennt, und die Wirkung eines Transformators ausnutzt. Hierbei wirkt das Plasma als Sekundärspule und es lässt sich so von außen ein Strom im Plasma induzieren, der ein zusätzliches Magnetfeld erzeugt, das Poloidalfeld. Sehen wir uns nun das Magnetfeld mal etwas genauer an:



Nahaufnahme des Spulensystems

Im Bild ist nun das notwendige Spulensystem abgebildet, welches benötigt wird um das Plasma stabil einzuschließen. Die Transformatorspule (ca. 0,8 T) ist hier die Primärwicklung des Transformators und erzeugt ein poloidales Feld. Das poloidale Feld kann man sich nun so vorstellen, wie das Magnetfeld, das einen Strom durchflossenen Leiter umgibt. Die Toroidalfeldspulen (ca. 8 T) erzeugen das Magnetfeld, das das Plasma auf die Ringbahn zwingt. Als Überlagerung dieser beiden Felder ergeben sich weißen helikal verschraubten Feldlinien. Die Vertikalfeldspulen (ca. 0,08 T) sorgen für weitere Stabilität des geführten Plasmas. Da man aber nun das Transformatorprinzip beim Tokamak ausnutzt, kann man einen solchen Reaktor nur gepulst betreiben, da immer nur eine halbe Schwingung der Wechselspannung verwendet werden kann. Um zu verstehen warum ein so kompliziertes Spulensystem von Nöten ist und man nicht auf bereits vorhandene Kapazitäten wie Teilchenbeschleuniger zurückgreifen kann, muss man die Bewegung der Teilchen im Magnetfeld genau analysieren. Auf bewegte Ladungen wirkt im Magnetfeld die Lorentzkraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$, die Teilchen werden also senkrecht zu ihrer Geschwindigkeit und senkrecht zum angelegten Magnetfeld abgelenkt. Sind nun Geschwindigkeit und Magnetfeld ebenfalls senkrecht zueinander, so ergibt sich für das geladene Teilchen eine Kreisbahn. In der Realität ist dies leider nicht kaum realisierbar, so dass sich eine Gyrationbewegung des Teilchens ergibt, wobei die Gyration um eine Feldlinie verläuft.



Gyrationsbewegung eines Elektrons im Magnetfeld

Für diese Bewegung ergibt sich nun aus dem Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und Lorentzkraft die Gyrationfrequenz

$$m\omega_c^2 r = q\omega_c B r \Rightarrow \omega_c = \frac{|q|B}{m} .$$

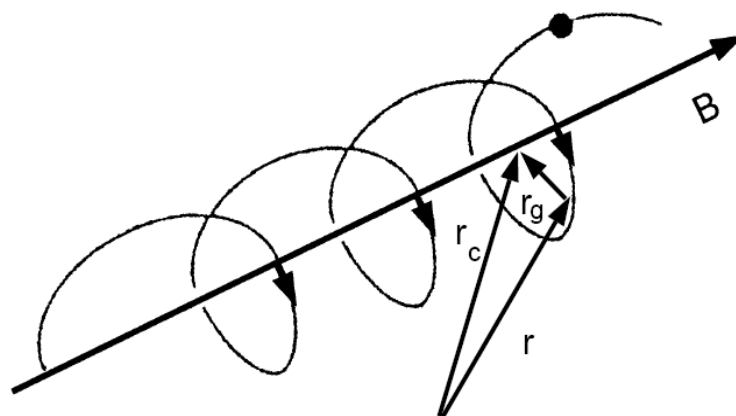
Der zugehörige Gyrationradius ergibt sich nun durch

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} = \frac{\sqrt{2mk_B T}}{|q|B} .$$

Da die Gyrationfrequenz massenabhängig ist und die Massen von Elektron und Ion um einen Faktor im Bereich von 10^3 differieren, liegen im Plasma also auch stark unterschiedliche Gyrationfrequenzen und –radien vor, was bei der Plasmaheizung wichtig ist.

Als Beispiel seien nun ein Magnetfeld der Stärke 2 T und ein Plasma der Temperatur 10 keV gegeben, dann ergibt sich für die Elektronen ein Gyrationradius von 53 μm und für die Ionen von 2,2 mm.

Um nun die Auswirkung von störenden Effekten, wie z.B. Inhomogenitäten des Magnetfelds, in Form von Teilchendriften nachvollziehen zu können, verwendet man den Guiding Centre-Ansatz.



Skizze zum Guiding Centre-Ansatz

Bei diesem Ansatz verwendet man die Tatsache, dass sich Bewegung des Teilchens aus zwei Komponenten zusammensetzt, einer Translation entlang der Feldlinie, sowie einer Gyration um diese.

Zur Vereinfachung nimmt man nun den Bewegungsschwerpunkt der Gyration als Ortsvektor des Teilchens an und erhält so eine Bewegung, die sich als reine Translation entlang der Feldlinie beschreiben lässt, was Rechnungen stark vereinfacht. Aus diesem Ansatz heraus ergibt sich dann ein neuer Ortsvektor, der vom Gyrationradius abhängig ist:

$$\vec{r}_c = \vec{r} + \vec{r}_g$$

$$\vec{r}_g = \frac{m}{qB^2} \vec{v} \times \vec{B} .$$

Um nun einen möglichst allgemeinen Ausdruck für die Driftgeschwindigkeiten der Teilchen zu erhalten, verwende ich nun eine Bewegungsgleichung, bei der eine zusätzliche äußere Kraft wirkt:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

Die hier verwendete Geschwindigkeit lässt sich nun durch den Guising Centre-Ansatz umschreiben, indem man die Ableitung des neuen Ortsvektors \vec{r}_c bildet:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \vec{v} + \frac{m}{qB^2} \frac{d\vec{v}}{dt} \times \vec{B} = \vec{v} + \frac{1}{qB^2} (\vec{F} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B}$$

Diese recht kompliziert wirkende Formel lässt sich nun mittels folgender Vektoridentität leicht vereinfachen:

$$(\vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B} = (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} - B^2 \vec{v} = B^2 \vec{v}_{||} - B^2 \vec{v} = -B^2 \vec{v}_{\perp}$$

Dadurch haben wir nun eine Aufspaltung der Geschwindigkeit in einen parallelen und einen senkrechten Anteil erhalten:

$$\vec{v}_c = \vec{v} + \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2} - \vec{v}_{\perp} = \vec{v}_{||} + \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2}$$

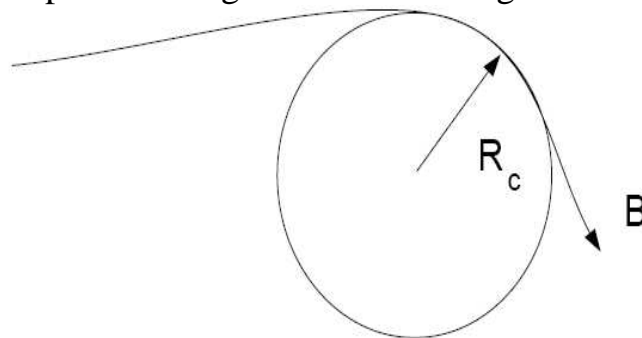
Die senkrechte Geschwindigkeitskomponente stellt nun die gesuchte Driftgeschwindigkeit der Teilchen dar und ergibt sich also zu:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2}$$

Mit dieser Formel lassen sich nun mit Leichtigkeit die Driftgeschwindigkeiten für verschiedene Ursachen aufstellen, indem man die wirkende Kraft einsetzt. Im Folgenden werden hier nur die wichtigsten Teilchendrifen behandelt.

Die Krümmungsdrift

Die Krümmungsdrift entsteht aufgrund der Krümmung der Magnetfeldlinien, die zwangsläufig gegeben ist, da man das Plasma auf eine ringförmige Bahn zwingt. Lokal betrachtet entsteht auf Teilchen so eine senkrechte Geschwindigkeitskomponente aufgrund der Zentrifugalkraft.



Krümmung der Magnetfeldlinie

Für den Krümmungsradius R_c gilt:

$$\frac{1}{R_c} \vec{e}_{R_c} = -\frac{\nabla \vec{B}}{B}$$

Die wirkende Kraft ist hier die Zentrifugalkraft, die aus der parallelen Geschwindigkeitskomponente entsteht:

$$F = \frac{mv_{\parallel}^2}{R_c}$$

Die daraus resultierende Driftgeschwindigkeit lautet nun:

$$\vec{v}_D = -\frac{mv_{\parallel}^2}{qB^3} \nabla \vec{B} \times \vec{B}$$

Man erhält also eine ladungsabhängige Driftgeschwindigkeit, die eine Trennung von Ionen und Elektronen bewirkt.

∇B – Drift

Diese Teilchendrift entsteht durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes, wie sie z.B. zwischen zwei Toroidalfeldspulen vorliegt, da dort lokal die Dichte der Magnetfeldlinien abnimmt. Damit diese Änderung des Magnetfeldes Auswirkungen auf die Plasmateilchen haben kann, muss sie innerhalb des Gyrationradius liegen. Die hier wirkende Kraft ergibt sich aus dem magnetischen Moment und dem Gradienten des Magnetfeldes zu

$$\vec{F} = -\mu \nabla \vec{B}$$

Das magnetische Moment lässt sich hier nun aus dem durch die Gyration vorliegenden Kreisstrom I und dessen umlaufener Fläche A berechnen:

$$\mu = IA = q \frac{\omega_c}{2\pi} \pi r_g^2 = q \frac{qB}{2m} \left(\frac{mv_{\perp}}{qB} \right)^2 = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{E_{kin,\perp}}{B}$$

Setzt man nun wieder die wirkende Kraft in die hergeleitete Gleichung ein, so ergibt sich folgende Driftgeschwindigkeit:

$$\vec{v}_D = -\frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3} \nabla \vec{B} \times \vec{B}$$

Es ergibt sich also abermals eine ladungsabhängige Drift, die die Trennung der Ladungsträger weiter verstärkt. Zudem ist die Driftgeschwindigkeit nun senkrecht zum Magnetfeld und dessen Gradienten.

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift

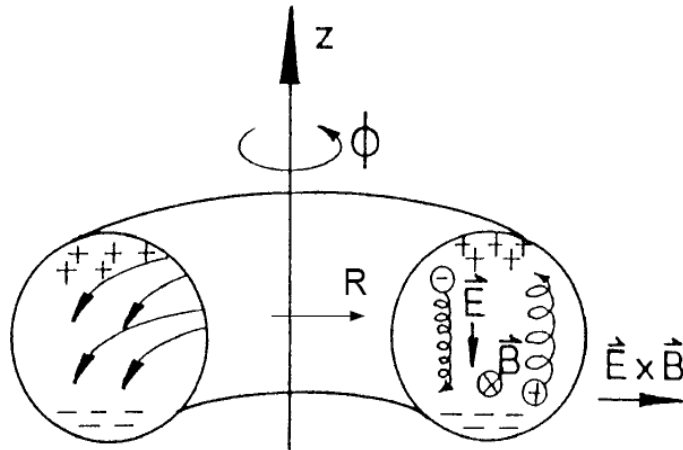
Durch die bisher vorhandene Trennung der Ladungsträger entsteht nun im Plasma ein elektrisches Feld. In einem elektrischen Feld wirkt die Kraft:

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

Daraus erhält man nun die Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Diese Geschwindigkeit hängt nicht von der Ladung ab und verursacht eine Drift, die senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld ist und somit eine radiale Expansion des Plasmas verursacht, wie das folgende Bild auch anschaulich zeigt.



Überblick über die Teilchendriften

In Anbetracht der vorhandenen Teilchendriften ist so nun klar, wieso ein Tokamak für den magnetischen Einschluss notwendig ist und kein rein toroidales magnetisches Feld ausreicht.

Das poloidale Feld ist unbedingt nötig, um die Ladungstrennung im Plasma zu verhindern, da die helikale Führung der Teilchen im Plasma eine einseitige Verschiebung der Ladungen verhindert. Sollte es jedoch trotzdem noch zu driftenden Teilchen kommen, dann sorgen die Vertikalfeldspulen zusätzlich für weitere Stabilität, da diese eine radiale Expansion des Plasmas und die damit verbundenen Teilchenverluste verhindern. Ohne das Spulensystem des Tokamak könnten die Plasmaparameter, die zu einer Zündung führen, nie erreicht werden, da die Teilchenverluste durch die radiale Expansion zu groß wären.

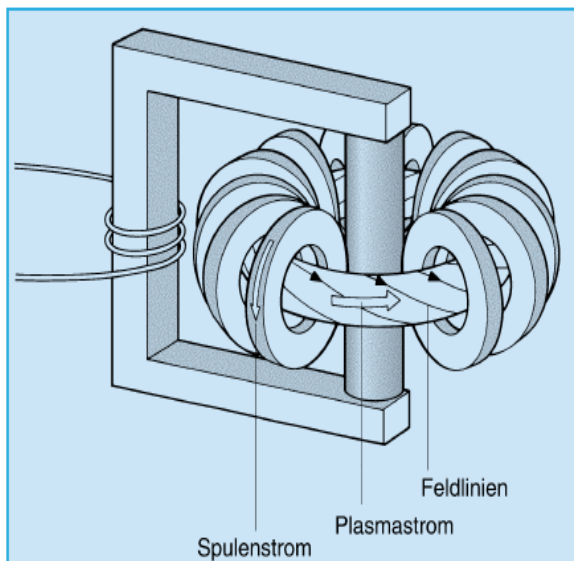
Die für einen solchen Reaktor charakteristische Eigenschaft ist das Plasmabeta, welches der Quotient von Plasmadruck und magnetischem Druck ist und es gilt:

$$\beta = \frac{p_{Plasma}}{p_{Magnet}} = \frac{nk_B T}{\frac{B^2}{2\mu_0}}$$

Dieses Plasmabeta soll in Kraftwerken Werte zwischen 5-15% erreichen, bisher wurden jedoch lediglich Werte um die 6% erreicht. Betrachtet man nun die Gleichung, so sieht man sofort, dass das Plasmabeta von der Teilchenzahl abhängt. Die Ladungsträgerdichte eines Plasmas ist somit keine freie Größe und wird durch die Stärke des Magnetfelds bestimmt.

Wie schon erwähnt muss das Plasma von außen geheizt werden. Hierzu gibt es im Wesentlichen vier Mechanismen, wovon drei von außen eingekoppelt werden und die sogenannte α -Teilchenheizung, die durch die entstehenden Heliumkerne entsteht.

Die Ohm'sche Heizung



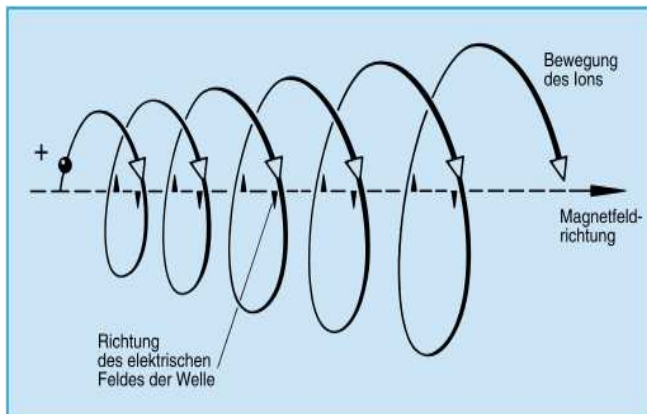
Schema der Ohm'schen Heizung

Bei der Ohm'schen Heizung wird wieder die Transformatoreigenschaft des Tokamak verwendet. Hierbei wird im Plasma ein Strom induziert der mehrere Megaampere beträgt, z.B. beim JET 7 MA und beim ITER 15 MA, wobei die Pulsdauer der Heizung beim ITER 300 s betragen soll. Die dabei an das Plasma angelegte Spannung hingegen beträgt nur 1 V. Durch den induzierten Strom werden, wegen der großen Massenunterschiede der Plasmateilchen, vor allem die Elektronen im Plasma stark beschleunigt, weshalb diese Art der Heizung auch als Elektronenheizung bezeichnet wird. Die Ohm'sche Heizung wird als Startheizung verwendet und kann Temperaturen von 1 keV erreichen, es sind also weitere Heizmethoden notwendig, um die Temperatur von 10 keV für die D-T-Reaktion zu erreichen.

Die Wärme die hierbei gewonnen wird ist Joule'sche Wärme, die aufgrund des Widerstands des Plasmas entsteht. Da aber die Leitfähigkeit eines Plasma mit steigender Temperatur auch ansteigt ergibt sich für diese Heizung die Temperaturgrenze von 1 keV.

Hochfrequenzheizung

Bei der Hochfrequenzheizung werden elektromagnetische Wellen ans Plasma angekoppelt. Die eingekoppelte Strahlung muss eben genau die Gyrationfrequenz des Plasmateilchens haben, um das Resonanzverhalten der Plasmateilchen ausnutzen zu können, die dann nämlich Energie aus dem Wellenfeld der eingekoppelten Welle aufnehmen können, was man am zunehmenden Gyrationradius des Ions im folgenden Bild sieht.



Energieaufnahme im Wellenfeld

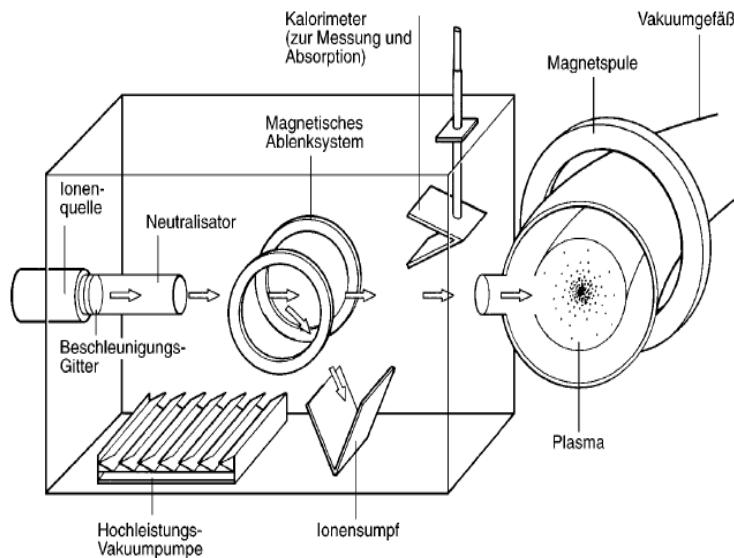
Die Vergrößerung des Radius des Ions ist der Energiezunahme des Teilchens proportional, und somit auch der Zunahme der Temperatur des Plasmas. Da die Ionenmasse 1000-mal größer ist als die der Elektronen und die Gyrationfrequenz proportional zur Masse ist, unterscheiden sich auch die zur Heizung der beiden Teilchensorten verwendeten Frequenzen um den Faktor 1000. Um Ionen zu beheizen verwendet man Frequenzen im Bereich von 10 – 100 MHz, bei Elektronen entsprechend 60 – 150 GHz.

Die für die Einkopplung der Strahlung benutzten Antennen liegen hinter Polarisationsfiltern, da zur Beheizung transversale Wellen benötigt werden. Diese Tatsache ergibt sich aus dem komplizierteren Bild der MHD (MagnetoHydroDynamik), die das Plasma als magnetisierte Flüssigkeit betrachtet. Untersucht man nun den Brechungsindex des Plasmas in diesem Bild, so ergeben sich Polstellen für rechtszirkulare und linkszirkulare transversale Wellen, die den verwendeten Wellen der Ionen- bzw. Elektronenheizung entsprechen.



Polarisationsfilter im Plasmagefäß

Neutralteilcheninjektion

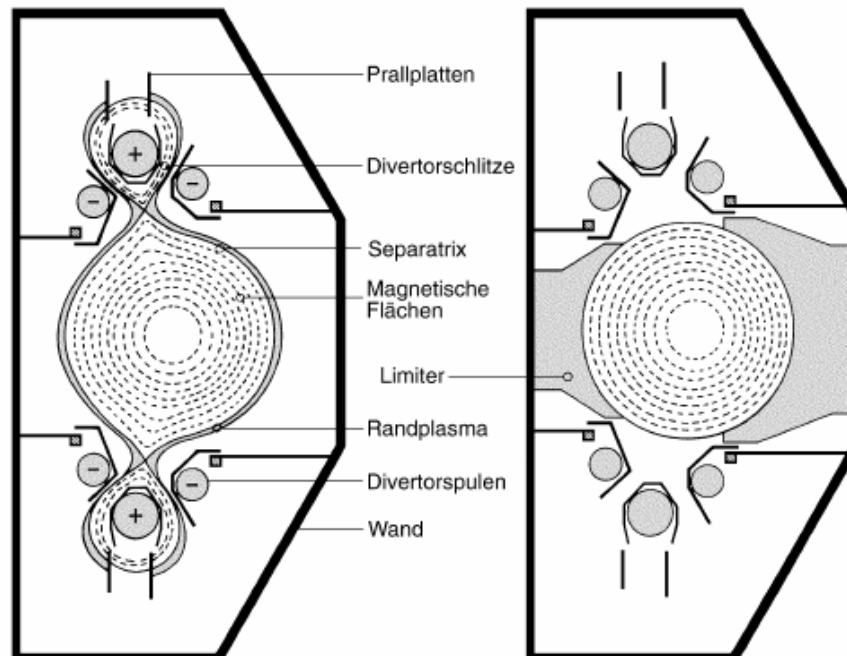


Aufbau eines Neutralteilcheninjektors

Als letzte Heizmethode bleibt nun noch die Neutralteilcheninjektion zu erwähnen. Hierbei werden in der Ionenquelle positiv geladene Wasserstoffatome erzeugt, welche durch ein Beschleunigungsgitter auf Energien von 50-100 keV gebracht werden. Die schnellen Wasserstoffatome treffen dann auf den Neutralisator, der eine mit Wasserstoffgas gefüllte Kammer ist. In dieser Kammer stoßen die geladenen Wasserstoffionen auf elektrisch neutrale Wasserstoffatome und stehlen diesen das Hüllenelektron. Die nun neutralen schnellen Wasserstoffatome treffen nun auf ein magnetisches Ablenssystem, was dazu da ist noch vorhandene Ionen in den so genannten Ionensumpf abzulenken. Die zur Heizung verwendeten Teilchen müssen neutral sein, da es sonst Probleme gäbe diese Teilchen überhaupt ins Plasma zu schießen, da geladene Teilchen durch das Magnetfeld, welches das Plasma einschließt, reflektiert werden könnten (magnetischer Spiegel). Ein weiteres Problem wäre, wenn die geladenen Teilchen sich nun im Plasmagefäß befinden, das sofort eine Lorentzkraft auf diese wirkt und die Teilchen ablenkt. Man hätte also zusätzlich noch eine geringe Eindringtiefe des Teilchenstrahls bei geladenen Teilchen. Durch die Verwendung von Neutralteilchen kann man diese Probleme umgehen und die eingeschossenen Teilchen geben ihre Energie in der Nähe des Zentrums des Plasmas ab, wo die höchste Temperatur vorliegt. Da hier Atome zur Heizung verwendet werden ist sofort klar, dass hiermit vor allem die Ionen geheizt werden, da diese eine ähnliche Masse haben wie die Neutralteilchen.

Divertor/Limiter

Hat man nun ein heißes Plasma erreicht, so benötigt man zusätzlich zum magnetischen Einschluss noch weitere Komponenten, um das Plasma im Plasmagefäß von der 1. Wand fernzuhalten.



Querschnitt eines Limiters (rechts) und eines Divertors (links)

Die erste Idee das Plasma zusätzlich zu begrenzen war der Limiter. Bei diesem Bauelement handelt es sich um eine materielle Begrenzung des Plasmas bei dem das Plasma, was auch bedeutet das diese Teile sehr heiß werden (Plasmarandtemperatur ca. 100 eV).

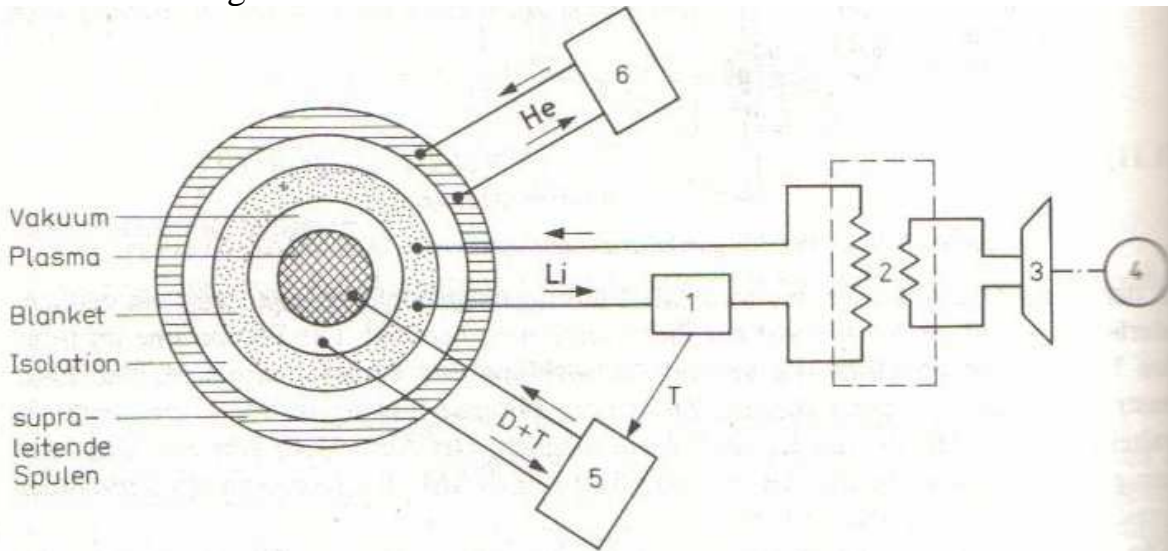
Die weitaus elegantere Lösung hierzu ist der Divertor. Hierbei werden zusätzliche Spulen verwendet, die den Einschluss des Plasmas so verändern, dass eine Separatrix entsteht. Diese Separatrix ist die magnetische Feldlinie, die das Plasma vom Vakuum trennt. Außerhalb der Separatrix gibt es zwar noch weitere Feldlinien die auf die 1. Wand führen, aber dort gelangen keine Teilchen aus dem Plasma hin.

Das Randplasma wird nun durch die Divertorspulen so verformt, dass es auf Prallplatten trifft. Dadurch, dass auch das Randplasma noch sehr heiß ist, werden die Prallplatten sehr heiß und müssen gekühlt werden. Die Leistungsdichte, die diese Platten ertragen müssen ist sehr hoch und beträgt 10-20 MW/m².

An den Prallplatten werden die Ionen elektrisch neutral und es entsteht lokal an den Platten ein Überdruck, so dass der nicht verbrannte Brennstoff abgepumpt werden kann.

Das Kraftwerk

Jetzt da man die physikalischen und technischen Grundlagen für die Erschließung der Kernfusion als Energiequelle kennt, stellt sich die Frage wie so ein Kraftwerk aufgebaut sein könnte.



Schema eines Fusionskraftwerks

Für ein Fusionskraftwerk sind diverse Kreisläufe für Brennstoff und Kühlmittel notwendig:

- 1) Das heiße Lithium wird aus dem Blanket gepumpt, wobei das erbrütete Tritium bei 1 separiert wird.
- 2) Das heiße Lithium wird zum Wärmetauscher weitergepumpt 2, der eine Turbine antreibt 3 und somit einen Generator zur Stromerzeugung betreibt 4.
- 3) Das separierte Tritium wird zu 5 gepumpt, wo sich der Brennstoffkreislauf befindet. Bei 5 wird auch der unverbrannte Brennstoff aus dem Plasmagefäß gepumpt, sowie die Heliummasche, was dem bei der D-T-Reaktion entstehenden Helium entspricht, da diese Heliummasche die Fusion im Plasma sonst verhindern würde.
- 4) 6 stellt den Kühlmittelkreislauf der supraleitenden Spulen dar, die mit flüssigem Helium auf 4,2 K gekühlt werden.

Was kann ein solches Kraftwerk nun leisten?

Da sich das Kraftwerk selbst mit Tritium versorgen kann benötigt man von außen nur zwei Stoffe, Lithium und Deuterium. Bei einem Verbrauch dieser Stoffe von nur 75 mg Deuterium, was aus 2 l Wasser gewonnen werden kann, und 225 mg Lithium, was man aus 250 g Gestein erhält, kann man eine Energie von 48 GJ erhalten. Für eine solche Energiemenge benötigt man ansonsten 1000 l Öl.

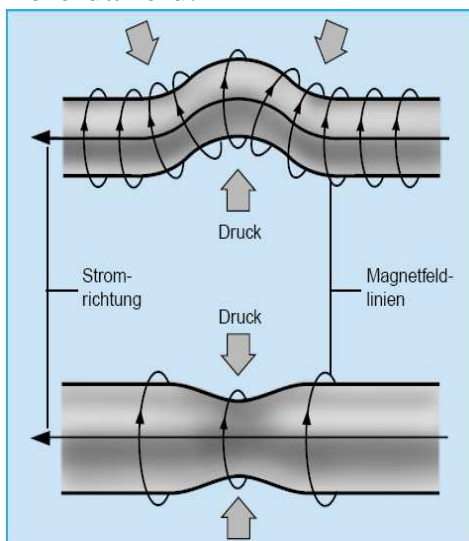
Auch wenn die Grundlagen für die Gewinnung der Energie aus Kernfusion schon lange bekannt sind, gab es Probleme durch Plasmainstabilitäten, die sich durch Auswölbung oder Einschnürung des Plasmas zeigen. Diese Instabilitäten können durch Verunreinigungen oder Dichtefluktuationen im Plasma entstehen und verstärken sich selbst, wenn sie einmal vorliegen, da am Ort der Einschnürung bzw. Auswölbung lokal ein erhöhter magnetischer Druck entsteht, der die Instabilität verstärkt und das Plasma so zerstört.

Die Stabilität eines Reaktors ist nun gegeben durch die Kruskal-Sharfranov-Grenze, die besagt, dass der Sicherheitsfaktor q größer als 1 sein muss.

Der Sicherheitsfaktor ist gegeben durch:

$$q = \frac{rB_{\Phi}}{RB_{\Theta}}$$

Hierbei ist R der Radius des Rings auf dem das Plasma geführt wird und r der Radius des Plasmaquerschnitts. B_{Φ} und B_{Θ} sind das Toroidal- und das Poloidalfeld.

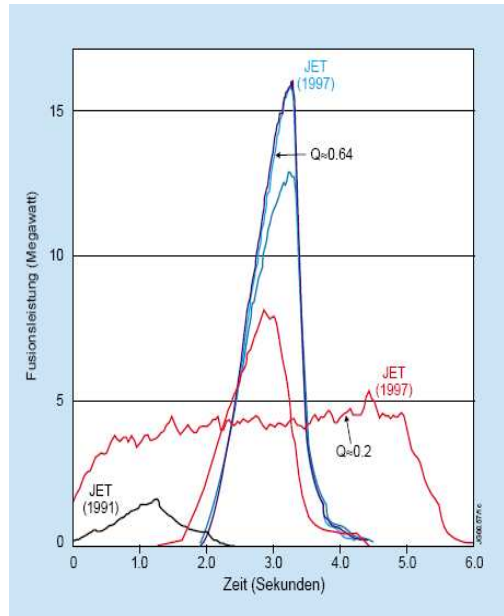


Plasmainstabilitäten

Betrachte man obiges Bild, so erkennt man, dass die Ursache der Instabilitäten das poloidale Magnetfeld selbst ist. Der Tokamak vereinfacht zwar das Erreichen der notwendigen Plasmamparameter führt aber selbst zu Problemen die nur durch starke Magnetfelder umgangen werden können, da z.B. nur ein sehr starkes toroidales Feld eine Auswölbung verhindern kann, indem eine rücktreibende Kraft auf den Plasmaschlauch wirkt, wie bei einer Gitarrensaite.

4. Stand der Forschung und Perspektive der Plasmafusion

Die letzte Versuchsreihe zu D-T-Fusionen in einem Tokamak fand im JET statt. Hier war es bereits möglich 64% der zur Heizung notwendigen Energie selbst herzustellen. Dies gelang aber nur für einen kurzen Zeitraum. Im stationären Fall, der dem eines Kraftwerks entspricht, schafft es der JET immerhin auf 20% der Energie. Dieser Rekord stammt bereits von 1997 und soll vom ITER übertroffen werden.



Radius über alles	7,5 m
Plasmavolumen	80 m ³
Magnetfeld	4 T
Heizleistung	37 MW
Energieverstärkung	0,2
	0,64

Daten des JET

Fusionsleistung des JET

Der ITER, der gerade gebaut wird, soll 2015 in Betrieb gehen und soll als erster Reaktor die Zündung eines Plasmas erreichen, um zu zeigen, dass es möglich ist wirtschaftlich Energie durch Kernfusion erzeugen. Um dieses Ziel zu erreichen muss der ITER entsprechend größer dimensioniert werden als der JET, jedoch ist er schon so groß wie ein zukünftiges Kraftwerk es sein könnte.

	ITER	Fusionskraftwerk
Radius über alles	15 m	
Plasmavolumen	837 m ³	760 m ³
Magnetfeld	5,3 T	7 T
Heizleistung	73 MW	234 MW
Fusionsleistung	500MW	3400 MW

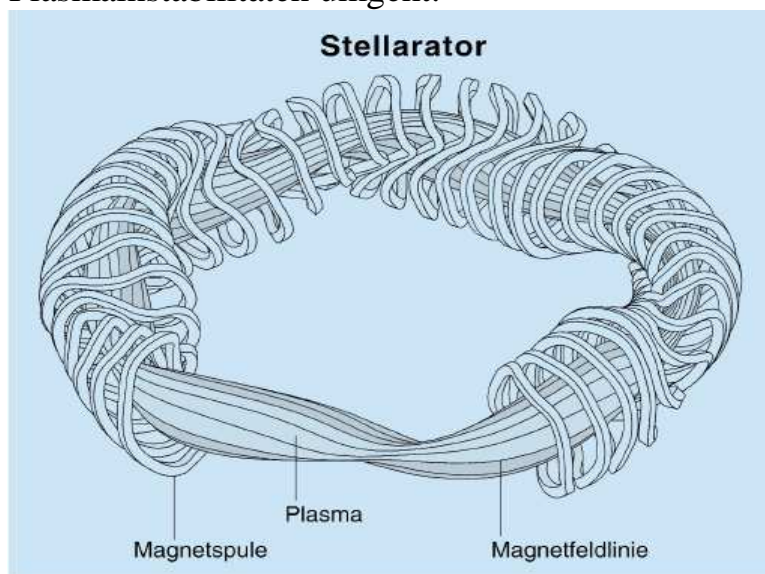
Wie man anhand der Tabelle oben sieht produziert der ITER schon weitaus mehr Energie als er zur Heizung des Plasmas benötigt. Um an die Werte eines Kraftwerks zu kommen muss jedoch noch weiter am ITER entwickelt werden.



Plasmagefäß des ASDEX-Upgrade in Garching (links) und ein Bauelement des ITER (rechts)

Verlaufen alle Experimente am ITER nach Plan, dann wird voraussichtlich in 35 Jahren der erste Demonstrationsreaktor DEMO gebaut.

Als Alternative zum Tokamak gibt es noch einen zweiten Reaktorkern, den so genannten Stellarator. Hier wird ein komplexes Spulensystem benutzt, das es ermöglicht das Plasma ohne Transformatorspule einzuschließen, wodurch man z.B. die Plasmainstabilitäten umgeht.



Stellaratorprinzip

Fazit

Insgesamt lässt sich über die Kernfusion sagen, dass sie sehr großes Potential hat die Energiequelle der Zukunft zu werden, da sie sehr große Energiemengen erzeugen kann und dabei keine Abgase produziert. Einziges Problem sind die radioaktiven Stoffe die durch schnelle Neutronen entstehen können bzw. das Tritium, diese Probleme können aber durch eine Weiterentwicklung umgangen werden. Weiterhin bleibt zu erwähnen, dass es eine sehr sichere Technologie ist, da ein GAU darin besteht, dass das Plasma erlischt und sich der Reaktor abkühlt.

Eine Grundlastdeckung kann mit einem Kraftwerk, das auf einem Tokamak basiert nicht erreicht werden, da ein solches Kraftwerk nur gepulst betrieben werden könnte. Dazu müsste man eventuell den Stellarator nutzen oder den Tokamak weiterentwickeln.

Quellenangabe

G. Musiol, R. Ranft, D. Seeliger – Kern- und Elementarteilchenphysik
Weinheim, 1988

Halliday, Resnick, Walker – Fundamentals of Physics
John Wiley & Sons Inc., 2001

J. Raeder – Kontrollierte Kernfusion

Vorlesungen von Herrn Unterberg und Prof. Zohm

Max-Planck-Institut in Garching – Kernfusion-Berichte aus der Forschung

Internetseiten:

www.wikipedia.de

www.iter.org

www.jet.efda.org