

Franziska Biegelke

## **Die Relevanz der $D^3He$ -Fusionsreaktion für einen zukünftigen Fusionsreaktor**

**IPP 11/4  
August, 2013**

Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald

Institut für Physik



# Die Relevanz der $D^3\text{He}$ -Fusionsreaktion für einen zukünftigen Fusionsreaktor

Abschlussarbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science der Umweltwissenschaften

vorgelegt von Franziska Biegelke

Erstgutachter: PD Dr. rer. nat. habil. Hans-Stephan Bosch

Zweitgutachter: Prof. Dr. rer. nat. André Melzer

Greifswald, den 06. August 2012

# Inhalt

Abkürzungsverzeichnis.....	i
<b>1. Einleitung</b> .....	1
<b>2. Theoretische Grundlagen</b> .....	4
2.1 Die Kernreaktionen.....	4
2.2 Das Plasma als vierter Aggregatzustand.....	6
2.3 Die Coulomb-Barriere.....	6
2.4 Der Wirkungsquerschnitt.....	10
2.5 Der Reaktionsparameter $\sigma v$ .....	14
2.6 Das DT-Plasma.....	16
2.6.1 Lawson-Kriterium und Leistungsbilanz.....	17
2.6.2 Break-Even Bedingung.....	18
2.6.3 Zündbedingung.....	19
<b>3. Verfügbarkeit der Brennstoffe</b> .....	25
3.1 Verfügbarkeit von Deuterium.....	25
3.2 Verfügbarkeit von Tritium.....	26
3.3 Verfügbarkeit von $^3\text{He}$ .....	29
3.3.1 Terrestrische Verfügbarkeit.....	29
3.3.2 Extraterrestrische Vorkommen.....	31
<b>4. Neutronen aus Fusionsreaktionen</b> .....	36
4.1 Quantifizierung parasitärer Neutronen.....	36
4.1.1 $fn$ -Bestimmung für ein Deuterium-Plasma.....	37
4.1.2 $fn$ -Bestimmung für ein Deuterium-Tritium-Plasma.....	39
4.1.3 $fn$ -Bestimmung für ein $\text{D}^3\text{He}$ -Plasma.....	41
4.2 Optimales $\text{D}^3\text{He}$ -Mischungsverhältnis im $\text{D}^3\text{He}$ -Plasma.....	445
<b>5. Auswertung der Energiebilanz</b> .....	48
5.1 Wärmetönung.....	48
5.2 Break-Even Bedingung für ein $\text{D}^3\text{He}$ -Plasma.....	48
<b>6. Beta-Wert Betrachtungen</b> .....	55
6.1 Der Beta-Wert.....	55
6.2 Beta-Wert Betrachtung im $\text{D}^3\text{He}$ -Plasma.....	56
<b>7. Problematik der Energieauskopplung und Verdünnungseffekte</b> .....	59
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b> .....	60
Literaturverzeichnis.....	63

## Abkürzungsverzeichnis

D	Deuterium ( $^2\text{H}$ )
T	Tritium ( $^3\text{H}$ )
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
JET	Joint European Torus
ICP-MS	Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry
ppm	parts per million
TFTR	Tokamak Fusion Test Reactor
DOE	Department of Energy
DRG	Deutsche Raumfahrt Gesellschaft
NASA	National Aeronautics and Space Administration
DEMO	Demonstration Power Plant
LHD	Large Helical Device
ASDEX	Axialsymmetrisches Divertorexperiment
IFMIF	International Fusion Materials Irridiation Facility

## 1. Einleitung

Die Sicherung des stetig steigenden Energiebedarfs der Menschheit ist eine der größten Herausforderungen für die Zukunft unserer Gesellschaft. Über 90 % des globalen Energiebedarfs wird heute durch fossile Energiequellen gedeckt [1]. Drohende Klimaschäden und erschöpfte Ressourcen werden jedoch auf längere Sicht einen Umbau unseres Energiesystems verlangen. Dabei reicht das Spektrum der Möglichkeiten von der Verbesserung vorhandener Technologien über die marktgerechte Entwicklung neuer Energiequellen, bis zur Erschließung von Optionen, deren technische Eignung noch nicht gesichert ist. Ob Strategie-Optionen wie forcierte Energieeinsparungen, rationellere Energienutzungen oder der verstärkte Einsatz regenerativer Energieträger langfristig ausreichen um den kontinuierlichen Bedarf zu decken, darf bezweifelt werden. Vor diesem Hintergrund erscheint die kontrollierte Kernfusion mit magnetischem Einschluss als alternative Energiequelle besonders aussichtsreich. Die Sonne ist der Prototyp eines natürlichen Kernfusionsreaktors, die mit einer mittleren Leistung von  $3,9 \cdot 10^{26}$  W schon seit  $5 \cdot 10^9$  Jahren strahlt [2]. Die Fusionsforschung verfolgt nun das Konzept, durch technische Realisierung des Sonnenfeuers auf der Erde eine sichere und nahezu unerschöpfliche Energiequelle zu erschließen.

Um Fusion allerdings zur irdischen Energieerzeugung nutzen zu können, benötigt man Reaktionen, die nicht, wie es in der Sonne der Fall ist, auf der schwachen Wechselwirkung beruhen und sehr geringe Reaktionsraten haben. Sterne wie die Sonne machen die geringen Reaktionsraten durch ihre immense Masse wett, aber für die Energiegewinnung auf der Erde bedarf es reaktionsfreudiger Substanzen, deren Reaktionen wesentlich schneller ablaufen. Da bei Fusionsreaktionen die Coulomb-Abstoßung der zu fusionierenden Kerne die Reaktionswahrscheinlichkeit wesentlich bestimmt, sind Atomkerne mit niedriger Ladung stark bevorzugt. Besonders interessant erscheinen diesbezüglich die Reaktionen der Wasserstoffisotope und Helium-Kerne [4]. Unter diesen Fusionsmöglichkeiten trägt die Reaktion von Deuterium ( ${}^2\text{H} = 1\text{p} + 1\text{n}$ ) mit Tritium ( ${}^3\text{H} = 1\text{p} + 2\text{n}$ ) zu einem Neutron und einem  $\alpha$ -Teilchen eine besondere Bedeutung. Von allen möglichen Fusionsreaktionen besitzt sie den höchsten Wirkungsquerschnitt bei der niedrigsten Energie und hat nebenbei eine vergleichsweise große Wärmetönung. Die gegenwärtig verfolgten Konzepte für Fusionsreaktoren beruhen deshalb auf Plasmen, die in einem Gemisch von Deuterium und Tritium über die  $\text{T}(\text{d}, \text{n})\alpha$ -Reaktion Energie erzeugen. Ein Nachteil bei den in der Entwicklung befindlichen Reaktoren basierend auf einem Deuterium-Tritium-Brennstoffgemisch besteht darin, dass auch hier radioaktive Abfälle erzeugt werden – wenngleich in

deutlich geringeren Maßstäben als in Kernspaltungskraftwerken und mit entscheidend kürzerer Strahlungsdauer. Diese Methode der Energieerzeugung erscheint demnach effektiv, doch nicht vollkommen ideal.

Wäre es theoretisch möglich einen ökonomisch arbeitenden Kernfusionsreaktor zu betreiben, ohne dass es dort zur Freisetzung von Neutronen und der Anwesenheit von Radioaktivität kommt und gleichzeitig ein entsprechend hoher Wirkungsquerschnitt mit verhältnismäßig großer Wärmetönung gegeben ist?

In fusionsphysikalischen Diskussionen wird diesbezüglich stets auf den Rohstoff  $^3\text{He}$  verwiesen, der in der Reaktion mit Deuterium zu einem Proton und einem  $\alpha$ -Teilchen den Wunsch nach einem neutronenfreien Energieerzeugungsprozess zu erfüllen vermag. Daraus würden sich zahlreiche Vorteile ergeben: Eine verminderte Neutronenemission ergibt eine reduzierte Destruktion der Reaktorkomponenten und damit eine erhöhte „Lebenszeit“ der gesamten fusionstechnisch betriebenen Anlage. Gleichzeitig entstehen ausschließlich geladene Reaktionsprodukte. Diese lassen sich durch elektromagnetische Felder abfangen und zur weiteren Energieerzeugung nutzen. Die Produkte könnten direkt mit einer Effizienz von 80 % oder sogar mehr in elektrische Energie umgewandelt werden und übertreffen somit fossile Brennstoffe, Kernspaltungsreaktoren und andere Fusionsreaktionen. Rein rechnerisch würden drei Tonnen  $^3\text{He}$  ausreichen, um den derzeitigen jährlichen Energiebedarf Chinas zu decken [5].

Allerdings sind die Randbedingungen für einen  $\text{D}^3\text{He}$ -Fusionsreaktor deutlich unterschiedlich von denen für den derzeit im Fokus der Entwicklung stehenden DT-Reaktor. Die vielleicht wichtigste Randbedingung ist die Verfügbarkeit des seltenen Isotops  $^3\text{He}$ , das vor allem auf dem Mond vorkommt. Dies regt immer wieder die Fantasie an: Im Roman „Limit“ des Bestseller-Autors Frank Schätzing wird exakt diese Thematik des lunaren  $^3\text{He}$ -Abbaus aufgegriffen und der Mond wieder ins Zentrum menschlichen Strebens und politischen Agierens gerückt [6]. Auf dem Mond wurden große Mengen des Bodenschatzes  $^3\text{He}$  entdeckt, dessen Verarbeitung in einem neuartigen Verfahren die Problematik der Energieversorgung dauerhaft lösen soll [7]. „Limit“ spielt im Jahr 2025 und geht davon aus, dass  $\text{D}^3\text{He}$ -Fusionsreaktoren bereits „Stand der Technik“ seien. Zu prüfen ist ob die Vorstellung vom Bergbau auf dem Mond und die Nutzung des Rohstoffs  $^3\text{He}$  zur Energieerzeugung über Kernfusion realistisch ist oder ob am Ende doch alles bloß Science-Fiction bleibt. Denn in heutigen Zeiten und aus Verpflichtung zu den kommenden Generationen tragen wir die Verantwortung jede Option neuer Energiequellen zu erforschen.

So ist auch Deutschland an den Forschungsarbeiten zur Kernfusion sehr wesentlich beteiligt. Diese Forschungs- und Entwicklungsarbeiten im „Programm Kernfusion“ der

Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren werden am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) mit Standorten in Greifswald und Garching, im Karlsruher Institut für Technologie (KIT) und am Forschungszentrum Jülich (FZJ) seit vielen Jahren auf höchstem internationalem Niveau durchgeführt [1]. Auf diese Weise war es mir möglich, im IPP Greifswald meine Untersuchungen im Rahmen dieser Bachelorarbeit mit besonderer Nähe zur Praxis durchzuführen. In diesem Teilinstitut des IPP entsteht die experimentelle Fusionsforschungsanlage Wendelstein 7-X in Stellarator-Bauweise. Nach der geplanten Fertigstellung im Jahr 2014 wird diese Anlage dann das weltweit größte Stellarator-Experiment sein.

In der vorliegenden Bachelorarbeit zum Thema „Die Relevanz der  $D^3He$ -Fusionsreaktion für einen zukünftigen Fusionsreaktor“ soll untersucht werden, wie sich die Randbedingungen für einen  $D^3He$ -Fusionsreaktor von denen für den DT-Reaktor im Detail unterscheiden, um Klarheit zu gewinnen, ob sich die  $D^3He$ -Fusionsreaktion zur kommerziellen Energieerzeugung in zukünftigen Fusionsreaktoren eignen würde. Die durchgeführten Analysen, Berechnungen und Überlegungen zu  $D^3He$ -Plasmen erfolgen deshalb immer im direkten Vergleich zu einem Deuterium-Tritium-Plasma.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Die Kernreaktionen

Die Kernfusion ist eine Reaktion bei der zwei Atomkerne unter hoher Energiezufuhr zu einem neuen, schwereren Kern „verschmelzen“ [8]. Dabei können, je nach Reaktion, große Mengen an Energie freigesetzt werden. Diese Kernreaktionen sind unter anderem in natürlich vorkommenden Prozessen der Sonne und in der ersten Lebensphase von Sternen, dem sogenannten Wasserstoffbrennen, anzutreffen [9]. Bereits 1920 schrieb der britische Astrophysiker A. S. Eddington dazu: „Certain physical investigations in the past year, make it probable to my mind that some portion of sub-atomic energy is actually set free in the stars. [...] If only five percent of a star’s mass consists initially of hydrogen atoms, which are gradually being combined to form more complex elements, the total heat liberated will more than suffice for our demands, and we need look no further for the source of a star’s energy [10].“ Heute weiß man mit Sicherheit, dass dieser Prozess nicht nur die Energiequelle der Sonne ist, sondern auch für die meisten anderen Sterne, Nova Explosionen und bestimmte Arten von Röntgenbursts essenziell ist [11].

Mit dem Wasserstoffbrennen wird nun die Kernfusion von Wasserstoff zu Helium beschrieben. Diese Reaktion kann über zwei unterschiedliche Prozesse verlaufen, bei denen auf verschiedenen Wegen jeweils vier Protonen in einen Heliumkern  ${}^4\text{He}$  umgewandelt werden:

- *Proton-Proton-Kette*
- *Bethe-Weizsäcker-Zyklus (CNO-Zyklus)*

Während die Proton-Proton-Reaktion eine wichtigere Rolle bei leichteren Sternen spielt (0,08 bis 1,5 Sonnenmassen<sup>1</sup>), zeigen theoretische Modelle, dass der Bethe-Weizsäcker-Zyklus vermutlich die vorherrschende Energiequelle in schwereren Sternen darstellt [12]. Die Sonne selbst erzeugt nur 1,6 % ihrer Energie durch den Bethe-Weizsäcker-Zyklus [13]. Zudem läuft dieser Mechanismus erst bei Temperaturen über 14 Millionen Kelvin ab, während die Proton-Proton-Kette bereits in Sternen abläuft, bei denen sich die Kerntemperatur bei  $3 \cdot 10^6$  K und mehr befindet [14]. Die enorme Energie, die bei diesen beiden Prozessen freigesetzt wird, resultiert aus dem Massenunterschied zwischen Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, dem sogenannten Massendefekt. Der entstehende Heliumkern ist um 0,7 % leichter als die vier Wasserstoff-Kerne aus dem er entstanden ist. Die „verlorene“ Masse wird nach Gleichung 1 in Energie umgewandelt und in Form von Strahlungsenergie ( $\gamma$ -Quanten bzw. Photonen) und Elektron-Neutrinos abgegeben [15]. Der Massendefekt bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium ist der größte aller

---

<sup>1</sup> 1 Sonnenmasse =  $M_{\odot} = (1,98892 \pm 0,00025) \cdot 10^{30} \text{kg}$

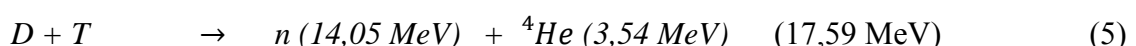
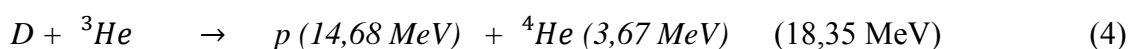
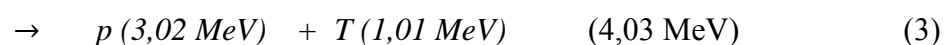
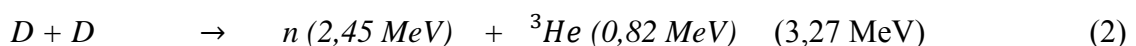


Fusionsreaktionen und somit energetisch betrachtet am ergiebigsten. Die nächste Stufe stellarer Fusionsreaktionen, das Heliumbrennen, setzt pro erzeugten Kohlenstoffkern nur noch etwa ein Zehntel dieser Energie frei.

$$E = m \cdot c^2 \quad (1)$$

Die Fusion von nur einem Gramm Wasserstoff zu Helium liefert 200.000 kWh und ist somit millionenfach effektiver als die Verbrennung von Kohle [16]. Die Sonne zum Beispiel wandelt pro Sekunde ca.  $600 \cdot 10^6$  t Wasserstoff zu Helium um und bildet dabei  $596 \cdot 10^6$  t Helium. Dadurch wird sie auf Grund der Transformierung von Masse in Energie pro Sekunde also um  $4 \cdot 10^6$  t leichter, was allerdings bei der riesigen Gesamtmasse der Sonne buchstäblich nicht ins Gewicht fällt [17]. Im Grunde genommen basiert also das gesamte Universum auf Kernfusionsreaktionen.

Auch Rutherford vermutete bereits im Jahr 1923, dass die Sonne zur Energiegewinnung diesen Mechanismus des Wasserstoffbrennens durchläuft. Unklar war allerdings wie der genaue Reaktionsmechanismus abläuft, denn aufgrund der Coulomb-Abstoßung wären eigentlich keine Fusionsreaktionen möglich. Druck und Temperatur im Inneren der Sonne würden alleine nicht dafür ausreichen, dass Kerne diese Barriere einer thermonuklearen Fusion überschreiten können. Heute weiß man, dass die Heisenbergsche Unschärferelation einen entscheidenden Effekt zulässt, den sogenannten Tunneleffekt, der erstmals 1928 von George Gamow erklärt werden konnte [18]. Durch diesen kann das Coulomb-Potential mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit quantenmechanisch überwunden und so Fusionsreaktionen physikalisch erst möglich gemacht werden (vgl. Kap. 2.3). Ein vollständiger Durchlauf der Zyklen des Wasserstoffbrennens benötigt enorme Zeiträume von bis zu mehreren Millionen Jahren. Diese extrem langsamen Prozesse ermöglichen es den Sternen über extrem lange Zeiträume strahlen zu können. Aufgrund der geringen Reaktionsraten sind diese natürlichen Prozesse zur effizienten Energiegewinnung in kleinen, irdischen Volumina aber ungeeignet. Angesichts dessen, müssen zur irdischen Energieerzeugung andere Reaktionen genutzt werden, die wesentlich schneller ablaufen, d.h. nicht auf schwacher Wechselwirkung beruhen. Im Folgenden werden die Fusionsreaktionen vorgestellt, die gegenwärtig in der Fusionsforschung eine tragende Rolle spielen und für die Betrachtungen dieser Arbeit relevant sind.



## 2.2 Das Plasma als vierter Aggregatzustand

Der Aggregatzustand ist ein qualitativer Zustand von Stoffen, welcher in erster Linie abhängig von der Temperatur und dem Druck ist [19]. Bei sukzessiver Energiezufuhr durchläuft Materie nacheinander die Zustände fest, flüssig und schließlich gasförmig. Vom gasförmigen Zustand führt weitere Energiezufuhr über physikalische Prozesse (Dissoziation, Ionisation) in den Plasmazustand. Bei der Dissoziation eines molekular vorliegenden Gases wird dieses zunächst in seine atomaren Bestandteile zerlegt. Im anschließenden Ionisationsvorgang erfolgt die Abtrennung eines oder mehrerer Elektronen von den Atomen. Dadurch entsteht ein Gemisch von frei beweglichen Elektronen, Ionen und neutral verbliebenen Atomen. Dieser Zustand, dessen Eigenschaften überwiegend durch die freien Ladungsträger bestimmt werden, wird als Plasma bezeichnet [20]. Aufgrund der Existenz frei beweglicher Ladungsträger ist das Plasma durch elektrische und magnetische Felder beeinflussbar. Insgesamt sind Plasmen aber im Allgemeinen quasineutral [21]. Ein charakteristisches Merkmal der Plasmen ist das typische Leuchten, das durch Strahlungsemission angeregter Gasatome, Moleküle oder Ionen verursacht wird. Ausnahmen sind Plasmen, die sehr kalt sind (oft im Weltraum vorhanden) oder die so heiß sind, dass die Atome vollständig ionisiert sind (wie im Zentrum von Sternen) [22].

Mehr als 99 % der sichtbaren leuchtenden Materie im Universum befindet sich im Plasmazustand. Auf der Erde kommt es in seiner natürlichen Form z.B. in Blitzen oder als Polarlicht in der Arktis und Antarktis vor. Bei einer Sonnenfinsternis lässt sich das Plasma der Sonnenkorona als heller Lichtkranz um die Sonne beobachten. Neben der Anwendung in heißen Plasmen der Fusionsphysik werden vor allem sogenannte Niedertemperaturplasmen für Gasentladungslampen, Plasmaschweißen, Oberflächenbehandlung, in der medizinischen Coblation, in der Halbleitertechnologie zur plasma-induzierten Materialabscheidung oder zum Aufschluss von Probematerial und Spurennachweis (ICP-MS) in der Analysetechnik verwendet [23].

## 2.3 Die Coulomb-Barriere

Im klassischen Teilchenmodell der Physik stoßen sich Teilchen mit gleichen Ladungen ab und zwar umso stärker, je näher sie sich kommen [24]. Diese Kraft, wird nach dem französischen Physiker Charles Augustin Coulomb, als Coulomb-Kraft bezeichnet und wirkt auch zwischen positiv geladenen, leichten Atomkerne wie Deuterium oder Tritium.

Die starke Wechselwirkung wird erst dann wirksam, wenn der Kernabstand in den Bereich des Kerndurchmessers kommt [25]. Damit eine Fusionsreaktion stattfinden kann, müssen zwei leichte Kerne einander also so nahe gebracht werden, dass sie sich

praktisch berühren. Beim Fusionsprozess wird Energie freigesetzt. Damit diese Kerne allerdings miteinander verschmelzen können, muss die elektrostatische Abstoßung, auch als sogenannte Coulomb-Barriere oder Coulomb-Wall bezeichnet, überwunden werden.

Der Coulomb-Wall hat dementsprechend eine endliche Höhe, die bei ausreichend hoher kinetischer Energie der Kerne überwunden werden kann. Allerdings sind die dazu notwendigen Energien nahezu unerreichbar: Die zu verschmelzende Materie müsste mehr als eine Milliarde Grad heiß sein. An dieser Stelle hilft die Quantenphysik in Form des sogenannten Tunneleffekts [18]: Der Aufenthaltsort eines atomaren Teilchens ist nicht exakt bestimmbar. Man kann lediglich Wahrscheinlichkeiten dafür angeben, dass sich das Teilchen an bestimmten Orten befindet. In quantenmechanischen Betrachtungen kann genau diese Aufenthaltswahrscheinlichkeit durch das Quadrat der Wellenfunktion beschrieben werden, die wiederum über die Schrödingergleichung beschrieben wird. Ein leichter Atomkern kann sich somit auch jenseits der Coulomb-Barriere befinden, ohne sie „über den Gipfel“ überwunden zu haben. Es sieht so aus, als ob die Kerne über einen Quantentunnel durch die Coulomb-Barriere gelangen und dann miteinander verschmelzen [26]. Dieser Mechanismus setzt die zur Fusion notwendige Temperatur auf die Größenordnung von technologisch handhabbaren 100 Millionen Grad herab. Die Kombination von Tunneleffekt und den überaus starken Kernkräften macht die Kernfusion überhaupt erst möglich.

Bei der Überwindung der Coulomb-Abstoßung betrachtet man generell Fusionsreaktionen und andere Teilchenreaktionen im Schwerpunktsystem. Dabei kommt es auf die Relativgeschwindigkeiten der zu fusionierenden Kerne A und B an.

$$\vec{v}_r = \vec{v}_A - \vec{v}_B \quad (6)$$

Dieses Schwerpunktsystem bewegt sich dann mit folgender Geschwindigkeit gegenüber dem Laborsystem:

$$\vec{s} = \frac{m_A \vec{v}_A + m_B \vec{v}_B}{m_A + m_B} \quad (7)$$

Daraus erhält man die gesamte Energie des Systems als Summe aus der Schwerpunktennergie  $E_{\text{Schwerpunkt}}$  (Gl. 8) und der Relativenergie  $E$  (Gl. 9), mit  $m_r$  als reduzierter Masse.

$$E_{\text{Schwerpunkt}} = \frac{1}{2} \cdot (m_A + m_B) \cdot s^2 \quad (8)$$

$$E = \frac{1}{2} \cdot m_r \cdot (\vec{v}_A - \vec{v}_B)^2 \quad (9)$$

Die kinetischen Energien der Reaktionsprodukte der Fusion ergeben sich aus der Impulserhaltung als umgekehrt proportional zur Masse [3].

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (10)$$

Daraus ergeben sich beispielsweise für die Produkte der DT-Reaktion mit  $E_{fus} = 17,59 \text{ MeV}$  folgende Energieanteile:

$$\alpha - \text{Teilchen } (^4\text{He}): \frac{1}{5} \cdot 17,59 \text{ MeV} = 3,5 \text{ MeV} \quad (11)$$

$$\text{Neutron } (n): \frac{4}{5} \cdot 17,59 \text{ MeV} = 14,05 \text{ MeV} \quad (12)$$

Für die energetischen Anteile der  $\text{D}^3\text{He}$ -Fusion mit  $E_{fus} = 18,35 \text{ MeV}$  ergeben sich folgende Werte:

$$\alpha - \text{Teilchen } (^4\text{He}): \frac{1}{5} \cdot 18,35 \text{ MeV} = 3,67 \text{ MeV} \quad (13)$$

$$\text{Proton } (p): \frac{4}{5} \cdot 18,35 \text{ MeV} = 14,68 \text{ MeV} \quad (14)$$

Die kinetische Energie der reagierenden Kerne kann bei dieser Berechnung vernachlässigt werden, da sie wesentlich geringer ist als die Wärmetönung der Reaktion.

Die Wahrscheinlichkeit für das Durchtunneln der Coulomb-Barriere, die Tunnelwahrscheinlichkeit, wurde erstmals 1928 durch den russischen Physiker George Gamow berechnet [18]:

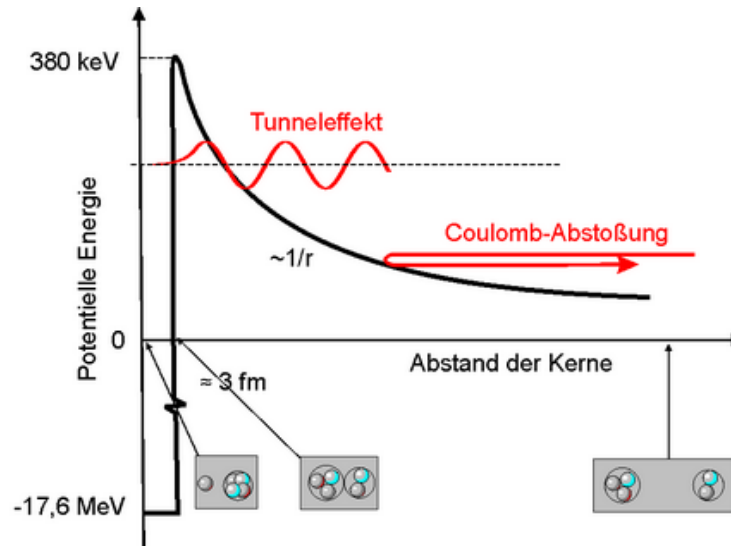
$$P_{tunnel} \sim \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_r}\right) \quad (15)$$

In Anbetracht dessen, dass  $Z_1$  und  $Z_2$  die Ladungen und  $v_r$  die Relativgeschwindigkeit der reagierenden Teilchen darstellt, kann man diese Beziehung auch als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem umschreiben. Dann repräsentiert  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante mit  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137,03604$  und  $m_r c^2$  die reduzierte Ruheenergie.

$$P_{tunnel} \sim \exp(-\pi \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2 / \sqrt{E}}) \quad (16)$$

So können die Konstanten durch die Gamow-Konstante zusammengefasst werden [3].

$$B_G = \pi\alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2} \quad (17)$$



**Abb. 1:** Schematische Darstellung des Potentials zweier Kerne als Funktion ihres Abstandes. Die genannten Zahlen gelten für ein System aus Deuterium und Tritium [69].

In Abbildung 1 ist die Höhe der Potentialbarriere für ein reines Coulombpotential schematisch dargestellt. Die effektive Höhe des Coulomb-Walls hängt neben der Ladung des Atomkerns und der Ladung des einlaufenden Teilchens auch vom Drehimpuls des einlaufenden Teilchens ab. Die Potentialkorrektur durch den Drehimpuls erfordert hier allerdings keine Berücksichtigung. Sind  $Z_1$  und  $Z_2$  die Kernladungszahlen von Projektil und Target und ist  $A$  die Massenzahl des Targets, so kann man als grobe Faustformel für die Höhe der Coulomb-Barriere  $V_C$  ansetzen.

$$V_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2 \cdot (Z - 1) \cdot e^2}{r} \quad (18)$$

$$V_C \approx \frac{Z_1 \cdot Z_2}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (19)$$

Exakte quantenmechanische Berechnungen ergeben, dass die Wahrscheinlichkeit einer Fusionsreaktion, ausgedrückt über den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , proportional zu einem geometrischen Faktor  $\pi\lambda^2 \sim 1/E$  ist. Dabei beschreibt  $\lambda$  die de Broglie-Wellenlänge. Zusätzlich zu der starken Energieabhängigkeit des Faktors und der Tunnelwahrscheinlichkeit gibt es aber noch die sogenannte astrophysikalische S-Funktion, die die Kernphysik der Fusionsreaktion beschreibt. Der Vorteil dieser Definition ist, dass die stark energieabhängigen Faktoren herausgenommen sind und die

Größe  $S(E)$  im Allgemeinen nur verhältnismäßig geringfügig von  $E$  abhängt. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich dann parametrisieren als Produkt aus der astrophysikalischen S-Funktion, dem quantenmechanischen Geometriefaktor und der Tunnelwahrscheinlichkeit.

$$\sigma = S(E) \cdot \frac{1}{E} \cdot e^{(-B_G/\sqrt{E})} \quad (20)$$

Mit dieser Gleichung ist es möglich numerische Näherungsformeln für die Fusionsquerschnitte aufzustellen. Die ersten Näherungsformeln beruhten auf wenigen experimentellen Daten und weisen inzwischen teilweise hohe Abweichungen zu aktuellen Datensätzen auf. Inzwischen gibt es aber einen umfangreichen Datensatz an experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten, die im Rahmen der R-Matrix Theorien durch zusätzliche Messdaten ergänzt werden können. Infolgedessen sind die Daten, aus denen die Querschnitte abgeleitet werden können, weitaus authentischer und weniger fehlerbehaftet. Allerdings geht die Ermittlung der Werte direkt aus der R-Matrix mit einem wesentlich höheren Arbeitsaufwand einher. Aus diesem Grunde zieht man wiederum die oben erwähnten Näherungsformeln, die aber aus den R-Matrix Analysen erstellt worden sind in Betracht, um Wirkungsquerschnitte einfach zu berechnen [3]. Diese Näherungsformeln sind zur Berechnung von Abbildung 2 verwendet worden.

## 2.4 Der Wirkungsquerschnitt

Für die Auswahl geeigneter Fusionsreaktionen ist nicht nur die bei der Reaktion freiwerdende Energie bzw. Wärmetönung maßgebend, sondern auch ganz wesentlich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  (auch Reaktions- oder Fusionsquerschnitt).

Allgemein ist der Wirkungsquerschnitt (*engl. cross section*) ein Maß für die „Stärke“ einer Reaktion oder Wechselwirkung [27]. Genauer betrachtet beschreibt  $\sigma$  wie wahrscheinlich es ist, dass zwischen einem einfallenden Teilchen (Projektil) und einem anderen Teilchen (Streukörper bzw. Target) eine Kollision zustande kommt. Eine häufig eintretende Wechselwirkung hat einen großen Wirkungsquerschnitt zur Folge, eine seltenere einen kleinen Querschnitt. Der Wirkungsquerschnitt hängt dabei von der jeweiligen Wechselwirkung, der Art und der kinetischen Energie des einfallenden und des getroffenen Teilchens ab.

Einen hohen Reaktionsquerschnitt erreicht man grundsätzlich dadurch, dass die Kerne in einem geringen Volumen längere Zeit die Möglichkeit haben miteinander in Kontakt zu kommen [28].

Im Folgenden wird ein Streuexperiment betrachtet. Dabei wird einem Target eine Fläche  $\sigma$  als gedachte „Zielscheibe“ zugeordnet. Die Größe dieses Ziels wird so festgelegt, dass bei einem Experiment mit gleichmäßiger Bestrahlung des Targets die Zahl der beobachteten Reaktionen exakt durch die Anzahl der Projektileilchen angegeben wird, die durch diese Fläche hindurchfliegen. Dabei wird angenommen, dass das Projektil punktförmig ist. Diese Fläche entspricht dem Wirkungsquerschnitt des gegebenen Targets für diese Wechselwirkung bei der gegebenen Energie der einfallenden Teilchen.

Die Wahrscheinlichkeit  $w$ , dass ein Projektileilchen mit einem Targeteilchen wechselwirkt, kann durch Gleichung 21 errechnet werden.

$$w = \frac{\sigma N_T}{F} \quad (21)$$

In diesem Fall ist  $F$  die Targetfläche, die bestrahlt wird.  $N_T$  beschreibt die Anzahl der darin enthaltenen Targeteilchen. Zudem wird das Kriterium  $\sigma N_T \ll F$  vorausgesetzt, weil sich die Targeteilchen ansonsten gegenseitig abschatten

Wirkungsquerschnitte werden in der Kernphysik meist in der Flächeneinheit barn angegeben.

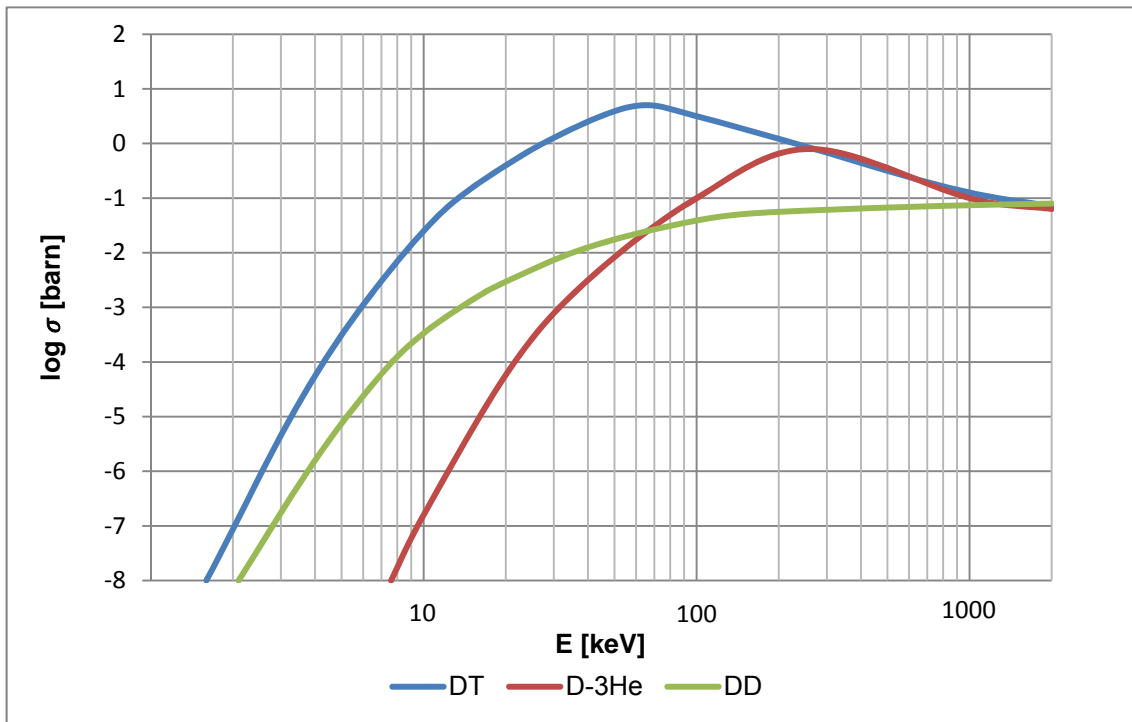
$$[\sigma] = 1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 = 1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 100 \text{ fm}^2$$

Beispielsweise besitzt ein typischer (schwerer) Kern mit einem Durchmesser von  $10 \text{ fm}$  somit eine Querschnittsfläche von etwa  $1 \text{ barn}$ .

In Abbildung 2 sind die Wirkungsquerschnitte für ausgewählte Reaktionen zwischen den fusionstechnisch attraktiven Targets Deuterium,  $^3\text{He}$  und Tritium dargestellt. Die grafische Darstellung zeigt die Wirkungsquerschnitte für die  $\text{D(d, p)T}$ -,  $^3\text{He(d, p)\alpha}$ - und  $\text{T(d, n)\alpha}$ -Reaktion als Funktion der Teilchenenergie im Schwerpunktsystem. Zu beachten ist der logarithmische Maßstab der Abszisse.

Zwischen den Kurven der  $^3\text{He(d, p)\alpha}$ - und  $\text{T(d, n)\alpha}$ -Reaktion erkennt man einen deutlichen Größenunterschied. Anfänglich steigen beide Graphen ab einer spezifischen Relativenergie mit nahezu gleichem Anstieg, bis sie ihr Maximum erreichen. Die DT-Reaktion erreicht bestimmte Werte für  $\langle\sigma v\rangle$  bei niedrigeren Energien als die  $\text{D}^3\text{He}$ -Reaktion. Weitere Unterschiede gibt es bei den Maximalwerten der Fusionsreaktionen. In diesem Punkt ist die Wahrscheinlichkeit für das Zustandekommen der Reaktion am größten. Im Falle der DT-Reaktion liegt dieser bei einer Relativenergie von  $64 \text{ keV}$  und einem Fusionsquerschnitt von  $5,0 \text{ b}$ . Bei der  $\text{D}^3\text{He}$ -Reaktion befindet sich der Maximalwert bei einer wesentlich höheren Relativenergie von  $262 \text{ keV}$  und einem dazugehörigen  $\sigma$ -Wert von  $0,8 \text{ b}$ . Dieser Fakt ist entscheidend. Man wird sich letzten

Endes für das Plasma entscheiden, welches bei geringstem Energieaufwand die größte Ausbeute erzielen kann. In Anbetracht des größeren Wirkungsquerschnitts ist die DT-Reaktion klar im Vorteil. Da ohnehin schon immense Temperaturen notwendig sind um Kernfusionsprozesse zu aktivieren ist es auch aus ökonomischem Gesichtspunkt sinnvoller sich für diejenige Fusionsreaktion zu entscheiden, die bei verhältnismäßig geringen Ausgangsbedingungen eine rentable Energieausbeute produziert.



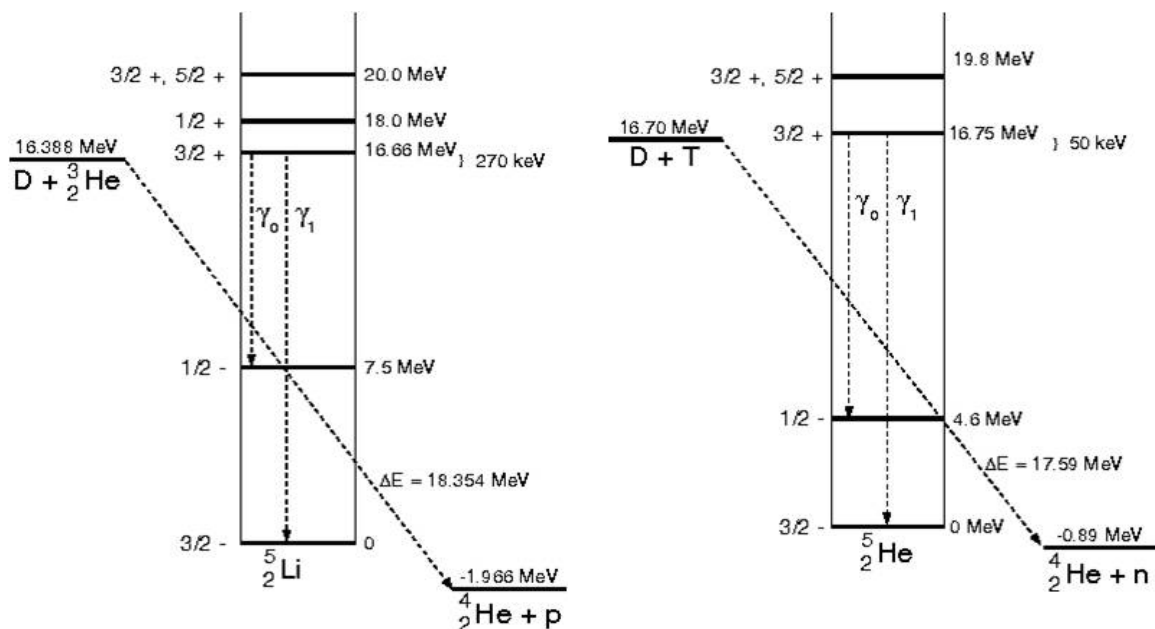
**Abb. 2:** Fusionsquerschnitte für die  $D(d, p)T$ -,  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$ - und  $T(d, n)\alpha$ -Reaktion als Funktion der Teilchenenergie im Schwerpunktsystem. Die  $D(d, p)T$ -Reaktion steht stellvertretend für beide  $DD$ -Reaktionen, da sich die Kurven der Wirkungsquerschnitte fast vollständig überlappen.

Im Vergleich zu anderen Fusionsreaktionen haben die beiden Reaktionen mit, die größten Wirkungsquerschnitte. Grund für diese Besonderheit ist ein resonanter Zustand. Bei anderen - für die Kernfusion wichtigen - Reaktionen, wie die  $DD$ -Reaktion, ist keine Resonanz ersichtlich und die Energie des Wirkungsquerschnittes wird alleine von der Tunnelwahrscheinlichkeit und der Quantenmechanik bestimmt wird. Der resonante Mechanismus soll hier am Beispiel der  $DT$ -Reaktion diskutiert werden. Bezogen auf den Grundzustand dieses Kerns liegt das Massenäquivalent von  $(D + T)$  bei einer Energie von 16,70 MeV. Der angeregte Zustand zerfällt unter Energiegewinn in  $({}^4\text{He} + n)$ . Das Äquivalent der entstehenden Teilchen  $({}^4\text{He} + n)$  liegt bei - 0,89 MeV. Somit ergibt sich, die bereits bekannte, Gesamtenergie von 17,59 MeV (16,70 MeV + 0,89 MeV). Wie man aus Schema 3 erkennen kann, gibt es im kurzlebigen



Compoundkern von  ${}^5\text{He}$  u.a. einen diskreten Energiezustand bei 16,764 MeV. Wenn nun die T- und D-Kerne die Relativgeschwindigkeit  $u$  besitzen, so, dass die im Schwerpunktsystem verfügbare kinetische Energie der Überschussenergie von (16,764 – 16,70) 64 keV entspricht, so liegt Resonanz vor. Daher hat die DT-Reaktion ihr Maximum bei einer Energie von 64 keV ( $\sigma_{max} = 5 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Vergleichsweise dazu liegt der Absolutwert des Maximums der  $\text{D}^3\text{He}$ -Reaktion fast eine Größenordnung unter dem Hochpunkt der DT-Reaktion. Wie in der Diagrammauswertung festgestellt werden konnte, liegt hier bei einer Energie von 262 keV ein Wert von  $\sigma_{max} = 818 \text{ mbarn}$  vor.

In Abbildung 3 sind die Energieschemen für die DT- und die  $\text{D}^3\text{He}$ -Reaktion dargestellt. Am Beispiel der DT-Reaktion beschreiben die horizontal angeordneten Balken - jeweils in Energie ausgedrückt - die Massen der Ausgangskerne (D + T; links), des Zwischenkerns mit



**Abb. 3:** Energieschemen der  $\text{D}^3\text{He}$ - und DT-Reaktion

seinen angeregten Niveaus und der Endprodukte ( ${}^4\text{He}$  + n). Knapp oberhalb der Ruheenergie der Ausgangsteilchen ist der resonante Zustand deutlich zu erkennen. Die Werte auf der linken Seite des Schemas bezeichnen die Parität und den J-Wert des entsprechenden Niveaus. In der Mitte des Schemas sieht man den Zwischenkern ( ${}^5\text{He}$ ), auf dessen Grundniveau die Skala normiert ist. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass dieser mehrere angeregte Zustände besitzt, von denen einer etwa  $50 \pm 5 \text{ keV}$  über der potentiellen Energie der Ausgangskerne (D + T) liegt. Entspricht die kinetische dieser Kerne genau diesem Wert (gemessen im Schwerpunktsystem), tritt folglich eine

Resonanz mit dem Zustand  $J = 3/2$  auf. Weitere Anregungsniveaus liegen im Energiebereich um 4,6 MeV und 19,8 MeV.

## 2.5 Der Reaktionsparameter $\langle\sigma v\rangle$

Der Reaktionsparameter  $\langle\sigma v\rangle$  oder auch Ratenkoeffizient ist das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und der Relativgeschwindigkeit  $v$  der stoßenden Partner. Er hat die Einheit  $[\langle\sigma v\rangle] = \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ .

Allgemein errechnet sich die spezifische Reaktionsrate (Rate pro Einheitsvolumen)  $R$  für Wechselwirkungen zwischen zwei Teilchen  $i$  und  $j$  folgendermaßen:

$$R = n_i \cdot n_j \cdot \frac{1}{1+\delta_{ij}} \cdot \sigma \cdot g \quad \text{mit } \vec{g} = \vec{v}_i - \vec{v}_j \quad (22; 23)$$

Allerdings gilt diese Beziehung nur für zwei Teilchensorten mit fester Relativgeschwindigkeit, was jedoch die Zustände in einem Plasma nicht exakt beschreibt [4]. Dort hat man nämlich zahlreiche Teilchen, welche durch eine Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert werden können, die in heißen Fusionsplasmen die Maxwell-Verteilung ist.

$$f(v) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot \exp\left( -\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (24)$$

In dieser Verteilung beschreibt  $n$  die Teilchendichte,  $m$  die Masse und  $kT$  die Temperatur<sup>2</sup> dieser Teilchen.  $f$  ist in diesem Fall als Teilchendichte im Geschwindigkeitsintervall zwischen  $v$  und  $v + dv$  definiert. Um die Reaktionsrate des Plasmas bestimmen zu können ersetzt man nun das Produkt  $\sigma \cdot g$  aus Gleichung 22 durch einen - über die Verteilungsfunktion der beiden Reaktionspartner - gemittelten Wert, den Reaktionskoeffizienten  $\langle\sigma v\rangle$ .

$$R = n_i \cdot n_j \cdot \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \cdot \langle\sigma v\rangle \quad (25)$$

mit

$$\langle\sigma v\rangle = \iint f(\vec{v}_i) f(\vec{v}_j) \sigma(|g|) |g| d\vec{v}_i d\vec{v}_j \quad (26)$$

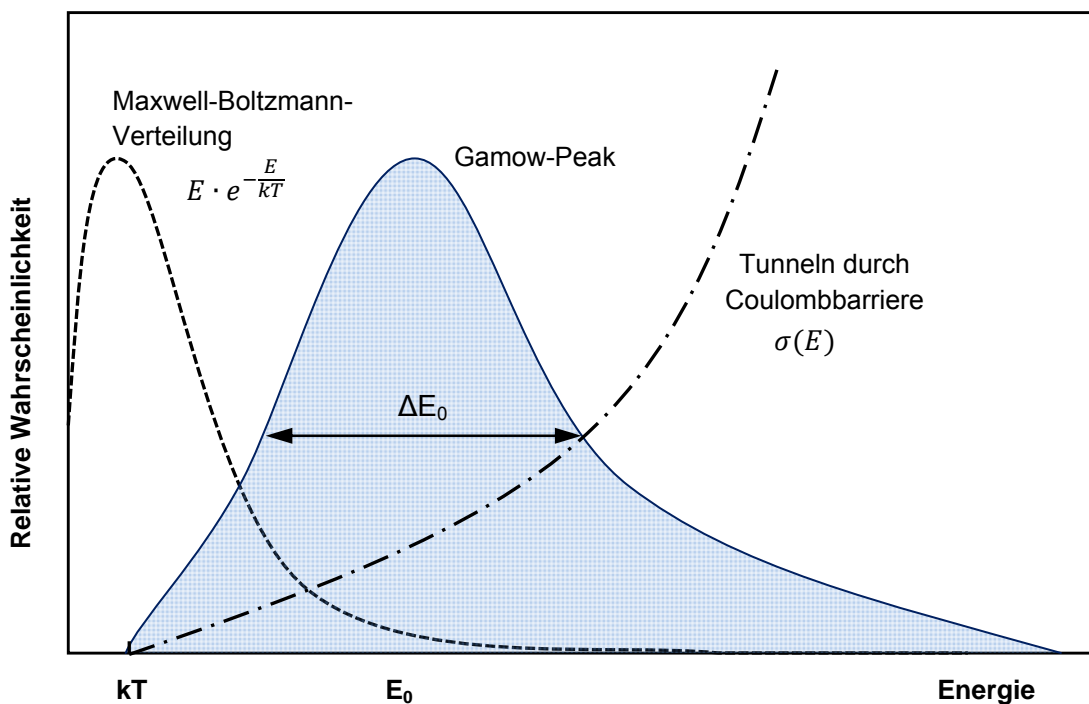
Diese Integralgleichung lässt sich für ein thermisches Plasma und isotrope Geschwindigkeitsverteilungen noch weiter modellieren [4]. Dann wird  $\langle\sigma v\rangle$  durch die beiden exponentiellen Funktionen definiert:

<sup>2</sup> In der Plasmaphysik werden die Temperaturen gewöhnlich als Energie ausgedrückt. Demzufolge in Elektronenvolt (eV), wobei 1 eV = 11.600 K entsprechen.

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{(2\pi m_r)^{1/2} (kT)^{3/2}} \cdot \int \sigma(E) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (27)$$

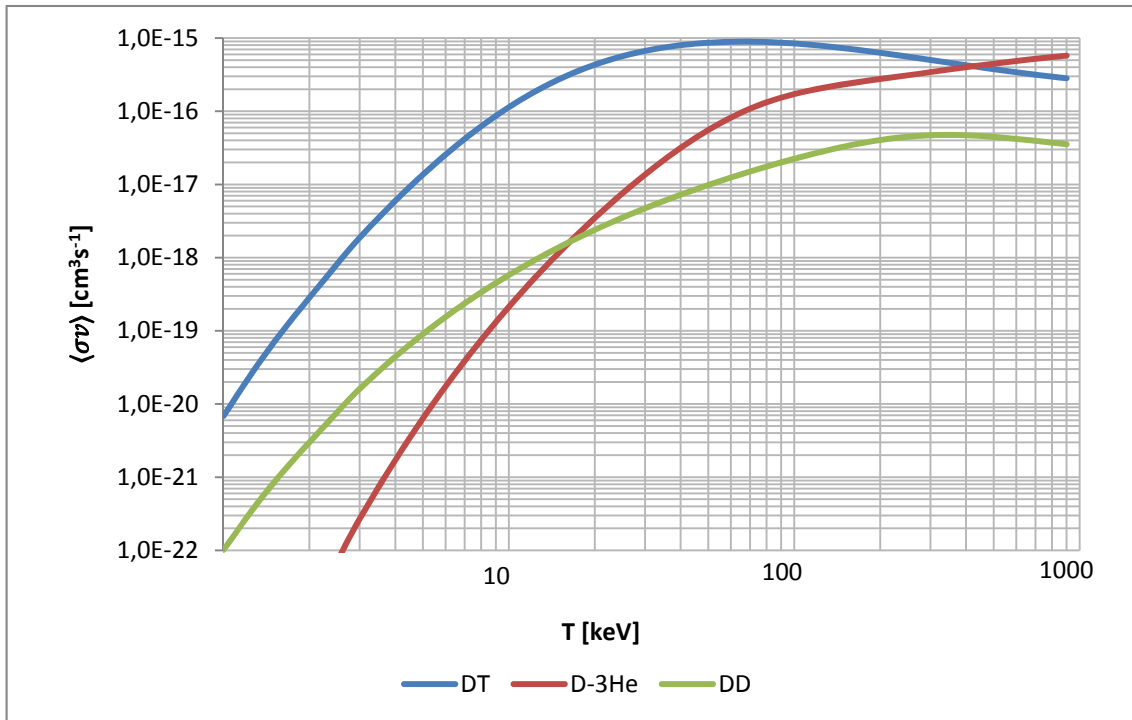
Wobei  $E$  die Energie im Schwerpunktsystem und  $m_r$  die reduzierte Masse der Reaktionspartner ist.

Man erkennt eindeutig, dass der letzte Term für hinreichend große  $E$ -Werte sehr schnell gegen null verläuft.  $\sigma(E)$  ist hingegen für kleine  $E$ -Werte sehr klein und steigt im Verlauf exponentiell. Insgesamt ergibt sich also ein Maximum für das Produkt unter dem Integral, welches als Gamow-Peak bezeichnet wird. Dort finden die meisten nuklearen Reaktionen statt. Diagramm 4 demonstriert typische Verhältnisse.



**Abb. 4:** Schematische Darstellung des Integrand aus Gleichung 27, bestehend aus den Faktoren  $\sigma(E)$  und  $E \cdot e^{-E/kT}$  [70].

Abbildung 5 zeigt die Reaktionspartner für die  $D(d, p)T$ -,  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$ - und  $T(d, n)\alpha$ -Reaktion als Funktion der Temperatur. Die Resonanzen der  $DT$ - und  $D^3\text{He}$ -Reaktionen werden durch die Mittelung über die Maxwellverteilung etwas gedämpft. Die Reaktionsparameter der  $DT$ - und  $D^3\text{He}$ -Reaktion liegen aber um mehrere Größenordnungen über den Reaktionsparametern der  $DD$ -Reaktion.



**Abb. 5:** Reaktionsparameter  $\langle\sigma v\rangle$  als Funktion der Temperatur  $T$  für die  $D(d, p)T$ -,  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$ - und  $T(d, n)\alpha$ -Reaktion.

## 2.6 Das DT-Plasma

Anders als in der Sonne, wo Protonen miteinander verschmelzen, ist die angestrebte Fusionsreaktion in einem irdischen thermonuklearen Feuer die Verschmelzung von Deuterium und Tritium. In Fusionsexperimentalanlagen werden zudem Versuche zu Fusionen durchgeführt, die auf einem DD-Plasma basieren [30]. Der ausschließliche Einsatz von Deuterium als Brennstoff eignet sich zur kommerziellen Energieerzeugung allerdings nicht. Vergleichsweise hat es einen zu geringen Wirkungsquerschnitt und benötigt deutlich höhere Temperaturen für gleiche Reaktionsraten (Abb. 2). Von allen Fusionsreaktionen erreicht die DT-Reaktion den größten Fusionsquerschnitt bei möglichst niedrigen Temperaturen. Hinzu kommt die verhältnismäßig hohe Wärmetönung von 17,59 MeV. Angesichts dessen, wird die erste Generation der Fusionsreaktoren voraussichtlich mit DT-Plasmen betrieben werden. Die Stoffe Deuterium und Tritium haben den Vorzug, dass sie praktisch unbegrenzt verfügbar sind (vgl. Kap. 3.1 und 3.2). Bei der Verschmelzung bilden die Reaktionspartner für sehr kurze Zeit einen instabilen Zwischenkern, der unter Energiegewinn schließlich in ein  ${}^4\text{He}$ -Kern und ein Neutron zerfällt (Gl. 5). Die nutzbare Energie der Fusion steckt in der kinetischen Energie der beiden Produkte, wobei der Heliumkern eine Energie von 3,45 MeV und das Neutron den überragenden Teil der Fusionsenergie von 14,1 MeV

ausmacht [31]. Diese Neutronenenergie gilt es in elektrische Energie zu überführen. Die Energie des  $\alpha$ -Teilchens dient indessen zur Aufrechterhaltung der Temperatur im Plasma ( $\alpha$ -Teilchenheizung, vgl. Kapitel 2.6.3) [1, 4]. Das aus der Fusion entstandene Neutron kann - bevor seine kinetische Energie weiter in Wärme umgewandelt wird - genutzt werden, um Reaktion 38 zu realisieren. Es liegt nahe, die DT-Reaktionskammer mit einem lithiumhaltigen Mantel zu umgeben, dem sogenannten Blanket, um das benötigte Tritium reaktorintern zu synthetisieren. Dieser Mantel könnte aus Lithiumoxid-Keramiken bestehen, die eine ähnlich hohe Li-Atomdichte wie metallisches Lithium haben. Andere Lithium-Keramiken brauchen Beryllium als Neutronen-Moderator, das aber wegen seiner Toxizität besondere Sicherheitsvorkehrungen verlangt. Das Brutblanket würde gleichzeitig Wärmeaustauscher zur Abfuhr der, mit den Neutronen eingebrachten, Fusionsenergie haben und diese so für konventionelle Kraftwerksteile zur Verfügung stellen [32]. Einen weiteren wesentlichen Vorteil stellt der Brutprozess in puncto Sicherheit dar. Anstatt, dass Tritium im Vorfeld in größeren Mengen in Lagerstätten verweilen muss, kann es im Brutblanket in derartigen Mengen erzeugt werden, die für einen stationären Betrieb des Fusionskraftwerks benötigt werden. Auf diese Weise wird das radioaktive Inventar der Fusionsanlage maßgeblich klein gehalten. Zusätzlich würde das Blanket die Umgebung vor den meisten Fusionsneutronen abschirmen. Demzufolge müssen dem Reaktor extern einzig Deuterium und Lithium zugesetzt werden. Wie in Kapitel 3.1 und 3.2 ferner dargelegt wird existieren große irdische Vorkommen dieser Substanzen. Die für die Fusion benötigten Brennstoffe sind demnach auf der Erde nahezu unbegrenzt, gleichmäßig verteilt und praktisch kostenlos verfügbar. Lithium kommt in der Erdkruste und gelöst im Meerwasser vor in Mengen, die den heutigen Energiebedarf der Menschheit über die DT-Fusion für Jahrtausende decken könnten. Dies steht im Gegensatz zu einigen 10 bis wenigen 100 Jahren bei Nutzung der verschiedenen fossilen Energiequellen. Bei der Fusion von einem Gramm des Brennstoffgemischs könnte in einem Kraftwerk 90.000 kWh freigesetzt werden, die Verbrennungswärme von 11 t Kohle [33].

Das Deuterium-Tritium-Plasma findet gegenwärtig vermehrt Anwendung in Testreaktoren, mit denen sich die Fusionsforschung verstärkten Schrittes auf einen erfolgversprechenden Pfad zur kommerziellen Energieerzeugung zubewegt.

### **2.6.1 Lawson-Kriterium und Leistungsbilanz**

Bei diesem Kriterium handelt es sich um eine, erstmals im Jahre 1957 von John D. Lawson formulierte, physikalische Bedingung [33]. Ursprünglich ist das Kriterium für ein DT-Plasma mit magnetischem Einschluss formuliert worden. Jedoch lässt es sich prinzipiell auch auf andere Fusionsreaktionen anwenden.

Es geht zunächst um die Frage, unter welchen Bedingungen ein Fusionsreaktor zu einer positiven Energiebilanz kommt. Für eine positive Leistungsbilanz muss die freiwerdende Fusionsenergie mindestens so groß sein, wie die benötigte thermische Plasmaenergie, die zum Heizen aufgebracht wird, bzw. die Leistung, die kontinuierlich durch verschiedene Verlustmechanismen verloren geht. Lawsons Ansatz war recht ingenieurwissenschaftlich, indem er annahm, dass man alle Leistung aus dem Plasma (Fusionsleistung und Verlustleistungen) entnehmen und mit dem Wirkungsgrad  $\eta$  nutzbar machen könnte, um damit die Plasmaverluste zu decken.

Heutzutage werden für plasmaphysikalische Betrachtungen die thermodynamischen Vorgänge meist vernachlässigt und es werden vor allem zwei wichtige, mehr physikalisch motivierte, Bedingungen betrachtet, die Break-Even Bedingung und die Zündbedingung.

Eine positive Leistungsbilanz kann dann allgemein durch Gleichung 28 definiert werden

$$P_{fus} \geq P_{trans} + P_{brems} \quad (28)$$

### 2.6.2 Break-Even Bedingung

Die Break-Even Bedingung gibt die Grenze an, bei der das Plasma eines bestimmten Brennstoffgemischs die gleiche Leistung<sup>3</sup> erzeugt, die es auf anderen Wegen über die Verlustleistungen verliert. Es handelt sich also quasi um eine Nullbilanz. Dann entspricht die Fusionsleistung  $P_{fus}$  der gesamten von außen zugeführten Heizleistung  $P_{Heiz}$ , so, dass man für den Energieverstärkungsfaktor  $Q$  das Ergebnis  $Q = 1$  erhält:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{Heiz}} = 1 \quad (29)$$

Der Break-Even Punkt ist für Fusionsexperimente eine wichtige Schwelle, die bisher aber noch nicht erreicht wurde. Selbst der Experimentalreaktor JET schaffte es bei einer Fusionsleistung von 16 MW gerade einmal 67 % der aufgewendeten Heizenergie auszugleichen [35]. Eine positive Bilanz soll erstmalig in ITER erreicht werden.

$$P_{fus} = 500 \text{ MeV}$$

$$P_{Heiz} = 50 \text{ MeV}.$$

---

<sup>3</sup> Statt der absoluten Leistungen werden hier die Leistungsdichten betrachtet.

Dadurch erhält man:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{Heiz}} \geq 10 \quad (30)$$

Die Fusionsleistung  $P_{fus}$  wird durch Gleichung 31 definiert.

$$P_{fus} = n_D n_T \langle \sigma_{fus} v \rangle E_{fus} \quad (31)$$

Als entsprechende Definition der Break-Even-Bedingung erhält man schließlich Gleichung 32.

$$n \cdot \tau_E \geq \frac{12k_B T}{\langle \sigma_{fus} v \rangle E_{fus} - 4c_{Br} Z_{eff} \sqrt{k_B T}} \quad (32)$$

Wobei  $Z_{eff}$  die effektive Kernladungszahl der Plasma-Ionen ist und global den Gehalt der Verunreinigungen beschreibt. Die Bremsladungskonstante beträgt  $c_{Br} = 5,4 \cdot 10^{-34} \text{ Wm}^3 \text{ keV}^{-1/2}$ .

An dieser Gleichung wird deutlich, dass das Produkt aus Energieeinschlusszeit  $\tau_E$  und Teilchendichte  $n$  eine Funktion beschreibt, die rein abhängig von der Plasmatemperatur  $T$  ist. Die stärkste Temperaturabhängigkeit steckt hierbei im Reaktionsparameter  $\langle \sigma v \rangle$ . Dieser bestimmt außerdem das Minimum und den optimalen Temperaturbereich für einen Fusionsreaktor mit spezifischem Plasma. Bei vielen physikalischen Problemen, wie beispielsweise der Stabilität magnetisch eingeschlossener Plasmen, ist ein gravierender Faktor der Plasmaenergiegehalt, der proportional zu  $\sim n \cdot T$  ist. An Stelle des oben genannten Produkts  $n \cdot \tau$  wird daher oftmals das Tripelprodukt  $n \cdot T \cdot \tau$  diskutiert, welches als sogenanntes Fusionsprodukt bezeichnet wird [4]. Somit kann Formel 32 auch für das Tripelprodukt beschrieben werden:

$$n \cdot T \cdot \tau_E = \frac{12kT^2}{\langle \sigma v \rangle E_{fus} - 4c_{Br} Z_{eff} (kT)^{1/2}} \quad (33)$$

Um den Stand verschiedener Experimente und die Entwicklung der Fusionsforschung zu veranschaulichen, nutzt man häufig grafische Darstellungen in denen das Fusionsprodukt  $n \cdot T \cdot \tau_E$  gegen die Temperatur  $T$  aufgetragen ist (Abb. 7).

### 2.6.3 Zündbedingung

Diese Bedingung charakterisiert das elementare Grundkonzept eines DT-Fusionsreaktors mit magnetisch eingeschlossenem Plasma. Ähnlich wie bei einem Holzfeuer setzt auch das „Fusionsfeuer“ nicht selbständig ein, sondern erst bei den entsprechenden

Zündbedingungen. Dabei spielen die, bei der DT-Reaktion entstehenden,  $\alpha$ -Teilchen aus verschiedenen Gesichtspunkten eine ganz zentrale Rolle.

**$\alpha$ -Teilchenheizung:** Die entstehenden  $\alpha$ -Teilchen, die magnetisch eingeschlossen im Plasma verbleiben, sollen ihre Energie durch Stöße an das Plasma abgeben und so die Energieverluste (Ladungsaustausch, Strahlung etc.) kompensieren, damit die notwendige Temperatur für das Plasma erhalten werden kann. Diese interne Heizquelle wird als sogenannte  $\alpha$ -Teilchenheizung bezeichnet.

Wird dabei die Bedingung

$$P_{\alpha} \geq P_{brems} + P_{trans} \quad (34)$$

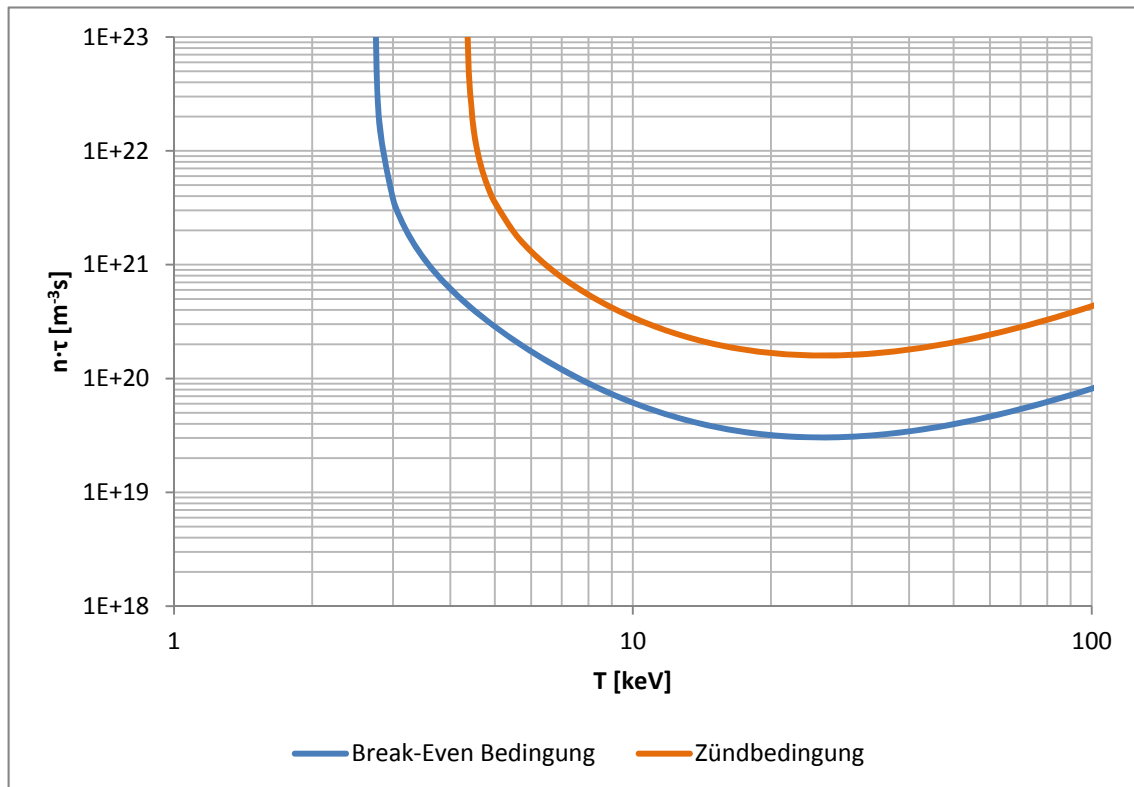
erfüllt, so deckt bzw. überkompensiert diese interne Energiequelle alle Verluste, die

Die Zündbedingung beschreibt nun die Grenze, bei der die  $\alpha$ -Teilchenheizung die Plasmaverluste genau decken kann, d.h. das Plasma ohne externe Heizung stationär brennen kann. Formal kann dieser Ausdruck erreicht werden, indem man die Fusionsenergie aus Gleichung 32 ( $E_{fus/DT} = 17,59 \text{ MeV}$ ) durch die Energie der  $\alpha$ -Teilchen ( $E_{\alpha/D3He} = 3,45 \text{ MeV}$ ) substituiert werden kann. Dabei werden abermals Forderungen an die Variablen Temperatur, Dichte und Energieeinschlusszeit gestellt.

$$n \cdot \tau_E = \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle E_{\alpha} - 4c_{Br} Z_{eff} (kT)^{1/2}} \quad (35)$$

Es ist sehr wichtig, dass die  $\alpha$ -Teilchen ihre volle Energie im Plasma deponieren. Geben sie jedoch nicht ihre volle Energie an das Plasma ab, kann in Gleichung 35 auch nur ein Bruchteil von  $E_{\alpha}$  eingesetzt werden. In Abbildung 6, die die Zünd- und Break-Even-Bedingung für ein DT-Plasma grafisch dargestellt, würde sich dies so zeigen, dass sich die Kurve, je kleiner der Bruchteil ist, immer weiter nach oben bewegen würde. Eine Zündung würde sich damit erheblich erschweren.





**Abb. 6:** Break-Even und Zündbedingung für Deuterium-Tritium Plasmen- Das Produkt  $n \cdot \tau_E$  ist allein eine Funktion der Plasmatemperatur T.

### 2.6.4 Stand der Forschung

Vor ungefähr 20 Jahren, am 9. November 1991, gelang es am europäischen Experimentalreaktor JET, im britischen Culham (Oxfordshire), erstmals für zwei Sekunden ein energielieferndes Plasma zu erzeugen und kurzzeitig Fusionsleistungen von mehreren Megawatt freizusetzen [35]. Der Durchmesser der Reaktorkammer belief sich auf 3 Meter bei einem Magnetfeld von 4 Tesla. Dabei kam es mit einem 86:14 Mischungsverhältnis der Brennstoffe Deuterium und Tritium zu einer Leistung von 1,8 MW. 1997 wurde mit einem Mischungsverhältnis von 50:50, wie es für zukünftige DT-Reaktoren vorgesehen ist, eine Fusionsleistung von 16 MW erreicht [34]. Für eine positive Leistungsbilanz oder ein sogar selbstständiges thermonukleares Brennen reichen diese Ergebnisse jedoch noch nicht aus. Nichtsdestotrotz ist die europäische Fusionsanlage der derzeit größte Kernfusionsreaktor des Typs Tokamak. Doch die Fusionsforschung schreitet mit großen Schritten voran. Die Ergebnisse des JET erlauben die Vorbereitung des internationalen Forschungsprojekts ITER im französischen Cadarache, der aufgrund seiner konstruktiven Auslegung erstmals ein für längere Zeit energielieferndes Fusionsfeuer erzeugen soll.

ITER (lat. „Der Weg“) wurde nach dem Ende des Kalten Krieges gemeinsam von den Präsidenten Gorbatschow und Reagan initiiert. Bei dem Experimentalreaktor handelt es sich um ein Gemeinschaftsprojekt der Industrienationen Europa, Japan, der USA, Südkorea, Indien, China und der russischen Föderation [36]. Darüber hinaus haben weitere Staaten wie Brasilien und Australien Interesse an einer Mitwirkung bekundet. Die teilnehmenden Parteien gaben am 28. Juni 2005 nach langen Verhandlungen den Startschuss für den Bau von ITER, sodass mit diesem im Jahr 2009 begonnen werden konnte. Hierbei wird es sich ebenfalls, wie seinerzeit der Vorläufer Jet, um einen Reaktor des Typs Tokamak handeln. Bei diesem Konzept handelt es sich um die bisher am besten untersuchte Entwicklungslinie von Fusionsreaktoren.

Nach derzeitiger Planung soll der Reaktor ab 2020 zunächst mit einem normalen Wasserstoffplasma betrieben werden. Der Einsatz von Deuterium und Tritium ist erst für das Jahr 2026 geplant. Die Reaktorkammer des Tokamaks wird mit einem Radius von 6 Metern etwa doppelt so groß sein wie JET. Des Weiteren wird die Anlage noch kein vollständiges Brutblanket, welches die emittierte Neutronenstrahlung zur Gewinnung von Tritium aus Lithium nutzt, besitzen. Die Blanket-Technologie soll vielmehr nur mit verschiedenen Testeinsätzen erprobt werden. Die geplante Laufzeit des Experiments beträgt 20 Jahre. Berechnungen ergeben, dass bis zu zehnmal so viel Energie freigesetzt werden soll, wie zur Aufheizung und Stabilisierung des Plasmas notwendig ist. Das entspräche bei einer Heizleistung von ca. 50 MW einer Fusionsleistung von 500 MW [36]. Das Projekt soll außerdem dazu dienen, die wesentlichen physikalischen Herausforderungen der Fusion zu lösen, sowie die Optimierung und Entwicklung spezifischer Kraftwerkstechnologien voranzutreiben. Hierzu zählt die Fernbedienungstechnik (Robotik) für Reparatur-, Service- und Umbauarbeiten, supraleitende Magnetspulen, die Tritium- und Materialtechnologie (Entwicklung neutronenresistenter Wandmaterialien), Entsorgungsmaßnahmen und Recycling oder auch die Entwicklung eines effektiven Abführverfahrens der erzeugten Wärme. Ferner werden erforderliche Sicherheits- und Umweltfragen bearbeitet [1]. Parallel zu ITER ist der Bau einer speziellen hochintensiven Fusionsneutronenquelle erforderlich, um niedrig aktivierbare Materialien zu entwickeln und zu testen. IFMIF ist ein internationales Forschungsprojekt, welches das Ziel verfolgt Materialien auf ihre Eignung für den Einsatz in Fusionsreaktoren zu testen. Dort sind Werkstoffe großen Belastungen durch hochenergetische Neutronenstrahlung ausgesetzt. Um die Folgen dieser Einwirkung testen zu können, werden mit Hilfe von zwei parallelen, ca. 50 Meter langen Linearbeschleunigern, Deuteriumstrahlen mit 40 MeV erzeugt, die beim Auftreffen auf Lithium Neutronen mit der entsprechenden Energie erzeugen. Die so erzeugten Neutronen treffen dann auf ausgewählte Materialproben, so dass entsprechende Untersuchungen zu auftretenden Veränderungen der Materialeigenschaften durchgeführt werden können. IFMIF ist daher ein wichtiger Schritt auf

dem Weg, Kernfusion als verlässliche, sichere und nachhaltige Energiequelle nutzbar zu machen [37]. Insofern das Forschungsprojekt ITER erfolgreich verläuft und der Beweis erbracht wird, dass Energiegewinnung mittels Fusion realisierbar ist, soll als Folgeprojekt ein erstes, kommerziell taugliches, Fusionskraftwerk namens DEMO gebaut werden, das die Kriterien der Wirtschaftlichkeit erfüllen muss. Im Vergleich zu ITER ist eine vierfach höhere Leistung von bis zu 2 GW vorgesehen. Das entspräche in etwa einer Leistung zweier thermischer Großkraftwerke [38].

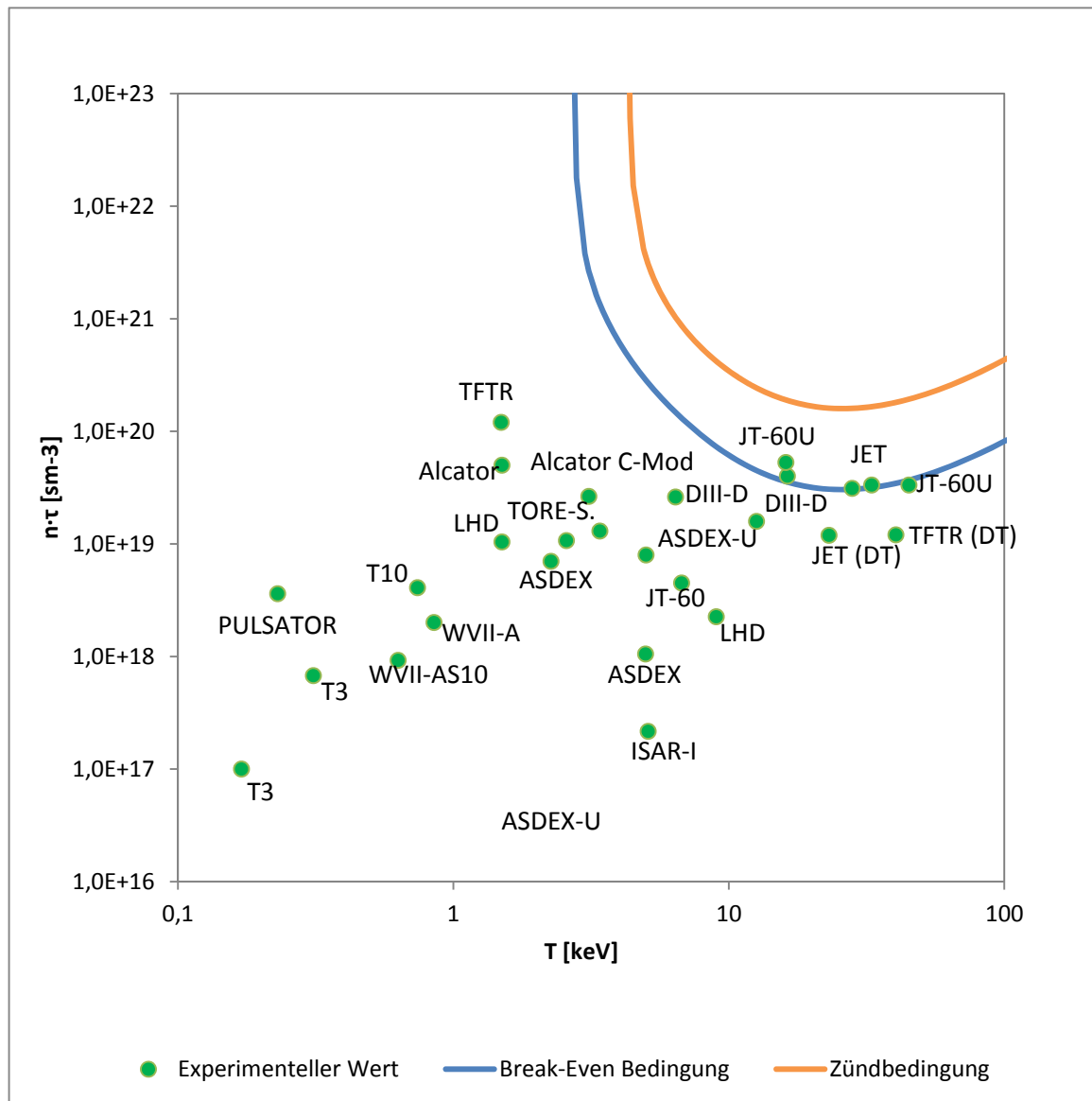
Während in Tabelle 1 die Ziele von ITER und DEMO vergleichsweise zu JET zusammengefasst sind, stellt Abbildung 7 ausgewählte Fusionsexperimente der letzten 50 Jahre im  $n \cdot \tau$ -Diagramm dar. Man erkennt aus dem Diagramm besonders gut, dass die Bedingung für eine Zündung noch in keinem Experiment erreicht werden konnte. Außerdem wird aus der Darstellung deutlich, dass sich die Fusionsforschung von Beginn der ersten Fusionsexperimente, in der Mitte des letzten Jahrhunderts, bis heute in sehr großen Schritten weiterentwickelt hat.

**Tab. 1:** Ziele von ITER und DEMO im Vergleich mit JET

Projekt	Jahr	Fusionsleistung [MW]	Pulsdauer	Anteil der $\alpha$ –Selbtheizung <sup>4</sup>	Q- Faktor
JET	1997	16	~1	0,11	0,62
ITER	~2020	500	~500	>0,67	>10
DEMO	~2030- 2040	~2.000	quasi kontinuierlich	>0,85-0,9	>30

Sollten die geplanten Forschungsprojekte erfolgreich verlaufen, wird nach dem jetzigen Stand davon ausgegangen, dass erste Fusionskraftwerke ab 2050 erste Beiträge zur kommerziellen Energieerzeugung leisten [36].

<sup>4</sup> Da die  $\alpha$  –Teilchen etwa 1/5 der frei werdenden Energie tragen, gilt: Anteil der  $\alpha$  –Heizung =  $Q/(Q+5)$



**Abb. 7:**  $n \cdot \tau$ -Werte der Fusionsexperimente, die seit den 60er Jahren entwickelt wurden, als Funktion der Temperatur.

## 3. Verfügbarkeit der Brennstoffe

### 3.1 Verfügbarkeit von Deuterium

Deuterium ist nach dem Protium ( $^1\text{H}$ ), welches in natürlich vorkommenden Wasserstoff einen Anteil von 99,984 % ausmacht, das zweithäufigste Wasserstoffisotop mit 0,0156 % [40]. Man geht davon aus, dass dieses in der primordialen Nukleosynthese unmittelbar nach dem Urknall entstanden ist.

Genauso wie normaler Wasserstoff kommt Deuterium nur in gebundener Form vor (z.B.  $\text{D}_2$ ,  $\text{HDO}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ ) [34].

Im Meerwasser beträgt die Konzentration ungefähr  $0,034 \text{ kg/m}^3$  [41]. Auf der Erde gibt es  $1,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$  Wasser (96,5 % im Salzwasser der Meere). Dementsprechend beträgt die Masse von Deuterium in Weltmeeren ungefähr  $0,034 \cdot 0,965 \cdot 1,5 \cdot 10^{18} \text{ kg} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ kg}$ .

Deuterium kann nicht im eigentlichen Sinne produziert, sondern nur aus natürlichem Wasserstoff angereichert werden. Es lässt sich leichter anreichern als Isotope der schweren Elemente wie beispielsweise Uran, weil das Massenverhältnis zwischen Protium und seinen Isotopen verhältnismäßig groß ist. Dadurch ergeben sich im Übrigen auch merkliche Unterschiede im chemischen Verhalten der Isotope.

Der historisch erste Prozess zur Anreicherung von Deuterium ist die Vakuumdestillation von Wasser [41]. Aus natürlichem Wasser kann in hohen Destillationskolonnen unter niedrigem Druck (6,7 – 16,7 kPa, mit den korrespondierenden Temperaturen von 30 – 50°C) schweres Wasser ( $\text{D}_2\text{O}$ ) angereichert werden. Heutzutage wird für die primäre Anreicherung nicht mehr destilliert, weil der Separationsfaktor so klein und daher der Energieverbrauch sehr groß ist [42]. Gegenwärtig wird in erster Linie der Girdler-Sulfid-Prozess genutzt. Das zu Beginn der 1940er Jahre entstandene Verfahren, benannt nach dem ersten industriellen Anwender oder auch bekannt unter dem Namen Geib-Spevack-Prozess nach Hermann Geib und Jerome Spevack, dient der Gewinnung von Deuterium aus Wasser oder wasserhaltigen Verbindungen [42]. Der Prozess beruht auf einem Zweitemperatur-Isotopenaustausch.

In Hinblick auf den zukünftigen Einsatz in Kernfusionsreaktoren stellt Deuterium einen unentbehrlichen Rohstoff dar. Es ist sowohl im DT-Prozess, als auch bei der Fusion mit  $^3\text{He}$  nicht wegzudenken. Derzeit beruht die gesamte Fusionsforschung auf den Einsatz von Deuterium. So wurde in den bisherigen Fusionsexperimenten fast ausschließlich reines Deuterium als Brennstoff verwendet, da die meisten technischen Probleme bezüglich Herstellung, Erhaltung und Optimierung eines Fusionsplasmas damit vollständig untersucht werden konnten und außerdem der hohe technische Sicherheitsaufwand für die Verwendung des radioaktiven Tritium vermieden werde

konnte. Lediglich an den beiden großen Tokamak-Experimenten, TFTR in Princeton (USA) [38] und JET (UK) sind bereits größere Kampagnen mit Deuterium-Tritium-Plasmen durchgeführt worden.

### 3.2 Verfügbarkeit von Tritium

Tritium ist das dritte und das einzige radioaktive Isotop des Wasserstoffs. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,3232 Jahren unter Aussendung von  $\beta$ -Strahlung zu  ${}^3\text{He}$  (Gl. 36). Es ist das Radionuklid mit der geringsten Zerfallsenergie aller bekannten  $\beta$ -Strahler [44]. Die Elektronen aus diesem  $\beta$ -Zerfall haben eine Maximalenergie von 18,552 keV, ihre mittlere Energie beträgt aber nur 5,7 keV und damit haben sie nur eine sehr geringe Reichweite.



Die Hauptquelle von Tritium in der Natur ist die Produktion durch Kernreaktionen kosmischer Strahlung an Stickstoff- und Sauerstoffkernen in der Stratosphäre. Analysen des Verhältnisses T/H in natürlichen Gewässern wiesen radioanalytisch 0,5-67 Tritiumatome pro  $10^{18}$  Wasserstoffatome nach (aus praktischen Gründen gibt man die Konzentration des radioaktiven Wasserstoffisotops in der Natur in Tritiumeinheiten (TU)<sup>5</sup> an) [45]. Aus diesen Ergebnissen ergibt sich eine mittlere Tritiumproduktionsrate in der Stratosphäre von 0,12 Tritiumatomen/cm<sup>2</sup>s. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Transportgeschwindigkeit des Tritiums in die Ozeane durch die Niederschläge Schnee und Regen sowie durch alle Flüsse der gesamten Tritiumproduktionsrate gleich ist. Daraus kann ein irdisches Inventar an natürlich vorkommendem Tritium von  $1.800 \pm 600$  g ermittelt werden [46]. Von diesem Bestand befindet sich nur etwa 1 % im Grundwasser und in der Atmosphäre. Der Rest befindet sich in den Ozeanen. Insgesamt schätzt man den globalen Bestand an Tritium derzeit auf lediglich 20 kg [47].

Auch in der Erdkruste entsteht Tritium durch Kernreaktionen aus dem radioaktiven Zerfall und der Spontanspaltung von Uran- und Thoriumisotopen. Diese Quelle trägt aber nur einen sehr kleinen Teil (< 1 %) zur Gesamtproduktion bei [48].

In der Zeit der Kernwaffentests von 1952 bis 1962 hat sich das globale Tritiuminventar erheblich erhöht. Durch die relativ geringe Halbwertszeit ist das dadurch entstandene (künstliche) Tritium heute aber fast vollständig verschwunden.

---

<sup>5</sup> 1 TU = T/H =  $10^{-18}$

Darüber hinaus tritt das Wasserstoffisotop in Kernspaltungsreaktoren als Nebenprodukt auf. Es entsteht dabei durch verschiedene Neutronenreaktionen wie in ternären Spaltungen von schweren Kernen im Kernbrennstoff (Tab. 2).

**Tab. 2:** Tritiumausbeute bei ternären Spaltreaktionen, \*Neutronenenergie: 0,025 eV, \*\*Neutronenenergie: 1,0 MeV [46].

Nukleus	Neutronenspektrum	Tritiumatome pro $10^4$ Spaltungen
$^{235}\text{U}$	Thermisch*	0,85
$^{239}\text{Pu}$	Thermisch	1,85
$^{241}\text{Pu}$	Thermisch	2,6
$^{235}\text{U}$	Schnell**	2,2
$^{238}\text{U}$	Schnell	1,4

Bei ternären Kernspaltungen entstehen pro Reaktion drei Spaltprodukte, von denen ein Produkt ein leichter Kern, z.B. ein Tritiumkern (Triton) sein kann. Wie man aus Tabelle 2 entnehmen kann, ist diese Reaktion äußerst selten (etwa  $1:10^4$ ) und abhängig vom Neutronenspektrum und dem spaltbaren Kern. Spaltbare Pu-Kerne haben eine signifikant höhere Ausbeute im thermischen Neutronenspektrum als U-235 Kerne. So steigt mit größer werdendem Abbrand und mit größerem Anteil von Pu-Spaltungen auch die Tritiumproduktionsrate an. In den meisten Reaktortypen überwiegt die Tritiumproduktion über ternäre Spaltung.

Ein ganz anderer Prozess zur Erzeugung von Tritium ergibt sich über  $(n,\gamma)$ -Reaktionen in verschiedenen Materialien [46]. Eine weit verbreitete Methode zur Herstellung von Tritium benutzt die  $D(n,\gamma)\text{T}$ -Reaktion im schweren Wasser, das im sogenannten Schwerwasserreaktor als Moderator verwendet wird.

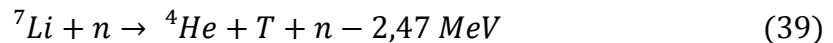


Trotz des kleinen Wirkungsquerschnittes ( $\sigma = (0,519 \pm 0,007)10^{-3}$  barn) können in diesen Reaktoren, aufgrund der großen Mengen des eingesetzten schweren Wassers, erhebliche Tritiummengen gebildet und anschließend extrahiert werden. Die Extraktionsanlage setzt die Konzentration des Tritiums im Schwerwasser des Reaktors im stationären Zustand von 2,96 TBq/l auf 0,074 TBq/l herab. Die größte Tritiumextraktionsanlage der Welt ist die Tritium Removal Facility (TRF) in Darlington, Kanada, die das Tritium aus dem schweren Wasser der Kanadischen CANDU-Reaktoren extrahiert. Die Hauptmenge des industriell hergestellten Tritiums wird aber durch die Bestrahlung von Lithium in Kernreaktoren gewonnen [49].

Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts für thermische Neutronen an  ${}^6\text{Li}$ , entsprechend der Reaktion



von  $\sigma = (940 \pm 4) \text{ barn}$ , werden zur technischen Herstellung von Tritium in Kernreaktoren sowohl Lithium natürlicher Isotopenverteilung als auch an  ${}^6\text{Li}$  angereichertes Lithium eingesetzt. Darüber hinaus kann folgende Reaktion mit, dem in der Natur häufiger vorkommende,  ${}^7\text{Li}$  spezifiziert werden.

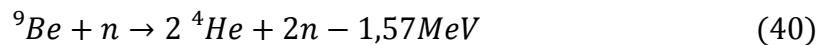


Lithium gibt es reichlich und günstig auf unseren Planeten. Der Anteil in der Erdkruste beträgt 0,006 %, was einem Durchschnittsgehalt von 30 g/t entspricht [50]. Davon ist natürlich nur ein Bruchteil in zugänglichen Lagerstätten beispielsweise in Bolivien angereichert [51]. Dabei kommt das Isotop  ${}^7\text{Li}$  zu 92,6 % und  ${}^6\text{Li}$  hingegen nur zu 7,4 % natürlich vor [52]. In der Praxis werden in erster Linie Lithiumkeramiken, speziell Lithiummetaaluminat und Lithium/Aluminium-Legierungen verwendet.

Ähnlich wie Tritium heute schon in Kernspaltungsreaktoren produziert wird (siehe oben), soll in zukünftigen Fusionsanlagen das Tritium intern aus Lithium erbrütet werden. Dazu ist der Reaktor von einem Brutmantel, dem Blanket, umgeben. Die bei der DT-Reaktion entstehenden Neutronen, die den magnetischen Einschluss problemlos durchdringen, können dort nicht nur ihre kinetische Energie an ein Kühlmittel übertragen, womit letztlich elektrische Energie erzeugt wird, sondern sie erzeugen nach Reaktion 38 auch Tritium. Dieses Tritium muss aus dem Lithium extrahiert werden und kann dann direkt wieder dem Plasma zugeführt werden. Im Dauerbetrieb müsste aber jedes Neutron einen Tritiumkern erbrüten, d.h. es dürfte kein einziges Neutron aus diesem Kreislauf ausweichen. Da das Brutblanket aber nie 100 % der Plasmagefäßwände bedecken wird (Zuführungen für Heizung und Diagnostik), kann man nicht von einer vollständigen Erbrütung des benötigten Tritiums ausgehen. Zudem zerfällt ein kleiner Teil des Tritiums, bevor es in der Fusionsreaktion verbraucht werden kann. Ein ausschließlich mit  ${}^6\text{Li}$  betriebener Fusionsreaktor wäre somit auf einen dauerhaften externen Nachschub angewiesen. Infolgedessen muss auch durch die Reaktion 39 zusätzlich Tritium aus  ${}^7\text{Li}$  produziert und zugleich Neutronen freigesetzt werden, die wiederum mit  ${}^6\text{Li}$  neues Tritium erzeugen können. So könnten im Prinzip mit einem Teil der Neutronen je zwei Tritium-Atome erbrütet und eine Eigenversorgung des Fusionsreaktors mit Tritium sichergestellt werden. Zusätzlich können im Blanket Beryllium oder Blei mit Hilfe ihrer  $(n, 2n)$ -Kernreaktionen zur



Neutronenvervielfachung eingesetzt werden. Die (n, 2n)-Kernreaktion an Beryllium kann wie folgt spezifiziert werden:



### 3.3 Verfügbarkeit von ${}^3\text{He}$

#### 3.3.1 Terrestrische Verfügbarkeit

Vom leichtesten aller Edelgase, Helium, sind 8 Isotope bekannt, von denen lediglich zwei stabil sind. Zu diesen stabilen Isotopen zählen  ${}^3\text{He}$  und  ${}^4\text{He}$ . Die natürliche Isotopenzusammensetzung unterliegt großen Schwankungen [53]. Helium wird heute in erster Linie aus Erdgasvorkommen gewonnen.  ${}^4\text{He}$  wird auf der Erde in Form von  $\alpha$ -Teilchen beim  $\alpha$ -Zerfall verschiedener radioaktiver Elemente (z.B. Uran, Radium) gebildet. Das leichtere Isotop  ${}^3\text{He}$  wurde 1933 von Oliphant, Kinsey und Rutherford entdeckt und identifiziert [54]. Zunächst glaubte man allerdings, dass  ${}^3\text{He}$  nicht stabil sei. 1939 wurde dieser Irrtum von Alvarez und Cornog bei Experimenten an einem Zyklotron-Beschleuniger widerlegt [58].

**Tab. 3:** Isotopenverteilung von Helium in der Natur [55].

	Natürliches Helium Isotopengemisch	Isotop: ${}^3\text{He}$	Isotop: ${}^4\text{He}$
Atommasse [u]	4,002602	3,0160293191	4,00260325415
Anteil	100 %	$1,34(3)\cdot 10^{-6}\%$	99,999866(3) %

Im Vergleich zu Deuterium und Tritium ist das Vorkommen von  ${}^3\text{He}$  auf der Erde verschwindend gering. Aus Tabelle 3 ist ersichtlich, dass der Anteil an  ${}^3\text{He}$  in natürlichem Helium lediglich  $1,34\cdot 10^{-6}\%$  beträgt. Der natürliche Anteil des leichten Isotops in unterirdischen Heliumgasvorkommen ist mit 0,144 ppm allerdings noch viel geringer. Ferner stellt das Isotop eine Ursubstanz des Erdmantels dar, die bei der Entstehung des Planeten eingelagert wurde. Die Gesamtmenge im Mantel kann auf bis zu  $0,1\text{-}1\cdot 10^6$  t geschätzt werden [57]. Allerdings ist der Großteil dieser Depots nicht direkt zugänglich und daher für etwaige großtechnische Nutzungen nicht relevant. Des Weiteren konnte die Substanz in Lecks von vulkanischen Hotspots nachgewiesen werden. Durch diese Lecks gelangen aber lediglich Mengen von 30 g pro Jahr in die Atmosphäre. Weitere 3 kg werden vom Mittelozeanischen Rücken freigesetzt. Des

Weiteren sollen sich Vorräte in der Nähe von Subduktionszonen in Erdgaslagerstätten angereichert haben, die möglicherweise mehrere tausend Tonnen beinhalten. Diese Vermutungen konnten jedoch noch nicht vollständig bewiesen werden [58].

Alles in allem ist es demnach erforderlich andere Mittel und Wege zu finden, um derzeitige Bestände an  $^3\text{He}$  aufzustocken und zukünftig auftretende Bedürfnisse zu decken. Doch die Gewinnung und Extraktion des Rohstoffs ist überaus prekär. Zum einen besteht die Möglichkeit  $^3\text{He}$  aus dem  $\alpha$ -Zerfall von Tritium zu gewinnen (Gl. 36).

Gegenwärtiger Hauptanbieter von  $^3\text{He}$  ist das Energieministerium der USA, das Department of Energy [59]. Doch das Angebot dieses Stoffes hat sich in den letzten Jahren stark verringert. Demgegenüber steht eine sprunghaft gestiegene Nachfrage, vor allem im Bereich der Strahlungsdetektoren. Vorräte an Tritium, aus dem das leichte Heliumisotop gewonnen werden kann, entstanden in den Vereinigten Staaten von Amerika überwiegend zur Zeit des Kalten Krieges. Haupteinsatzgebiet war der Kernwaffenbereich. Nach Beendigung ging dann sowohl das Tritium als auch das Angebot an  $^3\text{He}$  zurück. 2009 konnten statt 60.000 l nur noch 35.000 l vom DOE zur Verfügung gestellt werden. Unter diesen Umständen gibt das DOE seinen Vorrat nur noch für Forschungsprojekte her, die von den USA staatliche Fördermittel erhalten. Parallel dazu hat sich in den letzten Jahren der Preis für einen Liter des leichten Heliumisotops von 100 Euro auf mehr als 1.000 verteuert. Die Vereinigten Staaten bestehen deshalb darauf, dass internationale Partner die Eigenversorgung und Synthese eigenständig vorantreiben. Außerdem wurde der Kreis der Empfänger reglementiert. Staaten mit Kernspaltungsreaktoren, könnten wie bereits beschrieben, aus dem Kühlmittel Tritium als Nebenprodukt erhalten. Dort fällt es in einer Menge von rund 1 kg pro 5 GWa an [59]. Daneben sollte der Ersatz durch andere Substanzen vorangetrieben werden. In Strahlungsdetektoren wird zukünftig Bortrifluorid verwendet. Diese Verbindung kann beispielsweise im großtechnischen Bereich durch Erhitzen von Dibortrioxid oder Borat mit Calciumfluorid und konzentrierter Schwefelsäure gewonnen werden.

Eine andere lukrativ erscheinende Möglichkeit zur Herstellung von  $^3\text{He}$  könnte die Erbrütung aus  $^6\text{Li}$  sein.



Der einzige Nachteil dieser Methode bestünde in der Erschöpfung der  $^6\text{Li}$ -Vorräte. Der Anteil des Isotops im natürlichen Lithium beträgt 9,2 % [52]. Demnach würden die Vorräte einige tausend Jahre ausreichen. Eine längerfristige Nutzung dieser Spallation, die diesen zeitlichen Maßstab überschreiten würde, wäre demnach nicht empfehlenswert.

### 3.3.2 Extraterrestrische Vorkommen

$^3\text{He}$  tritt im interstellaren Medium ca. 100mal häufiger auf als auf der Erde [60]. Wissenschaftler vermuten, dass sich auf dem Mond bis zu  $10^6$  t des Isotops verbergen könnten [61].

Wirklich gewaltige Mengen dieses Rohstoffes gibt es nur in den heliumhaltigen Atmosphären der äußeren Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun. In diesem Zusammenhang bezeichnete der amerikanische Raumfahrt-Ingenieur Robert Zubrin das äußere Planetensystem bereits als „persischen Golf des Sonnensystems“ [62]. Tabelle 4 zeigt die Vorräte an  $^3\text{He}$ , die in den Gashüllen dieser Planeten vermutet werden. Der Zeitraum bezeichnet das Intervall bis die Vorräte erschöpft sind in Bezug auf den gegenwärtigen Weltverbrauch an Energie bei einer Gesamtleistung von 14 TW [63].

**Tab. 4:**  $^3\text{He}$ -Vorräte im interstellaren Raum [62].

Lagerstätte	Vorrat [t]	Zeitraum [a]
Mond	250.000	600
Neptun	$10 \cdot 10^{12}$	$22 \cdot 10^9$
Uranus	$16 \cdot 10^{12}$	$35 \cdot 10^9$
Saturn	$15 \cdot 10^{12}$	$33 \cdot 10^9$
Jupiter	$28 \cdot 10^{12}$	$63 \cdot 10^9$

Diese Energie durch Fusionsstrom zu erzeugen würde im Jahr ca. 450 t des Heliumisotops erfordern, zuzüglich der entsprechenden Deuteriummenge. Die Nutzung der Vorräte aus den Gashüllen ist jedoch mit großen Problemen behaftet.

Aus der Tabelle ist zu entnehmen, dass die auf dem Mond enthaltenen  $^3\text{He}$ -Ressourcen den Energiebedarf der Menschen für die nächsten 600 Jahre decken könnten. Die größte Menge ist auf dem Jupiter mit  $28 \cdot 10^{12}$  t anzutreffen, was einer unerschöpflichen Energiequelle gleichkäme. Da der Abtransport des Heliums aufgrund des starken Schwerkräftfeldes und der enormen Fluchtgeschwindigkeit von 60 km/s zu aufwendig ist und das gewaltige Magnetfeld eine tödliche Gefahr für Mensch und Material darstellen würde, erscheint die Möglichkeit das Isotop aus dieser Quelle zu extrahieren gar unvorstellbar. Saturn zeichnet sich ebenfalls durch ungünstige Bedingungen aus. Windgeschwindigkeiten mit bis zu 1.800 km/h sind nur ein Beispiel dafür. Uranus und Neptun würden theoretisch in Frage kommen, vor allem der Uranus mit seiner kalten, ruhigen und heliumreichen Atmosphäre. Mit einem Heliumgehalt von 15 % ist er durchaus geschaffen für die Errichtung von Gasminen [64]. Laut der Deutschen Raumfahrt Gesellschaft wurden Erscheinungen wie gegenläufige Scherwinde,

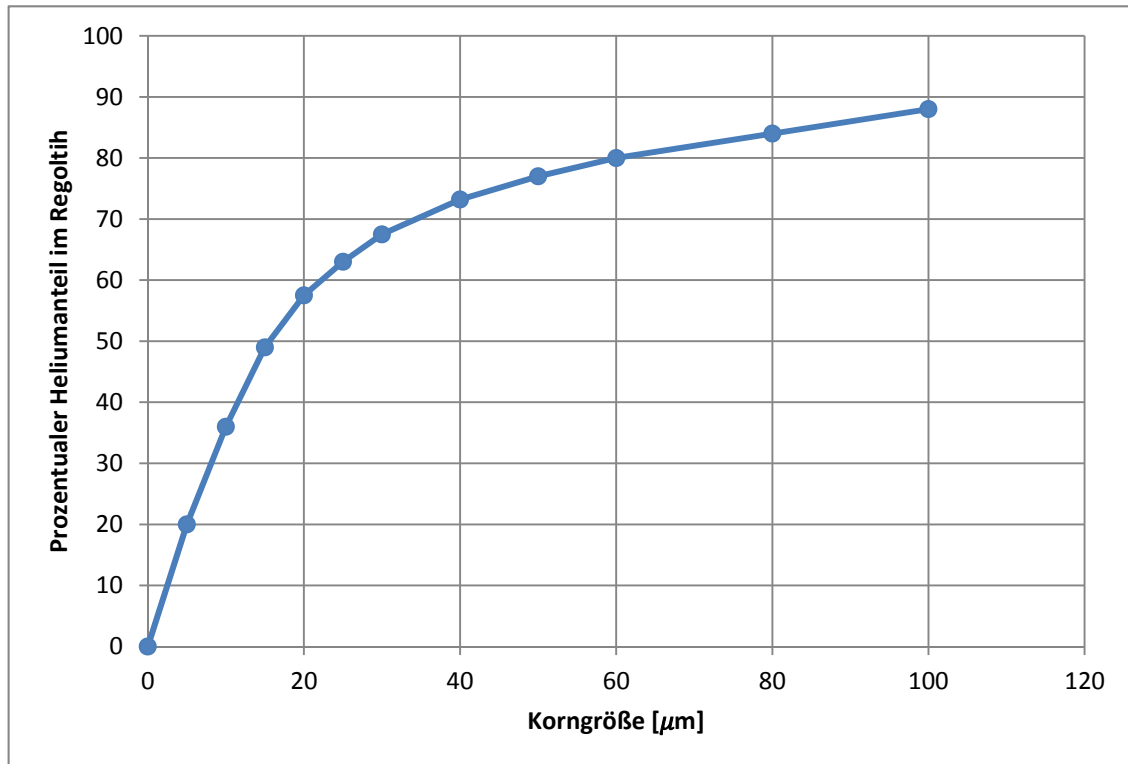
Turbulenzen und ortsfeste Superzyklone wie auf anderen Gasplaneten von Voyager 2<sup>6</sup> nicht beobachtet. Nach neueren Untersuchungen mit dem Hubble-Teleskop herrschen jedoch starke Stürme mit 200-600 km/h in der Äquatorzone [62].

Derzeit wäre es naheliegend, das seltene Isotop vom Mond zu gewinnen. Dieser Planet wurde bereits von Expeditionen besucht und genauer erforscht. Dass der Stoff tatsächlich im Mondboden ruht, ließ sich anhand von Proben nachweisen, die Apollo-Astronauten 1969 mit zur Erde gebracht haben [58]. Ursache für das erhöhte Vorkommen auf dem Mond wie auf den äußeren Planeten ist der Sonnenwind, ein Strom geladener Teilchen, welcher von der Sonne aus ins Weltall strömt. Im Sonnenwind konnte eine große Konzentration an <sup>3</sup>He festgestellt werden. Das <sup>3</sup>He des Mondes wird direkt vom Sonnenwind in die Oberflächengesteine implantiert, wo es sich über Jahrmilliarden im Gestein, dem feinpulvrigen Regolith, angesammelt hat [9]. Dieses Lockermaterial entsteht durch das ungebremste Auftreffen der kosmischen Strahlung, des Sonnenwindes und unzähliger Meteoriten auf die ungeschützte Mondoberfläche. Steinbrocken werden so mit der Zeit zu Staub zerschossen und der Sonnenwind hinterlässt zudem Elemente wie Wasserstoff, Kohlenstoff, Helium und Stickstoff, die sich in der meterdicken Regolith-Schicht binden [57]. Auf der Erde ist das jedoch nicht möglich, denn das irdische Magnetfeld hält den Teilchenschauer zum größten Teil von der Erde ab. Nur bei einem starken Sonnenwind können die Teilchen in die hohen Schichten der Erdatmosphäre eindringen und dort Polarlichter hervorrufen, ebenso wie auf anderen Planeten mit einem Magnetfeld [66].

In Abbildung 8 ist der prozentuale Anteil an <sup>3</sup>He in Abhängigkeit der Regolith-Korngröße dargestellt, wie in Gesteinsproben, die von den Apollo-Missionen vom Mond zurück gebracht wurden, gemessen wurde [67]. Je kleiner die Partikelgröße der Regolithsubstanz, desto größer ist die Konzentration an Gasen aus dem Sonnenwind. Das kommt daher, dass diese Gase lediglich  $< 1 \mu m$  in die Regolith-Segmente eindringen. Je größer also das Verhältnis Oberfläche zu Volumen, desto höher die Konzentration der Atome.

---

<sup>6</sup> Raumsonde der NASA zu Erforschung des äußeren Planetensystems, die am 20. August 1977 ins All gestartet ist und noch heute regelmäßig Daten zur Erde sendet.



**Abb.8:** Prozentualer Heliumanteil im Regolith in Abhängigkeit Größe des Gesteins der Probe 10084 aus der Apollo 11 Mission [67].

Zwar sind die lunaren Vorkommen damit weitaus größer als die Irdischen, allerdings ist ein Anteil von 0,01 Gramm pro Tonne Mondstaub noch immer ziemlich gering. Um 1 kg  $^3\text{He}$  zu produzieren müssen  $1,2 \cdot 10^5$  t Mondgestein abgebaut werden. Es muss also eine enorme Menge des Regolithgesteins im Tagebau gewonnen und danach in Solarschmelzöfen bei  $700^\circ\text{C}$  ausgekocht werden, um jährlich mehrere Tonnen  $^3\text{He}$  zu extrahieren. Das Restmaterial des Regoliths kann zwar für andere Aufgaben weiter verwendet werden aber ein Restanteil von 99,99 % ist dennoch nicht ideal.

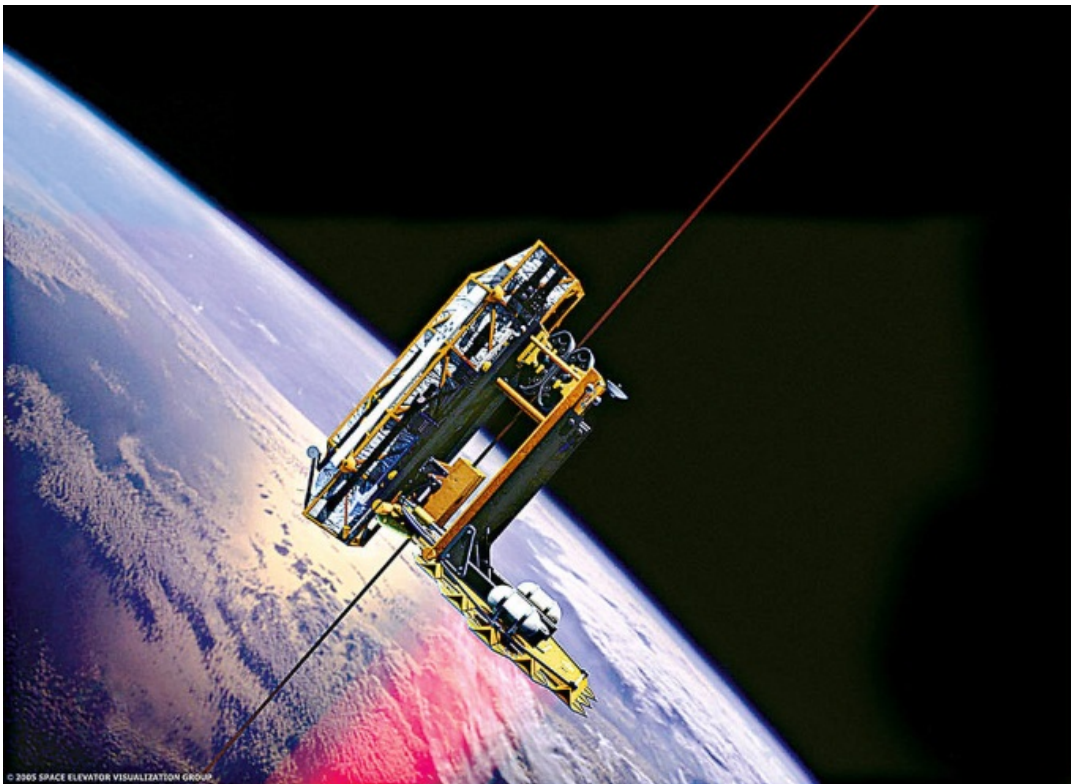
Nachdem es also eine  $^3\text{He}$ -Quelle auf dem Mond gibt, gibt es inzwischen auch einige Überlegungen, wie man dieses lunare  $^3\text{He}$  nutzbar machen könnte. Auch wenn diese Überlegungen nahe an Science Fiction sind, sollen die grundlegenden Ideen hier kurz angerissen werden: Eine große technische Herausforderung und Voraussetzung für den Abbau des Rohstoffs ist der Aufbau einer notwendigen Infrastruktur auf dem Mond. Extreme Temperaturschwankungen ( $150^\circ\text{C}$  am Tag, bis zu minus  $130^\circ\text{C}$  nachts), solare und kosmische Strahlung, sowie die Gefahr von Meteoriteneinschlägen müssen außerdem von Mensch und Maschine gehandhabt werden [62].

In bisherigen Studien konnten drei Abbau-Strategien entwickelt werden:

„[...] Three strategic options for lunar surface mining and processing of the large quantities regolith required were considered, namely,

1. In situ volatilization
2. Open-pit mining with central plant processing
3. Mobile excavation, beneficiation and evolution followed by centralized volatile/isotopic separation [69].”

In einer Veröffentlichung der National Space Society aus dem Jahre 1989 wurde neben der Möglichkeit des Tagebaus eine andere sehr exotische und außergewöhnliche Methode beschrieben: Demnach soll kein Abbau stattfinden. Stattdessen soll ein leistungsstarker Laser die Mondoberfläche aufschmelzen. Das führt zu einem Verdampfen der flüchtigen Stoffe. Ein Roboterfahrzeug folgt dem Laserstrahl und saugt die Stoffe mit Hilfe starker Magnetfelder in sich auf. Aus dem Plasmagemisch lässt sich dann das Heliumisotop extrahieren. Der mehrere Meter breite Laserstrahl lässt so eine Spur aus gesintertem Mondboden zurück. Es entsteht im Laufe der Zeit ein Netz aus Wegen mit glasartigem Untergrund, die mit leichten Fahrzeugen befahren werden können. Ein Rover, der die Mondoberfläche mit gebündeltem Sonnenlicht erhitzt stelle eine weitere Möglichkeit zum Schmelzen der äußeren Kruste dar.



**Abb. 9:** Fiktive Idee von einem Weltraumaufzug von der Erde zum Mond für den Abtransport des erwirtschafteten Rohstoffs  $^3\text{He}$  und des Regoliths [5].

Nach Extraktion des seltenen Rohstoffs muss dieser natürlich zur Erde transportiert werden. Das stellt ebenfalls eine technische Herausforderung dar. Mit Raumkapseln wäre das bevorstehende Transportproblem allerdings nur unzureichend gelöst. Sie könnten zwar aufgrund der geringen Schwerkraft leicht von der Erde zum Mond gelangen und von dort aus ohne überdurchschnittlich großen Treibstoffverbrauch wieder zurück. Um allerdings tonnenweise Baumaterial und große Lasten zu transportieren wäre diese Option auf lange Sicht zu kostenintensiv. Aus diesem Grund spielen Forschungsinstitute mit dem abenteuerlichen Gedanken, einen Weltraumaufzug zu konstruieren, der Transportwege ins All preiswerter und einfacher gestalten soll. Grundgerüst dieses Lifts ist ein Seil. Die Problematik an dieser Stelle besteht im Ausgangsmaterial. Aufgrund der extremen Bedingungen im Weltall sei ein Grundstoff zu wählen, der diesen Bedingungen Stand hält. Wissenschaftler setzen deshalb auf Kohlenstoff-Nanoröhren als Basismaterial. Ein Seil aus Stahl würde ab einer Höhe von ungefähr 5 km unter seinem Eigengewicht zusammenbrechen. Doch Erfolg bei der Synthese eines solchen Seils, welches nicht nur die Temperaturschwankungen und die Lastenbeanspruchung bewältigt sondern auch noch die entsprechende Länge hat, konnte bisher nicht verzeichnet werden [62]. Bislang schaffte es noch kein Forschungsinstitut ein zusammenhängendes Kabel zu produzieren, welches länger als 100 m ist.

Damit das Seil stets senkrecht ist, muss es an einer Orbitalstation, einem Satelliten, befestigt sein. Dieser kreist knapp 36.000 km über dem Äquator in einer geostationären Umlaufbahn. An dem Seil sind automatische Gondeln befestigt, die sich entlang des Seils hin und her bewegen können. Im All könnten vom Mond kommende Transportkapseln andocken, ihre Fracht umladen und leer wieder zurückfahren. Als Bodenstation müsste eine schwimmende Insel im Meer dienen. Das Seil kann so seine Position verändern, dass es zu keinen Kollisionen mit Satelliten kommt. Eine weitere Herausforderung anderer ist die Energieversorgung der Gondeln [62].

Eine in das Seil integrierte Stromleitung ist technisch nicht möglich, da der elektrische Widerstand bei dieser Entfernung zu groß und der Energieverlust zu hoch wäre. Stattdessen soll ein auf der Bodenstation installierter Laser Licht auf Solarzellen strahlen, die an der Gondel befestigt sind. Elektromotoren sollen die Gondel beim Aufstieg auf etwa 200 km/h beschleunigen. Selbst dann benötigt sie etwa eine Woche um die Endstation in der geostationären Umlaufbahn zu erreichen. Die Frage stellt sich nun, ob diese fantastischen Vorhaben wirklich realisierbar sind oder doch eher Science-Fiction bzw. eine spannende Basis für Romanvisionen wie „Limit“ bleiben.

## 4. Neutronen aus Fusionsreaktionen

### 4.1 Quantifizierung parasitärer Neutronen

Die  $D^3\text{He}$ -Reaktion gilt in der Fusionsforschung als die herausragende Möglichkeit, Atome unter Erzeugung von Energie miteinander zu fusionieren, ohne, dass dabei Neutronen entstehen, die Materialien aktivieren und damit Radioaktivität erzeugen können. Diese These soll im Folgenden genauer analysiert werden. Gemäß den Reaktionsgleichungen (2 - 5) der terrestrisch nutzbaren Fusionsreaktionen teilt sich die bei der Fusionsreaktion freigesetzte Energie auf die Reaktionsprodukte auf, welche sich in zwei Gruppen teilen lassen, geladene Teilchen, die in magnetisch eingeschlossenen Plasmen verbleiben und ihre Energie an das Plasma abgeben können und Neutronen, die das Plasma verlassen und in einem Blanket zur Nutzung der Fusionsenergie verwendet werden können.

Quantifizierbar ist diese Aufteilung durch den Faktor  $f_n$ , der den Anteil der in Neutronen freigesetzten Energie an der insgesamt freigesetzten Energie beschreibt:

$$f_n = \frac{E_{\text{Neutronen}}}{E_{\text{gesamt}}} \quad (42)$$

Im Detail stellt man fest, dass bei der DT-Reaktion, entsprechend dem Massenverhältnis der Reaktionsprodukte, 80 % der Fusionsenergie in Neutronen stecken, bei der DD-Reaktion (wenn man beide Reaktionszweige zunächst einmal als gleich wahrscheinlich ansetzt) ist  $f_n = 33,6\%$ . Bei der  $D^3\text{He}$ -Reaktion jedoch ist  $f_n = 0$  und dies ist ja auch der oben genannte und so oft betonte Vorteil bei der Nutzung dieser Fusionsreaktion.

Die Situation ändert sich allerdings, wenn man keine Einzelreaktionen betrachtet, sondern die Fusionsreaktionen in einem Plasma mit unterschiedlichen Ionensorten. Dann berechnet man  $f_n$  sinnvollerweise aus den Fusionsleistungsdichten:

$$f_n = \frac{P_{\text{Neutronen}}}{P_{\text{gesamt}}} \quad (43)$$

Gleichzeitig muss man betrachten, dass beim Vorhandensein unterschiedlicher Ionensorten in einem Plasma mehrere Fusionsreaktionen parallel ablaufen können, die man nun alle in der Summe betrachten muss. Beispielsweise tritt in einem  $D^3\text{He}$ -Plasma nicht nur die  $D^3\text{He}$ -Reaktionen auf, sondern die Deuteriumionen fusionieren auch miteinander. Der Einfluss dieser Nebenreaktionen soll jetzt für die verschiedenen Plasmen detailliert betrachtet werden:



Zur Berechnung der Fusionsleistungsdichten und damit zur Bestimmung des Faktors  $f_n$  benötigt man die  $\langle\sigma v\rangle$ -Werte der einzelnen Fusionsreaktionen [4]. Zusammengefasst sind diese in Tabelle 5.

**Tab. 5:** Ausgewählte  $\langle\sigma v\rangle$ -Werte relevanter Fusionsreaktionen in  $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ .

T [keV]	T(d, n) $\alpha$	$^3\text{He}(d, p)\alpha$	D(d, p)T	D(d, n) $^3\text{He}$
1	$6,86 \cdot 10^{-21}$	$3,06 \cdot 10^{-26}$	$1,02 \cdot 10^{-22}$	$9,93 \cdot 10^{-23}$
2	$2,97 \cdot 10^{-19}$	$1,39 \cdot 10^{-23}$	$3,15 \cdot 10^{-21}$	$3,11 \cdot 10^{-21}$
4	$5,97 \cdot 10^{-18}$	$1,71 \cdot 10^{-21}$	$4,43 \cdot 10^{-20}$	$4,45 \cdot 10^{-20}$
6	$2,55 \cdot 10^{-17}$	$1,74 \cdot 10^{-20}$	$1,55 \cdot 10^{-19}$	$1,57 \cdot 10^{-19}$
8	$6,22 \cdot 10^{-17}$	$7,50 \cdot 10^{-20}$	$3,35 \cdot 10^{-19}$	$3,46 \cdot 10^{-19}$
10	$1,14 \cdot 10^{-16}$	$2,12 \cdot 10^{-19}$	$5,78 \cdot 10^{-19}$	$6,02 \cdot 10^{-19}$
15	$2,73 \cdot 10^{-16}$	$1,18 \cdot 10^{-18}$	$1,39 \cdot 10^{-18}$	$1,48 \cdot 10^{-18}$
20	$4,33 \cdot 10^{-16}$	$3,48 \cdot 10^{-18}$	$2,40 \cdot 10^{-18}$	$2,60 \cdot 10^{-18}$
30	$6,68 \cdot 10^{-16}$	$1,36 \cdot 10^{-17}$	$4,78 \cdot 10^{-18}$	$5,27 \cdot 10^{-18}$
40	$7,99 \cdot 10^{-16}$	$3,16 \cdot 10^{-17}$	$7,25 \cdot 10^{-18}$	$8,24 \cdot 10^{-18}$
50	$8,65 \cdot 10^{-16}$	$5,55 \cdot 10^{-17}$	$9,84 \cdot 10^{-18}$	$1,13 \cdot 10^{-17}$
70	$8,94 \cdot 10^{-16}$	$1,08 \cdot 10^{-16}$	$1,50 \cdot 10^{-17}$	$1,76 \cdot 10^{-17}$
75	$8,90 \cdot 10^{-16}$	$1,20 \cdot 10^{-16}$	$1,63 \cdot 10^{-17}$	$1,92 \cdot 10^{-17}$
100	$8,45 \cdot 10^{-16}$	$1,71 \cdot 10^{-16}$	$2,24 \cdot 10^{-17}$	$2,68 \cdot 10^{-17}$

#### 4.1.1 $f_n$ -Bestimmung für ein Deuterium-Plasma

Es muss berücksichtigt werden, dass die Fusion zwei Reaktionspfade mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit eingehen kann:

- **DD = D(d, p)T + D(d, n) $^3\text{He}$**

Die Berechnung der Fusionsleistung erfolgt durch Gleichung 44. Sie ergibt sich somit aus der Summe der Leistungsdichten beider Reaktionen.

$$P_{\text{gesamt}} = \frac{n_D^2}{2} \cdot \langle\sigma v\rangle_{D(d,p)T} \cdot E_{g(D(d,p)T)} + \frac{n_D^2}{2} \cdot \langle\sigma v\rangle_{D(d,n)^3\text{He}} \cdot E_{g(D(d,n)^3\text{He})} \quad (44)$$

In diesem Fall werden nur bei der D(d, n) $^3\text{He}$ -Reaktion Neutronen emittiert, das bedeutet, dass die Leistungsdichte der Neutronen für die D(d, p)T-Fusion gleich null ist. Dann erhält man für die Neutronenleistung:

$$P_{\text{Neutronen}} = \frac{n_D^2}{2} \cdot \langle\sigma v\rangle_{D(d,n)^3\text{He}} \cdot E_{n(D(d,n)^3\text{He})} \quad (45)$$

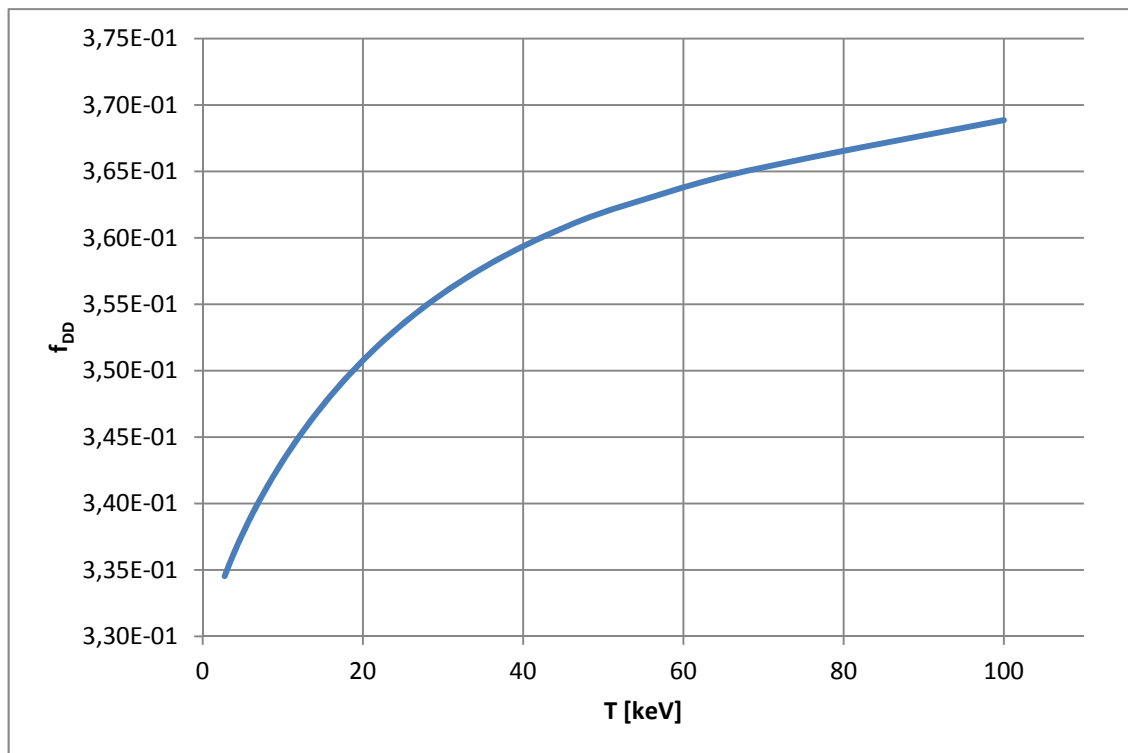
Mit  $P_{gesamt}$  und  $P_{Neutronen}$  kann  $f_n$  für die DD-Reaktion formuliert werden.

$$f_n = \frac{\frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{n(D(d,n)3He)}}{\frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,p)T} \cdot E_{g(D(d,p)T)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{g(D(d,n)3He)}} \quad (46)$$

Durch entsprechende mathematische Vereinfachungen ergibt sich dann schließlich für  $f_n$  der Ausdruck:

$$f_n = \frac{\langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{n(D(d,n)3He)}}{\langle \sigma v \rangle_{D(d,p)T} \cdot E_{g(D(d,p)T)} + \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{g(D(d,n)3He)}} = f_n(T) \quad (47)$$

Mit  $E_{n(D(d,n)3He)} = 2,45$  MeV,  $E_{g(D(d,p)T)} = 4,03$  MeV und  $E_{g(D(d,n)3He)} = 3,27$  MeV ergibt sich aus Gleichung 47, dass  $f_n$  eine reine Funktion der Temperatur ist. Grund dafür ist das temperaturabhängige Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (und damit der  $\langle \sigma v \rangle$ -Werte) der beiden DD-Reaktionszweige. So können für verschiedene  $\langle \sigma v \rangle$ -Werte, entsprechende  $f_n$  für unterschiedliche Temperaturen ermittelt werden. Die ermittelten Daten sind in Tabelle 6 aufgelistet.



**Abb. 10:** Der Faktor  $f_n$  als Funktion der Temperatur für ein Deuterium-Plasma.

Die Abbildung 10 stellt den Faktor  $f_n$  für die DD-Reaktion als Funktion der Plasmatemperatur  $T$  dar. Man erkennt deutlich, dass  $f_n$  mit steigender Plasmatemperatur wächst und insgesamt höher ist als der Wert aus der oben durchgeführten einfachen

Betrachtung, in der beide Reaktionszweige zunächst einmal als gleich wahrscheinlich angesetzt wurden, womit sich  $f_n = 33,6 \%$  ergab.

#### 4.1.2 $f_n$ -Bestimmung für ein Deuterium-Tritium-Plasma

Die Bestimmung von  $f_n$  für ein Deuterium-Tritium Plasma ist bereits komplexer. Hier wird ein Gemisch aus verschiedenen Brennstoffen betrachtet. Zusätzlich zu T(d, n)  $\alpha$ -Reaktion müssen die beiden DD-Reaktionen als Nebenreaktion mitberücksichtigt werden.

- **DT = T(d,n)  $\alpha$  + D(d, p)T + D(d, n)<sup>3</sup>He**

Die gesamte Leistungsdichte setzt sich dann zusammen aus der Summe der Fusionsleistung der DT und DD-Reaktion.

$$P_{gesamt} = P_{T(d,n)\alpha} + P_{D(d,p)T} + P_{D(d,n)3He} \quad (48)$$

Somit ergibt sich die gesamte Fusionsleistungsdichte zu:

$$P_{gesamt} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_{T(d,n)\alpha} \cdot E_{g(T(d,n)\alpha)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,p)T} \cdot E_{g(D(d,p)T)} \quad (49)$$

$$+ \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{g(D(d,n)3He)}$$

Als Vereinfachung kann Gleichung 50 geschrieben werden:

$$P_{gesamt} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)} \quad (50)$$

Mit  $E_{g(1)} = E_{g(T(d,n)\alpha)} = 17,6 \text{ MeV}$ ,  $E_{g(2)} = E_{g(D(d,p)T)} = 4,03 \text{ MeV}$  und  $E_{g(3)} = E_{g(D(d,n)3He)} = 3,27 \text{ MeV}$ . Eine Emissionen von Neutronen tritt hier bei T(d, n)  $\alpha$  und D(d,n)<sup>3</sup>He auf, so, dass die Neutronenleistung folgender Gleichung formuliert werden kann:

$$P_{Neutronen} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_{T(d,n)\alpha} \cdot E_{n(T(d,n)\alpha)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{n(D(d,n)3He)} \quad (51)$$

$$P_{Neutronen} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{n(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{n(3)} \quad (52)$$

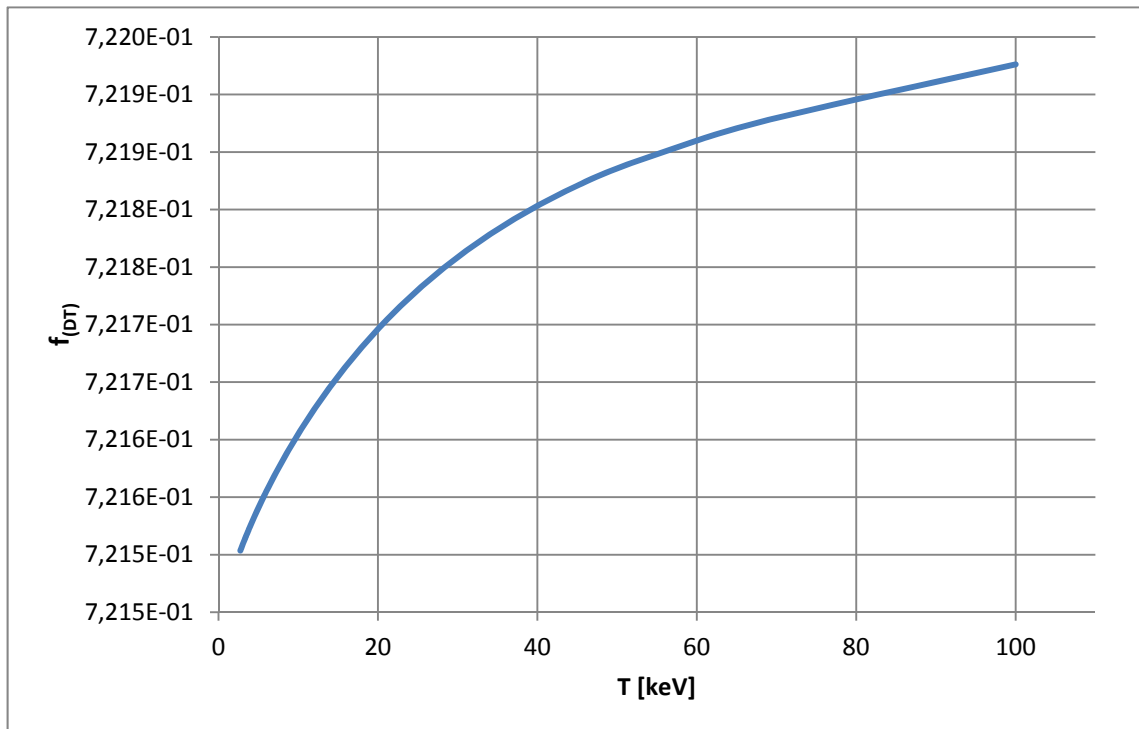
Wobei  $E_{n(1)} = 14,1$  MeV und  $E_{n(3)} = 2,45$  MeV. Damit folgt für  $f_n$ :

$$f_n = \frac{\frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{n(3)} + n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{n(1)}}{n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)}} \quad (53)$$

Angaben zu den errechneten Daten sind zusammenfassend in Tabelle 6 dargestellt.

**Tab. 6:**  $f_n$ -Werte für ein DD-, DT- und D<sup>3</sup>He-Plasma im Temperaturintervall von 2 bis 100 keV.

T [keV]	$f_{n(DD)}$	$f_{n(DT)}$	$f_{n(D^3He)}$
2	$3,33 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$6,59 \cdot 10^{-1}$
4	$3,36 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$6,42 \cdot 10^{-1}$
6	$3,39 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$5,30 \cdot 10^{-1}$
8	$3,41 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$4,40 \cdot 10^{-1}$
10	$3,43 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$3,61 \cdot 10^{-1}$
15	$3,47 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$2,26 \cdot 10^{-1}$
20	$3,51 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$1,56 \cdot 10^{-1}$
30	$3,56 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$9,88 \cdot 10^{-2}$
40	$3,59 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$6,38 \cdot 10^{-2}$
50	$3,62 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$5,09 \cdot 10^{-2}$
60	$3,64 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$4,35 \cdot 10^{-2}$
70	$3,65 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$4,11 \cdot 10^{-2}$
80	$3,67 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$3,97 \cdot 10^{-2}$
90	$3,68 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$3,94 \cdot 10^{-2}$
100	$3,69 \cdot 10^{-1}$	$7,22 \cdot 10^{-1}$	$3,96 \cdot 10^{-2}$



**Abb. 11:** Der Faktor  $f_n$  als Funktion der Temperatur für ein Deuterium-Tritium-Plasma.

Der  $f_n$  für ein Deuterium-Tritium-Plasma ist deutlich größer, als bei einem Deuterium-Plasma, d.h. der Neutronenanteil der Leistungsdichten im Verhältnis zur gesamten Leistungsdichte ist wesentlich größer als in einem Deuterium-Plasma. In einem Temperaturintervall von 2 keV bis 100 keV erreicht man Werte, die im Bereich von ungefähr 0,72 liegen, was aber deutlich niedriger ist als der  $f_n$ -Wert für die reine  $T(d, n)\alpha$ -Reaktion, der oben mit  $f_n = 0,8$  berechnet wurde.

#### 4.1.3 $f_n$ -Bestimmung für ein $D^3He$ -Plasma

Neben der eigentlichen Fusionsreaktion von  $^3He$  mit Deuterium kommt es im Plasma auch parallel zur DD-Fusion.

- $D^3He = ^3He(d, p)\alpha + D(d, p)T + D(d, n)^3He$

Die gesamte Fusionsleistung setzt sich dann zusammen aus der Summe der Leistungsdichten der  $^3He(d, p)\alpha$ -,  $D(d, p)T$ - und der  $D(d, n)^3He$ -Fusionsreaktion. Somit kann folgende Beziehungen definiert werden:

$$P_{gesamt} = P_{D(^3He,p)\alpha} + P_{D(d,p)T} + P_{D(d,n)^3He} \quad (54)$$

Dann erhält man für  $P_{gesamt}$  gemäß Gleichung 55.

$$P_{gesamt} = n_D \cdot n_{3He} \cdot \langle \sigma v \rangle_{3He(D,p)\alpha} \cdot E_{g3He(D,p)\alpha} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,p)T} \cdot E_{gD(d,p)T} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_{gD(d,n)3He} \quad (55)$$

Zur besseren Handhabung folgt eine Vereinfachung der Indizes.

$$P_{gesamt} = n_D \cdot n_{3He} \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)} \quad (56)$$

Anschließend kann die Neutronenleistung beschrieben werden. Dabei wird deutlich, dass nur bei einer der drei möglichen Reaktionswege Neutronen emittiert werden, nämlich der  $D(d, n)^3He$ -Fusionsreaktion.

$$P_{Neutronen} = \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)3He} \cdot E_n \quad (57)$$

Mit diesen Formulierungen Überlegungen kann schließlich auch  $f_n$  für die  $D^3He$ -Reaktion formuliert werden.

$$f_n = \frac{\frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{n(3)}}{n_D \cdot n_{3He} \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)}} \quad (58)$$

Anschließend wird  $n_{3He}$  durch Gleichung 59 ersetzt.

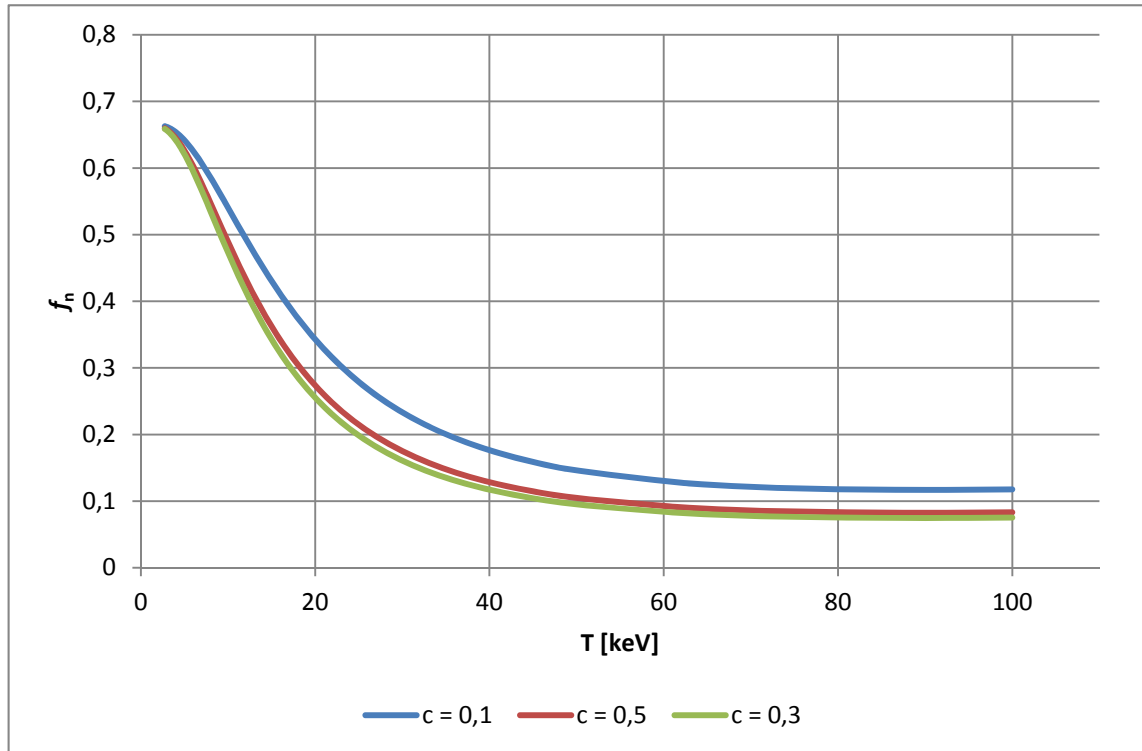
$$n_{3He} = \frac{c}{1-c} \cdot n_D \quad (59)$$

$$f_n = \frac{\frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{n(3)}}{n_D^2 \cdot \frac{c}{1-c} \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_D \cdot n_D}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)}} \quad (60)$$

Durch mathematische Vereinfachung erhält man Gleichung 61.

$$f_n = \frac{0,5 \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{n(3)}}{\frac{c}{1-c} \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + 0,5 \cdot \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + 0,5 \cdot \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)}} \quad (61)$$

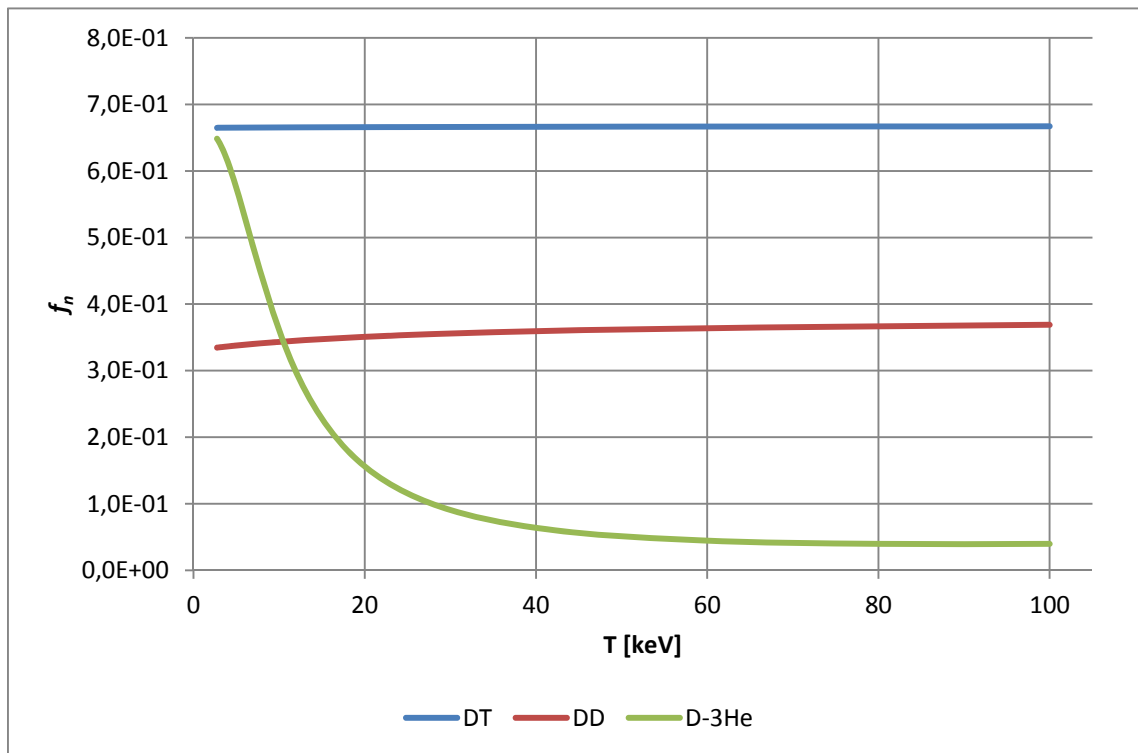
Es ist eindeutig zu erkennen, dass  $f_n$  nun nicht mehr eine reine Funktion der Temperatur ist, sondern zudem durch die Konzentration bestimmt wird. In Diagramm X wird die Temperaturabhängigkeit von  $f_n$  für drei ausgewählte Konzentrationen  $c = 0,1$ ,  $c = 0,3$  und  $c = 0,5$  dargestellt.



**Abb. 12:**  $f_n$  als Funktion der Temperatur für drei He-Konzentrationen im  $D^3He$ -Plasma

Es ist eindeutig zu erkennen, dass die  $f_n$ -Werte mit steigender Temperatur kleiner werden, weil dann die  $D^3He$ -Reaktion immer stärker gegenüber den DD-Reaktionen dominiert. Ein besonders steiler Abfall ist bis zu  $T = 40$  keV zu erkennen. Bei einer Temperatur von  $T = 100$  keV befinden sich die Kurven im Bereich  $f_n \sim 0,1$ . Des Weiteren ist festzustellen, dass sich die Kurve für eine Konzentration von  $c = 0,3$  unter den anderen Graphen befindet und somit die niedrigsten Werte für das Verhältnis  $f_n$  aufweist. Das bedeutet, dass der Neutronenanteil bei dieser Konzentration am kleinsten ist.

Zusammenfassend sind die Kurven aus Abbildung 10, 11 und 12 in Diagramm 13 abgebildet. Dabei fällt auf, dass der Faktor  $f_n$  der DD- und DT-Fusionsreaktion nahezu konstant bleibt. Ganz anders bei der  $D^3He$ -Reaktion. Der Verlauf der Kurve unterscheidet sich erheblich von den anderen.



**Abb. 13:** Zusammenfassend wird die Abhängigkeit des Faktors  $f_n$  von der Temperatur für die diskutierten Plasmen veranschaulicht.

Das kommt daher, dass die  $\langle\sigma v\rangle$ -Kurven der DD-Reaktionen sich stark von der Kurve für die  $D^3\text{He}$ -Reaktionen unterscheiden und dass bei unterschiedlichen Temperaturen unterschiedliche Reaktionen dominieren.

Die wichtigste Schlussfolgerung aus diesen Betrachtungen ist aber, dass in einem  $D^3\text{He}$ -Plasma niemals der idealisierte Wert der reinen  $D^3\text{He}$ -Reaktion  $f_n = 0$  erreicht wird, sondern dass die Nebenreaktionen der Deuteriumionen untereinander immer zu einem Neutronenanteil von  $> 5\%$  der Fusionsleistung führen. Ein neutronenfreies  $D^3\text{He}$ -Plasma kann es aus prinzipiellen Überlegungen heraus nicht geben.

## 4.2 Optimales $D^3\text{He}$ -Mischungsverhältnis im $D^3\text{He}$ -Plasma

Bei der Betrachtung des  $D^3\text{He}$ -Plasmas konnte bereits festgestellt werden, dass die Fusionsleistungsdichte und damit  $f_n$  in diesem Fall nicht nur eine reine Funktion der Temperatur ist, sondern auch erheblich von der He-Konzentrationen abhängt.



Zu prüfen ist an dieser Stelle, wo genau das optimale Mischungsverhältnis liegt, das in der Veröffentlichung von Stott [72] mit 70:30 angegeben wurde. Es werden weiterhin die Mischungsverhältnisse betrachtet:

1. 90 : 10  $\leftrightarrow c_{3\text{He}} = 0,1$
2. 70 : 30  $\leftrightarrow c_{3\text{He}} = 0,3$
3. 50 : 50  $\leftrightarrow c_{3\text{He}} = 0,5$

Damit können die Fusionsleistungen dieser Mischungsverhältnisse im Temperaturintervall 1 bis 100 keV bestimmt und miteinander verglichen werden. Die Teilchendichten  $n_D$  und  $n_{3\text{He}}$  werden durch Gleichung 73 und 75 ersetzt. Dann erhält man für die Gesamtfusionsleistung:

$$P_{\text{gesamt}} = \frac{1-c}{1+c} \cdot \frac{c}{1+c} \cdot n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} + \frac{n_e^2}{4} \langle \sigma v \rangle_2 \cdot E_{g(2)} + \frac{n_e^2}{4} \langle \sigma v \rangle_3 \cdot E_{g(3)} \quad (62)$$

Für die Elektronendichte  $n_e$  wurde der Wert  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  eingesetzt (Stott). Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengefasst.

**Tab. 7:** Fusionsleistungen des  $\text{D}^3\text{He}$ -Plasmas für die Konzentrationen  $c = 0,1$ ,  $c = 0,3$ ,  $c = 0,5$  in  $\text{MeVcm}^3\text{s}^{-1}$ .

T [keV]	$P_{\text{ges}}$ für $c = 0,1$	$P_{\text{ges}}$ für $c = 0,3$	$P_{\text{ges}}$ für $c = 0,5$
2	$1,067 \cdot 10^{20}$	$1,081 \cdot 10^{20}$	$1,077 \cdot 10^{20}$
4	$4,282 \cdot 10^{20}$	$4,438 \cdot 10^{20}$	$4,397 \cdot 10^{20}$
6	$1,659 \cdot 10^{21}$	$1,818 \cdot 10^{21}$	$1,776 \cdot 10^{21}$
8	$4,127 \cdot 10^{21}$	$4,814 \cdot 10^{21}$	$4,633 \cdot 10^{21}$
10	$8,276 \cdot 10^{21}$	$1,022 \cdot 10^{22}$	$9,709 \cdot 10^{21}$
15	$2,910 \cdot 10^{22}$	$3,986 \cdot 10^{22}$	$3,702 \cdot 10^{22}$
20	$6,999 \cdot 10^{22}$	$1,017 \cdot 10^{23}$	$9,336 \cdot 10^{22}$
30	$2,313 \cdot 10^{23}$	$3,561 \cdot 10^{23}$	$3,232 \cdot 10^{23}$
40	$5,015 \cdot 10^{23}$	$7,908 \cdot 10^{23}$	$7,146 \cdot 10^{23}$
50	$8,539 \cdot 10^{23}$	$1,362 \cdot 10^{24}$	$1,228 \cdot 10^{24}$
70	$1,628 \cdot 10^{24}$	$2,621 \cdot 10^{24}$	$2,359 \cdot 10^{24}$
80	$1,982 \cdot 10^{24}$	$3,195 \cdot 10^{24}$	$2,875 \cdot 10^{24}$
90	$2,295 \cdot 10^{24}$	$3,702 \cdot 10^{24}$	$3,331 \cdot 10^{24}$
100	$2,568 \cdot 10^{24}$	$4,141 \cdot 10^{24}$	$3,727 \cdot 10^{24}$

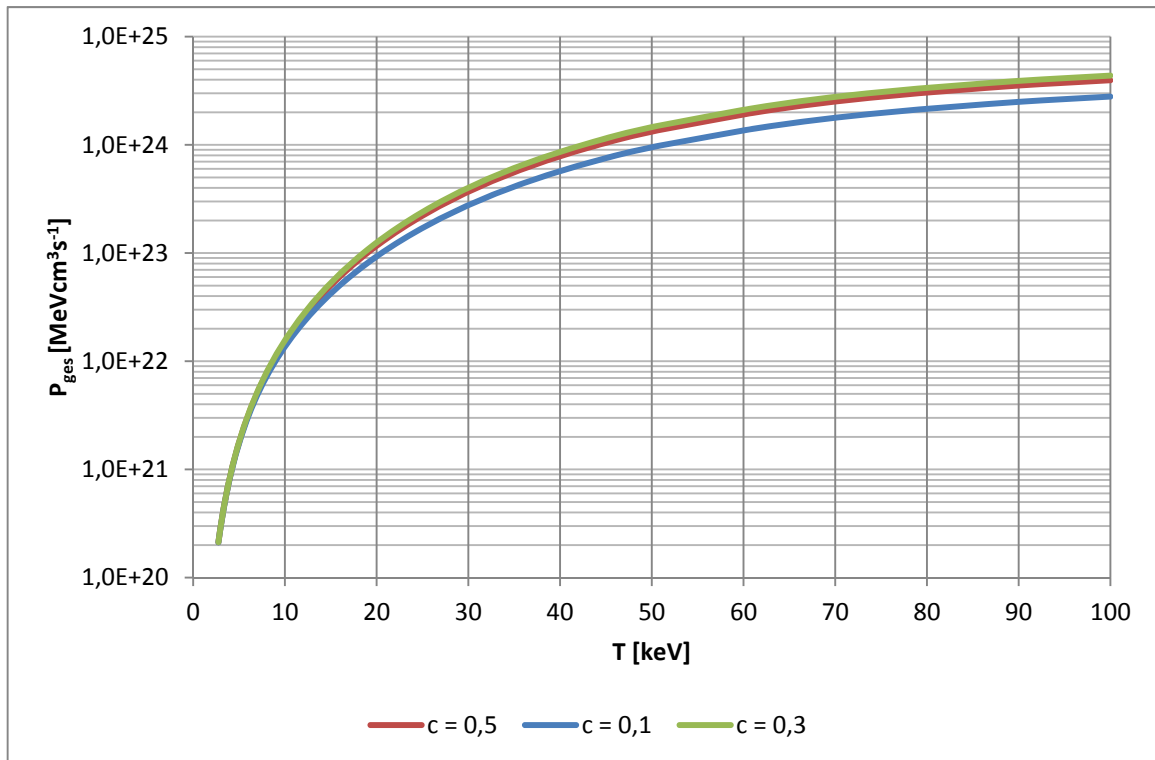
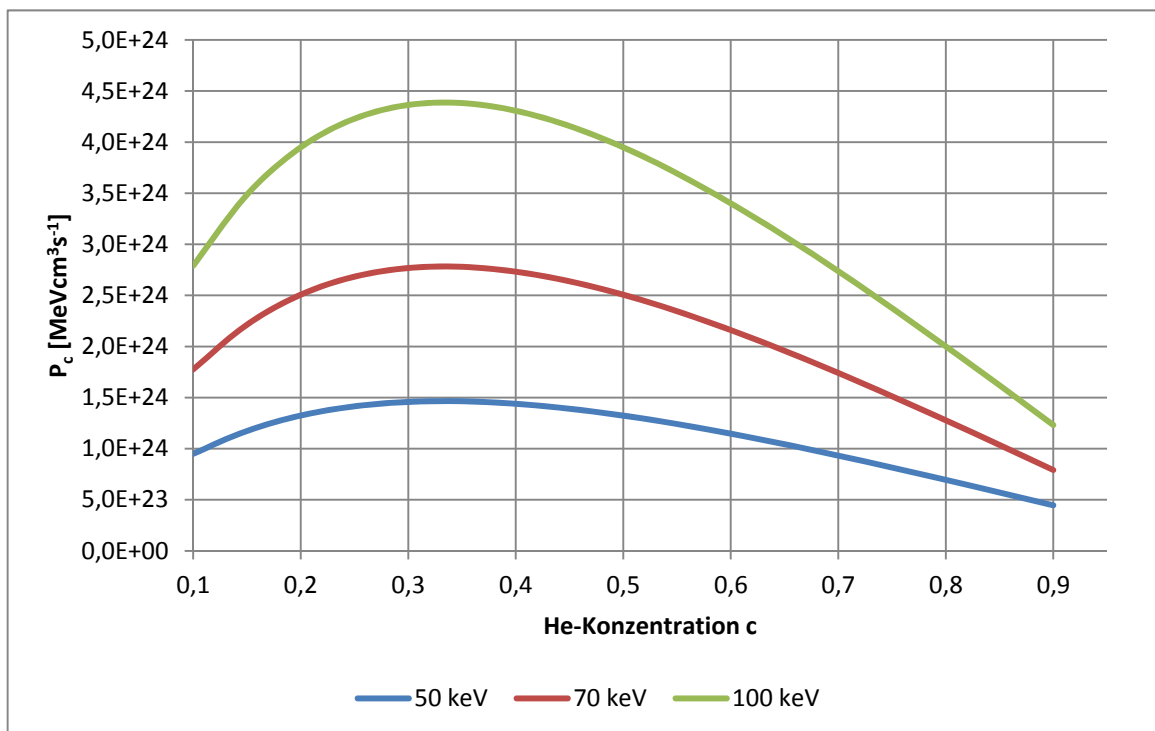


Abb. 14: Leistungsdichte eines D<sup>3</sup>He-Plasmas für drei ausgewählte He-Konzentrationen.

Abb. 15: Die Fusionsleistung eines D<sup>3</sup>He-Plasmas als Funktion der He-Konzentration für T =



50 keV, T = 70 keV, T = 100 keV. Das Maximum liegt bei der gleichen He-Konzentration.

Die Leistungsdichten aus Tabelle 7 werden in Abbildung 14 grafisch dargestellt. Gezeigt wird die Abhängigkeit der Gesamtfusionsleistung von der Temperatur für

unterschiedliche  ${}^3\text{He}$ -Konzentrationen. Die Verläufe aller Kurven sind nahezu identisch. Man erkennt, dass sich die Kurve für  $c = 0,3$  oberhalb der anderen Konzentrationskurven befindet. Die Fusionsleistung ist hier also am größten. In Abbildung 15 wurden anschließend die jeweiligen Leistungsdichten für die Temperaturen 50 keV, 70 keV und 100 keV als Funktion der He-Konzentration  $c$  dargestellt.

Aus Gleichung 62 kann ebenfalls direkt bestimmt werden, dass das Maximum der Fusionsleistungsdichte unabhängig von der Temperatur des Plasmas bei einer Konzentration von ca.  $c = 0,33$  liegt. Wird diese Gleichung nach  $c$  abgeleitet erhält man für  $P'_{gesamt}$  folgenden Ausdruck:

$$P'_{gesamt} = \frac{-3c + 1}{(1 + c)^3} \cdot n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle_1 \cdot E_{g(1)} \quad (63)$$

Wird anschließend die Nullstelle für  $P'_{gesamt}$  bestimmt ergibt sich der Wert  $c_{max}=1/3$ .

**Tab. 8:** Fusionsleistungen der  $D^3\text{He}$ -Reaktion für die Temperaturen  $T = 50$  keV,  $T = 70$  keV und  $T = 100$  keV in  $\text{MeVcm}^3\text{s}^{-1}$ .

$c_{\text{He}}$	$P_c$ (50 keV)	$P_c$ (70 keV)	$P_c$ (100 keV)
0,1	$9,50 \cdot 10^{23}$	$1,78 \cdot 10^{24}$	$2,79 \cdot 10^{24}$
0,15	$1,17 \cdot 10^{24}$	$2,21 \cdot 10^{24}$	$3,49 \cdot 10^{24}$
0,2	$1,32 \cdot 10^{24}$	$2,51 \cdot 10^{24}$	$3,95 \cdot 10^{24}$
0,25	$1,41 \cdot 10^{24}$	$2,68 \cdot 10^{24}$	$4,23 \cdot 10^{24}$
0,3	$1,46 \cdot 10^{24}$	$2,77 \cdot 10^{24}$	$4,36 \cdot 10^{24}$
0,35	$1,46 \cdot 10^{24}$	$2,76 \cdot 10^{24}$	$4,35 \cdot 10^{24}$
0,4	$1,44 \cdot 10^{24}$	$2,73 \cdot 10^{24}$	$4,31 \cdot 10^{24}$
0,45	$1,39 \cdot 10^{24}$	$2,64 \cdot 10^{24}$	$4,16 \cdot 10^{24}$
0,5	$1,32 \cdot 10^{24}$	$2,51 \cdot 10^{24}$	$3,95 \cdot 10^{24}$
0,55	$1,24 \cdot 10^{24}$	$2,35 \cdot 10^{24}$	$3,69 \cdot 10^{24}$
0,6	$1,15 \cdot 10^{24}$	$2,16 \cdot 10^{24}$	$3,40 \cdot 10^{24}$
0,65	$1,04 \cdot 10^{24}$	$1,96 \cdot 10^{24}$	$3,08 \cdot 10^{24}$
0,7	$9,32 \cdot 10^{23}$	$1,74 \cdot 10^{24}$	$2,74 \cdot 10^{24}$
0,75	$8,16 \cdot 10^{23}$	$1,51 \cdot 10^{24}$	$2,38 \cdot 10^{24}$
0,8	$6,95 \cdot 10^{23}$	$1,28 \cdot 10^{24}$	$2,00 \cdot 10^{24}$
0,85	$5,71 \cdot 10^{23}$	$1,04 \cdot 10^{24}$	$1,62 \cdot 10^{24}$
0,9	$4,46 \cdot 10^{23}$	$7,91 \cdot 10^{23}$	$1,23 \cdot 10^{24}$

## 5. Auswertung der Energiebilanz

### 5.1 Wärmetönung

Die Wärmetönung einer Fusionsreaktion gibt die Energie an, die bei der Reaktion freigesetzt wird. Dementsprechend sind Fusionsreaktionen mit hohen Werten besonders attraktiv für die Nutzung zur kommerziellen Energieerzeugung in Fusionsreaktoren. Gleichung 4 zeigt, dass die Wärmetönung der  $D^3He$ -Reaktion mit 18,35 MeV größer ist als die Wärmetönung der DT-Reaktion mit 17,59 MeV (Gl. 5).

### 5.2 Break-Even Bedingung für ein $D^3He$ -Plasma

Abbildung 16 zeigt die Break-Even Bedingung für ein  $D^3He$ -Plasma im Vergleich mit der Kurve für ein Deuterium-Tritium-Plasma. Dazu wird das Produkt aus Energieeinschlusszeit und Teilchendichte in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt.

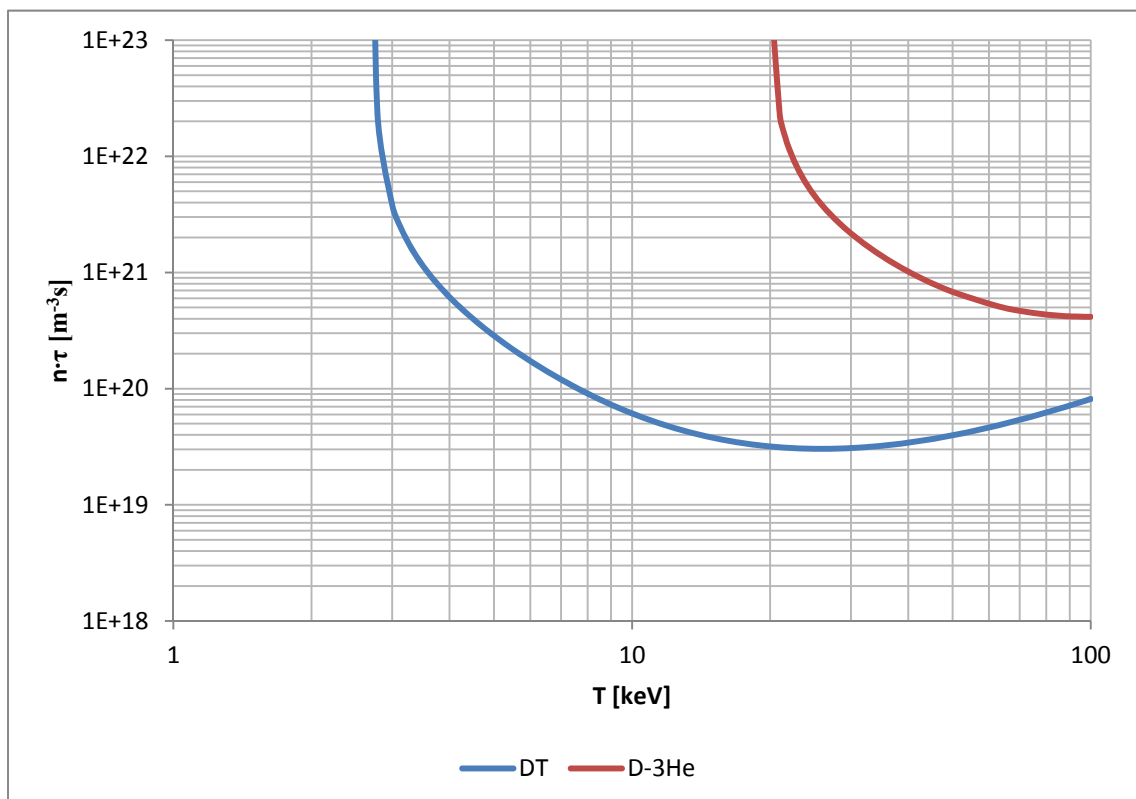


Abb. 16: Break-Even Bedingung für ein DT-Plasma und  $D^3He$ -Plasma.

Zu berücksichtigen sind die logarithmischen Maßstäbe der Koordinatenachsen. Die Berechnungen der Kurven basieren auf Gleichung 32, indes sind jedoch noch zusätzliche Überlegungen notwendig um jene Funktionen exakt kalkulieren zu können.

Um die Berechnungen für  $n \cdot \tau$  durchführen zu können, muss zunächst die effektive Kernladungszahl  $Z_{eff}$  und der Reaktionsparameter  $\langle \sigma v \rangle$  für beide Plasmen bestimmt werden. Die effektive Kernladungszahl  $Z_{eff}$  ist folgendermaßen definiert:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i Z_i^2 \cdot n_i}{\sum_i Z_i \cdot n_i} \quad (64)$$

Hierbei ist  $Z_{eff}$  die – mit der von einer Teilchenart  $j$  stammenden Elektronendichte  $Z_i \cdot n_i$  – gemittelte Ladung der Plasma-Ionen. Der Nenner der Formel beschreibt die Elektronendichte  $n_e$ . Dies folgt aus der Quasineutralität, d.h. aus der Bedingung, dass  $\sum_i Z_i \cdot n_i = n_e$ .

Für ein Brennstoffgemisch aus Deuterium und Tritium ist diese Bestimmung dann recht trivial, da das ideale Mischungsverhältnis 50:50 ist. Es gilt:

$$n_D + n_T = n_e \quad (65)$$

$$n_D = n_T = \frac{n_e}{2} \quad (66)$$

$$Z_{eff(DT)} = \frac{Z_D^2 \cdot \frac{n_e}{2} + Z_T^2 \cdot \frac{n_e}{2}}{n_e} = \frac{(1)^2 \cdot \frac{n_e}{2} + (1)^2 \cdot \frac{n_e}{2}}{n_e} = 1 \quad (67)$$

Bei der Ermittlung von  $Z_{eff}$  für ein  $D^3\text{He}$ -Plasma müssen zusätzliche Überlegungen angestellt werden, denn in der Break-Even Bedingung muss das Mischungsverhältnis als zusätzlicher Parameter betrachtet werden. Hierbei ist die He-Konzentration  $c$  durch Gleichung 68 definiert.

$$c = \frac{n_{He}}{n_{He} + n_D} \quad (68)$$

$$c \cdot n_{He} + c \cdot n_D = n_{He} \quad (69)$$

Mit den entsprechenden Umformungen erhält man dann Gleichung 70 und 71.

$$n_D = \frac{(1 - c)}{c} \cdot n_{He} \quad (70)$$

$$n_{He} = \frac{c}{(1-c)} \cdot n_D \quad (71)$$

Die Quasineutralität des Plasmas verlangt darüber hinaus:

$$n_D + 2 n_{He} = n_e \quad (72)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 70 in Gleichung 72 ergibt sich ein Ausdruck, in dem  $n_{He}$  durch eine Relation zwischen der Konzentration und der Elektronendichte beschrieben wird.

$$\frac{(1-c)}{c} \cdot n_{He} + 2 n_{He} = n_e \quad (73)$$

$$n_{He} = n_e \cdot \frac{c}{(1+c)} \quad (74)$$

Anschließend kann Gleichung 74 in Gleichung 70 eingesetzt werden:

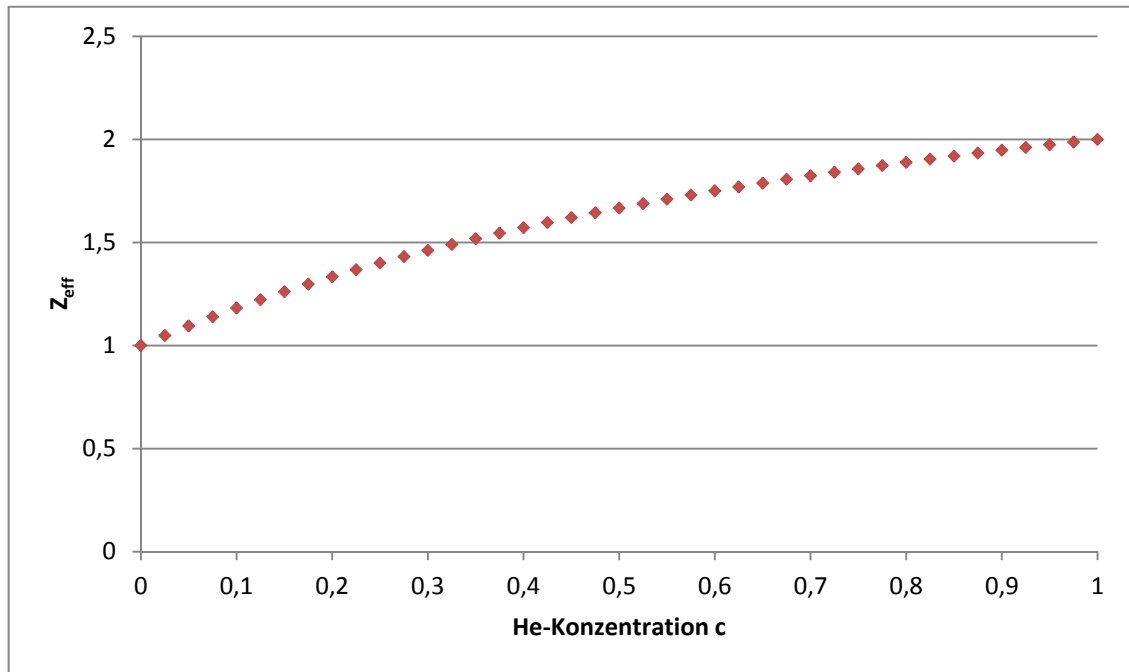
$$n_D = \frac{(1-c)}{c} \cdot n_e \cdot \frac{c}{(1+c)} \quad (75)$$

$$n_D = \frac{(1-c)}{(1+c)} \cdot n_e \quad (76)$$

Damit lassen sich für alle Konzentrationen  $c$ , die Ionendichten  $n_D$  und  $n_{He}$  über die Elektronendichte  $n_e$  ausdrücken. Für  $c = 0,3$  kann dann  $Z_{eff}$  für ein  $D^3He$ -Plasma berechnet werden.

$$Z_{eff(D^3He)} = \frac{Z_D^2 \cdot \frac{(1-c)}{(1+c)} \cdot n_e + Z_{He}^2 \cdot n_e \cdot \frac{c}{(1+c)}}{n_e} \approx 1,5 \quad (77)$$

Abbildung 17 zeigt die Abhängigkeit des  $Z_{eff}$  von der He-Konzentration.



**Abb. 17:**  $Z_{eff}$  ist abhängig von der Helium-Konzentration in einem  $D^3He$ -Plasma. Das veränderte  $Z_{eff}$  wirkt sich entsprechend auf die Break-Even Bedingung aus.

Nachdem die entsprechenden Werte der effektiven Kernladungszahlen für beide Plasmen bestimmt wurden, kann anschließend das Augenmerk auf den Reaktionsparameter  $\langle\sigma v\rangle$  gelegt werden. Zur Berechnung von  $\langle\sigma v\rangle$  diene die nachstehende Formel [3],

$$\langle\sigma v\rangle = C1 \cdot \theta \sqrt{\frac{\xi}{m_r c^2 T^3}} e^{-3\xi} \quad (78)$$

welche allerdings nur vollständig beschrieben werden kann, indem zuvor die Koeffizienten  $\theta$  (Theta) und  $\xi$  (Xi) über die nachfolgenden Gleichungen ermittelt wurden.

$$\theta = T / \left[ 1 - \frac{T(C2 + T(C4 + TC6))}{1 + T(C3 + T(C5 + TC7))} \right] \quad (79)$$

$$\xi = (B_G^2 / (4\theta))^{1/3} \quad (80)$$

Dabei ist  $B_G$  die Gamow-Konstante. Weitere Parameter, die für die Berechnung von dem Produkt  $n \cdot T \cdot \tau_E$  beziehungsweise  $n \cdot \tau_E$  und den untergeordneten Parameter wichtig sind, zeigt Tabelle 9.

**Tab. 9:** Parameter zur Berechnung von  $\langle \sigma v \rangle$  für ein DT- und  $D^3\text{He}$ -Plasma [3].

Konstante	$T(d, n)\alpha$	${}^3\text{He}(d, p)\alpha$
$B_G [\sqrt{keV}]$	34,3827	68,7508
$m_r c^2 [\text{keV}]$	1.124.656	1.124.572
<b>C1</b>	$1,17302 \cdot 10^{-9}$	$5,51036 \cdot 10^{-10}$
<b>C2</b>	$1,51361 \cdot 10^{-2}$	$6,41918 \cdot 10^{-3}$
<b>C3</b>	$7,51886 \cdot 10^{-2}$	$-2,02896 \cdot 10^{-3}$
<b>C4</b>	$4,60643 \cdot 10^{-3}$	$-1,91080 \cdot 10^{-5}$
<b>C5</b>	$1,35000 \cdot 10^{-2}$	$1,35776 \cdot 10^{-4}$
<b>C6</b>	$-1,06750 \cdot 10^{-4}$	0,0
<b>C7</b>	$1,36600 \cdot 10^{-5}$	0,0

**Tab. 10:** Ermittelte Parameter zur Erstellung der Break-Even Bedingung für ein DT-Plasma.

Datenreihe für die Reaktion: $T(d, n)\alpha$					
T [keV]	$\theta$ [keV]	$\xi$	$\langle \sigma v \rangle$ [cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]	$n \cdot \tau \cdot T$ [m <sup>-3</sup> sK]	$n \cdot \tau$ [m <sup>-3</sup> s]
1	1,018	6,621	$6,857 \cdot 10^{-21}$	$9,949 \cdot 10^{19}$	$9,949 \cdot 10^{19}$
2	2,083	5,216	$2,977 \cdot 10^{-19}$	$9,165 \cdot 10^{18}$	$4,583 \cdot 10^{18}$
4	4,367	4,075	$5,975 \cdot 10^{-18}$	$1,827 \cdot 10^{18}$	$4,568 \cdot 10^{17}$
6	6,821	3,512	$2,554 \cdot 10^{-17}$	$9,617 \cdot 10^{17}$	$1,603 \cdot 10^{17}$
8	9,369	3,160	$6,222 \cdot 10^{-17}$	$7,017 \cdot 10^{17}$	$8,771 \cdot 10^{16}$
10	11,936	2,915	$1,136 \cdot 10^{-16}$	$6,004 \cdot 10^{17}$	$6,005 \cdot 10^{16}$
15	18,145	2,535	$2,740 \cdot 10^{-16}$	$5,602 \cdot 10^{17}$	$3,735 \cdot 10^{16}$
20	23,842	2,314	$4,330 \cdot 10^{-16}$	$6,302 \cdot 10^{17}$	$3,151 \cdot 10^{16}$
30	33,666	2,063	$6,681 \cdot 10^{-16}$	$9,190 \cdot 10^{17}$	$3,063 \cdot 10^{16}$
40	41,806	1,919	$7,998 \cdot 10^{-16}$	$1,365 \cdot 10^{18}$	$3,412 \cdot 10^{16}$
50	48,703	1,824	$8,649 \cdot 10^{-16}$	$1,972 \cdot 10^{18}$	$3,944 \cdot 10^{16}$
75	62,311	1,680	$8,900 \cdot 10^{-16}$	$4,312 \cdot 10^{18}$	$5,749 \cdot 10^{16}$
100	72,650	1,596	$8,448 \cdot 10^{-16}$	$9,949 \cdot 10^{19}$	$9,949 \cdot 10^{19}$



Mit diesen Parametern und den vorangegangenen Überlegungen zur effektiven Ladungszahl erhält man nun sowohl für ein  $D^3\text{He}$ - als auch für das DT-Plasma entsprechende Datenreihen, mit denen das Produkt  $n \cdot \tau_E$  errechnet werden kann und man Diagramm 16 erhält. Zusammengefasst sind die Ergebnisse in Tabelle 10 und 11.

**Tab. 11:** Ermittelte Parameter zur Erstellung der Break-Even Bedingung für ein  $D^3\text{He}$ -Plasma.

<b>Datenreihe für die Reaktion: <math>^3\text{He}(d, p)\alpha</math></b>					
<b>T</b>	<b><math>\theta</math></b>	<b><math>\xi</math></b>	<b><math>\langle\sigma v\rangle</math></b>	<b><math>n \cdot \tau \cdot T</math></b>	<b><math>n \cdot \tau</math></b>
<b>[keV]</b>	<b>[keV]</b>		<b>[<math>\text{cm}^3\text{s}^{-1}</math>]</b>	<b>[<math>\text{m}^{-3}\text{sK}</math>]</b>	<b>[<math>\text{m}^{-3}\text{s}</math>]</b>
1	1,007	10,550	$3,057 \cdot 10^{-26}$	$2,139 \cdot 10^{25}$	$2,139 \cdot 10^{25}$
2	2,026	8,355	$1,399 \cdot 10^{-23}$	$1,869 \cdot 10^{23}$	$9,347 \cdot 10^{22}$
4	4,105	6,603	$1,710 \cdot 10^{-21}$	$6,120 \cdot 10^{21}$	$1,530 \cdot 10^{21}$
6	6,238	5,743	$1,739 \cdot 10^{-20}$	$1,354 \cdot 10^{21}$	$2,256 \cdot 10^{20}$
8	8,426	5,196	$7,503 \cdot 10^{-20}$	$5,578 \cdot 10^{20}$	$6,972 \cdot 10^{19}$
10	10,669	4,802	$2,126 \cdot 10^{-19}$	$3,076 \cdot 10^{20}$	$3,076 \cdot 10^{19}$
15	16,519	4,151	$1,175 \cdot 10^{-18}$	$1,252 \cdot 10^{20}$	$8,346 \cdot 10^{18}$
20	22,704	3,734	$3,482 \cdot 10^{-18}$	$7,512 \cdot 10^{19}$	$3,756 \cdot 10^{18}$
30	35,939	3,204	$1,363 \cdot 10^{-17}$	$4,319 \cdot 10^{19}$	$1,440 \cdot 10^{18}$
40	49,944	2,871	$3,160 \cdot 10^{-17}$	$3,311 \cdot 10^{19}$	$8,277 \cdot 10^{17}$
50	64,158	2,641	$5,553 \cdot 10^{-17}$	$2,944 \cdot 10^{19}$	$5,887 \cdot 10^{17}$
75	97,662	2,296	$1,208 \cdot 10^{-16}$	$3,044 \cdot 10^{19}$	$4,059 \cdot 10^{17}$
100	126,457	2,106	$1,718 \cdot 10^{-16}$	$3,805 \cdot 10^{19}$	$3,805 \cdot 10^{17}$

Das Diagramm veranschaulicht die Break-Even-Bedingung für ein Deuterium-Tritium- und ein  $D^3\text{He}$ -Plasma mit  $Z_{eff(D^3\text{He})} = 1,5$  und  $Z_{eff(DT)} = 1$ . Man erkennt zunächst einen steilen Abfall beider Kurven bis zu ihrem Minimum. Danach erfolgt wiederum ein langsamer Anstieg, der allerdings bei weitem nicht so stark ist wie die vorangegangene Senkung.

Aus der Abbildung kann nun genau die Grenze ermittelt werden, bei welchen Werten des Produkts  $n \cdot \tau_E$  die Leistungsbilanz positiv wird, d.h. wann so viel Fusionsenergie gewonnen wird, wie an Heizenergie benötigt wird um das Plasma bei konstanter Temperatur zu halten. Ein Problem der Fusionsforschung besteht derzeit darin, dass hohe  $n \cdot \tau_E$  - Werte nur schwer erreicht werden können. Um hier also nicht zu hoch gehen zu müssen, wird versucht bei der optimalen Temperatur, d.h. etwa im Minimum der  $n \cdot \tau_E$  - Grenze in den Bereich der leistungsproduzierenden Plasmen zu gehen.

Aus den errechneten Daten kann ermittelt werden, dass das Minimum eines DT-Plasmas bei einer Temperatur von ungefähr 26 keV und einem  $n \cdot \tau_E$ -Wert bei  $3,03 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$  liegt. Währenddessen sind für ein  $\text{D}^3\text{He}$ -Plasma weitaus höhere Temperaturen im Bereich von bis zu 100 keV notwendig, um die Break-Even Bedingung zu erfüllen. Dann erhält man dort einen ebenfalls deutlich größeren  $n \cdot \tau_E$ -Wert von  $4,16 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ . Um also aus der entsprechenden Fusionsreaktion eine positive Leistungsbilanz zu erzielen, benötigt man Temperaturen, die größer sind als diese ermittelten Minimalwerte. Das bedeutet, dass ein Gemisch aus Deuterium und Tritium durchaus vorteilhafter ist, da hier viel kleinere Temperaturen benötigt werden. Das bedeutet einen gemäßigten technischen Aufwand und geringere Kosten.

## 6. Beta-Wert Betrachtungen

### 6.1 Der Beta-Wert

Ähnlich wie ein Gas erzeugt auch das heiße und dichte Plasma einen ganz erheblichen Druck, der mit steigender Temperatur und Dichte wächst. Diesem Druck muss das einschließende Magnetfeld entgegenwirken, um das Gleichgewicht aufrechtzuerhalten. Der Beta-Wert eines Fusionsplasmas beschreibt die Effektivität dieses Magnetfeldeinfluss auf das Plasma und ist definiert als Verhältnis zwischen dem thermischem Plasmadruck  $\langle p \rangle$  und dem Magnetfelddruck  $B^2/2\mu_0$ , der von außen aufgebracht werden muss [70].

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{B^2/2\mu_0} = \frac{nkT}{B^2/2\mu_0} \quad (81)$$

In diesem Fall ist  $\mu_0$  die Vakuum-Permeabilität und  $B$  die magnetische Flussdichte. Beta ist eine wichtige Maßzahl für den Erfolg des magnetischen Einschlusses in einer bestimmten Gleichgewichtskonfiguration [71].

Der Wert des extern erzeugten Magnetfeldes  $B$  ist technisch nach oben begrenzt und soll aus Kostengründen möglichst klein bleiben. Das bedeutet, dass hohe Werte für den normierten Plasmadruck  $\beta$  erreicht werden müssen, um einen Fusionsreaktor wirtschaftlich betreiben zu können [72]. Denn je höher der Energiegehalt des Plasmas ist (d.h. der Druck), umso mehr Fusionsleistung wird freigesetzt. Andererseits kann man sagen, je höher der nötige Magnetfelddruck (der mit dem Quadrat des Magnetfeldes wächst) ist, umso mehr „kostet“ auch die Fusionsanlage, weil das Magnetfeld von teuren supraleitenden Spulen erzeugt werden muss. Demnach bestimmt das Plasma- $\beta$  die Effizienz des magnetischen Einschlusses auch unter ökonomischen Gesichtspunkten.

Dem  $\beta$ -Wert sind durch die magnethydrodynamische Stabilität des einschließenden Magnetfelds physikalische Grenzen gesetzt. Daneben unterliegt aber zumindest im Tokamak auch die maximal erreichbare Dichte des Plasmas einer Limitierung, im Stellarator gibt es eine solche harte Dichtegrenze nicht. Dies bedeutet, dass  $\beta$ , sobald die Dichtegrenze erreicht ist, nur über die Temperatur weiter erhöht werden kann.

Bei maximaler Heizleistung wurden auch die höchsten Plasmadrücke erzielt und damit die besten Werte für Beta. Rekordwerte für Plasma- $\beta$  für Fusionsexperimente mit magnetischem Einschluss konnten zum Beispiel im LHD, einem Experiment zur Grundlagenforschung und Technologieentwicklung, mit 5 % erreicht werden [28].

## 6.2 Beta-Wert Betrachtung im D<sup>3</sup>He-Plasma

Bisher konnte festgestellt werden, dass die D<sup>3</sup>He-Reaktion im Vergleich zur DT-Reaktion höhere Plasmatemperaturen benötigt, um annähernd gleiche Fusionsraten zu erreichen (vgl. Kapitel 2.4). Durch die höhere Plasmatemperatur kommt es – bei konstantem Plasma- $\beta$  und damit Plasmadruck - zur Verringerung der Plasmadichte. Es gilt:

$$T_{D^3He} > T_{DT} \quad (82)$$

$$n_{D^3He} < n_{DT} \quad (83)$$

Außerdem kann die Beta-Limitierung mit dem bisher maximal erreichten LHD-Wert von 5 % - als Grundlage für einen Vergleich - gleichgesetzt werden.

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{B^2/2\mu_0} = 5 \% = \textit{limitiert} \quad (84)$$

Daraus folgt eine Limitierung des Plasmadrucks  $\langle p \rangle$ :

$$n \cdot k \cdot T < 5 \% \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (85)$$

Der Plasmadruck  $n \cdot k \cdot T$  muss kleiner sein als 5 % des Magnetfelddrucks. Ebenfalls berücksichtigt werden muss, dass nicht nur Beta und Plasmadruck Limitierungen unterliegen, sondern auch dem Magnetfelddruck und damit  $B$ , technische Grenzen gesetzt sind. Damit die Beta-Werte für ein DT- und D<sup>3</sup>He-Brennstoffgemisch gegenüber gestellt werden können, wird bei der Betrachtung eines lokalen Plasmazustands zunächst davon ausgegangen, dass sich beide Plasmen im gleichen Magnetfeld befinden.

An Abbildung 18 ist das Fusionsprodukts  $n \cdot \tau \cdot T$  als Funktion der Plasmatemperatur  $T$  für ein DT- und ein D<sup>3</sup>He-Plasma dargestellt. Das Fusionsprodukt ist maßgebend für die Aufrechterhaltung der Leistungsbilanz. Generell gilt die Beziehung, je dichter ( $n \uparrow$ ) und länger ( $\tau \uparrow$ ) die Teilchen eingeschlossen sind und je stärker und häufiger ( $T \uparrow$ ) sie im Mittel aufeinanderprallen, desto wahrscheinlicher sind Kernfusionen, umso mehr Energie wird im zeitlichen Mittel frei.

Aus dem Diagramm können die Koordinaten der Extremwerte für DT- und D<sup>3</sup>He-Plasmen bestimmt werden. Für ein Brennstoffgemisch aus Deuterium und Tritium erhält man näherungsweise eine Mindesttemperatur von 14 keV und einem dazugehörigen Fusionsprodukt von  $5,62 \cdot 10^{20} \text{ keVsm}^{-3}$ . Das D<sup>3</sup>He-Plasma verlangt für

das Erreichen des Maximalwerts hingegen deutlich höhere Temperaturen im Bereich von 62 keV, woraus sich ein Fusionsprodukt von  $3,21 \cdot 10^{22} \text{ keVsm}^{-3}$  ergibt. Das heißt also:

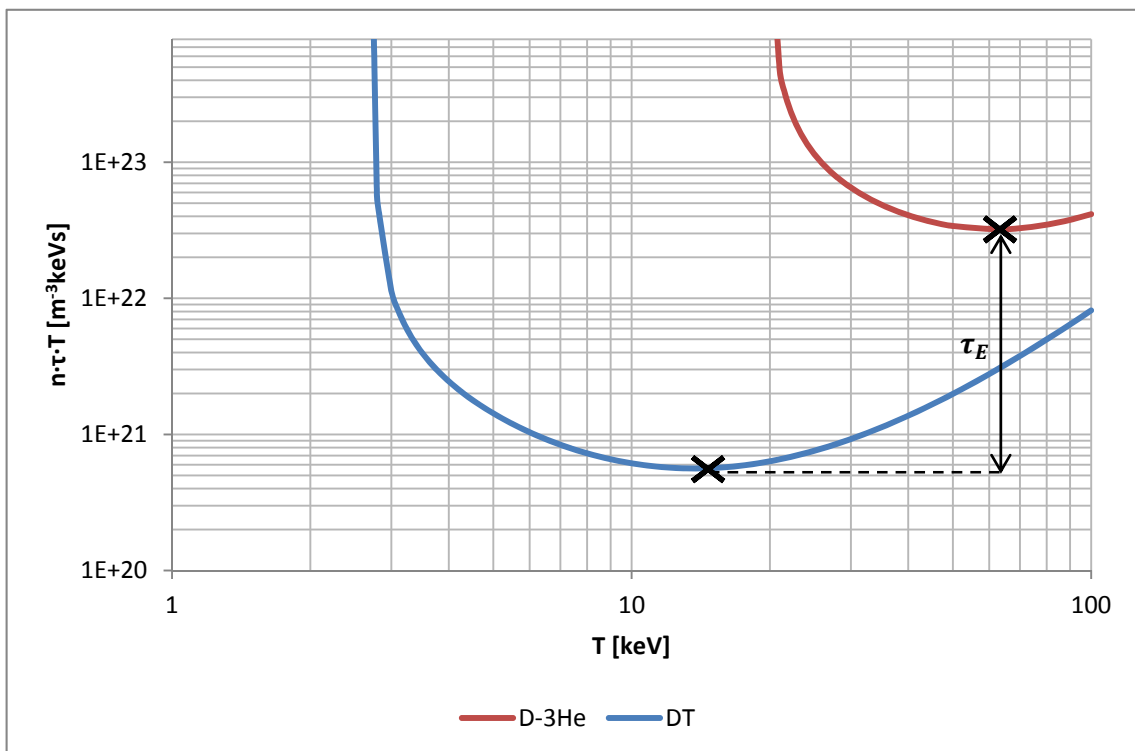
$$\frac{T_{D^3He}}{T_{DT}} \approx 4,43 \quad (86)$$

Da sich – bei konstantem  $\beta$  - Temperatur und Dichte umgekehrt proportional verhalten kann diese Relation weiterentwickelt werden:

$$n_{D^3He} \cdot T_{D^3He} = n_{DT} \cdot T_{DT} \quad (87)$$

$$\frac{n_{DT}}{n_{D^3He}} = \frac{T_{D^3He}}{T_{DT}} = \approx 4,43 \quad (88)$$

Das bedeutet, dass  $D^3He$ -Plasmen bei demselben Plasma- $\beta$  eine um den Faktor 4,43 niedrigere Elektronendichte besitzen.



**Abb. 18:** Tripelprodukt als Funktion der Plasmatemperatur für ein DT- und  $D^3He$ -Plasma.

Damit für das  $D^3He$ -Plasma nun ein höheres Tripelprodukt realisiert werden kann, gibt es prinzipiell drei Möglichkeiten:

Wenn  $n \cdot T$  bei beiden Plasmen im Minimum der Zündkurve – wegen der  $\beta$ -Beschränkung gleich ist, dann kann eine Erhöhung des Tripelprodukts zum einen durch eine höhere Energieeinschlusszeit  $\tau$  realisiert werden.

$$n \cdot T = p \quad (89)$$

$$p \cdot \tau = n \cdot T \cdot \tau \quad (90)$$

Mit  $n \cdot T \cdot \tau_{DT} = 5,62 \cdot 10^{20} \text{ keVsm}^{-3}$  und  $n \cdot T \cdot \tau_{D^3He} = 3,21 \cdot 10^{22} \text{ keVsm}^{-3}$  erhält man:

$$\tau_{D^3He} \sim 57 \cdot \tau_{DT}. \quad (91)$$

Das bedeutet, um annähernd gleiche Verhältnisse wie in einem DT-Plasma zu erreichen, muss die Energieeinschlusszeit in einem  $D^3\text{He}$ -Plasma um den Faktor 57 verbessert werden. Eine Verbesserung in diesem Maßstab liegt jedoch in einem Bereich, der technisch nicht realisierbar ist. Bereits kleine Verbesserungen von Energieeinschlusszeiten erfordern technisch hohe Anstrengungen. Eine andere Möglichkeit mit der das notwendige Tripelprodukt in einem  $D^3\text{He}$ -Plasma erreicht werden könnte, ist die Erhöhung des  $\beta$ -Werts. Allerdings sind auch hierfür derzeit keine physikalischen Konzepte bekannt, mit denen wesentliche Verbesserungen, zum derzeit bestehenden von 5 %, erreicht werden können. Eine weitere prinzipielle Option wäre die Erhöhung des Magnetfelds  $B$  in einem  $D^3\text{He}$ -Plasma. Hier mag die technologische Entwicklung in Zukunft weiteren Fortschritt bringen, aber insgesamt sind Verbesserungen bei der Energieeinschlusszeit  $\tau$ , beim Plasma- $\beta$  und beim externen Magnetfeld, die im Produkt einen Faktor 57 ergeben, heute als nicht realistisch abzuschätzen.

## 7. Problematik der Energieauskopplung und Verdünnungseffekte

Bei der DT-Reaktion verlässt der größte Anteil der erzeugten Fusionsenergie in Form von schnellen Neutronen das Plasma. Die Neutronen werden im Blanket abgefangen abgebremst, geben ihre kinetische Energie an das Kühlmedium ab und erbrüten aus dem im Blanket enthaltenen Lithium das Tritium für den weiteren Plasmabetrieb. Die  $\alpha$ -Teilchen, als geladene Fusionsreaktionsprodukte, verbleiben hingegen im Plasma, eingefangen durch den Magnetfeldkäfig. Dort übernehmen sie die Funktion der  $\alpha$ -Teilchenheizung.

Bei der  $D^3\text{He}$ -Reaktion treten in erster Linie nur geladene Reaktionsteilnehmer, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, auf. Neutronen werden lediglich in der Nebenreaktion  $D(d,n)^3\text{He}$  gebildet, deren Anzahl ist jedoch deutlich geringer als in der DT-Fusionsreaktion (vgl. Kapitel 4). Die Protonen,  $^3\text{He}$ -Ionen und  $\alpha$ -Teilchen werden aufgrund ihrer elektrischen Ladung gezwungen im Plasma zu verbleiben und können dort zur Energieauskopplung weiter genutzt werden.

Einerseits verbleibt somit die vollständige Energie der Reaktionsprodukte im Plasma und die Kontrolle über diese Teilchen ist wesentlich größer. Allerdings entstehen neue Probleme: Eine Energieauskopplung über geladene Teilchen aus einem magnetisch toroidal eingeschlossenen Plasma ist nicht möglich. Für die Energieauskopplung geladener Teilchen würden sich am besten lineare Einschlusskonzepte, wie z.B. sogenannte Spiegelmaschinen, eignen. Diese Konzepte werden aber wegen des schlechten Energie- und Teilcheneinschluss derzeit gar nicht mehr untersucht.

Weitere Probleme treten durch Verdünnungseffekte auf. Aufgrund der erhöhten Dichte der sich ansammelnden Fusionsprodukte wird – bei konstanter Gesamteilchendichte im Plasma - dieses auf Dauer verdünnt. Eine Verdünnung des Plasmas bedeutet, dass die Teilchendichten von Deuterium und  $^3\text{He}$  sinken. Das führt kontinuierlich zur Verringerung der Energieproduktion. Darüber hinaus können auch weitere Ionen (Verunreinigungen) das Plasma verdünnen und somit die Zündbedingung zunehmend erschweren und unter Umständen sogar unmöglich machen. Im Fall eines  $D^3\text{He}$ -Plasmas entsteht ein solcher Effekt bereits durch die  $\alpha$ -Teilchen und dort ist die Problematik der „Heliumasche“ gut quantifizierbar und auch experimentell umfassend untersucht worden. Für ein  $D^3\text{He}$ -Plasma, in dem sowohl die Protonen wie auch die  $\alpha$ -Teilchen im Plasma eingeschlossen werden und damit die eigentlichen Reaktionspartner Deuterium und  $^3\text{He}$  „verdünnen“, wird die Situation viel komplexer und eine quantitative Beschreibung dieses Problems würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war es zu überprüfen, ob sich die  $D^3He$ -Reaktion für die zukünftige Nutzung in Fusionsreaktoren eignet. Zu diesem Zweck wurden die grundlegenden Aspekte eines  $D^3He$ -Fusionsreaktors detailliert dargestellt. Die Untersuchungen haben dabei nicht nur die physikalischen Aspekte der  $D^3He$ -Fusionsreaktion wie die Neutronenemission, kernphysikalische Gegebenheiten, Beta-Wert-Betrachtungen und Möglichkeiten der Energieauskopplung berücksichtigt. Es wurden zusätzlich auch weiterführende Betrachtungen zu den Verfügbarkeiten und Extraktionsmöglichkeiten der notwendigen Rohstoffe, insbesondere der in Konkurrenz stehenden Brennstoffe Tritium und  $^3He$ , vorgenommen.

Die wichtigsten Ergebnisse können in den folgenden Punkten zusammengefasst werden:

1. Entgegen der oftmals sehr stark betonten Vermutung, dass es sich bei der Nutzung der  $D^3He$ -Reaktion um einen neutronenfreien Prozess handelt, zeigen Berechnungen des Faktors  $f_n$ , dass es in einem  $D^3He$ -Plasma durch die parasitär auftretende  $D(d,n)^3He$ -Reaktion ebenfalls zur Entstehung von Neutronen kommt. Dabei ist der Neutronenanteil in Bezug auf die Fusionsleistung für ein  $D^3He$ -Plasma jedoch deutlich kleiner als der Neutronenanteil in einem DT-Plasma. Damit verliert die Fusion ihren wertgeschätzten „aneutronischen“ Charakter.
2. Weitere Berechnungen führten zu der Erkenntnis, dass die größten Fusionsleistungen in einem  $D^3He$ -Plasma bei einem  $D^3He$ -Mischungsverhältnis von 67:33 erreicht werden können.
3. Bevor  $D^3He$ -Fusionskraftwerke in Betrieb gehen könnten, müsste erst einmal  $^3He$  in ausreichenden Mengen zur Verfügung stehen. Der Rohstoff  $^3He$  ist auf der Erde allerdings nur in Spuren zu finden. Große  $^3He$ -Vorkommen konnten lediglich im interstellaren Raum (Jupiteratmosphäre, Regolith des Mondes) festgestellt werden. Aufgrund der großen Transportwege, den vorherrschenden Bedingungen und zahlreicher ungelöster Fragen im technologischen Bereich, erscheint die Vorstellung vom Regolith-Abbau auf dem Mond zum jetzigen Zeitpunkt unvorstellbar und Ideen wie ein Aufzug in den Weltraum ziemlich realitätsfremd. Diese Probleme gibt es bei der Deuterium-Tritium-Fusion nicht. Deuterium kommt auf der Erde auf natürliche Weise in großen Mengen vor. Tritium kann problemlos aus Lithium extrahiert werden. Die Verfügbarkeit dieser Rohstoffe wäre weitestgehend gesichert.
4. Ebenfalls konnte festgestellt werden, dass die Kernphysik der  $D^3He$ -Reaktion weniger günstig ist als im Vergleichsprozess: Zwar besitzt die Reaktion mit



18,35 MeV eine größere Wärmetönung als die DT-Reaktion mit 17,59 MeV, jedoch ist die Coulomb-Abstoßung der beteiligten Kerne wesentlich größer als in der DT-Reaktion. Die Temperatur, die notwendig ist um ein leistungsproduzierendes Plasma zu zünden müsse dementsprechend deutlich höher liegen, was mit derzeitigen Technologien nur schwer machbar ist.

5.  $D^3He$ -Plasmen erfordern außerdem bei konstantem Beta viel höhere Einschusszeiten oder Magnetfelder, was technisch ebenfalls nur schwer realisierbar ist. Eine starke Erhöhung von Beta dürfte außerdem an den Stabilitätsgrenzen scheitern.
6. Des Weiteren entstehen in einem  $D^3He$ -Plasma überwiegend geladene Reaktionsprodukte (p,  $^4He$ ), die im Plasma eingeschlossen bleiben und dort weiter zur Energieerzeugung genutzt werden können. Daraus ergeben sich jedoch die Nachteile, dass eine Energieauskopplung über geladene Teilchen aus einem magnetisch toroidal eingeschlossenen Plasma unmöglich ist und die eingeschlossenen, geladenen Fusionsreaktionsprodukte außerdem das Plasma verdünnen und damit kontinuierlich die Energieproduktion verringern.

Es kann festgestellt werden, dass die Frage, ob sich die  $D^3He$ -Reaktion zur kommerziellen Energieerzeugung eignet, differenziert beantwortet werden muss. Einerseits hat die Reaktion Vorteile gegenüber der DT-Fusion. Jedoch ergeben sich aus vielen positiven Aspekten neue technologische Probleme, für die wiederum erst eine Lösung gefunden werden muss. Mit dem letztlich nur bedingt realisierbaren „aneutronischen“ Charakter geht zudem ein entscheidender Vorzug verloren, sodass letztlich die negativen Aspekte Oberhand gewinnen. Diesbezüglich erscheint die Möglichkeit der Energieerzeugung durch die  $D^3He$ -Fusionsreaktion zum derzeitigen Stand mit eindeutig zu großen Anstrengungen verbunden und noch weit entfernt.

Jedoch besteht noch generell enormer Forschungs- und Entwicklungsbedarf zur technischen Realisierbarkeit von stromerzeugenden Fusionsreaktoren, insbesondere beim Verständnis grundlegender Mechanismen, daher kann die Fusion zwischen Deuterium und  $^3He$  als mögliche langfristige Option nicht vollkommen ausgeschlossen werden. Für die erste Generation der Fusionsreaktoren wäre die Nutzung der DT-Reaktion, so wie es auch in ITER umgesetzt werden soll, am sinnvollsten. Dieses Konzept der DT-Fusion ist am weitesten entwickelt und die Brennstoffe weitestgehend verfügbar. Wenn man es geschafft hat, die DT-Fusionskraftwerke zu kommerzialisieren, könnte man den Schritt wagen und der Frage nach dem lunaren  $^3He$ -Abbau nachgehen. Womöglich existieren zum gegebenen Zeitpunkt bereits Technologien und Erkenntnisse, die diese Vorhaben erleichtern, sodass Kernfusionsreaktoren der zweiten Generation Variationen in ihrer Plasmanutzung aufzeigen und auch Reaktoren mit  $D^3He$ -Plasma ans Netz gehen könnten. Um noch

einmal auf Schätzings „Limit“ zurückzukehren, ist die Vorstellung, dass Verfahren zum lunaren  $^3\text{He}$ -Abbau bereits im Jahr 2025 realisierbar sind und dass  $\text{D}^3\text{He}$ -Fusionsreaktoren bereits routinemäßig betrieben werden, reinste Utopie.

## Literaturverzeichnis

- [1] Helmholtz Gemeinschaft: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Forschungszentrum Jülich GmbH, Kernfusion, Broschüre, ISBN 0750305592, 2006
- [2] A. Ganczarczyk, Physikalische Grundlagen der Energieumwandlung - Thema: Kernspaltung, Vorlesungsskript, Universität Duisburg-Essen, 2005, [http://www.uni-due.de/fb8/fbphysik/Hauptseminar/WS0506/Ausarbeitung\\_Kernspaltung.pdf](http://www.uni-due.de/fb8/fbphysik/Hauptseminar/WS0506/Ausarbeitung_Kernspaltung.pdf), abgerufen 12.06.2012
- [3] H.-S. Bosch, G.M. Hale, Improved Formulas for Fusion Cross-Sections and Thermal Reactivities, *Nuclear Fusion*, **32**, (1992), S. 611
- [4] H.-S. Bosch, Die Physik der Alpha-Teilchen in einem Fusionsreaktor mit Deuterium-Tritium-Plasma, Habilitation TU Berlin, 2000, IPP-Report 1/325
- [5] M. Odenwald, Raumfahrtvisionen, Energielieferant der Zukunft: Helium-3 vom Mond, In: Focus Online, vom 05. Oktober 2009
- [6] F. Schätzing, Limit, Kiepenheuer & Witsch, Köln, 2009
- [7] G. A. Emmert, L. El-Guebaly, R. Klingelhöfer, G. L. Kulcinski, J. F. Santarius, et al., Possibilities for Breakeven and Ignition of D-<sup>3</sup>He Fusion Fuel in a Near Term Tokamak, Technical Report, KfK-4433, Karlsruhe, 1988
- [8] U. Schumacher, Fusionsforschung – Eine Einführung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993
- [9] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Synthesis of the Elements in Stars, *Review of Modern Physics*, **29**, (1957), S. 547
- [10] J. Gribbin, The Birth of Time - How Astronomers Measure the Age of the Universe, Yale University Press, 2001
- [11] D. D. Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, McGraw-Hill, New York, 1968
- [12] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, et al., Teilchen und Kerne – Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Trossingen 2006
- [13] C. F. Weizsäcker, Über Elementumwandlungen im Innern der Sterne, *Physikalische Zeitschrift* **39**, (1938), S. 633
- [14] H. A. Bethe, Energy Production in Stars, *Physical Review* **55**, (1939), S. 434
- [15] U. Haas, Physik für Mediziner und Pharmazeuten, Stuttgart, 2002

- [16] W. Salzmann, Entstehung und Lebensweg von Sternen, Köln, 2008
- [17] F. Wagner, I. Kirchmann, R. G. Patzer, Möglichkeiten der Energieversorgung aus der Kernfusion, Bochum, 2000
- [18] G. Gamow, Zur Quantentheorie des Atomkerne, Zeitschrift für Physik **51**, (1928), S. 204
- [19] P. Laube, A. L. Hartmann, S. Strack, Halbleitertechnologie von A bis Z – Plasma, der 4. Aggregatzustand, 2002
- [20] R. J. Goldston, P. H. Rutherford, T. Striker: Plasmaphysik - Eine Einführung, Vieweg, Wiesbaden, 1998
- [21] M. Kaufmann, Plasmaphysik und Fusionsforschung, B.G. Teubner, Bochum, 2009
- [22] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, WILEY-VCH, 2005
- [23] I. Langmuir, Oscillations in Ionized Gases, In: Proceedings of the National Academy of Science, 14, (1928), S. 627
- [24] T. Ferbel, A. Das, L. Hübschmann, J. Rosenkranz, Kern- und Teilchenphysik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1995
- [25] H. Machner, Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik, WILEY-VCH, Weinheim, 2005
- [26] P. W. Atkins, A. Höpfner, Physikalische Chemie, VCH-Verlagsgesellschaft, 6. Auflage, WILEY-VCH, Weinheim, 1999
- [27] A. von Keudell, Einführung in die Plasmaphysik, Vorlesungsskript, Ruhr-Universität Bochum, 22 2006, <http://reaktiveplasmen.rub.de/files/skripten/skriptPP.pdf>, abgerufen 14.07.2012
- [28] H. Czichos, M. Hennecke, A. Rauermann, H. M. Hauschner, Das Ingenieurwissen, Springer-Verlag, Berlin, 2007
- [29] M. Schaupp, Die gesellschaftliche Auseinandersetzung mit Kernfusion - eine neue Form der Energiegewinnung, Broschüre, ISBN 978-3-640-85636-7, GRIN, 2003
- [30] W. M. Stacey, Fusion - An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion, Wiley-VCH, Atlanta, 2005
- [31] K. Strauß, Kraftwerkstechnik: Zur Nutzung fossiler, nuklearer und regenerativer Energiequellen, Springer-Verlag, Berlin, 2006
- [32] K. Steffen, Kernfusion als Alternative zu fossiler und uranbasierter Energieumwandlung, Broschüre, ISBN 978-3-656-20220-2, GRIN, 2011

- [33] J.D. Lawson, Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor, Proc. of the Physical Society 70, (1967), S. 6
- [34] M. Keilhacker, A. Gibson, P. Lomas, P. Thomas, M. Watkins, et al., High Fusion Performance From Deuterium-Tritium Plasmas in JET, Nuclear Fusion, **39**, (1998), S. 209
- [35] E. N. Shaw.: Europe's Experiment in Fusion, the JET Undertaking, Amsterdam, 1990
- [36] The ITER Organization, Homepage, (2012), <http://www.iter.org/>, abgerufen 18.07.2012
- [37] K. Lackner, Der nächste Schritt zum Fusionskraftwerk, Spektrum der Wissenschaft **6**, (2000), S. 86
- [38] Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP), Kernfusion – Berichte aus der Forschung, Bericht, (2002), S. 22,  
<http://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/publikationen/pdf/berichte.pdf>, abgerufen am 01.07.2012
- [39] H. Römpp, J. Falbe, M. Regitz, Römpp-Chemie (C-F), Thieme, Stuttgart, 1973
- [40] J. McBrewster, A. F. Vandome, F. P. Miller, C. E. Murphy, Deuterium, Saarbrücken, 2009
- [41] E. H. Hardy, A. Zygar, M. D. Zeidler, M. Holz, F. D. Sacher, Isotope effect on the translational and rotational motion in liquid water and ammonia, The Journal of Chemical Physics **114**, (2001), S. 317
- [42] H. G. Hirschberg, Verfahrenstechnik und Anlagenbau, Chemie, Technik und Wirtschaftlichkeit, Springer-Verlag, Berlin, 1999
- [43] K. McGuire, P. Alling, D. Ernst, H. Anderson, M. Kalish, et al., Review of D-T Results from TFTR, Phys. Plasmas, **2** (1995), S. 2176
- [44] H. Römpp, J. Falbe, M. Regitz, Römpp-Chemie (R-U), Thieme, Stuttgart, 1973
- [45] G. Baumgärtel, H. R. Ihle, R. Kraemer, R. D. Penzhorn, Vorkommen, Herstellung und Verwendung von Tritium, Bericht, (1992), S. 26
- [46] A. Fiege, Tritium, Technical Report, KfK-5055, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Juli 1992
- [47] M. Eisenbud, B. Bennett, R. E. Blanco, E. L. Compere, E. Goldberg, et. al., Tritium in the Environment, NCRP Report 62, 1979
- [48] S. Kaufmann, W. F. Libby, The Natural Distribution of Tritium, American Physical Society Journal, **93**, (1954), S. 133

- [49] R. D. Penzhorn, J. Anderson, R. Haange, B. Hircq, A. Meikle, et. al., Technology and Component Development for a Closed Tritium Cycle, Luxemburg, 1991
- [50] N. N. Greenwood, A. Earnsha, Chemie der Elemente, Wiley-VHC, Weinheim, 1988
- [51] H. H. Binder, Lexikon der chemischen Elemente – Periodensystem in Fakten, Zahlen und Daten, Hirzel-Verlag, Stuttgart, 1999
- [52] M. Binnewies, Allgemeine und Anorganische Chemie, Spektrum-Verlag, Heidelberg, 2004
- [53] M. E. Wieser, T. B. Coplen, Atomic Weights of the Elements, IUPAC Technical Report **83**, S. 359-396, 2009
- [54] M. Oliphant, P. Harteck, E. Ruhterford, Transmutation Effects Observed with Heavy Hydrogen, Phys Rev **53**, (1934), S. 711
- [55] J. McBrewster, A. F. Vandome, F. P. Miller, C. E. Murphy, Isotopes of Helium, Saarbrücken, 2009
- [56] G. N. Zastenker, Isotopic Composition and Abundance of Interstellar Neutral Helium Based On Direct Measurements, in: Internetchemie Helium-Isotope, 2002, <http://www.internetchemie.info/chemiewiki/index.php?title=Helium-Isotope>, abgerufen am 22.07.2012
- [57] G.H. Miley,  $^3\text{He}$  Sources for  $\text{D}^3\text{He}$  Fusion Power, Nuclear Instruments and methods, **A271**, (1988), S.197
- [58] L. J. Wittenberg, Präsentation, Non – Lunar  $^3\text{He}$  Resources, University of Wisconsin, 1993, <http://fti.neep.wisc.edu/pdf/fdm967.pdf>, abgerufen 12.07.2012
- [59] R. Scharf, Helium-3-Krise abgewendet, Physik Journal **10**, (2011), S. 13
- [60] H. H. Schmitt, G.L. Kulcinski, J.P Blanchard, S. M. Sanders, Fusion Power from Lunar Resources, University of Wisconsin, 1991, <http://fti.neep.wisc.edu/pdf/fdm826.pdf>, abgerufen 09.07.2012
- [61] G.L. Kulcinski, J. P. Blanchard, H.Y. Kather, C.W. Maynard, L. J. Wittenberg, et. al., Apollo-L3, An Advanced Fuel Fusion Power Reactor Utilizing Direct And Thermal Energy Conversion, University of Wisconsin, Fusion Technology, 19, (1991), S. 791
- [62] M. Boden, Helium-3 – Mythos oder Chance?, Deutsche Raumfahrt Gesellschaft, 2001, <http://www.drg-gss.org/typo3/html/index.php?id=49>, abgerufen 26.05.2012
- [63] Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie, Pressemitteilung, Entwicklung des Energieverbrauchs in 2010, <http://www.bmwi.de/DE/Presse/pressemitteilungen,did=374818.html>, abgerufen 10.07.2012

- [64] A. Weigert, H. J. Wendker, L. Wiskotzki, *Astronomie und Astrophysik – Ein Grundkurs*, Wiley-VCH, Potsdam, 2005
- [65] G.L. Kulcinski, H. H. Schmitt, The Moon: An Abundant Source of the Clean and Safe Fusion Fuel for the 21<sup>st</sup> Century, *Fusion Technology*, **20**, (1992), S. 3
- [66] G.L. Kulcinski, H. H. Schmitt, Fusion Power from Lunar Resources, *Fusion Technology*, **21**, (1992), S. 2221
- [67] L.J. Wittenberg, E. N. Cameron, H. L. Kulchinski, S. H. Ott, J. F. Santarius, et al., A Review of <sup>3</sup>He Resources and Acquisition for Use as Fusion Fuel, *Fusion Technology*, **21**, (1992), S. 2230
- [68] R. Dux, T. Maxert, Vorlesungsskript, *Plasmaphysik und Fusionsforschung - Teil II: Fusionsforschung*, Universität Augsburg, 2002, URL: <http://www.physik.uni-augsburg.de/epp/lehre/ppff2.pdf>, abgerufen 02.07.2012
- [69] J. Wesson, D. J. Campbell, J. W. Connor, *Tokamaks*, International Series of Monographs on Physics, University of Oxford, 2004
- [70] A. Hood, F. Bunnenberg, *The Plasma Beta – Magnetohydrostatic Equilibria*, London, 2000
- [71] P. Stott, The feasibility of using D<sup>3</sup>He and DD fusion fuels, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, *Plasma Physics Controlled Fusion*, **47**, (2005), S. 1305
- [72] J. L. Bromberg, *Science, Politics and Invention of a New Energy Source*, Baskerville, 1985