

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

ENERGIE DURCH KERNFUSION

Physikalische Grundlagen, Energiereserven,
Stand der Plasmaphysik, Reaktorentwürfe,
Schlüsselprobleme, Kostenaspekte, Sicher-
heit und Umweltbeeinträchtigungen.

R. Bünde
W. Dänner
H. Herold
J. Raeder

IPP 4/147

Dezember 1976

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Physikalische Grundlagen, Energie-
reserven, Stand der Plasmaphysik,
Reaktorentwürfe, Schlüsselprobleme,
Kostenaspekte, Sicherheit und
Umweltbeeinträchtigungen.

R. Bünde
W. Dänner
H. Herold
J. Raeder

Dezember 1976

Abstract

This report reviews the state of knowledge in a number of fields of fusion research. The time horizon of the study is up to autumn 1976.

Section 1 gives a very brief presentation of the elementary fusion reactions, the energies delivered by them and the most basic energy balances leading to Lawson-type diagrams.

Section 2 outlines the reserves and cost of lithium and deuterium, gives estimates of the total energy available from DT fusion and comments on production technology, availability and handling of the fuels.

In section 3 a survey is given of the different concepts of magnetic confinement (stellarators, tokamaks, toroidal pinches, mirror machines, two-component plasmas), of confinement by walls, gas blankets and imploding liners and, finally, of the concepts of inertial confinement (laser fusion, beam fusion).

The reactors designed or outlined on the basis of the tokamak, high- β , mirror, and laser fusion concepts are presented in section 4, which is followed in section 5 by a discussion of the key problems of fusion power plants.

The present-day knowledge of the cost structure of fusion power plants and the sensitivity of this structure with respect to the physical and technical assumptions made is analysed in section 6.

Sections 7 and 8 treat the aspects of safety and environment. The problems discussed include the hazard potentials of different designs (radiological, toxicological, and with respect to stored energies), release of radioactivity, possible kinds of malfunctioning, and the environmental impact of waste heat, radiation and radioactive waste.

I N H A L T

1.	Physikalische Grundlagen	1
1.1	Fusionsreaktionen	1
1.2	Freisetzbare Leistungen	4
1.3	Energieverluste aus dem Fusionsplasma und grundlegende Energiebilanzen	7
2.	Verfügbarkeit der durch Fusion freisetzbaren Energie	13
2.1	Freisetzbare spezifische Energie der Brennstoffe	13
2.2	Mengen und Kosten der insgesamt freisetz- baren Energie	16
2.2.1	Lithium-Reserven und -Kosten	16
2.2.2	Deuterium-Reserven und -Kosten	17
2.2.3	Freisetzbare Energiemengen	18
2.2.4	Spezifische Brennstoffkosten	19
2.3	Sicherheit der Brennstoffversorgung	20
3.	Einschlußkonzepte	23
3.1	Magnetischer Einschluß	23
3.1.1	Tokamak und Stellarator	28
3.1.2	Zweikomponenten-Plasma	42
3.1.3	Hoch- β -Anordnungen (toroidale Pinche)	43
3.1.4	Spiegelmaschinen	49
3.2	Wandeinschluß und Gasblanket	51
3.3	Implodierende Liner	53
3.4	Trägheitseinschluß (Laser-Fusion, Elektronenstrahl-Fusion)	54
3.5	Zusammenfassung	59
4.	Reaktorentwürfe	62
4.1	Tokamak- und Stellaratorreaktoren	63
4.2	Hoch- β -Reaktoren	68
4.2.1	Thetapinch-Reaktor	68
4.2.2	Reverse Field Pinch Reaktor	70

4.3	Spiegelmaschinenreaktor	70
4.4	Reaktor mit Trägheitseinschluß	72
5.	Schlüsselprobleme der Reaktorkonzepte	75
5.1	Systemspezifische Probleme	75
5.1.1	Tokamak	75
5.1.2	Theta-Pinch (Hoch-Beta-Stellarator)	80
5.1.3	Reverse Field Pinch	82
5.1.4	Spiegelmaschinen	82
5.1.5	Laser-Fusion	83
5.2	Energiebilanzen	84
5.3	Strahlenschäden und erste Wand	88
6.	Kostenaspekte	90
6.1	Vorbemerkung	90
6.2	Mögliche Kostenstruktur eines Fusion- kraftwerkes	91
6.3	Empfindlichkeit der Kostenstruktur	96
7.	Sicherheitsaspekte	101
7.1	Gefährdungspotential	102
7.1.1	Tritium	102
7.1.2	Neutronen-induzierte Radio- aktivität: Inventar und Gefährdungs- potential	107
7.1.2.1	Niob und Nioblegierungen	108
7.1.2.2	Edelstähle und Nickelbasis- Legierungen	114
7.1.2.3	Vanadium und Vanadiumlegierungen	118
7.1.2.4	Aluminium-Werkstoffe	123
7.1.2.5	Brutmaterial-Aktivierung	125
7.1.2.6	Aktivierung von Spulenmaterial	125
7.1.2.7	Vergleich von Aktivitätsinventar und Gefährdungspotential während des Betriebes und nach Abschaltung	126
7.1.3	Toxische Materialien	132

7.1.4	Gespeicherte Energien	133
7.1.4.1	Plasmaenergie	135
7.1.4.2	Magnetfeldenergie und Energiespeicher	135
7.1.4.3	Energie des flüssigen Heliums	137
7.1.4.4	Energieinhalt von flüssigem Lithium	137
7.1.4.5	Nachwärmeleistung	138
7.2	Freisetzung und Belastung im Normalbetrieb	143
7.2.1	Direkte Strahlung vom Reaktor	143
7.2.2	Tritium-Verluste	144
7.2.3	Transport fester radioaktiver Materialien	146
7.3	Störfälle	148
7.3.1	Möglichkeiten zur Freisetzung von Tritium	148
7.3.1.1	Größere Tritium-Leckagen	150
7.3.1.2	Rohrbrüche	150
7.3.2	Möglichkeiten zur Freisetzung fester radioaktiver Stoffe	154
7.3.2.1	Einwirkung der Plasmaenergie	154
7.3.2.2	Einwirkung der Nachwärme	155
7.3.3	Unkontrollierte Freisetzung von Energie	156
7.3.3.1	Magnetfeldenergie	156
7.3.3.2	Chemische Energie des Kühlmittels	158
7.3.4	Der "Größte Anzunehmende Unfall" (GAU)	159
8.	Umweltbeeinträchtigungen	161
8.1	Thermische Belastung	161
8.2	Radiologische Belastung	162

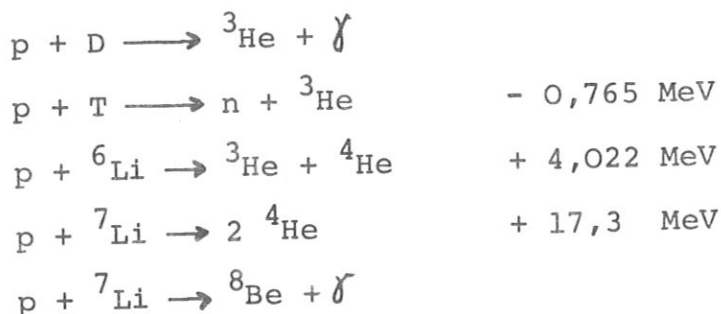
8.2.1	Belastung im Normalbetrieb	162
8.2.2	Belastung bei Störfällen	163
8.3	Radioaktive Abfälle	165
	Literatur	167

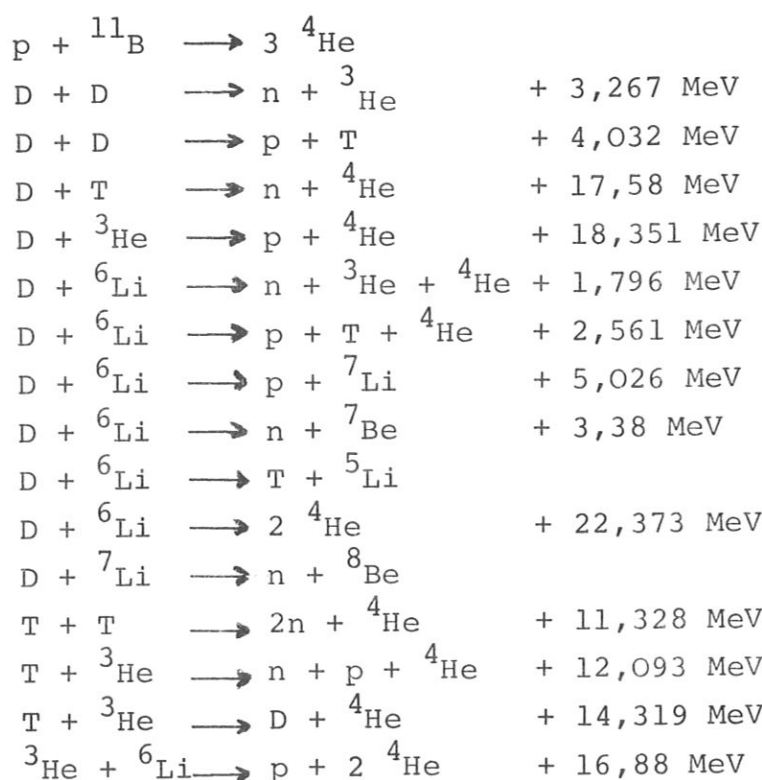
1. Physikalische Grundlagen

1.1 Fusionsreaktionen

Wenn zwei Atomkerne mit hoher Energie aufeinander zufliegen, wird mit abnehmendem Abstand der Kerne voneinander die abstoßende Coulombkraft zunehmend wirksam. Im allgemeinen führt sie zu einer elastischen Streuung der beiden Kerne aneinander. Bei hoher Relativgeschwindigkeit und niedriger Ordnungszahl der Kerne besteht jedoch eine meßbare Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich die beiden Kerne aufgrund des Tunneleffektes einander so stark nähern, daß sie in den Wirkungsbereich der anziehenden Kernkräfte gelangen. Dort wiederum besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich die Nukleonen der beiden Kerne umgruppieren und auf diese Weise andere Kerne bilden, deren Gesamtmasse im allgemeinen geringer ist als diejenige der ursprünglichen Kerne. Das Äquivalent der Massendifferenz (der sog. Massendefekt) wird als kinetische Energie der Reaktionsprodukte frei. Den beschriebenen Vorgang nennt man Kernfusion; die freigesetzte Energie macht den Prozeß für die Energieversorgung interessant.

Im folgenden sind einige Fusionsreaktionen zusammengestellt:





Die Wahrscheinlichkeit eines Fusionsstoßes wird durch den Wirkungsquerschnitt σ_f für den Prozeß beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt σ_f ist im allgemeinen eine Funktion der im Schwerpunktsystem der beiden Stoßpartner gemessenen kinetischen Energie E_k^S . Abb.1.1 zeigt σ_f nach [1.1] als Funktion von E_k^S für einige wichtige Fusionsreaktionen. Man sieht, daß die D-T-Reaktion



von allen Reaktionen den größten maximalen Wirkungsquerschnitt besitzt und gleichzeitig die geringste Energie der Stoßpartner erfordert. Diesen Eigenschaften entsprechen bei Anwendung dieser Reaktion in einem thermischen Fusionsreaktor die größte Leistungsdichte und die geringste notwendige Brenntemperatur. Im folgenden werden wir uns deshalb ausschließlich mit der D-T-Reaktion befassen.

Das für die Reaktion erforderliche Tritium kann durch die beiden Reaktionen

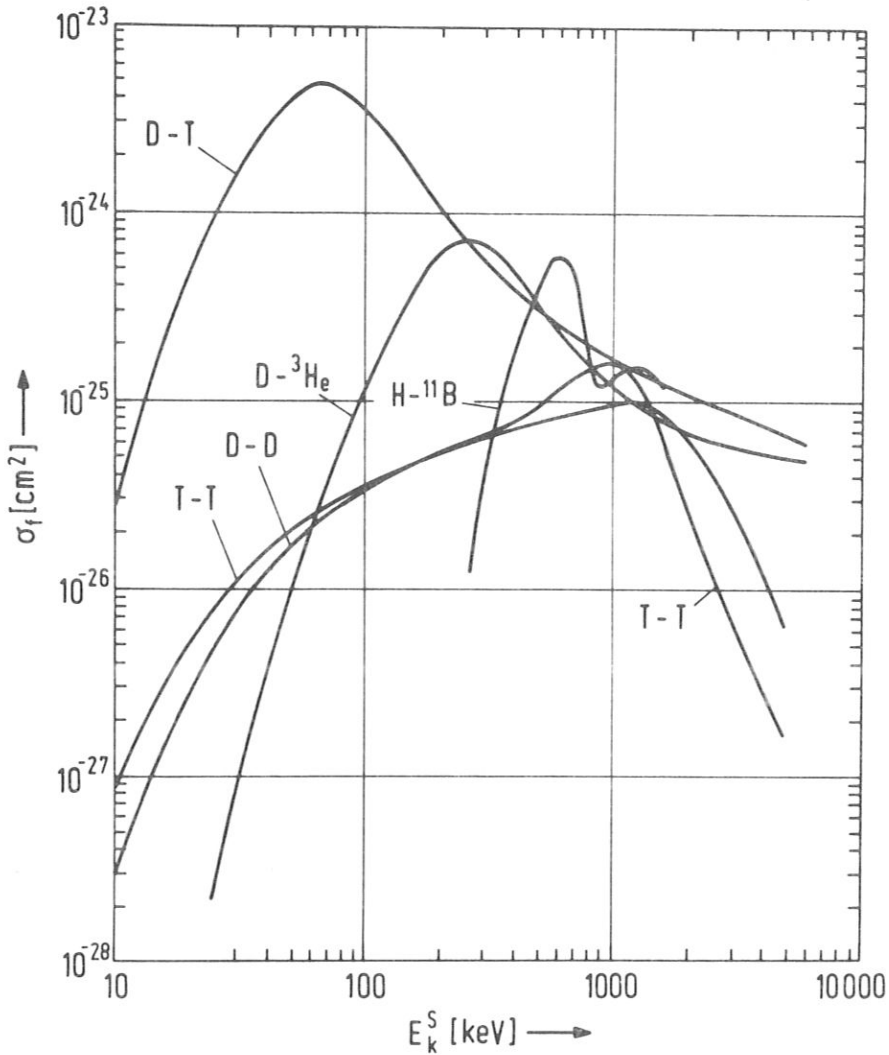
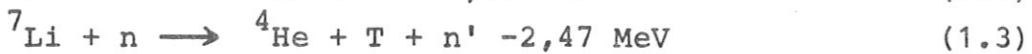


Abb. 1.1 Wirkungsquerschnitte für Fusionsreaktionen als Funktion der kinetischen Energie der Stoßpartner im Schwerpunktsystem



mit Hilfe der Neutronen aus der D-T-Reaktion (1.1) in einem Li-"Blanket", das den Reaktionsraum umschließt, gewonnen werden.

Wie schon erwähnt, treten elastische Stöße (sog. "Coulombstöße") viel häufiger auf als Fusionsstöße. Abb. 1.2 demonstriert diese Tatsache anhand der Wirkungsquerschnitte σ_f und $Q_{DT}^{(1)}$ (Coulombquerschnitt für Impulsaustausch zwischen einfach geladenen Teilchen). Danach kommt selbst bei einer Energie $E_k^S \approx 100 \text{ keV}$ nur etwa eine Fusionsreaktion

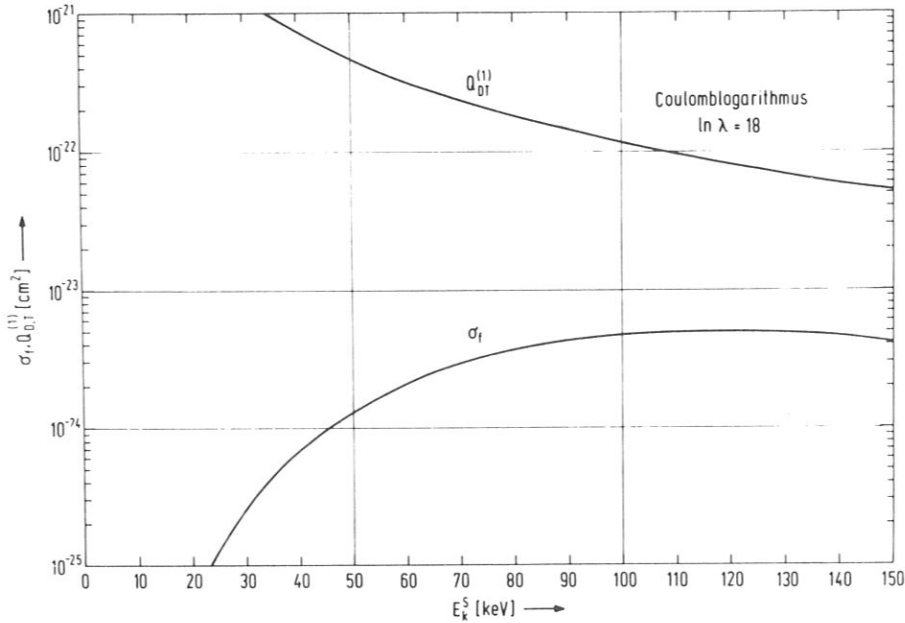


Abb. 1.2 Vergleich des Coulombstoßquerschnitts mit dem Fusionsquerschnitt für D-T (siehe Text)

auf 100 elastische Zusammenstöße. Es ist deshalb offensichtlich, daß man in einem Reaktor ein Gemisch von D- und T-Atomen so lange einschließen muß, bis auch die Zahl der Fusionsstöße merkliche Werte annimmt. Außerdem ist es notwendig, den Teilchen eine große kinetische Energie zu geben. Wegen der vielen elastischen Zusammenstöße wird diese Energie thermalisiert, d.h. das Gasgemisch nimmt eine Temperatur an. Entsprechend den großen notwendigen Stoßenergien ist auch diese Temperatur hoch (typisch etwa $1,7 \cdot 10^8 \text{ K} = 15 \text{ keV}$ für die D-T-Reaktion). Bei einer solch hohen Temperatur sind die D- und T-Atome vollständig ionisiert; wir sprechen deshalb von einem "Fusionsplasma".

1.2 Freisetzbare Leistungen

In einem thermischen D-T-Fusionsplasma ist die Reaktionsrate durch

$$R_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle \quad (1.4)$$

gegeben (R_{DT} = Anzahl der Reaktionen pro Volumen- und

Zeiteinheit, $n_D, n_T =$ Teilchendichten). Der "Reaktionsparameter" $\langle \sigma v \rangle$ entsteht durch Multiplikation des Stoßquerschnittes $\sigma = \sigma_f$ nach Abb. 1.1 mit der Relativgeschwindigkeit $v = v_r$ der Stoßpartner und Mittelung über die Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten v_r . Das auf diese Weise ermittelte $\langle \sigma v \rangle$ ist eine Funktion der Temperatur, die in der Fusionsphysik üblicherweise wie die Teilchenenergie in keV gemessen wird ($1 \text{ keV} \hat{=} 1,16 \cdot 10^7 \text{ K}$). Abb. 1.3 zeigt $\langle \sigma v \rangle$. Man sieht, daß der Reaktionsparameter für die D-T-Reaktion ein Maximum bei etwa $70 \text{ keV} = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$ durchläuft.

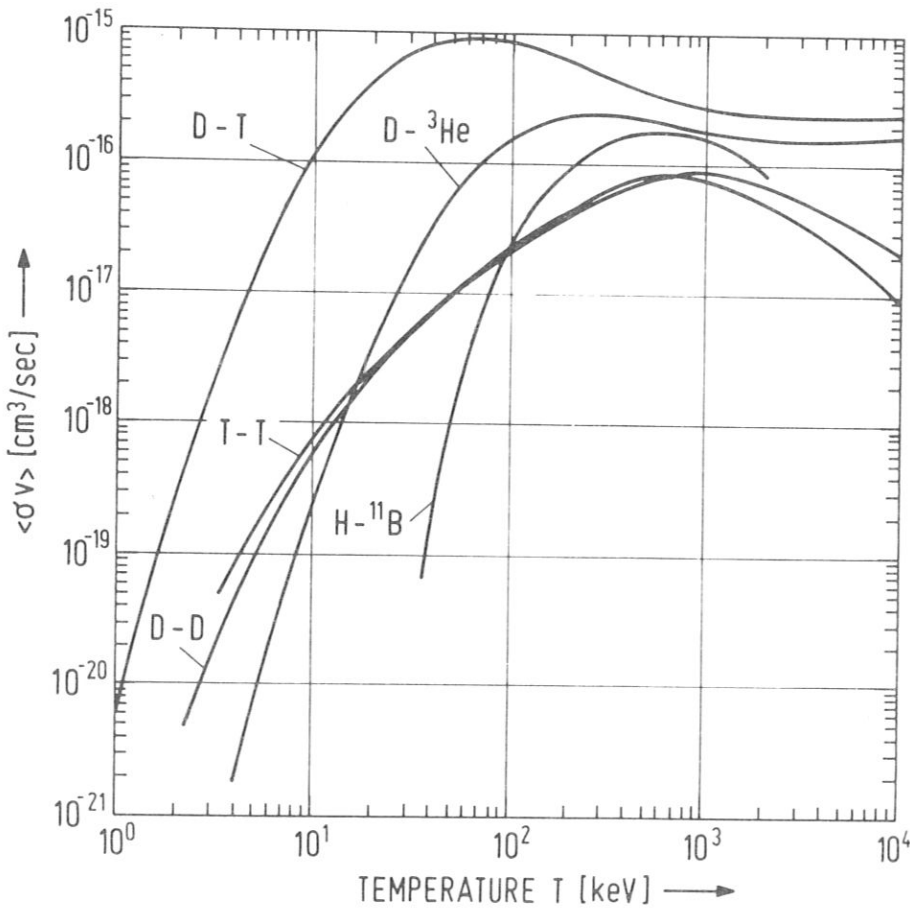


Abb. 1.3 Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ für Fusionsreaktionen in Abhängigkeit von der Plasmatemperatur

Die pro Volumeneinheit freigesetzte Leistung p erhält man durch Multiplikation von R_{DT} nach (1.4) mit der durch eine Reaktion freigesetzten Energie E_f ($E_f = 17,58 \text{ MeV} = 2,186 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ bei der D-T-Reaktion):

$$p = n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_f. \quad (1.5)$$

Bei einem magnetisch eingeschlossenen Plasma ist der Quotient β aus dem Plasmadruck $2nkT$ und dem Druck $B^2/2\mu_0$ des von außen angelegten Magnetfeldes B durch Gleichgewichts- und Stabilitätsbedingungen begrenzt.

Für festgehaltenes β sind also die Maximalwerte von n_D und n_T proportional zu $1/T$. Zusammen mit Gl. (1.5) ergibt sich daraus für die Leistungsdichte p :

$$p \sim \langle \sigma v \rangle / T^2. \quad (1.6)$$

Der Zusammenhang (1.6) ist in Abb. 1.4 aufgetragen. Die Werte von p sind auf den Maximalwert normiert, der bei $T = 15 \text{ keV} = 1,74 \cdot 10^7 \text{ K}$ liegt. Auch abhängig vom Mischungsverhältnis durchläuft p ein Maximum, das bei $n_D = n_T = n/2$ liegt ($n =$ Gesamtdichte der Wasserstoffionen).

Man erhält also:

$$P_{\max} = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle E_f. \quad (1.7)$$

Dabei ist auch zu beachten, daß mit wachsenden Werten von n und T auch das zum Einschluß notwendige Magnetfeld anwächst. Mit $E_f = 17,58 \text{ MeV}$ erhält man aus Gl. (1.7) folgende Zahlenwertgleichung (für $T = 15 \text{ keV}$):

$$P_{\max} = 1,869 \cdot \left(\frac{n}{10^{14}} \right)^2 [\text{W/cm}^3]$$

(n in cm^{-3}).

Die Summe der Leistungsdichten der beiden DD-Reaktionen (s. S. 2) verläuft mit der Temperatur ähnlich wie p_{DT} nach Gl. (1.6), das Maximum (wieder bei $T \approx 15 \text{ keV}$) ist aber etwa um den Faktor 100 niedriger.

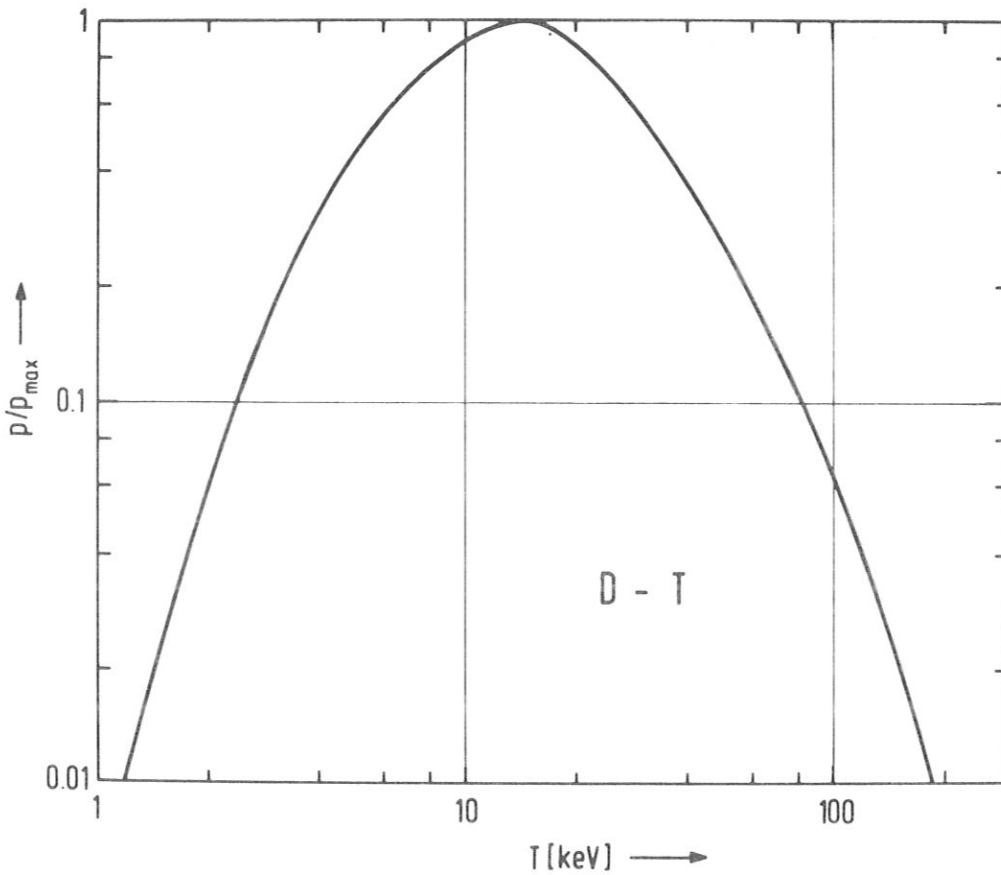


Abb. 1.4 Normierte Fusionsleistungsdichte bei Druckbegrenzung für D-T-Plasmen

1.3 Energieverluste aus dem Fusionsplasma und grundlegende Energiebilanzen

Ein Plasma verliert immer Energie an seine Umgebung. Die wesentlichsten Verluste sind die Strahlungsverluste p_{rad} und die Verluste p_{d} durch Diffusion und Wärmeleitung.

Die Strahlungsverluste p_{rad} des magnetisch eingeschlossenen Fusionsplasmas ohne Verunreinigungen bestehen aus den Bremsstrahlungsverlusten p_{brems} und den Zyklotronstrahlungsverlusten p_{zykl} . Letztere spielen erst bei sehr hohen Temperaturen und bei sehr großen Magnetfeldern eine wesentliche Rolle. Ist das Plasma durch Ionen höherer Kernladungszahl (z.B. vom Wandmaterial herrührend) verunreinigt, so müssen auch noch die Verluste durch Rekombinations- und Linienstrahlung dieser Ionen berücksichtigt werden. Bei den folgenden sehr einfachen Energiebilanzen werden nur die Bremsstrahlungsverluste berücksichtigt:

$$p_{\text{rad}} = p_{\text{brems}} = f_b n^2 T^{1/2} \quad (1.8)$$

(p_{rad} in W/cm^3 , n in cm^{-3} , T in keV, $f_b \approx 4,86 \cdot 10^{-31}$ $\text{W cm}^3/(\text{keV})^{1/2}$).

Den Verlust p_d beschreibt man üblicherweise durch die sog. "Energieeinschlußzeit" τ_E . Unter Verwendung der thermischen Energiedichte e_{th} des Plasmas aus Ionen und Elektronen setzt man:

$$p_d = e_{\text{th}}/\tau_E = 3 n kT/\tau_E. \quad (1.9)$$

Wenn keine Energie von außen zugeführt wird, lautet die Energiebilanz des Plasmas:

$$\frac{d(3nkT)}{dt} = \epsilon \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_f - f_B n^2 T^{1/2} - 3 nkT/\tau_E. \quad (1.10)$$

Der erste Term in Gl. (1.10) beschreibt die Heizung des Plasmas durch die Fusionsreaktionen. Dabei wird angenommen, daß dazu der Bruchteil ϵ der gesamten Fusionsenergie E_f verwendet wird. Setzt man $\epsilon = 0,2$, so entspricht dies der Annahme, daß die Energie der entstehenden α -Teilchen (${}^4\text{He}$) zur Heizung verwendet wird [s.Gl. (1.1)].

Wenn die rechte Seite von Gl. (1.10) größer als Null ist, wird das Plasma durch die Fusionsreaktionen geheizt. Speziell beim Fall $\epsilon = 0,2$ spricht man von α -Heizung.

Setzt man die rechte Seite von Gl. (1.10) gleich Null, so erhält man die Grenze zwischen Fusionsplasmen, die sich selbst aufheizen, und solchen, die durch die Verluste abgekühlt werden. Die Grenzbedingungen $de_{\text{th}}/dt = 0$ kann man unter Verwendung von Gl. (1.10) in folgender Form schreiben:

$$n\tau_E = \frac{12 kT}{\epsilon \langle \sigma v \rangle E_f - 4 f_b T^{1/2}}. \quad (1.11)$$

Abb. 1.5 zeigt Kurven $n\tau_E$ über T für den hypothetischen Fall $\xi = 1$ (Rückführung der gesamten Fusionsenergie in das Plasma) und $\xi = 0,2$. Der Fall $\xi = 0,2$ entspricht wahrscheinlich der physikalischen Realität und wird häufig vereinfacht als Zündbedingung (ignition criterion) bezeichnet. Für Werte von $n\tau_E$ unterhalb der Grenzkurve erlischt die Reaktion, wenn nicht von außen nachgeheizt wird.

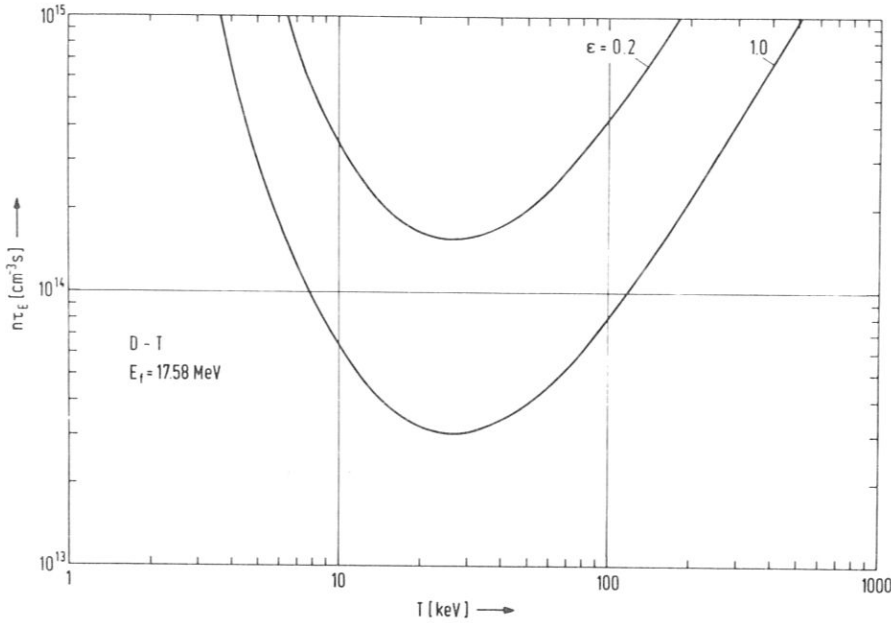


Abb. 1.5 Grenzbedingungen $n\tau_E$ für die Zündung von D-T-Plasmen. ξ ist der Anteil der ins Plasma rückgeführten Fusionsenergie.

Die Kurve $n\tau_E(T)$ nach Gl. (1.11) durchläuft ein Minimum bei $T = 25$ keV ($\hat{=} 2,9 \cdot 10^8$ K). Bei dieser Temperatur ist daher die Zündung des Reaktors mit den geringsten Werten für die Energieeinschlußzeit τ_E möglich.

Die Betrachtung, die zu Gl. (1.11) geführt hat, impliziert stationäre Betriebsweise des Reaktors. Man kann sich aber auch mit gepulstem Reaktorbetrieb befassen und die Frage nach den Pulsdauern τ beantworten, die für eine positive Energiebilanz notwendig sind.

Dazu betrachten wir das stark vereinfachte Schema eines Fusionskraftwerkes nach Abb. 1.6. Im Gegensatz zum Fall des

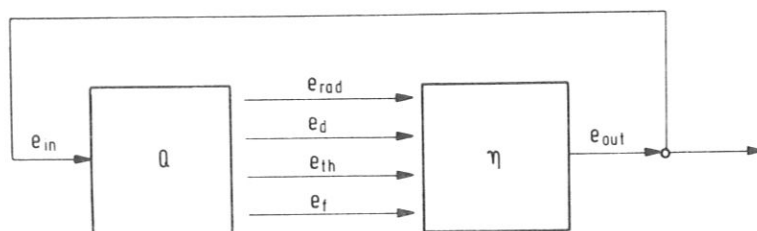


Abb. 1.6 Stark vereinfachtes Energieflußdiagramm in einem Fusionskraftwerk

stationären Reaktors betrachten wir jetzt Energiedichten und nicht Leistungsdichten. Das Plasma gibt während der Pulsdauer τ die Fusionsenergie (genauer gesagt: Energiedichte)

$$e_f = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \tau, \quad (1.12)$$

die Bremsstrahlungsenergie

$$e_{\text{rad}} = f_b n^2 T^{1/2} \tau \quad (1.13)$$

und durch Wärmeleitung und Diffusion die Energie

$$e_d = \frac{e_{\text{th}}}{\tau_E} \cdot \tau = 3 nkT \frac{\tau}{\tau_E} \quad (1.14)$$

ab. T , n und τ_E werden als konstant während des Pulses angenommen. Am Ende des Pulses wird auch noch die thermische Energie

$$e_{\text{th}} = 3 nkT \quad (1.15)$$

des Plasmas wieder freigesetzt. Alle diese Energien werden mit einem Wirkungsgrad η durch ein Energiewandlungssystem (z.B. durch ein thermisches Kraftwerk) in eine "höhere" Energieform umgewandelt. Es gilt also:

$$e_{\text{out}} = \eta (e_f + e_{\text{rad}} + e_d + e_{\text{th}}). \quad (1.16)$$

Zur Erzeugung von e_{out} wurde dem Plasma die Energie

$$e_{\text{in}} = e_{\text{rad}} + e_{\text{d}} + e_{\text{th}} \quad (1.17)$$

zugeführt. Die Grenzbedingung, welche die Bereiche positiver und negativer Energiebilanz voneinander trennt, erhält man aus:

$$e_{\text{in}} = e_{\text{out}} \quad (1.18)$$

Die Zusammenfassung der Gln. (1.12) bis (1.18) ergibt:

$$n\bar{\tau} = \frac{1}{1 - (n\bar{\tau})_{\text{L}} / (n\tau_{\text{E}})} \cdot (n\bar{\tau})_{\text{L}} \quad (1.19)$$

mit

$$(n\bar{\tau})_{\text{L}} = \frac{12 \text{ kT}}{\frac{\eta}{1-\eta} \langle \delta V \rangle E_{\text{f}} - 4 f_{\text{b}} T^{1/2}} \quad (1.20)$$

Die Beziehung (1.20) hat die gleiche mathematische Gestalt wie die Gl. (1.11). Sehr wichtig ist allerdings, daß $\bar{\tau}$ in Gl. (1.20) eine Pulsdauer, τ_{E} in Gl. (1.11) dagegen eine Energieeinschlußzeit ist.

Der Index "L" in den Gln. (1.19) und (1.20) bezieht sich auf Lawson, der als erster eine Energiebilanz der eben beschriebenen Art publiziert hat [1,2]. Er nahm allerdings an, daß Diffusion und Wärmeleitung vernachlässigbar sind, d.h. $\tau_{\text{E}} = \infty$. Die Gl. (1.19) zeigt, daß immer

$$n\tau_{\text{E}} > (n\bar{\tau})_{\text{L}} \quad (1.21)$$

gelten muß. Die Beziehung (1.20) wird allgemein als "Lawsonkriterium" bezeichnet. Dieses wird allerdings sehr häufig mit der Zündbedingung (1.11) verwechselt. Abb. 1.7 zeigt die Gl. (1.19) unter Verwendung der von Lawson angenommenen Daten $\eta = 1/3$, $\tau_{\text{E}} = \infty$. Oberhalb der Kurve ist die Energiebilanz positiv. Das Minimum von $n\bar{\tau}$ liegt wie für $n\tau_{\text{E}}$ bei $T = 25 \text{ keV}$ ($\hat{=} 2,9 \cdot 10^8 \text{ K}$).

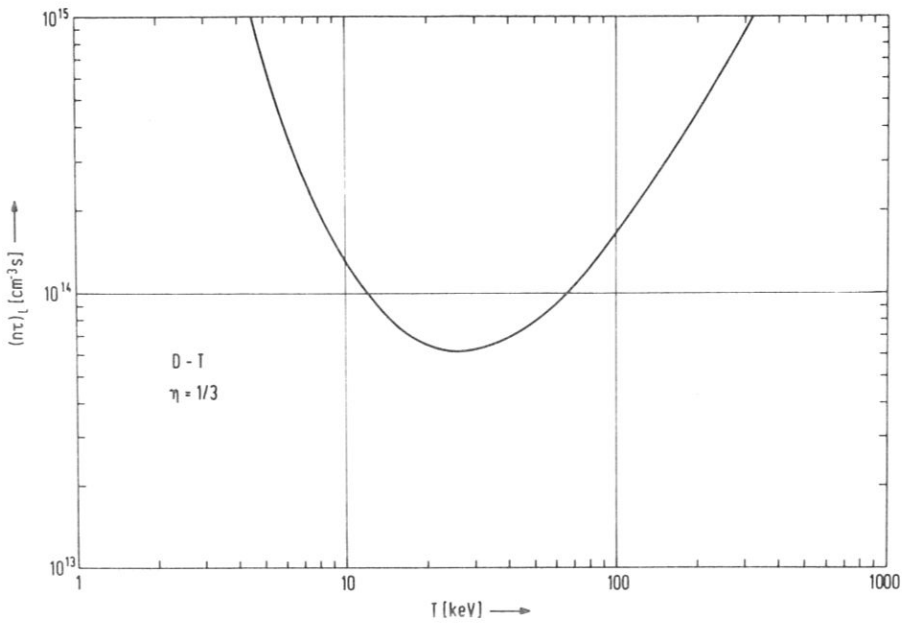


Abb. 1.7 Lawson-Kriterium für D-T Plasmen

Man kann den Fusionsreaktor als Energieverstärker auffassen. Der Verstärkungsfaktor Q wird definiert durch

$$Q = \frac{e_f}{e_{in}} \quad (1.22)$$

Der Bedingung $e_{in} = e_{out}$ entspricht dann

$$Q = \frac{1-\eta}{\eta} \quad (1.23)$$

als notwendige Verstärkung für eine positive Energiebilanz. Dem klassischen Fall nach Lawson ($\eta = 1/3$) entspricht

$$Q_L = 2. \quad (1.24)$$

2. Verfügbarkeit der durch Fusion freisetzbaren Energie

2.1 Freisetzbare spezifische Energie der Brennstoffe

Die Überlegungen im vorangehenden Abschnitt beziehen sich allein auf die Energiefreisetzung der Fusionsreaktionen im Plasma. Zur Bestimmung der pro Mengeneinheit des Brennstoffes insgesamt freisetzbaren Energie genügt es jedoch nicht, nur diese entsprechend Gl. (1.1) freiwerdende Energie zu berücksichtigen, sondern es müssen auch die im Blanket stattfindenden Reaktionen - z.B. die Tritium produzierenden Lithium-Reaktionen, die teils exotherm - Gl. (1.2) - und teils endotherm - Gl. (1.3) - verlaufen -, mit in die Betrachtung einbezogen werden.

Zur Definition der dazu notwendigen Größen und zur Erläuterung der Zusammenhänge dient das in Abb. 2.1 gezeigte Beispiel für ein Energieflußdiagramm eines Fusionskraftwerkes, dessen Reaktor mit einem Divertor (= Absaugeinrichtung für unverbrauchten Brennstoff, Abbrand und Verunreinigungen) ausgestattet ist. Der größte Teil der Brennstoffenergie E_{Brst} wird als Fusionsenergie E_{f} zusammen mit der Energie E_{h} für die Heizung des Plasmas frei, mit der die Reaktionsbedingungen erst geschaffen werden. Die Fusionsenergie besteht (gemäß Gl. (1.1)) aus der Energie der Neutronen E_{neutr} und der α -Teilchen E_{α} . Zusammen mit der zugeführten Heizenergie gelangt die Fusionsenergie zum überwiegenden Teil in den Mantel (E_{M}), der restliche Teil ($E_{\text{D,W}}$) in die erste Wand und den Divertor. Die innerhalb des Mantels stattfindenden Reaktionen sind insgesamt exotherm. Die Höhe der Energieausbeute ist dabei jedoch von konstruktiven Gegebenheiten abhängig, z.B. von der Dicke der ersten - dem Plasma zugewandten - Wand und vom Strukturmaterialanteil im Blanket. Für das Verhältnis von Energie im Mantel zur Neutronenenergie E_{neutr} wird üblicherweise der Multiplikationsfaktor

$$M_{\text{ges}} = \frac{E_{\text{M}}}{E_{\text{neutr}}} \quad (2.1)$$

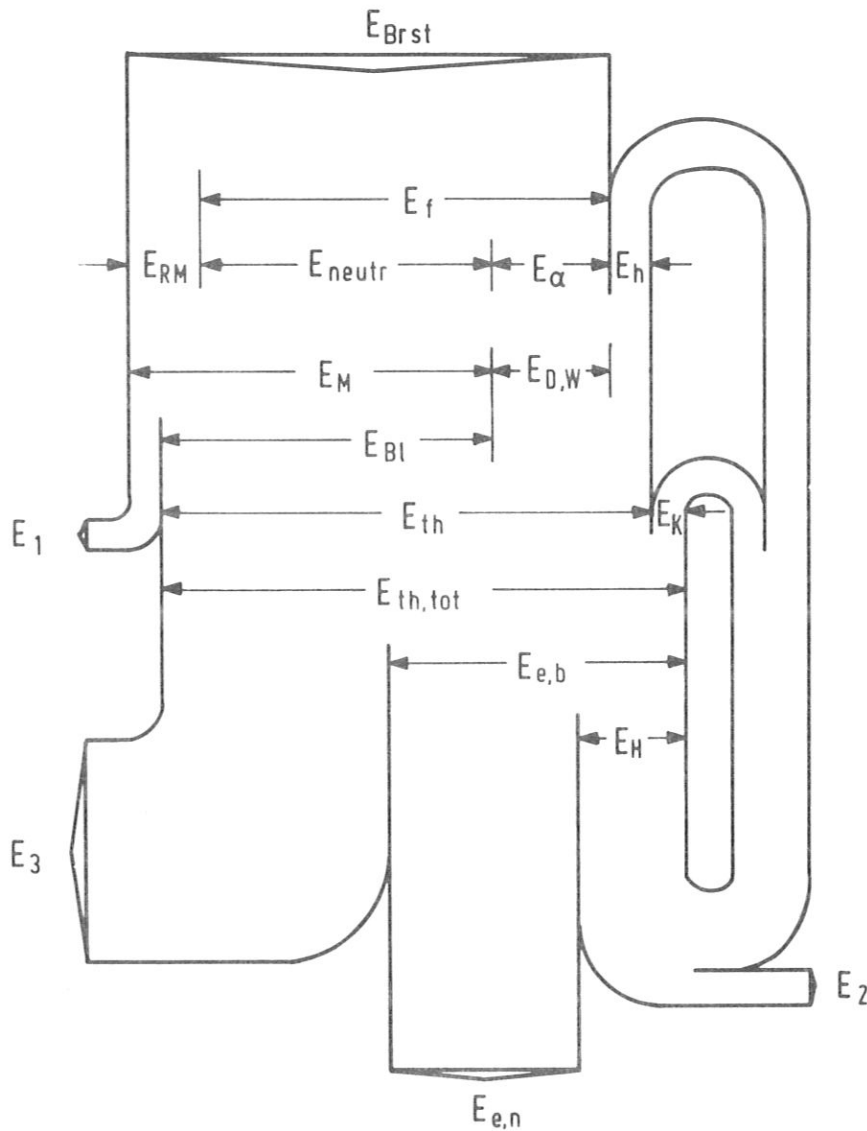


Abb. 2.1 Energieflußdiagramm eines Fusionskraftwerkes

E_{Brst}	= Brennstoffenergie
E_f	= bei der Fusion freiwerdende Energie
E_{neutr}	= Energie der Neutronen
E_{α}	= Energie der α -Teilchen
E_h	= Heizenergie
E_{RM}	= thermische Energie aus Reaktionen im Mantel
E_M	= thermische und Neutronenenergie im Mantel
$E_{D,W}$	= dem Divertor und der 1. Wand zugeführte Energie
E_{Bl}	= im Blanket freiwerdende thermische Energie
E_1	= Energieverlust an Abschirmung und Magneten
E_{th}	= aus dem Reaktor erhaltene thermische Energie
E_K	= im Kühlmittel enthaltene Energie
$E_{th,tot}$	= gesamte thermische Energie, die dem Energiewandlungsprozeß zugeführt wird
$E_{e,b}$	= elektrische Bruttoenergie
E_H	= Energiebedarf für Hilfsanlagen
E_2	= Energieverluste der Hilfsanlagen
E_3	= Abwärme
$E_{e,n}$	= elektrische Nettoenergie

angegeben oder - wenn man den Energieverlust E_1 an Abschirmung und Magnete berücksichtigt (s. Abb. 2.1) -

$$M = \frac{E_{Bl}}{E_{neutr}} \quad . \quad (2.2)$$

Nimmt man nun an, daß dem Kraftwerk, nachdem es mit einer Anfangsmenge an Tritium ausgestattet wurde, weder weiteres Tritium zugeführt noch Tritium entzogen wird (das Kraftwerk versorgt sich dann gerade selbst mit Tritium), dann wird entsprechend den Gl. (1.1), (1.2) und (1.3) pro Li-Atom ein T-Atom gewonnen, das dann mit einem D-Atom reagiert. Pauschal gesehen wird also eine Energie von

$$e_{th} = (M \cdot 14,06 + 3.52) \frac{\text{MeV}}{\text{Atom}} \cdot 1,602 \cdot 10^{-16} \frac{\text{kJ}}{\text{MeV}} \cdot 6,023 \cdot 10^{26} \frac{\text{Atome}}{\text{kmol}} \quad (2.3)$$

frei. Bisherigen Entwürfen von Fusionsreaktoren zufolge kann man $M \approx 1,2$ ansetzen (z.B. ist in [2.1] $M = 1,17$). Dann ist $e_{th} = 1,968 \cdot 10^{12}$ kJ/kmol. Bezogen auf die Masse von 1 kmol Lithium (in natürlicher Zusammensetzung) - 6,939 kg - erhält man als pro Mengeneinheit freisetzbare Energie

$$H_{Li} = 0,28 \cdot 10^{12} \text{ kJ/kg}_{Li} = 3,28 \text{ MWd/g}_{Li} \quad .$$

Diese Werte geben dann den "Heizwert" oder den "Abbrand" des Brennstoffes Lithium an, also die freisetzbare spezifische Energie. Bezogen auf eine Brennstoffmasseneinheit (in der Zusammensetzung 6,939 kg_{Li} zu 2,017 kg_D) beträgt die freisetzbare spezifische Energie

$$H_{Brst} = 0,22 \cdot 10^{12} \text{ kJ/kg}_{Brst} = 2,5 \text{ MWd/g}_{Brst} \quad .$$

2.2 Mengen und Kosten der insgesamt freisetzbaren Energie

2.2.1 Lithium-Reserven und -Kosten

Lithium wird aus der Landmasse der Erde - aus pegmatitischen Gesteinen und aus der Sole von Salzseen - gewonnen und könnte auch dem Meerwasser entzogen werden.

Auskunft über die Lithiumreserven der Landmasse gibt eine Auswertung der entsprechenden Literatur [2.2]. Dabei wird unterschieden zwischen sicheren und wahrscheinlichen Reserven, wobei die letzteren noch in mögliche und prognostische Vorräte unterteilt werden. Die gesamten Lithiumreserven der Landmasse werden auf $1,1 \cdot 10^7$ t beziffert, unterteilt in 13 % sichere bzw. wahrscheinliche, 48 % mögliche und 39 % prognostische Vorräte. Zu demselben Gesamtergebnis kommt eine gleichzeitig durchgeführte Untersuchung [2.3], bei der jedoch die sicheren und wahrscheinlichen Reserven ("proven and probable reserves") zu 11 %, die möglichen ("possible reserves and conditional resources") zu 30 % und die prognostischen Vorräte ("hypothetical resources") zu 59 % angegeben werden. In der gleichen Größenordnung - von $0,9 \cdot 10^7$ t bis zu "einigen" 10^7 t - liegen die Angaben in [2.4, 2.5] und [2.6]. Dagegen werden in anderen Abschätzungen um den Faktor 5 ÷ 10 höhere Werte genannt. Von der Metallgesellschaft AG, Frankfurt, werden die - teilweise mit erhöhten Kosten - abbaubaren Lithiumreserven der Erdkruste auf $1,5 \cdot 10^8$ t [2.7] geschätzt, die USAEC nennt eine Zahl von $1,1 \cdot 10^8$ t [2.8], die man z.B. auch in [2.9] findet.

Die Schwankungsbreite dieser Schätzungen - etwa eine Größenordnung - ist darauf zurückzuführen, daß bis heute eine gezielte Prospektion nach Lithium nicht notwendig war. Auch in naher Zukunft wird dies nicht der Fall sein, da dem Jahresverbrauch (in der westlichen Welt) von 6400 t (1972) sichere und wahrscheinliche Reserven von ca. $1,4 \cdot 10^6$ t (nach [2.2]) gegenüberstehen, die unter den gegenwärtigen Marktbedingungen wirtschaftlich gewonnen werden können.

Der gegenwärtige Weltmarktpreis für Lithium (99,9 % Reinheit) beträgt etwa $62 \text{ DM/kg}_{\text{Li}}$ [2.10] .

Der mittlere Lithiumgehalt im Meerwasser wird unterschiedlich zu 0,1 ppm (mit Schwankungen zwischen 0,07 und 0,17 ppm) [2.11], zu 0,17 ppm [2.12] und zu 0,192 ppm [2.13] angegeben. Der Lithiumgehalt der Weltmeere beträgt damit $(1,37 \div 2,63) \cdot 10^{11} \text{ t}$. Unter den heutigen Bedingungen des Lithium-Marktes ist die Ausbeutung dieser Reserven wirtschaftlich uninteressant, obwohl dabei keine besonderen technologischen Probleme zu erwarten sind, weil man auf den Erfahrungen aus der Ausbeutung von Sole aufbauen kann. Die Wirtschaftlichkeitsgrenze für die Lithiumproduktion aus Sole liegt derzeit bei einer Lithiumkonzentration von 60 - 70 ppm [2.2], [2.7]. Über die Kosten der Extraktion von Lithium aus dem Meerwasser sind derzeit auch von Li-Produzenten keine Angaben zu erhalten [2.7, 2.14, 2.15], da es wegen der im Vergleich zum Bedarf sehr großen Vorräte heute nicht notwendig ist, Überlegungen darüber anzustellen. Immerhin zeigt eine Abschätzung [2.14], daß es bei Anlagen zur Trinkwassergewinnung aus Meerwasser durchaus möglich wäre, der übrigbleibenden Bitterlauge nicht nur Kalium und Magnesium zu entziehen (was heute bereits geplant ist), sondern auch etwa 80 % des ebenfalls enthaltenen Lithiums. Damit können 80 % des gesamten Lithiums im Meerwasser als technisch verfügbar betrachtet werden, mithin also $(1,1 \div 2,1) \cdot 10^{11} \text{ t}$. Schon 1 % dieser Menge übersteigt die maximalen Schätzwerte für die Lithiummengen der Landmasse.

2.2.2 Deuterium-Reserven und -Kosten

Deuterium wird heute überwiegend auf dem Wege über das schwere Wasser (D_2O) aus dem natürlichen Wasser gewonnen, obwohl es prinzipiell auch - aber vermutlich teurer - aus der Landmasse der Erde gewonnen werden könnte, in der der Wasserstoff mit einer mittleren Häufigkeit von 1400 ppm [2.16] vorkommt. Dem Deuteriumanteil von 0,01492 % im natürlichen Wasserstoff entspricht eine Konzentration des Deuteriums im Wasser von 16,68 ppm (Massenanteil). Im Gesamtvolumen der Weltmeere von $1,37 \cdot 10^9 \text{ km}^3$ [2.4] ist damit eine Gesamtmasse von etwa $2,3 \cdot 10^{13} \text{ t}$ Deuterium enthalten.

Der Preis für schweres Wasser wurde im April 1974 von der amerikanischen Atombehörde USAEC auf 121 \$/kg festgesetzt [2.17], während es von der kanadischen Atomic Energy of Canada Ltd. (AECL) im Juni 1974 zu 75 \$/kg [2.18] abgegeben wurde. Bezieht man diese Kosten allein auf den Deuterium-Anteil im schweren Wasser, dann erhält man $930 \div 1500 \text{ DM/kg}_D$ ^{†)}. Die Kosten für die Aufspaltung des D_2O und die ausreichende Reinigung des Deuteriums sind im Vergleich dazu relativ gering. Ein Anhaltswert dafür ist der Preis von 2,6 DM/kg $_{H_2}$, der heute für elektrolytisch gewonnenen Wasserstoff angegeben wird [2.19]. Für das im Fusionsreaktor direkt verwendbare Deuterium können also $930 \div 1500 \text{ DM/kg}_D$ angesetzt werden.

2.2.3 Freisetzbare Energiemengen

Da im Verhältnis der molaren Massen (6,939 kg Li und 2,017 kg D) mehr Lithium als Deuterium benötigt wird und außerdem die verfügbaren Lithiummengen kleiner sind als die Deuteriummengen, ist die freisetzbare Energiemenge durch das Lithium begrenzt. Den Li-Reserven von insgesamt $1,1 \cdot 10^7 \text{ t}$ entspricht ein Energiebetrag von etwa 2300 Q ^{††)}, davon beruhen 300 Q ($\hat{=}$ 13 %) auf sicheren und wahrscheinlichen, 1100 Q ($\hat{=}$ 48 %) auf möglichen und 900 Q ($\hat{=}$ 39 %) auf prognostischen Vorräten (gemäß [2.2]). Dem Höchstwert der geschätzten abbaubaren Lithiummengen von $1,5 \cdot 10^8 \text{ t}$ [2.7] entspricht ein Energiebetrag von $3,15 \cdot 10^4 \text{ Q}$.

Die Verwendung dieser Zahlen für einen Vergleich mit den Energiemengen, die bei der Spaltung von Uran freigesetzt werden können, ist jedoch nicht realistisch, da eine gezielte Prospektion nach Uran seit vielen Jahren betrieben wird, nach Lithium jedoch nicht. Nimmt man an, daß die abbaubaren Lithiummengen zu den abbaubaren Uranmengen im gleichen Verhältnis stehen wie die mittleren Gehalte dieser Stoffe in der Landmasse (Uran 4 ppm, Lithium 65 ppm), und berücksichtigt man ferner, daß die spezifische Energiefreisetzung bei Uran 1 MWd/g_U beträgt (theoretischer Maximalwert beim Schnellen Brutreaktor), bei Lithium dagegen

†) 1 \$ $\hat{=}$ 2,50 DM

††) 1 Q $\hat{=}$ $1,055 \cdot 10^{18} \text{ kJ}$

3.3 MWd/g_{Li}, dann ist die bei der Fusion freisetzbare Gesamtenergie etwa um den Faktor 50 größer als bei der Spaltung. Legt man einer solchen Abschätzung die Gewinnung der Brennstoffe aus dem Meerwasser zugrunde (U-Gehalt: 0,00334 ppm, Li-Gehalt 0,1 ÷ 0,192 ppm), dann erreicht dieser Faktor einen Wert von etwa zwei Größenordnungen.

Der vorher genannten Lithiummenge aus dem Meerwasser von $(1,1 \div 2,1) \cdot 10^{11}$ t entspricht eine Energie von $(2,3 \div 4,4) \cdot 10^7$ Q. Nur 1 % davon würde ausreichen, um das Zehnfache des heutigen Weltenergiebedarfs von ca. 0,28 Q für etwa 10^5 Jahre zu decken. Die Energiereserven der Fusion können daher als unbegrenzt angesehen werden.

2.2.4 --- Spezifische Brennstoffkosten

Allein die Tatsache, daß eine praktisch unbegrenzte Menge an Brennstoffen für Fusionsreaktoren auf der Erde vorhanden ist, reicht zur Charakterisierung der Reservesituation nicht aus. Vielmehr müssen zusätzlich Aussagen darüber gemacht werden, zu welchen Kosten die Brennstoffe jetzt und in Zukunft zur Verfügung stehen. Die derzeitigen Kosten für Lithium waren bereits zu 62 DM/kg_{Li} und die Deuteriumkosten zu 930 ÷ 1500 DM/kg_D angegeben worden. Pro Mengeneinheit des gesamten Brennstoffes (in der Zusammensetzung D/Li = 6,939 / 2,017) resultiert daraus ein Wert von

$$c_{\text{Brst}} = \frac{6,939}{8,956} \cdot 62 + \frac{2,017}{8,956} (930 \div 1500) = 257 \div 386 \frac{\text{DM}}{\text{kg}_{\text{Brst}}}$$

Entsprechend dem im Abschnitt 2.1 genannten Betrag der freisetzbaren spezifischen Brennstoffenergie von $H_{\text{Brst}} = 0,22 \cdot 10^{12}$ kJ/kg_{Brst} $\hat{=}$ 2,5 MWd/g_{Brst} beträgt der sogen. Wärmepreis

$$\frac{c_{\text{Brst}}}{H_{\text{Brst}}} = (1,2 \div 1,8) \cdot 10^{-9} \frac{\text{DM}}{\text{kJ}} \hat{=}$$

$$0,1 \div 0,15 \frac{\text{DM}}{\text{MWd}} \hat{=}$$

$$0,49 \div 0,74 \frac{\text{Pf}}{\text{Gcal}} \cdot$$

Legt man für die Umwandlung der Wärme in elektrische Energie einen Nettowirkungsgrad von $\eta_{\text{netto}} = 38\%$ zugrunde, dann erhält man für die auf die elektrische Energie bezogenen Brennstoffkosten $1,4 \div 2,1 \cdot 10^{-3}$ Pf/kWh_e, wenn man noch einen Zuschlag von 25 % für Transport-, Zins- und Versicherungskosten berücksichtigt.

Wichtig für eine Vorausschau auf die zukünftige Kostenentwicklung bei Lithium und Deuterium - hier werden nur die realen Kosten betrachtet - ist, daß beide Brennstoffe auch in größeren Mengen mit der heute bereits angewendeten Technologie gewonnen werden können. Zu heutigen Preisen steht Lithium im Umfang von 300 Q zur Verfügung und nach [2.3] lassen sich bei intensiverer Prospektion sicher noch erhebliche Anteile der möglichen und prognostischen Reserven in diese Kategorie überführen. Die Deuteriumproduktion kann von einem konstanten Anteil von Deuterium in Wasser ausgehen. Die Gewinnung von Lithium aus dem Meerwasser führt sicher auf Kosten, die die heutigen erheblich übersteigen. Allerdings würde erst ein 1000-facher Lithiumpreis den Brennstoffkosten einen spürbaren Anteil an den Stromkosten verschaffen, zumal die Deuteriumkosten als konstant angesehen werden können.

2.3 Sicherheit der Brennstoffversorgung

Die Lithiumreserven in der Landmasse sind weit gestreut. Abb. 2.2 zeigt - neben den Daten über die Förderung im Jahre 1972 - die geographische Verteilung der heute bekannten Lagerstätten nach [2.2]. Im Sinne der Versorgungssicherheit ist weiterhin von Bedeutung, daß es auf der Erde eine Vielzahl von mineralhaltigen Quellen gibt, die einen bemerkenswerten Lithiumgehalt haben. Hierüber gibt [2.11] erschöpfend Auskunft. Wenn auch die Gewinnung dieses Lithiums zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht wirtschaftlich ist, so sind die Gehalte von z.B. max. 62 ppm (in Norditalien) oder 22 ppm (in der Bundesrepublik) nicht so sehr viel niedriger, als die der derzeit in den USA ausgebeuteten Solen. In Anbetracht der niedrigen spezifischen Brennstoffkosten können auch solche Reserven als Beitrag zur Versorgungssicherheit aufgefaßt werden. Die Technologien zur Gewinnung von Lithium

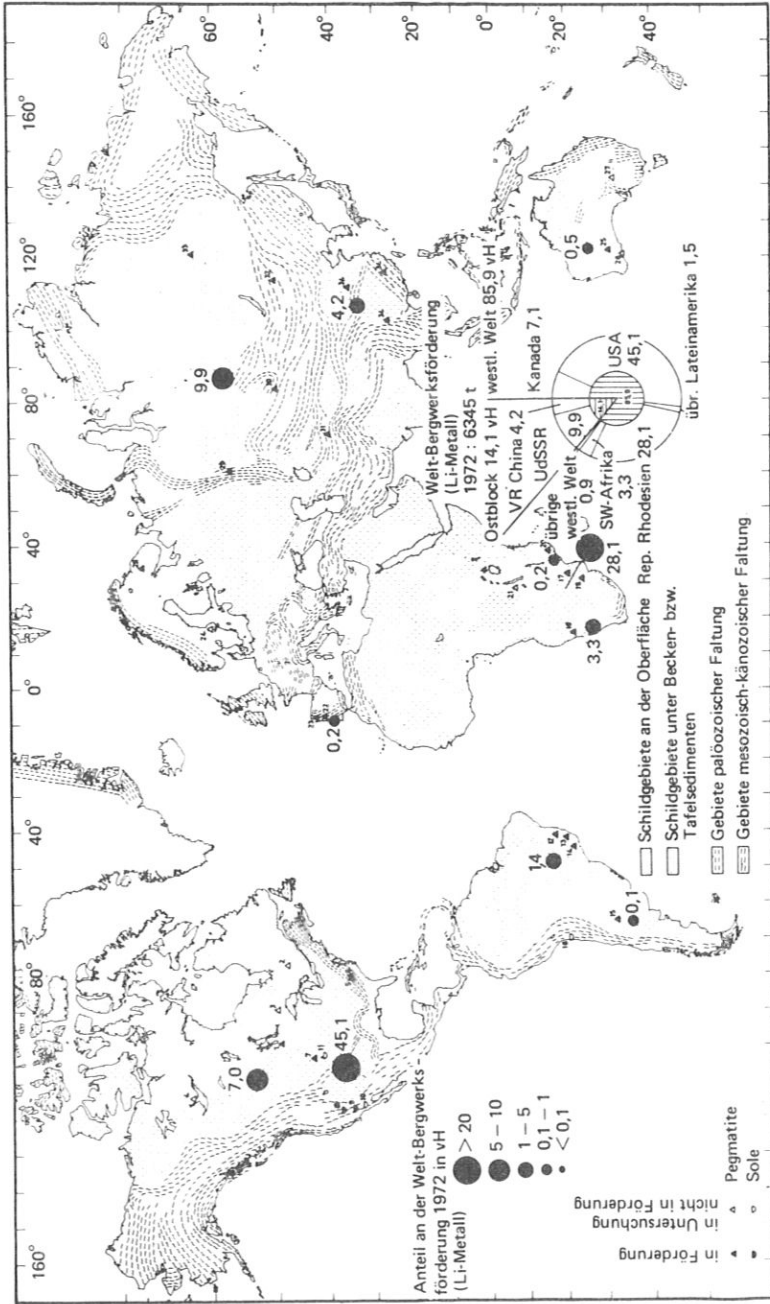


Abb. 2.2 Lithium-Lagerstätten und -Förderung 1972
 (zur Verfügung gestellt von der Bundesanstalt für Bodenforschung
 - jetzt Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Hannover, 1973)

aus Gesteinen und Solen sind konventionelle Bestandteile der Bergwerks- bzw. der Verfahrenstechnik und stehen damit praktisch allen Ländern zur Verfügung. Dies gilt auch für die zur Lithiumextraktion aus dem Meerwasser notwendige Technologie, die sich nicht wesentlich von der Technologie zur Lithiumgewinnung aus Sole unterscheiden wird. Die Technologie zur Deuterium-Gewinnung ist weniger einfach, aber dennoch transferierbar, wie das Beispiel der Errichtung einer D-Produktionsanlage in Argentinien zeigt. Beide Brennstoffe sind also von der Menge und von der Technologie her aus der Landmasse und aus den Weltmeeren verfügbar, so daß weder global noch lokal Verknappungen mit all ihren marktpolitischen Nebenerscheinungen zu erwarten sind.

Die Handhabung einschließlich der Lagerung dieser Stoffe sind Stand der Technik. Das Anlegen von Reserven in einzelnen Ländern, bei Versorgungsunternehmen und in einzelnen Kraftwerken ist mit geringem Aufwand möglich. Entsprechend den zuvor genannten Daten beträgt der Brennstoffverbrauch eines Fusionskraftwerkes im Laufe einer Lebensdauer von 30 Jahren pro 1000 MW_e elektrische Nettoleistung 8,5 t Lithium und 2,5 t Deuterium im Wert von zusammen etwa $3,5 \cdot 10^6$ DM.

Die Tatsache, daß ein Fusionskraftwerk nur einen reaktorinternen Brennstoffkreislauf haben wird, trägt weiterhin zur Erhöhung der Versorgungssicherheit bei. Die Brennstoffversorgung kann nicht von äußeren Einflüssen, denen z.B. der gesamte Brennstoffzyklus bei Spaltreaktoren ausgesetzt ist, beeinträchtigt werden.

3. Einschlußkonzepte

Das Kapitel Einschlußkonzepte gibt den Stand der experimentellen Fusionsforschung etwa zur Jahresmitte 1976 wieder*). Neu aufgenommen wurden, im Vergleich zum Fusionsreaktormemorandum (1971-73), das Zweikomponentenprinzip und als interessante Tokamakalternative der Reverse Field Pinch sowie als neue Einschlußkonzepte der Wandeinschluß und Implodierende Liner. Da sich das Schwergewicht in der Forschung während der letzten Jahre auf das Tokamak verlagert hat, wird dieses relativ ausführlich behandelt.

3.1 Magnetischer Einschluß

Die Entwicklung der Fusionsforschung begann mit Experimenten an magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Die Verfahren des magnetischen Einschlusses haben heute einen beträchtlichen Entwicklungsvorsprung gegenüber neueren Verfahren wie Trägheitseinschluß und Wandeinschluß.

Heiße Plasmen haben gute elektrische Leitfähigkeit und können deshalb mit magnetischen Feldern in Wechselwirkung treten. Zum Beispiel genügt der Druck eines äußeren einschließenden Magnetfeldes von nur 10 kG, um dem gaskinetischen Druck eines Fusionsplasmas ($T = 20 \text{ keV}$; $n \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) das Gleichgewicht zu halten. Leider ist diese einfache Situation, nämlich ein feldfreies Plasma und ein äußeres Einschlußfeld, kaum realisierbar. Um stabilen Plasmaeinschluß zu erhalten, muß das Plasma im allgemeinen von einem Magnetfeld durchsetzt sein. Der Plasmadruck darf nur ein Bruchteil

$$\beta = 4 \mu_0 nkT/B^2 \leq 1 \quad (3.1)$$

des äußeren Magnetfeldedrucks sein. Das heißt, es müssen höhere Magnetfelder als 10 kG verwendet werden, um die genannten typischen Energiedichten im Fusionsplasma zu erhalten.

Die maximal erreichbaren Magnetfelder sind jedoch aus technischen

*) Einige wesentliche Ergebnisse der IAEA-Konferenz, Berchtesgaden (Okt. 1976) wurden insbesondere bei Tokamaks und Stellaratoren berücksichtigt.

Gründen begrenzt. Für diesen Fall ergibt sich die maximale Fusionsleistungsdichte aus Gln. (1.7) und (3.1) zu:

$$p_{\max} \sim \beta^2 B^4 \frac{\langle \sigma v \rangle}{(kT)^2} \quad (3.2)$$

Das Plasma- β ist demnach ein wichtiges Gütemaß für den magnetischen Einschluß. Selbst wenn man mit dem Einschlußfeld an die technisch möglichen Grenzen geht (um 100 kG), sollte β mindestens etwa 10 % betragen, um Fusionsleistungsdichten $\geq 1 \text{ W/cm}^3$ im Reaktor zu erhalten.

Ein heißes Plasma kann sich entlang den Feldlinien frei bewegen. Guter Einschluß kann deshalb nur erzielt werden, wenn sich die Feldlinien des Einschlußfeldes in sich selbst schließen oder geschlossene magnetische Oberflächen aufbauen. Dies führt zu den geschlossenen (toroidalen) Konfigurationen (z.B. Tokamaks), in denen die Plasmateilchen für alle ihre Bewegungsrichtungen eingeschlossen werden. Coulombstöße führen allerdings zu einer Diffusion der Plasmateilchen quer zu den Feldlinien. In den toroidalen Konfigurationen mit gekrümmten Feldlinien bewegen sich die Teilchen zwischen den Stößen auf komplizierten Bahnen, den sogenannten Driftbahnen, und es können sich elektrische Felder aufbauen. Dies führt zu einer von der Feldstruktur abhängigen Erhöhung der klassischen Stoßdiffusion. Man spricht von neoklassischer Diffusion. Auch diese neoklassische Diffusion verläuft jedoch genügend langsam, um die für einen Reaktor notwendigen Einschlußzeiten zu erzielen. Für stationäre toroidale Reaktoren ist dieser Materietransport zum Plasmarand sogar nötig, um einen Brennstoffdurchsatz zu erhalten.

Bei den offenen Konfigurationen, z.B. Spiegelmaschinen, können Teilchen entlang den Feldlinien verloren gehen. Die Verluste werden meist durch Erhöhung der Magnetfeldstärke an den Enden der Anordnung vermindert.

Von vielen im Lauf der Jahre untersuchten Einschlußkonzepten sind nur wenige übriggeblieben, in denen man hofft, Reaktorbedingungen zu erreichen. Dazu gehören: das Tokamak, der Stellarator, die toroidalen Hoch- β -Anordnungen und die Spiegelmaschinen als einzige offene Konfiguration. Außer diesen Experimenten gibt es selbstverständlich noch eine Reihe von Apparaten, in denen spezifische Fragen der Plasmaphysik, wie Heizung und Stabilität, untersucht werden. Beispiele sind Multipolexperimente mit innenliegenden Stromleitern und die Q-Maschinen.

Alle fusionsgerichteten Experimente stehen noch in einer Phase, in der grundlegende Fragen der Plasmaphysik geklärt werden müssen. Die Hauptprobleme sind:

- Erreichung der notwendigen Plasmatemperaturen, Dichten und β -Werte in makroskopisch stabilen Plasmen, d.h. Fragen der Plasmaherstellung und der Aufheizung.
- Beherrschung der Energie- und Teilchenverluste aus dem Plasma, um zunächst die von den Reaktorkriterien geforderten Einschlußzeiten (siehe Abschnitt 1.3) zu erreichen. Die normalen (klassischen) Verluste durch reguläre Transportvorgänge: Wärmeleitung, Diffusion und durch Strahlung sind in Wasserstoffplasmen im allgemeinen tolerierbar. Durch Plasmainstabilitäten verschiedenster Art und durch die Gegenwart von Verunreinigungen können jedoch die Verluste so drastisch erhöht werden, daß die Zündbedingung (bzw. positive Energiebilanz) nicht erfüllt werden kann. In einer späteren Phase der Entwicklung müssen die Verluste sogar gesteuert werden (z.B. Verunreinigungszusatz), um eine Regelung des Brennprozesses in einem Reaktor zu ermöglichen.

Beide Problemkreise sind selbstverständlich eng miteinander verkoppelt und werden in den einzelnen Linien in stufenweise fortschreitenden Experimenten untersucht. Dieses Vorgehen ist notwendig, weil mit dem Erreichen neuer Dichte- und Temperaturbereiche des Plasmas auch immer neue Phänomene zu erwarten sind. Diese können mit der

Physik des Plasmas (z.B. neue Instabilitäten) oder auch mit peripheren Komponenten (Effekte der Wand und von Heizmethoden) zu tun haben. Im Folgenden werden die wichtigsten Probleme etwas näher erläutert:

Durch die Anfangsaufheizung sollen Plasmaparameter erreicht werden, bei denen Selbstheizung durch α -Teilchen einsetzt ($T_i \approx 6 - 8$ keV). Die Heizmethoden müssen effektiv sein und verträglich mit der Physik und den Zeitmaßstäben der Einschlußkonfiguration. Während der Heizung durchläuft das Plasma weite Bereiche seiner physikalischen Parameter (n , T , β). Es ist deshalb besonders schwierig, Instabilitäten zu vermeiden. Anomale Verluste sind jedoch besonders gefährlich, da in der Heizphase auch mit erhöhter Verunreinigungsproduktion zu rechnen ist.

Globale makroskopische Instabilitäten (MHD-Instabilitäten oder resistive Instabilitäten) führen vielfach zu einer vollständigen Zerstörung der Einschlußkonfiguration und zu Wandkontakt des Plasmas. Da auch die charakteristischen Zeitskalen kurz sind (typisch: im Bereich von $10 \mu\text{sec}$), können sie nicht toleriert werden. Durch besondere Struktur des Magnetfeldes, durch Verscherung und Minimum-B-Eigenschaften können diese Instabilitäten unterdrückt werden. Konfigurationen, die diese Bedingungen nicht erfüllen, z.B. der reine Z-Pinch oder der Screw-Pinch, werden für Reaktorüberlegungen kaum mehr in Betracht gezogen.

Stark lokalisierte Instabilitäten und Mikroinstabilitäten haben Wellenlängen, die klein gegen die Plasmaabmessungen sind. Sie treten vor allem dann auf, wenn, wie in Reaktorplasmen, die Stoßfrequenz klein gegen die Gyrationfrequenz wird. Quellen freier Energie, die solche Instabilitäten treiben können, sind in Fusionsplasmen praktisch immer vorhanden. Man wird deshalb in Fusionsanordnungen zumindest in gewissen Phasen der Plasmaentwicklung stets mit solchen Instabilitäten und ihren Auswirkungen rechnen müssen. Diese äußern sich in Turbulenzerscheinungen, die zu anomalen Transportprozessen, d.h. erhöhten Energie- und evtl. Teilchen-

verlustraten, führen. Reaktorüberlegungen zeigen jedoch, daß ein gewisses Maß an anomalen Verlusten toleriert werden kann, ohne den Energiehaushalt des Plasmas zu gefährden. Neben den erwähnten klassischen und turbulenten Transportprozessen spielt auch der Energietransport durch Strahlung, Bremsstrahlung, Zyklotronstrahlung und Strahlung der Verunreinigungsatome eine Rolle. Selbst in den fortgeschrittenen Experimenten sind im Hinblick auf die Transportprozesse und ihre Skalierung noch die meisten Fragen offen.

Zunehmend in den Vordergrund tritt mit dem Erreichen längerer Einschlußzeiten das Problem der Verunreinigungen. In einem Fusionsplasma können wegen der Strahlungsverluste nur sehr geringe Verunreinigungskonzentrationen toleriert werden, nämlich um 10^{-2} für Verunreinigungen mit niedriger Ordnungszahl Z und 10^{-3} für schwere Verunreinigungen. Der Aufbau solcher Konzentrationen im Plasma kann in Zeiten erfolgen, die kurz sind gegen die in Reaktoren vorgesehenen Brennzeiten.

Plasmaionen, die durch das Einschlußfeld diffundieren, lösen durch Zerstäubung an der Vakuumwand Verunreinigungen aus. Diese können, da sie neutral sind, rasch in das Plasma eindringen und dort durch Ionisierung eingefangen werden. Elementare Theorie besagt, daß schwere, mehrfach geladene Teilchen in einem Wasserstoffplasma in Richtung des Dichtegradienten des Plasmas diffundieren. Wenn dies richtig ist - die experimentellen Ergebnisse sind hier noch widersprüchlich - müssen sich die Verunreinigungen im Plasmazentrum ansammeln. Da durch diese Verunreinigungsakkumulation die Konzepte für stationäre und quasistationäre toroidale Reaktoren ernstlich in Frage gestellt sind, beginnt man sich derzeit sehr intensiv mit diesem Problem zu beschäftigen. Mögliche Maßnahmen sind:

- Die Verwendung von Divertoren, um Plasmateilchen von der Wand bzw. Verunreinigungen vom Plasma fernzuhalten.

- Ausschaltung von zusätzlichen Verunreinigungsquellen durch Verwendung "magnetischer Limiter" und durch Auswahl und Führung der Heiz- und Nachfüllmethoden.
- Abdeckung der Vakuumwand mit Gasblanket (s. Abschn. 3.3) oder mit Niedrig-Z-Material (Graphitblanket)
- Strukturierung der Wand zur Verminderung der Verunreinigungsemission (honeycomb structure)
- Selektive Diffusion der Verunreinigungen aus dem Plasma durch Anregung schwacher Instabilitäten oder durch Plasmarotation oder andere selektive Beschleunigungsmechanismen.

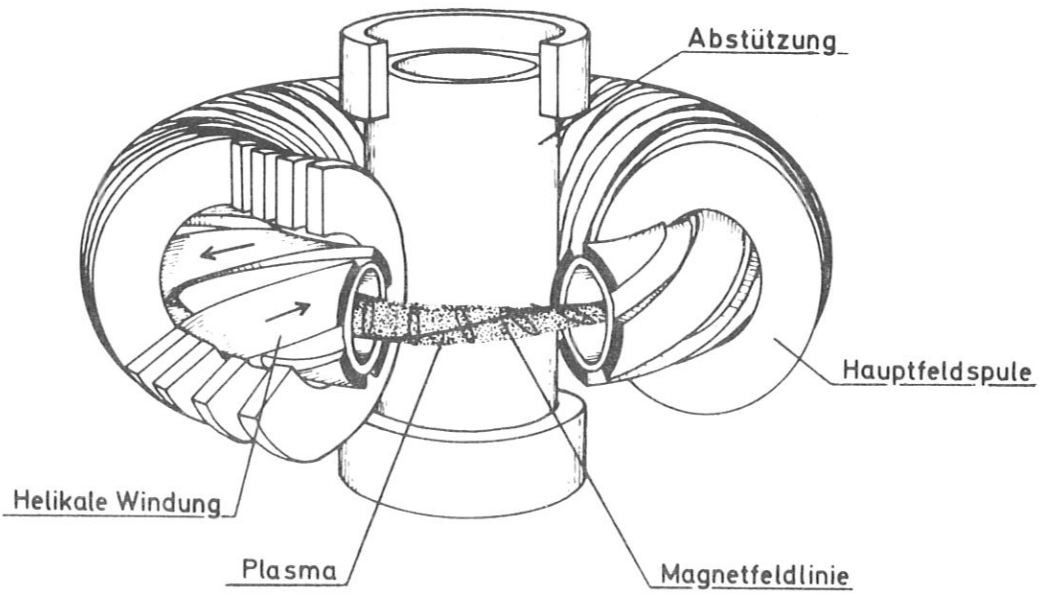
Eine ganze Reihe von geplanten und im Bau befindlichen Tokamak-Experimenten, wie PDX, ISX, DITE, ASDEX, wird sich mit diesen Fragen beschäftigen.

Einige für den Betrieb eines Fusionsreaktors sehr wichtige Probleme können in den gegenwärtigen Experimenten mit relativ kurzlebigen Plasmen noch nicht angegangen werden, wenn auch einige theoretische Untersuchungen vorliegen. Dazu gehören: Der α -Teilcheneinschluß, der Brennstoffdurchsatz (Nachfüllung und Brennstoffabfuhr), die Beherrschung der Abkühlphase in gepulsten Anordnungen sowie die für das Funktionieren des Reaktors sehr wichtige Frage der thermischen Plasmadynamik in der Brennphase und ihrer Regelung.

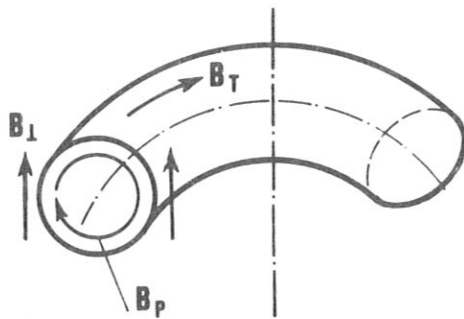
Nachfolgend werden das Prinzip, der Stand und die Ergebnisse für einige Konzepte des magnetischen Einschlusses etwas detaillierter behandelt.

3.1.1 Tokamak und Stellarator

In beiden Anordnungen ist das Hauptmagnetfeld toroidal (s. Abb. 3.1) und wird durch einen Satz von Spulen, die ein torusförmiges Entladungsgefäß umgeben, erzeugt. Durch Über-



STELLARATOR

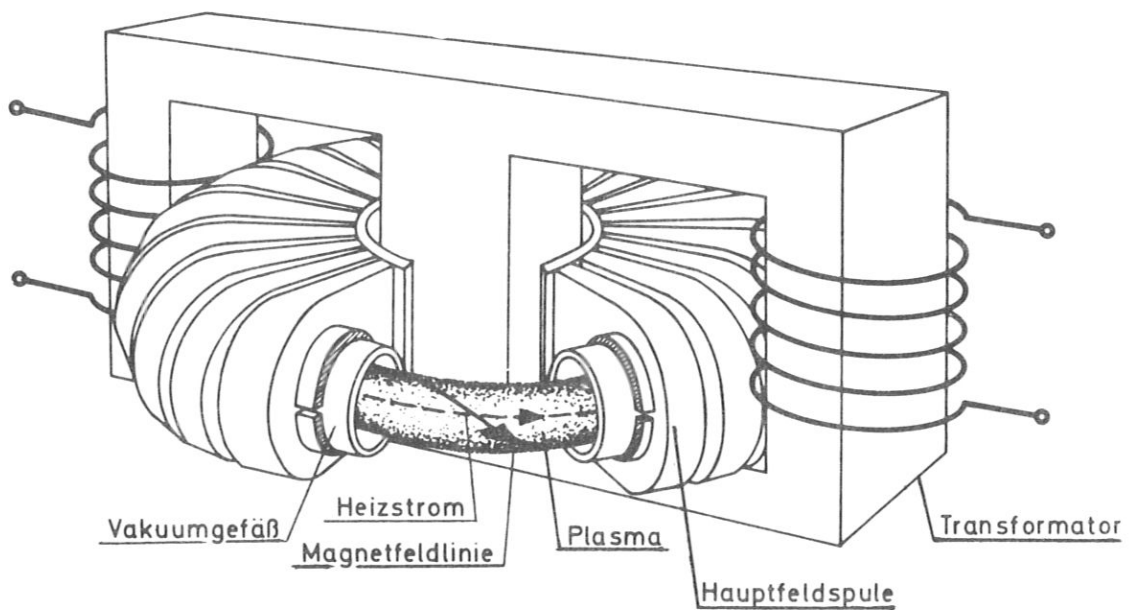


Magnetfeldkomponenten

B_T = Toroidales
Magnetfeld

B_P = Poloidales M.

B_L = Transversales M.



TOKAMAK

lagerung einer poloidalen Feldkomponente ergeben sich helikale Feldlinien auf ineinandergeschachtelten Torusoberflächen, in die das Plasma eingebettet ist. Beim Tokamak wird die poloidale Komponente durch einen im Plasma induzierten Längsstrom (Trafoprinzip), beim Stellarator durch äußere Multipolströme erzeugt (Abb. 3.1). Das Induktionsprinzip erlaubt beim Tokamak nur gepulsten Betrieb. Dagegen könnte der Stellarator, wenn man nur von der Magnetfelderzeugung ausgeht, im Prinzip stationär betrieben werden.

Das Tokamak [3.1] ist eine der einfachsten toroidalen Konfigurationen. Seine elektrischen und magnetischen Felder sind axialsymmetrisch (unabhängig vom Winkel um die Hauptachse). Schwache Zusatzfelder sorgen in Wechselwirkung mit dem Plasmastrom für Gleichgewicht des Plasmas. Diese Aufgabe kann in Experimenten auch von einer gut leitenden Metallschale, die das Plasma umgibt, übernommen werden.

Der toroidale Strom (einige 100 kA in den jetzigen Experimenten, um 20 MA im Reaktor) dient nicht nur dem Plasmaeinschluß, sondern heizt gleichzeitig das Plasma auf. Da jedoch der Widerstand des Plasmas mit steigender Temperatur abnimmt ($\sim T^{-3/2}$), die Bremsstrahlungsverluste jedoch mit $T^{1/2}$ zunehmen, reicht diese Heizung voraussichtlich nicht aus, um in den Bereich von $T = 6 - 8$ keV vorzustoßen, in dem Selbstheizung des Plasmas durch α -Teilchen erwartet wird. Als weitere Heizmethoden werden besonders der Einschub von energiereichen Neutralteilchen in das Plasma und auch Hochfrequenzheizung in Betracht gezogen. Mit beiden Heizmethoden werden am Tokamak bereits deutliche Temperatursteigerungen erzielt. Die Methode der Neutralteilcheninjektion wird derzeit bevorzugt untersucht (CLEO, ORMAK, TFR, ATC). Sie kann in Reaktorplasmen eventuell auch der Teilchenachfüllung und der Regelung dienen. Es werden bereits

annähernd die Energiedichten in der injizierten Ionenpopulation erreicht, die man für Reaktorheizung braucht. Im ATC wurde neuerdings durch Injektion bei 240 kW eine Ionentemperatursteigerung von 200 auf 500 eV erzielt. Nachteilige Effekte der Injektion, z.B. Anregung von Instabilitäten oder Erhöhung der Energieverluste, wurden bisher nicht beobachtet. Auch die Energiedissipation des Strahls scheint klassisch zu verlaufen. Die Entwicklung sehr leistungsfähiger Neutralteilchenquellen wurde in letzter Zeit sehr vorangetrieben. Für Tokamakreaktoren müssen allerdings die Quellen auf Leistungen von jeweils einigen MW (heute einige 100 kW) und auf Teilchenenergien um 500 keV (heute um 50 keV) gebracht werden. Die hohen Energien sind notwendig, um die Teilchen in das Plasmazentrum zu befördern. Schwierigkeiten mit dem Wirkungsgrad solcher Quellen sind zu erwarten.

Adiabatische Kompression zur Weiterheizung eines ohmisch vorgeheizten Plasmas wurde mit Erfolg am ATC angewandt. Die erzielten Plasmadaten sind beachtlich ($T_e = 2.5 \text{ keV}$; $T_i = 600 \text{ eV}$; $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$).

Einige weitere Daten von Tokamakexperimenten sowie ein Größenvergleich gegenwärtiger und zukünftiger Experimente sind in Tab. 3.2 und Abb. 3.2 zusammengefaßt.

Für eine gegebene Anordnung ist im Tokamak der maximal zulässige Strom aus Stabilitätsgründen begrenzt. Die Stabilitätsbedingung läßt sich durch den Sicherheitsfaktor:

$$q = \frac{B_t}{B_p} \frac{\ell_p}{\ell_t} \quad (3.3)$$

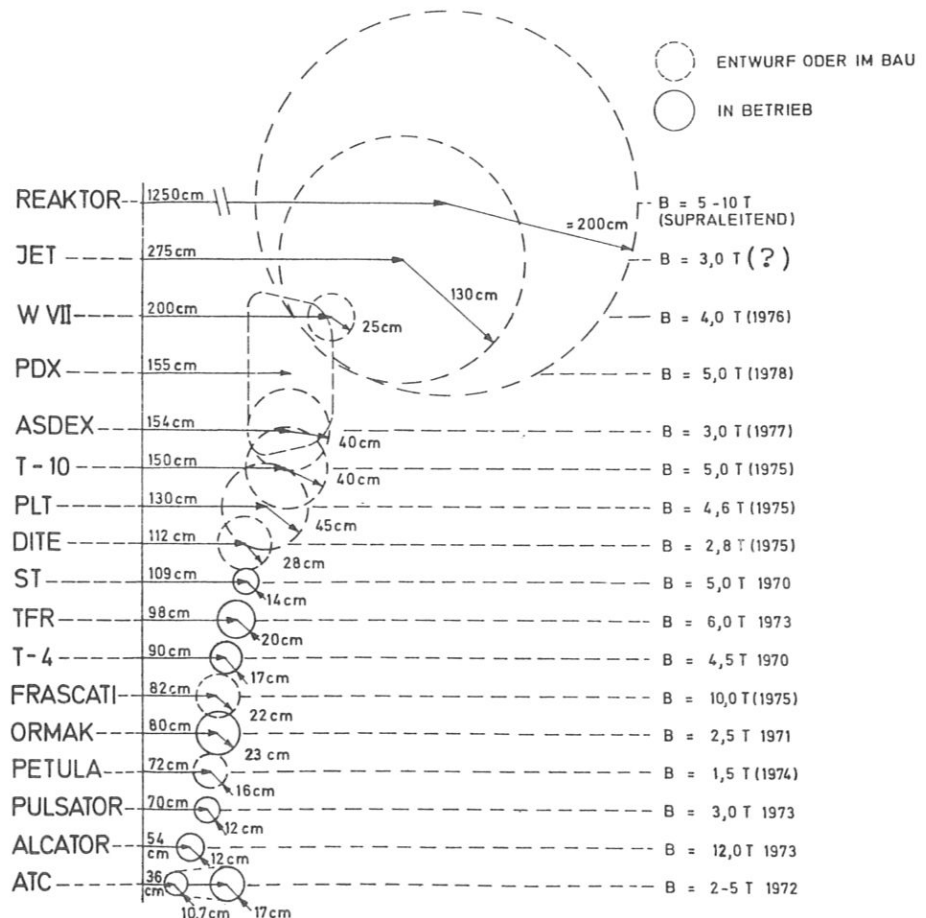
B_t, B_p toroidales, poloidales
Magnetfeld

ℓ_t, ℓ_p toroidaler, poloidaler
Plasmaumfang

Tabelle 3.2 Repräsentative Parameter
existierender Tokamaks (Anfang 1976)

	Land	I_p (kA)	B_t (kG)	T_e (keV)	T_i (keV)	$\overline{n\tau_E}$ ($\text{cm}^{-3} \text{s}$)
T-4	USSR	180	45	2	1	$\sim 3 \times 10^{11}$
ST	USA	130	40	2.2	0.8	$\sim 2 \times 10^{11}$
ALCATOR	USA	160	60	1.0	1.0	$\sim 10^{13}$
TFR	Frankr.	400	60	3.0	1.8	$\sim 2 \times 10^{12}$
PULSATOR	Deutschl.	80	28	0.8	0.3	$\sim 10^{12}$

Abb. 3.2 Abmessungen von laufenden und geplanten Tokamak-Experimenten (Stand: Ende 1975) einschließlich des WVII-Stellarators in ursprünglicher Planung.



ausdrücken. Zur Stabilität gegen MHD-Moden ist $q_0 > 1$ und $q_a/q_0 \gtrsim 3$ erforderlich, wobei q_0 der Sicherheitsfaktor im Zentrum und q_a der am Plasmarand ist. Die Vorschrift $q_a/q_0 \gtrsim 3$ erfordert ein spitzes Stromprofil im Plasma. Die Bedingungen für MHD-Stabilität bei großem Aspektverhältnis sind in Abb. 3.3 erläutert [3.2]. Werden auch resistive Moden einbezogen, so verschärfen sich die Stabilitätsbedingungen [3.4]. Insgesamt bestätigen die Experimente in groben Zügen die Aussagen der MHD-Stabilitätstheorie, wenn auch viele Detailfragen noch offen sind. In den Experimenten äußert sich noch vielfach MHD-Instabilität, meist in Form begrenzter "MHD-Aktivität" in bestimmten Plasmazonen (z.B. "Sawtooth-Schwingungen" im Plasmazentrum). Diese Prozesse sind wahrscheinlich auch am anomalen Energietransport beteiligt. Das Histogramm (Abb. 3.4) zeigt q_a -Werte, die in einigen laufenden Experimenten erreicht wurden. Das Stabilitätsproblem für nichtkreisförmige Plasmaquerschnitte, bzw. für kleine Aspektverhältnisse ($A \lesssim 3$) und $\beta_p \gtrsim 1$ ist theoretisch komplizierter und noch nicht ausreichend behandelt.

Ein noch weitgehend ungeklärtes Phänomen ist die Abbruch-Instabilität (disruptive instability). Sie tritt meist in späten Phasen der Entladung bei Dichten über $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, bevorzugt bei sehr unreinen Entladungen, auf. Sie führt innerhalb kurzer Zeit (um $50 \mu\text{sec}$) zu starker Dynamik der Plasmasäule, hohen Energieverlusten und evtl. Abbruch der stromstarken Entladung.

Für die Zukunft der Tokamaklinie ist es von ausschlaggebender Bedeutung, akzeptable β -Werte oder auch kleine q -Werte zu erreichen. Es ist

$$\beta \approx \frac{\beta_p}{A^2 q_a^2} f(\epsilon), \quad (3.4)$$

wobei $\beta_p = \frac{4\mu_0 \langle nkT \rangle}{B_p^2}$ zur Erzielung von Plasmagleichgewicht mindestens gemäß $\beta_p \lesssim A$ begrenzt ist. ($A = R/a$ Plasmaaspektverhältnis; $\epsilon = b/a$ Elongation des kleinen Torus-

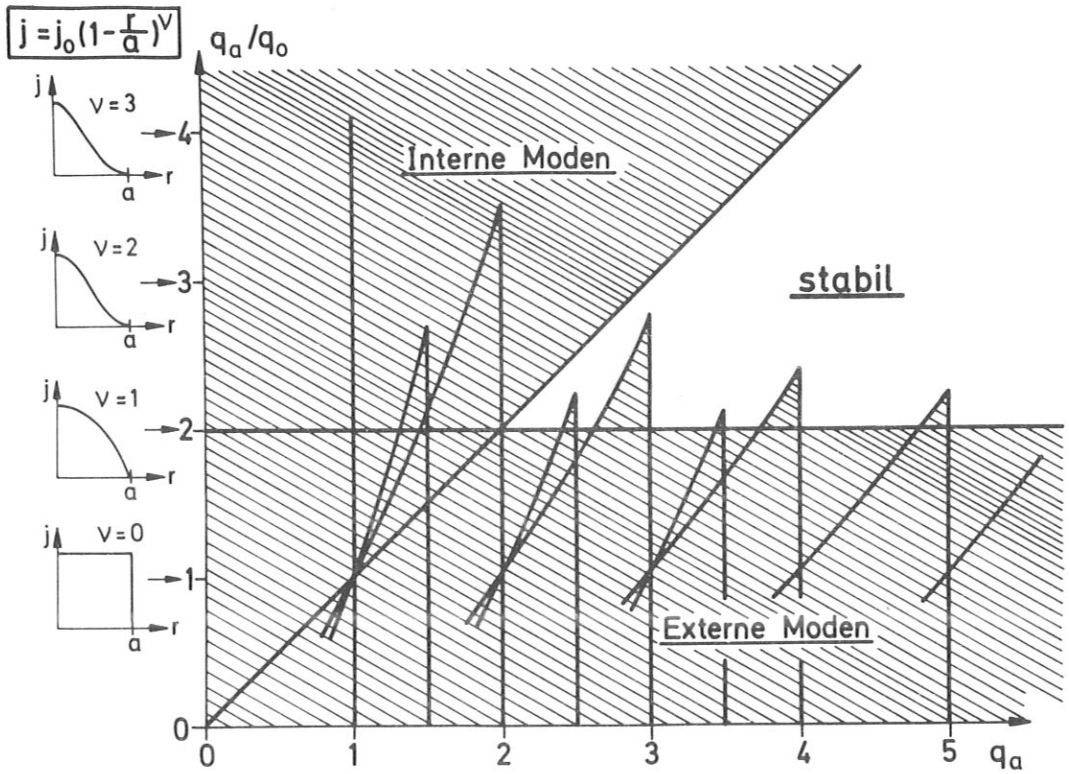


Abb. 3.3 Stabilitätsdiagramm für Tokamaks mit Kreisquerschnitt und $\beta_p=1$ für verschiedene radiale Stromverteilungen ($j(r)$). Beispiele für $j(r)$, die die q_a/q_0 -Werte der Ordinate erfüllen, sind angegeben. Der stabile Bereich öffnet sich nach rechts (unschraffiert). Das "Stabilitätsfenster" zwischen $q_a=2$ und $q_a=3$ kann praktisch kaum benutzt werden.

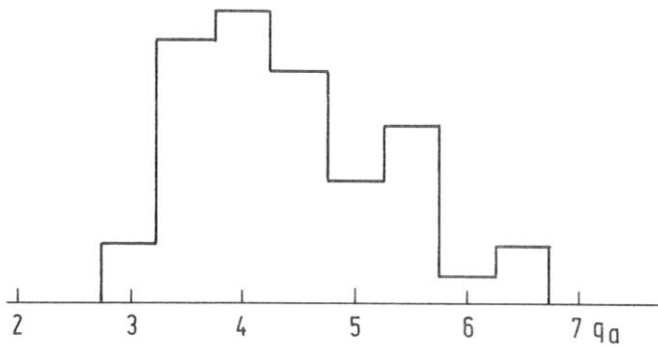


Abb. 3.4 Experimentell erreichte q_a -Werte in etwa 10 verschiedenen Tokamaks [3.4]

querschnitts, z.B. elliptisch mit Halbachsenverhältnis b/a ; $f(\epsilon) \approx 0,4\epsilon^2$; kreisförmig: $f(\epsilon) = 1$). Um hohe β -Werte zu erreichen, muß der Torus sehr gedungen aufgebaut werden. $A \approx 2.5 \div 3$ erscheint im Reaktor noch möglich. Damit ergeben sich maximale β -Werte um $3 \div 4\%$ für kreisförmigen Querschnitt, wenn man q_a -Werte von $2.5 \div 3.5$ als erreichbar ansieht. Streckung des kleinen Querschnitts kann wesentliche Erhöhung des β -Wertes bringen, falls q nicht selbst ungünstig von ϵ abhängt.

Bei den Tokamakexperimenten wurden neuerdings durch die Kombination von ohmscher mit Neutralteilchenheizung in roher Übereinstimmung mit Gl. (3.4) transiente β -Werte auf der Achse von 2% erreicht (ATC). Versuche in Anordnungen mit gestrecktem Querschnitt weisen darauf hin, daß sich ähnliche q -Werte wie im Kreistorus erreichen lassen. Hohe β -Werte bei grob stabilen Entladungen, allerdings für begrenzte Zeiten, wurden demonstriert (BELTPINCH II, Garching $\beta \approx 50\%$ für $50 \mu\text{sec}$; DOUBLET IIa, USA $\beta \approx 1\%$ *)).

Zur Frage der Energie- und Teilcheneinschlußzeiten und der Transporteffekte ergeben die laufenden Untersuchungen für den Bereich der zur Zeit möglichen Plasmamparameter (Tab. 3.1) und für rein ohmisch geheizte Tokamakplasmen etwa folgendes Bild: Es werden anomal erhöhte Energieverluste der Elektronen beobachtet, die wahrscheinlich auf erhöhte Wärmeleitung, verursacht durch Mikroinstabilitäten (?), zurückzuführen sind. Diese Verluste sind meist dominierend gegenüber Strahlungsverlusten. Der elektrische Widerstand ist sehr wahrscheinlich klassisch, wenn man von der Aufbauphase der Entladung absieht. Die beobachtete, an sich günstige, Widerstandserhöhung (bis Faktor 10) kann durch die hohen Verunreinigungsgehalte (Z_{eff} bis 11) erklärt werden. Der Energieverlust der Ionen folgt etwa den Voraussagen der klassischen Stoßtheorie.

*) Neuere numerische Rechnungen [3.31] zeigen, daß durch besonders geführte, schnelle Heizung ("Flux-Conserving Tokamak") Gleichgewicht bei β -Werten bis 20% erzielt werden kann.

Sehr neue, experimentell vielleicht noch nicht genügend gesicherte Ergebnisse zeigen, daß die bisher vermuteten Grenzen für Plasmadichte und für $\beta_{\text{pol}} \lesssim 0.5$ keine grundsätzlichen Eigenschaften von Tokamakplasmen sind, sondern durch geschickte Versuchsführung durchbrochen werden können. Durch Zusatz von Neutralgas während der Entladung wurden in ALCATOR, USA, und im PULSATOR, Garching, Dichten über 10^{14} cm^{-3} und β_{pol} von 2 bzw. 1.5 bei sehr niedrigem Verunreinigungsgehalt und deutlich verbessertem Energieeinschluß erzielt [3.5] [3.6].

Schlüssige Skalierungsgesetze für die Transportgrößen, für Energieeinschlußzeit τ_E , Temperatur usw., die auch zu Reaktorparametern extrapolierbar wären, lassen sich noch nicht ableiten. Für den Bereich der ohmschen Heizung deutet sich an, daß die Einschlußzeiten zunächst mit dem Plasmastrom, I , zunehmen, jedoch für große Ströme bzw. für $\frac{1}{I} \sim q \lesssim 3$ stark abfallen. Außerdem scheint $\tau_E \sim n_e$ sowie $\beta_p \sim n_e/I$ einigermaßen gesichert ^{*)}. Die erreichbaren Temperaturen sind zumindest bei den jetzt verwendeten Plasmaabmessungen durch die Transporteffekte und nicht durch Strahlung begrenzt. Alle Interpretationen sind erschwert durch die sehr hohen Verunreinigungsgehalte mit unbekannter räumlicher Verteilung und die oft beobachtete Rest-MHD-Aktivität, vor allem im Plasmazentrum.

^{*)} Neuerdings wird $\tau_E \sim n_e q^{1/2} a^f$ ($f=1$ für überwiegend konvektive, $f=2$ für überwiegend diffusive Energieverluste) vorgeschlagen [3.7]. Der Wert solcher Skalierungsgesetze ist begrenzt, da das Plasma, gemäß experimentellen Hinweisen, weder zeitlich noch räumlich einheitliche Transporteigenschaften aufweist.

Die theoretische Interpretation der Ergebnisse an Hand von Einzelmodellen (z.B. pseudoklassische Skalierung) gibt keine befriedigende Übereinstimmung. Es deutet sich an, daß die Transportprozesse und die Plasmaentwicklung durch verschiedene Regime der Mikroinstabilitäten in Abhängigkeit von zeitlich und örtlich veränderlichen Plasmaparametern verfolgt werden müssen. Dazu sind aufwendige numerische Verfahren entwickelt worden, die auch in Einzelfällen bereits Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen gebracht haben. Die Aussagen solcher Vergleiche sind jedoch noch keinesfalls eindeutig und kaum extrapolierbar. In Abb.3.5 sind an Hand theoretisch bekannter Mikroinstabilitäten und idealisierter Kriterien die nötigen $n\tau_E$ -Werte und Plasmaströme für Tokamaks mit den in der Unterschrift angegebenen Daten aufgetragen. Es zeigt sich, daß diese (und andere) durchaus konservativen theoretischen Abschätzungen konsistent sind mit den Forderungen, die in typischen Reaktorentwürfen für große Tokamaks gestellt werden.

Neue, größere Tokamakexperimente (PLT und T10) sind kürzlich in Betrieb gegangen. Sie sollen in neue Bereiche der Plasma-parameter vorstoßen und geraten dadurch in neue Regime möglicher Instabilitäten (trapped ion modes). Es wird erwartet, daß diese Experimente, in denen auch starke Zusatzheizung angewandt werden soll, einige Schlüsselprobleme der Tokamaklinie klären können:

- Skalierung des Energie- und Teilcheneinschlusses, entkoppelt von ohmscher Heizung, bei größeren Dimensionen und bei großen freien Weglängen der Ionen.
- Erreichbarkeit der Grenzwerte für β und β_{pol} .
- Effektivität und Einfluß der Zusatzheizungen.
- Nachfüllung und erste Versuche zur Regelung mit Teilchenstrahlen, Clusters und Pellets.

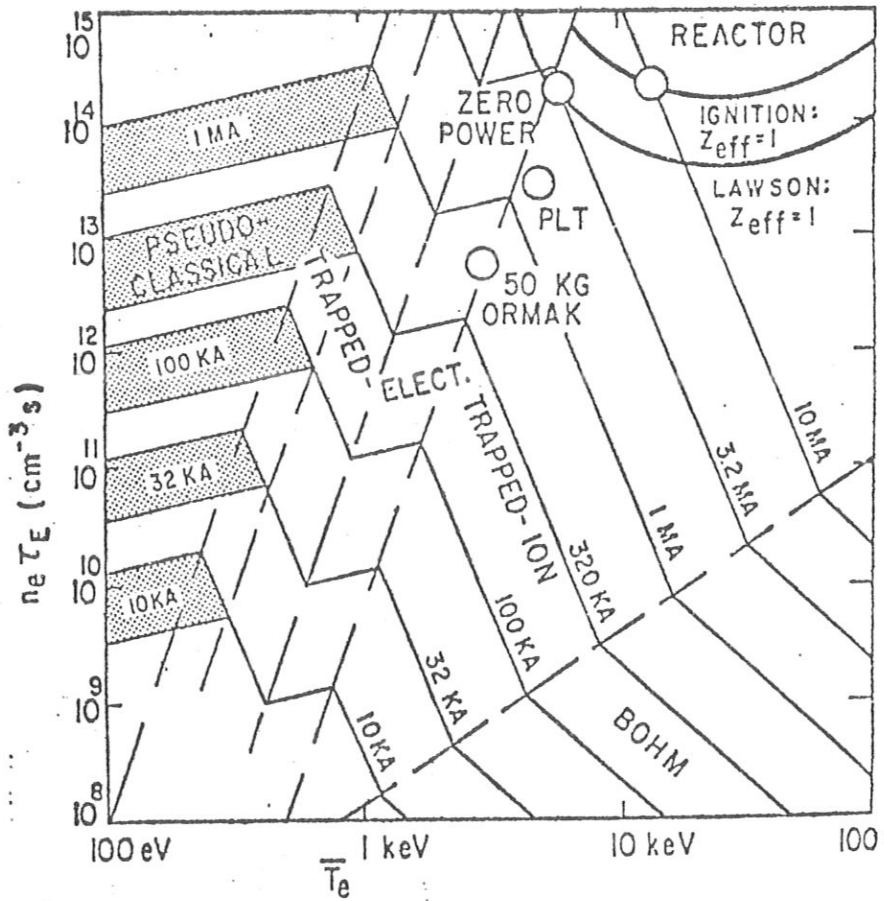


Abb. 3.5 $n\tau_E$ -Diagramm für Tokamaks mit verschiedenen Strömen für $B_t = 50 \text{ kG}$; $\beta_p = 1.0$, $R/a = 3$, $Z_{\text{eff}} = 1$; $T_e = T_i$.

Einige wichtige Fragen sollen in separaten Experimenten untersucht werden (s. Abb. 3.2)

- Einfluß und Beherrschung von Verunreinigungen und von Wandproblemen: TEXTOR; ISX;
- Untersuchung von Divertoren am Tokamak: PDX und ASDEX;
- Nichtkreisförmige Querschnitte zur Verbesserung der Stabilität und der Energiedichte im Plasma: DOUBLET III, T12, BELTPINCH.

Nachfolgeexperimente der nächsten Generation (JET, TFTR, JFT-60, T20) sind in Planung. In ihnen sollen Plasmabedingungen erreicht werden, die denen eines Fusionsreaktors nahe kommen.

Stellarator

Im Gegensatz zum Tokamak wird im Stellarator [3.26] das Magnetfeld hauptsächlich durch Ströme außerhalb des Plasmas erzeugt. Zur Herstellung der für den Einschluß notwendigen poloidalen Feldkomponente wurden bisher meist gegensinnig stromdurchflossene helikale Windungen auf dem Torusgefäß (s. Abb. 3.1) benutzt. In neueren Vorschlägen [3.27] [3.28] wird die Möglichkeit untersucht, die Stellaratorkonfiguration im modularen Aufbau, d.h. ohne Verwendung von toroidal umlaufenden Leitern, herzustellen. Mit diesen Konzepten sollen technische Schwierigkeiten bei der Beherrschung der Stromkräfte behoben und eine Verkürzung der Aufbauzeit erreicht werden. Eine Variante zum Stellarator ist das Torsatron, in dem nur einsinnig durchflossene Leiter verwendet werden. In allen Stellaratoranordnungen sind die elektrischen und magnetischen Felder, im Gegensatz zum Tokamak, nicht axialsymmetrisch.

Stellaratorexperimente wurden bisher in Europa und Japan nur in relativ kleinen Apparaturen durchgeführt. In USA wurde 1970 die Stellaratorforschung eingestellt. Das

Forschungspotential der Stellaratorlinie wurde in letzter Zeit durch eine Reihe neu aufgebauter, größerer Experimente erweitert. Dazu gehören: CLEO in Culham, WVIIa in Garching, WEGA in Grenoble, LII und URAGAN II in der Sowjetunion sowie JIPP-TII und HELIOTRON D in Japan. In diesen Stellaratoren werden Plasmaparameter im Bereich: $T_e = 0.5 - 1$ keV; $T_i = 0.1 - 0.5$ keV; $n = 10^{13} - 10^{14}$ cm⁻³ erwartet. Typische Daten sind z.B. für WVII: $R = 2.00$ m; $a = 0.17$ m; $B_t = 4.0$ T.

Der Stellarator hat als toroidale Niedrig- β -Anordnung viele physikalische und technische Grundzüge und auch die Experimentiertechniken mit dem Tokamak gemeinsam. Bei ihm sind deshalb viele der Plasmaeffekte zu erwarten, die gegenwärtig im Tokamak untersucht werden, z.B.: Anomale Transportprozesse, Verunreinigungseffekte, Auswirkung von Heizverfahren.

Im Stellarator sind Heizung und Plasmaeinschluß nicht zwangsläufig, wie im Tokamak, durch einen zeitlich begrenzten Plasmastrom miteinander verkoppelt. Für Plasmauntersuchungen sollte dies über den freien Parameter "Rotationstransformation"^{*)} ein erhöhtes Maß an Flexibilität geben. Dies könnte nützlich sein für grundsätzliche Untersuchungen, aber auch zur Klärung von tokamak-spezifischen Fragestellungen.

Zur Zeit werden die meisten Stellaratoren noch ohmisch geheizt, d.h. sie sind als Hybridanordnungen zwischen Stellarator und Tokamak zu betrachten. Zur Beurteilung des Reaktorpotentials sind jedoch Untersuchungen der reinen Stellaratoranordnung bei interessanten Plasmaparametern wichtig. Der angestrebte stationäre Betrieb ist nämlich nur dann möglich, wenn ein gesamtstromfreies Plasma ausreichend gut eingeschlossen werden kann. Die physikalische Fragestellung betrifft dabei die Aus-

*) Rotationstransformation, $\kappa = 1/q$, ist ein Maß für die Verschraubung der Feldlinien.

wirkungen der Nichtaxialsymmetrie und vor allem Effekte der lokal in den Spiegeln des helikalen Feldes eingefangenen Teilchen. Plasmen ohne toroidalen Heizstrom werden in URAGAN II durch Ionenzyklotronheizung (ICRH) erzeugt und im Vergleich zum Hybridbetrieb untersucht. An WIIb und LII sollen mit Hilfe von lasererzeugten Plasmen ebenfalls heizstromfreie Konfigurationen hergestellt werden. In den nächsten Jahren sollen HF-Heizmethoden an WEGA (Lower-Hybrid-Heizung) an JIPP-TII (LHH und ICRH) sowie Neutralteilcheninjektion an CLEO und JIPP-TII angewandt werden.

Die bisherigen Experimente an Stellaratoren liefern noch kein einheitliches Bild zur Plasmastabilität und zum Plasmaeinschluß. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, daß die Untersuchungen nur mit unzureichenden Parametern (zu kleiner Plasmaquerschnitt, $\beta \leq 10^{-3}$) an sehr verschiedenartigen Apparaturen durchgeführt werden konnten.

Die β -Grenzen für MHD-Stabilität und Gleichgewicht sind weder experimentell noch von Seiten der Theorie bekannt. Sie liegen jedoch voraussichtlich relativ niedrig. Für den $\ell = 2$ Stellarator wurden β -Werte unter 1 % berechnet [3.29]. Mit den gegenwärtig angewandten Heiztechniken (Ohmsche Heizung, HF-Heizung) ist es, wie auch beim Tokamak, schwer möglich, in den Bereich der möglichen "kritischen β -Werte" vorzustoßen.

Am C-Stellarator (USA) wurden für alle Versuchsparameter hohe anomale Verluste beobachtet, die mit steigender Temperatur anwuchsen. Diese "Bohm-Diffusion" konnte weder behoben noch zureichend erklärt werden. Sie würde einen Reaktorbetrieb unmöglich machen. Ergebnisse an anderen Stellaratoren (URAGAN, CLEO, WIIb, HELIOTRON D, WVIIa) widersprechen diesem Befund. Der Einschluß folgte der vom Tokamak bekannten, relativ reaktorfreundlichen "pseudoklassischen" Skalierung (Energieeinschlußzeit $\sim T_e^{3/2}$). Beim WIIb wurde diese Skalierung bis zu den maximal erreichten $T_e = 300$ eV bei Dichten von 10^{13} cm^{-3} festgestellt. Dabei spielt es offensichtlich keine Rolle,

ob das poloidale Feld durch Heizströme oder durch äußere Ströme erzeugt wird.

Von neueren Experimenten kommen erste Hinweise für eine Verbesserung der Stabilität und eine Unterdrückung der disruptions (WVIIa) [3.30] durch die äußeren helikalen Felder des Stellarators.

3.1.2 Zweikomponenten-Plasma

Das Prinzip geht zurück auf die Idee, Fusionsenergie durch Beschuß eines Targets mit Ionenstrahlen zu erzeugen. Neuere Überlegungen zeigen, daß Energiemultiplikation erreicht werden kann, wenn als Target ein D-T-Plasma verwendet wird, in dem die Elektronen Temperaturen von einigen keV haben. Die Plasmaionen können kalt sein. In das Plasma werden hochenergetische neutrale Deuteriumatome (100 - 200 keV) eingeschossen, die während der Abbremsung Fusionsreaktionen auslösen. Die erreichbaren Energiemultiplikationsfaktoren F (Fusionsenergie zu injizierter Deuteronenenergie pro Teilchen) sind in Abb. 3.6 dargestellt. Das Grundplasma muß durch

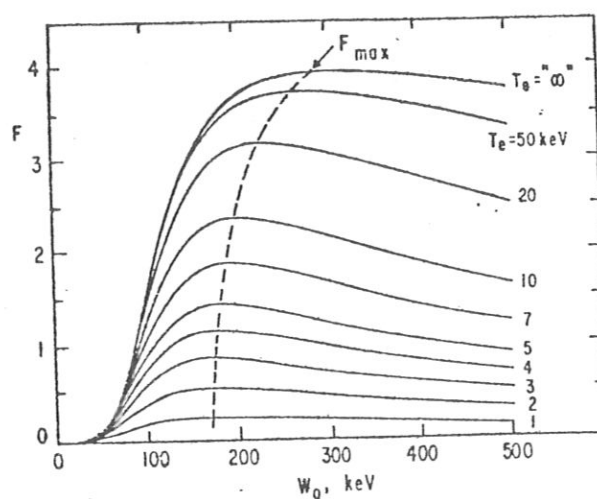


Abb. 3.6 Energiemultiplikationsfaktor F als Funktion der Energie W_0 von injizierten Deuteronen für verschiedene Elektronentemperaturen in einem Targetplasma mit kalten Tritonen [3.8].

Energiezufuhr aus dem Teilchenstrahl stationär erhalten werden. Unter dieser Bedingung ergibt sich eine Lawson-Grenze von $n\tau_E \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$, d.h. eine Größenordnung niedriger als bei thermischen Plasmen. Ferner kann bei gegebenem β eine wesentlich höhere Fusionsleistungsdichte im Plasma erzielt werden. Man kommt zu kompakteren Anordnungen. Demgegenüber steht die geringe gesamte Energiemultiplikation, die $Q_E = 3$ (Q_E = elektrische Nutzleistung des Reaktors / injizierte Strahlleistung) kaum überschreiten kann.

Das Zweikomponentenprinzip wird vor allem zur Anwendung in Tokamaks (TFTR, JET) diskutiert. Dabei wird neuerdings selektive Energiezufuhr (energy clamping) zur energetischen Ionenkomponente im Plasma erwogen, um den Q-Faktor weiter zu erhöhen. Dies kann z.B. durch adiabatische Kompression geschehen. Diese Energiezufuhr soll den Energieverlusten durch Stöße (Abbremsung) entgegenwirken. Die hochenergetischen Ionen werden dadurch längere Zeit im Bereich günstiger Fusionsquerschnitte gehalten [3.9].

Weitere Verbesserung wird durch Verwendung zweier Atomstrahlen aus Deuterium und Tritium erwartet, die im Targetplasma gegeneinanderlaufen (Drei-Komponenten-System). Fraglich bleibt bei allen diesen Verfahren, ob bei den notwendig hohen Energiedichten der energiereichen Komponente Instabilitäten vermieden werden können [3.10].

3.1.3 Hoch- β -Anordnungen (toroidale Pinche)

Unter dieser Bezeichnung sind eine Reihe von Verfahren des magnetischen Einschlusses zusammengefaßt, bei denen auf Grund der Plasmaerzeugung, der Heizmethode und der Stabilitätsprognosen hohe β -Werte ($\beta > 10 \%$) erreicht werden können.

Die technisch relativ einfache, physikalisch weitgehend verstandene Methode der schnellen magnetischen Kompression (Pinch-Prinzip) gestattet es, Hoch- β -Plasmen herzustellen, effektiv aufzuheizen und gleichzeitig einzu-

schließen. Zu allen nachfolgend beschriebenen Konfigurationen liegen Reaktorüberlegungen vor, die zeigen, daß die Hoch- β -Anordnungen interessante Alternativen zum Tokamakreaktor bilden können.

Die Hoch- β -Anordnungen gestatten, mit relativ geringen Mitteln Konfigurationsstudien zu betreiben und Plasmabedingungen herzustellen, die in den weniger flexiblen großen Experimenten (z.B. Tokamak) noch nicht erreichbar sind. Sie können deshalb zum Verständnis heißer Plasmen wesentlich beitragen.

Beltpinch

Beltpinch-Experimente werden in Jülich und Garching und in neuerer Zeit auch in Jutphaas, Lausanne und an der Columbia Universität, New York, durchgeführt. Der Beltpinch [3.12] hat axialsymmetrisches Gleichgewicht und eine Rotations- $1/q < 1$. Er steht in enger Nachbarschaft zum Tokamak. Abweichend vom Tokamak ist jedoch der kleine Torusquerschnitt längs der Hauptachse stark gestreckt. Die anfängliche Plasmaheizung erfolgt durch schnelle magnetische Kompression. Durch den Übergang zum nichtkreisförmigen Querschnitt wird, wie im Abschnitt "Tokamak und Stellarator" gezeigt wurde, eine wesentliche Verbesserung des stabilitätsbegrenzten kritischen β -Wertes erwartet.

Die bisher durchgeführten Experimente am BELTPINCH I und II (Garching) haben diese Erwartungen bestätigt. Bei kritischen Werten von $q_a \approx 3$, wie sie auch im nichtkreisförmigen Tokamak nötig sind, wurde auch für das stark nichtkreisförmige Hoch- β -Plasma Stabilität gefunden. Für den zentralen Plasmabereich ergab sich dabei ein Halbachsenverhältnis $b/a \approx 10$; $\langle \beta \rangle \approx 50\%$ und $\beta_p \approx 5$. Dieser Plasmazustand war wegen starker Strahlungskühlung instationär, so daß die positiven Stabilitätsaussagen zunächst nur für eine Zeitskala von 50 μsec gelten.

In einer Ausbaustufe (BPIIa), die bereits in Betrieb gegangen ist, sollen nun höhere Temperaturen > 100 eV und

längere Energieeinschlußzeiten erreicht werden, so daß die Stabilität der Konfiguration für Zeiten um 0.5 msec geprüft werden kann.

Bei positivem Ausgang dieser Experimente ergäben sich wesentliche Gesichtspunkte für die Weiterentwicklung der Tokamaklinie.

Hoch- β -Stellarator

Der Hoch- β -Stellarator wird in toroidaler Anordnung in Los Alamos (SCYLLAC) und in Garching (ISAR T1; HBS II) untersucht. [3.11].

Als Heizmethode dient die schnelle magnetische Kompression. Dabei werden durch ein rasch ansteigendes Magnetfeld Stoßwellen erzeugt. Ihre Energie wird im dichten Plasma durch Coulombstöße, im dünnen Plasma durch kollektive Prozesse, dissipiert. Eine Phase weiterer Aufheizung durch adiabatische Kompression kann sich anschließen. Dieses Heizprinzip war in linearen Anordnungen (θ -Pinch) sehr erfolgreich und hat zu Ionentemperaturen bis zu 20 keV geführt.

In der toroidalen Anordnung muß zur Herstellung von Plasmagleichgewicht eine nichtaxialsymmetrische Verformung der magnetischen Flußflächen vorgenommen werden, so daß die Flußflächen an der Innenseite des Torus stärker gewellt sind als an der Außenseite (M+S Prinzip). Diese Wellung wird erreicht durch Überlagerung des toroidalen Grundfeldes mit periodischen, helikalen und Spiegelfeldkomponenten. Die Einschlußfelder können durch geformte, meist einwindige, Spulen erzeugt werden. Die Konfiguration ist schwach instabil gegen die gefährliche $m = 1$ MHD Mode. Sie sollte jedoch in einem schlanken Torus durch Gegenwart einer leitenden Wand stabilisiert werden, falls das Kompressionsverhältnis ($\alpha = \text{Wandradius/Plasmradius}$) genügend groß ist. In diesem Fall kann die Heizung durch adiabatische Nachkompression nicht ausgenutzt werden. Es wird nötig, Zusatzheizungen anzuwenden, um Reaktortemperaturen zu erreichen. Diese Route wird in Garching verfolgt. In Los Alamos hofft man, durch zu-

sätzliche Anwendung der adiabatischen Kompression Reaktor-temperaturen zu erzielen. Zur Stabilisierung der $m = 1$ Instabilität bleiben dann nur noch Feedback-Methoden.

Der Hoch- β -Stellarator ist auch, wie neue Experimente in Garching zeigen, gegen $m \geq 2$ Moden instabil. Ihre Anwachsraten können durch Effekte großer Ionengyroradien reduziert werden, wenn das Verhältnis Gyroradius zu Plasmaradius groß genug ist.

Die Experimente in Garching und Los Alamos haben gezeigt, daß im toroidalen HBS dichte und heiße Plasmen ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $T_i \approx 100 - 800 \text{ eV}$; $\beta \approx 0,8$) erzeugt und für typisch $10 - 30 \mu\text{sec}$ im Gleichgewicht gehalten werden können. Da diese Plasmen zu stark komprimiert waren, traten $m = 1$ Moden auf, deren Charakteristik in guter Übereinstimmung mit der Theorie gefunden wurde.

Die nächsten Stufen folgen den angedeuteten Wegen. In Garching sollen in einem größeren, schlanken Torus (HBS II, in Konstruktion) Wandstabilisierung der $m = 1$ Mode und auch das Verhalten der $m \geq 2$ Moden bei reaktorgerechtem Gyrationen-zu-Plasmaradius-Verhältnis untersucht werden. Dies erfordert auch besondere technische Anstrengungen (höhere Umfangsspannungen), um die zunächst ausschließlich angewandte Stoßwellenheizung zu verbessern. Es sollen Plasmatemperaturen im Bereich von 1 keV bei Dichten von 10^{15} cm^{-3} erreicht werden.

Von Seiten der Plasmaphysik würde die HBS-Konfiguration grundsätzlich auch (quasi-)stationären Betrieb erlauben, da, ähnlich wie beim Niedrig- β -Stellarator, die Einschlußfelder durch äußere Ströme aufgebaut werden. Die Wandstabilisierung ist jedoch etwa auf die Stromeindringzeit in die Wand begrenzt. Langsame, technisch relativ leicht realisierbare Feedbackstabilisierung, müßte dann zusätzlich eingesetzt werden. Das Verunreinigungsproblem wäre bei stationären Anordnungen ähnlich wie im Tokamak, Beim kurzzeitig gepulsten System ist es jedoch wesentlich erleichtert, so daß auf einen Divertor wahrscheinlich verzichtet werden könnte.

Reverse Field Pinch

Diese Konfiguration wird in Culham (HBTX I, II), Los Alamos (ZTI) und Padua untersucht und findet zunehmendes Interesse, vor allem wegen ihrer theoretisch sehr guten Stabilitätseigenschaften [3.11]. Der RFP ist wie das Tokamak eine axial-symmetrische toroidale Konfiguration mit induziertem Längsstrom. Er ist theoretisch völlig stabil gegen alle MHD-Moden und resistive Moden und kann dabei β -Werte bis zu 30 % erreichen. Dies wird durch hohe Verscherung der Magnetfelder *) und Wandstabilisierung erreicht. Dazu muß das toroidale Feld im Außenbereich die Richtung wechseln und $B_{\text{tor}} \approx B_{\text{pol}}$ sein, d.h. insgesamt hoher Strom fließen (Abb. 3.7).

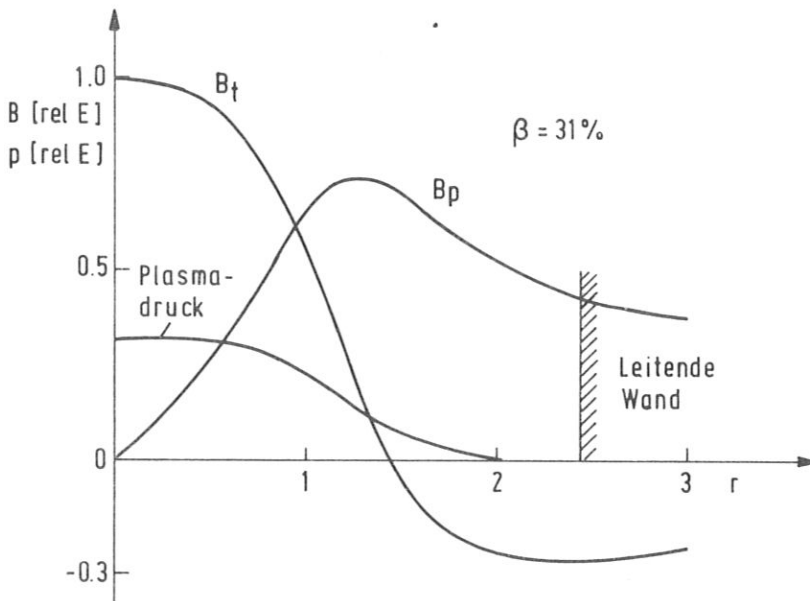


Abb. 3.7 Stabile Reverse Field Pinch Konfiguration mit $\beta = 31\%$ auf der Achse

*) Verscherung bedeutet Variation des Sicherheitsfaktors, $q(r)$, mit dem Radius r .

Die Konfiguration ist ziemlich schwierig herzustellen. Methoden dazu sind schnelle Feldprogrammierung in einer kombinierten θ - und Z-Pinchentladung (HBTX I; ZTI) oder Selbstumkehr des Magnetfeldes in langsamen toroidalen Pinchentladungen. Die Selbstumkehr trat spontan in ZETA (1965) auf und führte dort zu einer Entladungsphase, die makroskopisch stabil war und $n\tau$ -Werte zeigte, die erst heute im Tokamak erreicht werden. In HBTX I gelang es nach der ersten Methode, allerdings unter einschränkenden Bedingungen ($I < 100$ kA, niedrigere Temperaturen), die stabile Feldverteilung herzustellen und auch für eine durch klassische Leitfähigkeit gegebene Zeit aufrechtzuerhalten. Für die zukünftige Entwicklung setzt man in Culham nun auf die Methode der Selbstumkehr. Ein großes Experiment HBTX II ist geplant mit Abmessungen ($R = 180$ cm; $a = 60$ cm; $I = 700 - 1100$ kA), die vergleichbar denen der z. Zt. größten Tokamaks sind. Für Reaktorüberlegungen gibt es eine Reihe wichtiger Gesichtspunkte:

- Beim RFP können das Plasma β und der Plasmastrom hoch sein. Die ohmsche Heizung reicht voraussichtlich aus, um zur Zündung zu kommen.
- Wegen der hohen Verscherung und der hohen β -Werte sollten Mikroinstabilitäten kaum auftreten. Es werden nahezu klassische Transporteigenschaften erwartet.
- Das Aspektverhältnis ist beim RFP nicht vorgeschrieben.
- Die relativ komplizierte stabile Konfiguration wird durch Felddiffusion irreversibel abgebaut. Das heißt, die Lebensdauer des Plasmas ist prinzipiell etwa auf die Diffusionszeit begrenzt.
- Der Aufbau der Konfiguration kann wahrscheinlich nur über eine grob turbulente, instabile Phase erreicht werden. Dies führt zu beträchtlichen zusätzlichen Energieverlusten.

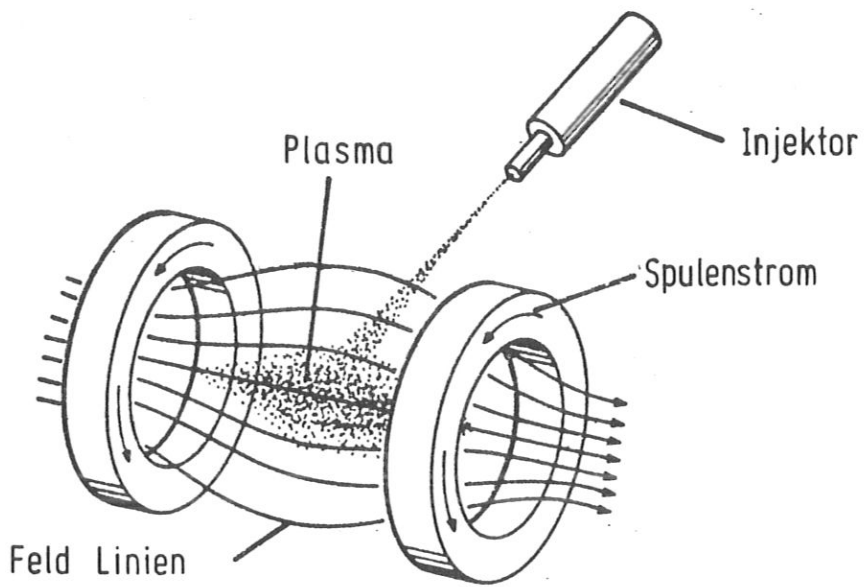
3.1.4 Spiegelmaschinen

Spiegelmaschinen [3.13] sind offene magnetische Konfigurationen, bei denen eine Reduzierung der Teilchenverluste durch ansteigende Magnetfelder (magnetische Spiegel) an den Enden der Anordnung erreicht wird. Plasmaionen, die nicht genügend Energie parallel zu den Feldlinien haben, werden in den magnetischen Spiegeln reflektiert. Coulombstöße können jedoch die Ionen in die Verlustrichtung (im Geschwindigkeitsraum) streuen. Die Endverluste sind deswegen prinzipiell hoch und können voraussichtlich auch durch reaktorgerechte Maßnahmen nicht weiter vermindert werden. Deswegen müssen Spiegelmaschinen in einem "Temperatur"-Bereich arbeiten (einige 100 keV), in dem die Fusionsstöße relativ zu Coulombstößen am häufigsten sind (s. Abb. 1.2). Die theoretisch berechneten Energieeinschlußzeiten reichen nicht aus zur Aufrechterhaltung der Plasmatemperatur durch α -Heizung. Dem Plasma muß laufend Energie und Brennstoff zugeführt werden. Dazu werden heute überwiegend Neutralteilchenstrahlen vorgesehen.

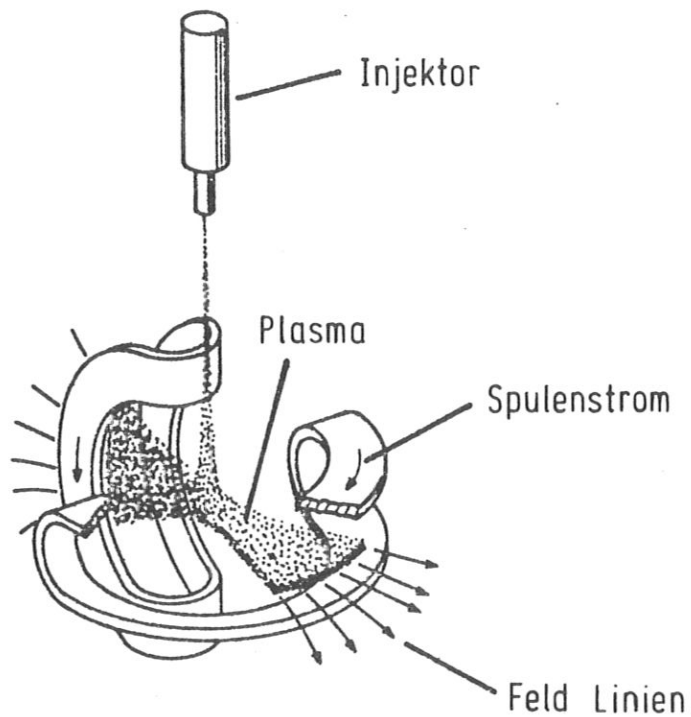
Zylindersymmetrische Spiegelmaschinen (Abb.3.8,oben) sind magnetohydrodynamisch instabil. Die MHD-Stabilität von Minimum-B-Konfigurationen, die z.B. durch sogenannte Yin Yang-Spulen erzeugt werden können (Abb.3.8,unten), erscheint jedoch gesichert. Mikroinstabilitäten können verursacht werden durch die für Spiegelmaschinen typische Anisotropie der Verteilungsfunktion (loss cone instability). Sie entsteht, weil bevorzugt niederenergetische Ionen in die Verlustrichtung gestreut werden.

Sehr gute, neue Ergebnisse werden von der 2XIIB Anordnung in Livermore berichtet [3.14]^{*)}. Dort wurden in ein Plasma, das durch adiabatische Kompression vorgeheizt wurde, mit zwölf Injektoren insgesamt 600 A, 20 keV Neutralatome eingeschossen. Die Ionentemperaturen lagen bei 13 keV, die Dichten bei $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und die β -Werte bei 0.4. Restliche

*) s.a. [3.32] der IAEA-Konferenz



Einfacher Magnetischer Spiegel

Minimum-B Magnetischer Spiegel
(Yin-Yang Spulen)

Ionenzyklotron-Instabilitäten konnten unterdrückt werden. Die Verlustraten waren nahezu klassisch.

Spiegelmaschinen haben keine wesentlichen Probleme mit Verunreinigungen, da diese wegen ihrer mehrfachen Ladung bevorzugt aus dem Volumen gestreut werden.

Die Verluste in Spiegelmaschinen haben mit Diffusion im Geschwindigkeitsraum und nicht im Ortsraum zu tun, d.h. die Einschlußzeit ist relativ unempfindlich gegen die Abmessungen im Gegensatz zum Tokamak, wo $\tau_E \sim a^2$. Spiegelmaschinenreaktoren könnten deshalb relativ kleine Gesamtleistung haben.

3.2 Wandeinschluß und Gasblanket

Bei den Konzepten des Wandeinschlusses soll eine materielle Wand, in direktem Kontakt mit dem Plasma, den gaskinetischen Druck des Plasmas aufnehmen. Die thermische Isolation kann durch ein Magnetfeld bewirkt werden, wobei $\beta > 1$ sein kann. In Wandnähe ergeben sich Übergangsgebiete zum heißen zentralen Plasma mit recht komplexen Eigenschaften.

Qualitativ ähnliche Verhältnisse herrschen auch bei der Verwendung von Gasblankets. Diese umgeben jedoch ein magnetisch eingeschlossenes Plasma und dienen primär dem Schutz der Wand. Übergangslösungen zwischen den beiden Konzepten sind jedoch möglich.

Untersuchungen zum Wandeinschluß werden in USA und in der UdSSR durchgeführt. Budker und Mitarbeiter (Novosibirsk) [3.15] behandeln ein System, in dem ein sehr dichtes Plasma in einem langen geraden Zylinder radial durch die Wand und ein Längsmagnetfeld, axial jedoch durch eine Anzahl aufeinanderfolgender magnetischer Spiegel, eingeschlossen

wird. Die Heizung soll durch relativistische Elektronenstrahlen erfolgen. An der Columbia University, New York [3.16], wird ebenfalls theoretisch und experimentell eine lineare Anordnung untersucht, jedoch soll hier die Heizung durch Stoßwellen erfolgen. Der Endverschluß soll durch einen "magnetischen Damm" hergestellt werden.

Das Gasblanketkonzept wird in Jutphaas an toroidalen Bogenentladungen und in Schweden an rotierenden Plasmen in offenen und geschlossenen Konfigurationen untersucht [3.17, 3.18]. Das Gasblanket soll das zentrale, heiße Plasma durch eine Schicht aus kaltem Gas relativ hoher Dichte ($n = 3 \times 10^{15} \div 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) von der Wand isolieren, heiße Ionen aus dem Plasma abbremsen, um die Wandzerstäubung zu reduzieren, und schließlich auch eine Nachfüllung mit Brennstoff bewirken. Das Konzept ist angesichts der Wand- und Verunreinigungsprobleme beim magnetischen Einschluß sehr interessant, zumal auch stabilisierende Wirkung des Gasblankets auf gewisse MHD-Moden erwartet wird.

Problematisch sind in beiden Konzepten die Fragen des Energietransports zur Wand und auch die Strahlungsverluste in der Übergangsschicht zur Wand und ihre Kompatibilität mit einem selbsterhaltenden Brennprozess im Plasma. Die Experimente sind noch nicht so weit entwickelt, um einigermaßen schlüssige Aussagen zu diesen Fragen zu erhalten, geschweige denn Extrapolationen in den Reaktorbereich zu machen. Die theoretische Behandlung muß durch sehr aufwendige und komplizierte numerische Simulationsmethoden des Plasma-Wandbereiches erfolgen. Solche Modelle sind auch in Garching in der Entwicklung. Es ist noch nicht gesichert, ob stationäre selbstkonsistente Lösungen für Plasmagleichgewicht für einen ausreichenden Parameterbereich existieren, die auch positive Energiebilanz garantieren.

Für den Wandeinschluß sind sicher auch viele technische und physikalische Probleme (Plasmaaufbau, Heizung) noch gar nicht erkannt. Trotzdem verdienen die Wandeinschlußkonzepte vor allem wegen ihrer bestechenden Einfachheit hohe Aufmerksamkeit.

3.3 Implodierende Liner

Bei diesem Konzept wird versucht, durch Flußkompression Magnetfelder im Megagaußbereich zu erzeugen und damit Plasmen hoher Dichte kurzzeitig einzuschließen. Untersuchungen zu diesem Konzept werden am Naval Research Lab. Washington und am Kurchatov Inst., Moskau, durchgeführt [3.25].

Im Gegensatz zu früheren Versuchen, bei denen Sprengstoffe angewandt wurden, soll nun die Flußkompression durch elektromagnetisch getriebene Metallschalen (Liner) erfolgen, ohne das ganze System zu zerstören. Die Anlage besteht demnach (etwa in zylindrischer Geometrie von außen nach innen) aus: Kompressionsspulen, die aus einem induktiven Speicher gespeist werden; dann Liner aus festem oder rotierendem flüssigem Metall und dem zu komprimierenden Plasma. Als Plasmakonfiguration wird meist ein Theta-Pinch vorgesehen. Am N.R.L. wird auch die Verwendung eines linearen Cusp diskutiert. Als Zieldaten werden genannt: Magnetfelder von 3 MG und Plasmaidichten von 10^{19} cm^{-3} . Bei Temperaturen im 10 keV Bereich wären Mindesteinschlußzeiten um 10^{-5} s erforderlich. Besondere Vorteile dieses Konzepts wären: Verringerung der Probleme der 1. Wand, denn die Wand wird repetierend ersetzt und evtl. Verminderung der Strukturaktivierung, falls der Liner aus Li-Metall hergestellt wird.

Demgegenüber stehen außerordentliche technische Probleme, vor allem wenn repetierender Betrieb durchgeführt werden soll (z.B. Recycling der Liner). Auch scheint keinesfalls gewährleistet, daß in solchen Systemen eine positive Energiebilanz erreicht werden kann.

In der UdSSR ist ein 10 m langer Theta-Pinch im Aufbau, der mit 2 MG durch einen implodierenden festen Liner komprimiert werden soll. Zur Energieversorgung dient ein 200 MJ Schwungradgenerator. Ergebnisse an Plasmen sind noch nicht bekannt geworden.

3.4 Trägheitseinschluß (Laser-Fusion, Elektronenstrahl-Fusion)

Seit etwa 10 Jahren wird ein weiterer Weg zur kontrollierten Kernfusion verfolgt: Die Energiegewinnung aus sehr dichten, nicht magnetisch eingeschlossenen Plasmen, die durch Laserstrahlung und neuerdings auch durch Elektronen- oder Ionenstrahlen komprimiert und aufgeheizt werden. Physik und Technik dieser Verfahren sind weitgehend verschieden von denen magnetisch eingeschlossener Plasmen.

Das Prinzip ist noch nicht demonstriert, soll aber etwa wie folgt verlaufen: Ein festes oder flüssiges Brennstoffgemisch (Pellet) wird durch einen gepulsten Laser oder Elektronenstrahl in sehr kurzer Zeit (ns) auf Fusionstemperaturen aufgeheizt. Während der "Einschlußzeit", die etwa durch die thermische Laufzeit der aufgeheizten Teilchen im Pellet charakterisiert werden kann, soll durch Fusionsprozesse mehr Energie entstehen als für die Heizung insgesamt verbraucht wurde. Die Energiebilanz kann nur dann günstig werden, wenn nach Zufuhr einer relativ kleinen Zündenergie Selbstheizung des expandierenden Pelletplasmas durch die entstehenden Reaktionsprodukte stattfindet. Dazu muß die Dichte des Plasmas so hoch sein, daß die neu entstandenen Teilchen (α -Teilchen beim D-T-Pellet) innerhalb des Plasmas abgebremst werden. Diese Bedingungen können bei realisierbaren Heizenergien nur dann erfüllt werden, wenn die Dichte des Plasmas bei der $10^3 - 10^4$ -fachen der Festkörperdichte liegt, d.h. wenn es gelingt, die Pellets vor der Aufheizung extrem zu komprimieren. Ein D-T-Laserfusionsreaktor nach diesem Prinzip würde dann z.B. mit einer Masse von 10^{-4} bis 10^{-3} g (Pelletradius vor der Kompression 0.5 - 1 mm) und mit Laserenergien von $10^5 - 10^6$ Joule arbeiten.

Bei der Laser-Fusion [3.19] sollen die Vorgänge im Pellet etwa folgendermaßen ablaufen: Die Pelletoberfläche wird möglichst gleichmäßig mit intensivem Laserlicht bestrahlt. Dadurch entsteht eine heiße Plasma-Korona, die rasch expandiert, und ein hoher Druckstoß. Dieser löst eine in das Pelletinnere laufende, sphärisch konvergierende Kompressionswelle aus. Erst wenn die Welle das Pelletzentrum erreicht und hoch komprimiert hat, bildet sich eine nach außen laufende starke Stoßwelle aus und der Kern des Pellets kommt schließlich auf Zündtemperatur. Um diese Abläufe zu erreichen, muß die Intensität des Laserpulses gesteuert werden. Bei typischen Pulsdauern von 20 ns muß die Intensität in den letzten 50 ps des Pulses extrem ansteigen.

Numerische Rechnungen ergeben, daß Spitzenwerte der Laserintensität von 10^{17} W/cm² erzielt werden müssen, um die notwendige Kompression des Pellets zu erreichen. Bei Verwendung von Hohlkugeln oder auch Kugeln mit verschiedenen dichten Schalen kann bei gleicher Energieausbeute die Laserintensität etwa um einen Faktor 10 reduziert werden. Allerdings wird durch die Hohlstruktur das Auftreten von Beschleunigungsinstabilitäten begünstigt.

Die Vorgänge bei der Pelletkompression und beim thermonuklearen Brennvorgang wurden im Lauf der letzten Jahre mit ein- und zweidimensionalen Computercodes untersucht. Die Ergebnisse bestätigen im wesentlichen, daß hohe Pelletkompression bei akzeptablen Laserenergien und auch eine ausreichende Zahl von Fusionsreaktionen erreicht werden können.

Große Laserfusionsprogramme werden vor allem in den USA (LASL Los Alamos; UCRL-Livermore; KMS Fusion, Ann Arbor), in Rußland (am Lebedev-Institut, Moskau) und in Frankreich (Limeil) durchgeführt. Neben den Untersuchungen zur Licht-

Plasma-Wechselwirkung stehen die Kompressionsexperimente an Pellets im Vordergrund des Interesses. Dazu werden heute 3 Arten von Hochleistungslasern benutzt, die jedoch alle bei großen Wellenlängen emittieren: CO_2 -Gaslaser bei $10,6\ \mu\text{m}$; Jod-Laser bei $1,3\ \mu\text{m}$ und Nd-Gaslaser bei $1,06\ \mu\text{m}$.

Das Laser-Pellet-Konzept erfordert eine möglichst effektive Lichtabsorption in der Plasmakorona und guten Energietransport zum dichten Pelletkern. Bei den sehr hohen Lichtintensitäten und großen Wellenlängen ist der klassische Absorptionsmechanismus der inversen Bremsstrahlung wenig wirksam. Es werden jedoch anomale Mechanismen erwartet, die die Absorption erhöhen (z.B. parametrische Instabilitäten, Resonanzabsorption, stimulierte Ramanstreuung), aber auch solche, die zu erhöhter Lichtreflexion und zur Verschlechterung des Energietransportes führen können. Experimentell äußern sich derartige Effekte durch Frequenzumwandlung des Lichts und durch das Auftreten von schnellen Ionen und Elektronen sowie von harter Röntgenstrahlung. Typische Experimente werden derzeit mit Laserenergien im Bereich von 50 Joule bei Pulsdauern um 100 ps durchgeführt. Es deutet sich eine unerwartet schlechte Ankopplung der Laserenergie an den dichten Kern des Pellets an, obwohl die primäre Lichtabsorption mit 10 - 30 % nicht allzu ungünstig ist [3.24]. Die an den Kern überführte Energie liegt im Bereich von Promille der emittierten Laserenergie (Bei Reaktorüberlegungen werden Ankopplungswirkungsgrade mindestens im Prozentbereich vorausgesetzt). Allerdings ist noch ein großer experimenteller Spielraum für Verbesserungen offen. Insbesondere wird eine wesentlich günstigere Energieankopplung bei Verwendung kürzerer Wellenlängen ($0,2 - 0,4\ \mu\text{m}$) erwartet [3.24]. In diesem

Wellenlängenbereich stehen noch keine Laser mit ausreichenden Eigenschaften zur Verfügung.

Bei den Kompressionsexperimenten werden erste interessante Ergebnisse berichtet: z.B. wurden bei der KMS an gasgefüllten kleinen Glaskugeln Kompressionswerte von mindestens 100 festgestellt. In neueren Experimenten ([3.20], Nov. 1975) sollen $n\bar{c}$ -Werte von $10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, Iontemperaturen von 3 keV, Volumenkompression etwa 300 und thermonukleare Reaktionen mit Neutronenausbeuten von etwa 10^7 pro Schuß erreicht worden sein.

Weitere große Kompressionsexperimente werden geplant und gebaut. In Livermore entsteht eine 10 kJ-Nd-Laseranlage, in Los Alamos ein 10 kJ-CO₂-Lasersystem, und in Garching ist ein photochemischer 1 kJ-Jodlaser im Aufbau.

Die genannten Lasertypen sind zwar für die Demonstration der Durchführbarkeit des Konzepts geeignet, haben jedoch für einen hypothetischen Laserreaktor sicher einen zu kleinen Wirkungsgrad und möglicherweise zu große Wellenlängen. Man ist daher auf der Suche nach neuen Hochleistungslasern.

Die Hauptprobleme der Laserfusion liegen im geringen Wirkungsgrad der Laser und in der möglicherweise schlechten Energieübertragung auf das Pelletmaterial. Diese Probleme sind möglicherweise bei der Verwendung von gepulsten relativistischen Elektronenstrahlen (REB) zur Pelletkompression und -heizung weniger bedeutsam [3.21].

Elektronenstrahlen sind mit wesentlich höherem Wirkungsgrad (bis 40 %) herstellbar. Um die erwartete Verbesserung der Energieübertragung zu realisieren, werden die Pellets als Hohlkugeln ausgebildet und mit einem Mantel aus

schwerem Material, z.B. Gold, umgeben. Der Mantel wirkt als Kolben bei der Kompression. Außerdem soll er gute Elektronenenergieabsorption garantieren. Die Anforderungen an die Pulsformung sind bei diesem Konzept wesentlich geringer.

Abschätzungen lassen erwarten, daß mit ca. $3 \cdot 10^{14}$ Watt Strahlleistung (z.B. 300 MA, 1 MeV-Elektronen) bei 10 - 20 ns Pulsdauer "breakeven" erreicht werden kann. Die nötigen Stromdichten von $10^9 - 10^{10}$ A/cm² sollen durch Selbstfokussierung in der Diode zur Strahlerzeugung hergestellt werden. Die Leistungen der gegenwärtigen (Ende 1975) REB-Generatoren liegen bei 10^{12} Watt. Selbstfokussierung von REB wurde demonstriert und es konnten 10^7 A/cm² erreicht werden.

Experimentelle und theoretische REB-Fusionsforschung gibt es in USA (Sandia Lab.; Cornell University) und in Rußland (Kurchatov Institut in Moskau und in Novosibirsk).

Bei Implosionsexperimenten (Sandia) werden gegenwärtig gepinchte REB mit 200 kA, 750 kV, 100 ns und Goldhohlkugeln (4 mm Ø, 0,2 mm Wandstärke) verwendet. Solche erste Experimente sollen vor allem die Dynamik des Kompressionsvorgangs und die Physik der Energiedeposition klären. Die Ergebnisse werden im Vergleich mit Simulationsrechnungen analysiert. Weiterführende Experimente, in denen z.B. bei Sandia 2×10^{13} Watt REB-Leistung und hohe Pelletkompression auf mehr als 100 g/cm^3 erzielt werden sollen, sind in Planung [3.22] *).

Neuerdings wird auch die Verwendung von Ionenstrahlen zur Pelletheizung in Betracht gezogen. Dieses Konzept findet aufgrund günstiger Abschätzungen zunehmendes Interesse.

*) In Rußland soll bei neueren Experimenten durch mehrschaligen Aufbau des Pellets eine Volumenkompression einer Gasfüllung um den Faktor 1000 erreicht worden sein (L.I. Rudakov, Gordon-Konferenz, Juli 1976).

Ein weiterer Zweig der REB-Fusionsforschung beschäftigt sich mit der Aufheizung kalter, magnetisch eingeschlossener oder wand-eingeschlossener Plasmen hoher Dichte. Auch diese Untersuchungen werden ausschließlich in Rußland und USA durchgeführt [3.23].

3.5 Zusammenfassung

Die physikalischen Probleme am Tokamak haben zu tun mit Phänomenen, die den Energiehaushalt des Plasmas betreffen, mit Mikroinstabilitäten und anomalen Transporteigenschaften und ihrer Skalierung. Die wichtige Frage der Verunreinigungs-kontrolle wird durch Zusammenführung von Oberflächenphysik und Plasmaphysik angegangen. Spezielle Divertor- und Wandexperimente (ASDEX, TEXTOR, ISX) sind im Bau. Weitere in den Experimenten behandelte Fragen sind die Zusatzheizung durch Neutralstrahlen und durch HF-Heizung sowie erste Versuche zur Nachfüllung.

Die Resultate lassen hoffen, daß der Erreichung von Zündtemperaturen keine prinzipiellen physikalischen Probleme mehr im Wege stehen. Durch Optimierung der MHD-stabilen Konfiguration wird in Theorie und Experiment versucht, höhere β -Werte zu erreichen. Die Beschränkung des Plasma β im Tokamak wird als der wesentliche Nachteil der Tokamak-konzepte betrachtet, da sie zu einer sehr niedrigen Fusionsleistungsdichte in einem zukünftigen Reaktor führen würde. Immerhin wurden in neuen Experimenten $n\tau_E$ -Werte von $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ erzielt und die bisher für stromgeheizte Tokamaks vermuteten Grenzen für β_p und Dichten deutlich überschritten. Neue große Experimente (PLT, T10) stehen am Beginn von Plasmauntersuchungen und lassen Antworten zu den Schlüsselfragen der Tokamaklinie erwarten.

Der Stellarator ist, vor allem durch den Ausfall der Stellaratorforschung in USA, in der zeitlichen Entwicklung gegenüber dem Tokamak zurückgeblieben. Wichtigstes Ergebnis der bisherigen Untersuchungen ist die Demonstration der pseudoklassischen Skalierung für begrenzte Bereiche der Plasmaparameter. Außerdem wurde eine effektive ICR-Heizung erzielt und die Möglichkeit aufgezeigt, die Plasmaprofile und die Stabilität durch helikale Felder zu beeinflussen. Neue größere Stellaratoren wurden aufgebaut und lassen Plasmaparameter wie in mittleren Tokamaks erwarten. In den Experimenten sind HF-Heizung (auch wahlweise zu ohmscher Heizung) und Neutralteilcheninjektion vorgesehen. Die Versuchsziele betreffen das Reaktorpotential des Stellarators (Möglichkeit des stationären Betriebs) aber auch grundlegende Fragen des toroidalen Einschlusses und Klärung von tokamakspezifischen Problemen.

Bei den Hoch- β -Anordnungen mit Kompressionsheizung (Hoch- β -Stellarator und Beltpinch) sind die grundlegenden Fragen der Stoßwellenphysik einigermaßen geklärt. Die Untersuchungen betreffen nun die Überführung des Plasmas aus der Stoßwellenphase in die stabile Gleichgewichtskonfiguration und die Herstellung stabilitätsgerechter Plasmaeigenschaften, z.B. Herstellung geringer Kompressionsverhältnisse, Vermeidung allzu hoher β -Werte, Erzielung von stoßfreien Plasmen mit hohem Verhältnis Gyrationradius/Plasmradius. Die Plasmaeinschlußzeiten liegen momentan günstigenfalls im 100 μ sec-Bereich. Die Hauptprobleme der laufenden Untersuchungen liegen noch auf dem Gebiet der MHD-Stabilisierung. Generell sind jedoch bei den Hoch- β -Anordnungen durch Mikroinstabilitäten weniger Schwierigkeiten zu erwarten als bei den Niedrig- β -Linien Tokamak und Stellarator.

Der Reverse Field Pinch verspricht, auf Grund seiner Stabilität und guten Magnetfeldökonomie, eine interessante Tokamakalternative zu werden, falls die Schwierigkeiten bei der Herstellung und Aufrechterhaltung der stabilen Konfiguration gelöst werden können. Ein neues großes

Experiment HBTX II, das ausschließlich Stromheizung vorsieht, wurde konzipiert und sollte Antwort auf diese Schlüsselfragen geben.

Die Untersuchungen an Spiegelmaschinen befassen sich besonders mit Mikroinstabilitäten, die durch Anisotropie der Verteilungsfunktion entstehen. In den fortgeschrittensten Experimenten ist die Unterdrückung aller MHD-Instabilitäten und fast aller Mikroinstabilitäten gelungen. Weitere Untersuchungsgebiete sind die Weiterentwicklung der Neutral-einschußtechniken zu höheren Strömen und Energien sowie die Rückgewinnung der Energie von Verlustteilchen durch Direktkonversion. Die Dimensionen der Versuchsanlagen brauchen nicht vergrößert werden, denn dadurch würde der Energieeinschluß nicht wesentlich verbessert.

Bei der Laser-Fusion betreffen die laufenden Arbeiten einerseits grundsätzliche Fragen der Wechselwirkung von intensivem Licht mit Festkörpern und Plasmen. Andererseits laufen nun Kompressionsversuche an Pellets an. Erste Ergebnisse zur Kompression liegen vor. Einschlägige Probleme, an deren Lösung gearbeitet wird, sind: Herstellung und Steuerung des Laserpulses, Homogenität der Pelletbestrahlung und der Aufheizung, Stabilität des Kompressionsvorgangs, Optimierung der Lichtabsorption. Zum Schlüsselproblem der Laserfusion, nämlich der Entwicklung neuer Laser mit hohem Wirkungsgrad und geeigneter Wellenlänge, zeichnen sich noch keine Lösungen ab.

Als Alternative zur Laser-Fusion findet gegenwärtig die Verwendung von Elektronenstrahlen zur Pelletaufheizung und -Kompression große Beachtung. Erste sehr erfolgversprechende Ergebnisse werden aus der UdSSR berichtet.

4. Reaktorentwürfe

Die älteste, 1954 veröffentlichte Fusionsreaktorstudie wurde von L. Spitzer und seinen Mitarbeitern in Princeton durchgeführt [4.1]. Von dieser Zeit an bis zum Ende der sechziger Jahre erschienen in der Literatur praktisch keine Studien, die den Fusionsreaktor bzw. das Fusionskraftwerk in seiner Gesamtheit umfaßten. Allerdings wurde eine große Anzahl von Arbeiten zu einzelnen Komponenten durchgeführt. Besondere Aufmerksamkeit wurde dabei dem Blanket (s. unten) gewidmet, wie der in [4.2] gegebene Überblick zeigt. Weitere wesentliche Arbeiten dieses Zeitraums befassen sich mit Energiebilanzen, den geometrischen und technischen Randbedingungen, einzelnen technischen Problemen und auch schon mit Investitions- und Energiekosten [4.3, 4.4, 4.5, 4.6]. Eine grundlegende Studie über die Energiebilanzen und Wirkungsgrade von Fusionskraftwerken auf der Basis verschiedener Einschlußkonzepte wurde 1974 veröffentlicht [4.7]. Seit etwa 1973 ist eine Reihe ziemlich umfassender Entwürfe von Fusionskraftwerken erschienen. Hierbei muß man sich jedoch immer bewußt sein, daß diese Entwürfe weder endgültig noch erschöpfend ausgearbeitet sind und auch nicht sein können. Sie müssen noch auf eine Vielzahl von Annahmen und Extrapolationen in den Bereichen der Plasmaphysik und der Technologie zurückgreifen. Die charakteristischen Parameter dieser Reaktormodelle sind deshalb bestenfalls als illustrativ anzusehen und nicht als das Ergebnis umfassender Optimierungen.

Alle Entwürfe basieren auf dem D-T-Li-Prozess. Der prinzipielle Aufbau des Reaktorkerns nach Abb. 4.1 ist für alle Einschlußkonzepte gleich, mit der Ausnahme, daß beim Trägheitseinschluß kein äußeres Magnetfeld notwendig ist.

Das Plasma ist von der sogenannten ersten Wand (häufig ist dies auch die Vakuumwand) umgeben, an die sich das Blanket (typische Dicke: 1 - 2 m) anschließt, in dem T aus Li nach den Reaktionen (1.2) und (1.3) erzeugt und die

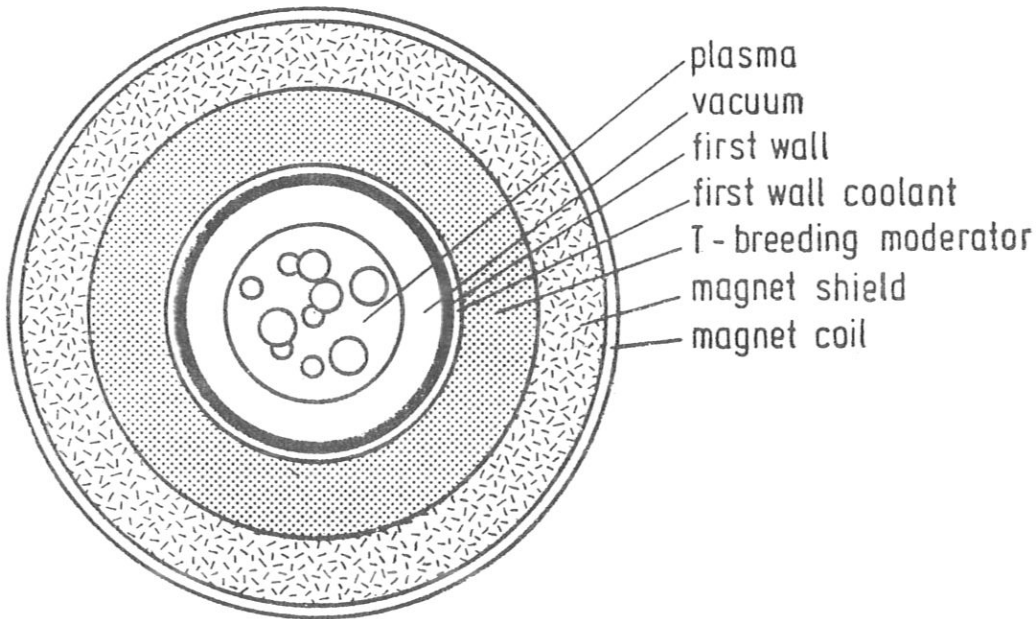


Abb. 4.1 Prinzipieller Aufbau des Fusionsreaktorkerns

kinetische Energie der Neutronen in Wärme umgewandelt wird. Daran schließt sich eine Abschirmung, welche die Magnetspulen vor Neutronen und γ -Strahlung schützt. Als Kühlmedien werden flüssiges Lithium, Kalium, Schmelzen von Lithiumsalzen und Helium unter hohem Druck ins Auge gefaßt. Die Magnetspulen sind, je nach Konzept und Reaktorpulsdauer, normal- oder supraleitend vorgesehen.

Für die wesentlichsten Einschlußkonzepte wird der gegenwärtige Stand in den folgenden Abschnitten umrissen.

4.1 Tokamak- und Stellaratorreaktoren

Die älteste Reaktorstudie [4.1] basiert auf dem Stellaratorprinzip. In dieser Studie wurde nur geringes Gewicht auf die Ausarbeitung technischer Lösungen gelegt. Gemessen am damaligen Umfang der Kenntnisse ist es bemerkenswert, daß alle wesentlichen Komponenten eines Fusionsreaktors erkannt, bearbeitet und sogar bezüglich ihrer Kosten untersucht worden sind. Viele der getroffenen Annahmen und verschiedent-

lich auch die Methoden der Problembehandlung sind heute allerdings überholt.

Nach unserem Wissen wurde weder dieser Entwurf dem heutigen Kenntnisstand angepaßt, noch wurde anderswo eine vergleichbar detaillierte Studie für das Stellaratorprinzip durchgeführt.

Bearbeitet wurden außerdem das Torsatron und das Heliotron, die beide dem Stellarator nahe verwandt sind. Für das Torsatron wurde im Zusammenhang mit dem Bau eines Modells eine gemeinsame Studie vom IPP Garching und von der KFA Jülich durchgeführt (1970/1971). Bei der Studie wurde die Kompatibilität der einzelnen Komponenten besonders beachtet. Viele Details wurden wenig ausgearbeitet oder blieben offen. Für das Heliotron wurde auf der Fusionskonferenz 1974 in Tokio eine sehr grobe Konzeptstudie vorgelegt, die aber nur einige mathematische Zusammenhänge präsentiert und praktisch nichts über die Technik eines Heliotronreaktors sagt.

Entsprechend der zur Zeit vorrangigen Bearbeitung des Tokamakkonzeptes im physikalischen Bereich basieren die meisten der bisher durchgeführten Reaktorentwürfe auf diesem Einschlußverfahren. Sie wurden bzw. werden vor allem an folgenden Orten durchgeführt:

- Oak Ridge (ORNL-Entwurf) [4.8]
- University of Wisconsin (UWMAK-I, UWMAK-II, UWMAK-III) [4.9, 4.10, 4.11]
- Princeton University (PPPL-Entwurf) [4.12]
- Japanese Atomic Energy Research Institute (JAERI-Entwurf) [4.13]
- Frascati/Ispra (FINTOR) [4.14]
- Culham (MK I, MK II) [4.15], [4.16]
- Moskau (Kurchatov-Institut)
- Euratom-Bereich (CTRD-Entwurf).

Abb. 4.2 zeigt UWMAK-I [4.9], den ersten vergleichsweise vollständigen Entwurf eines Fusionsreaktors.

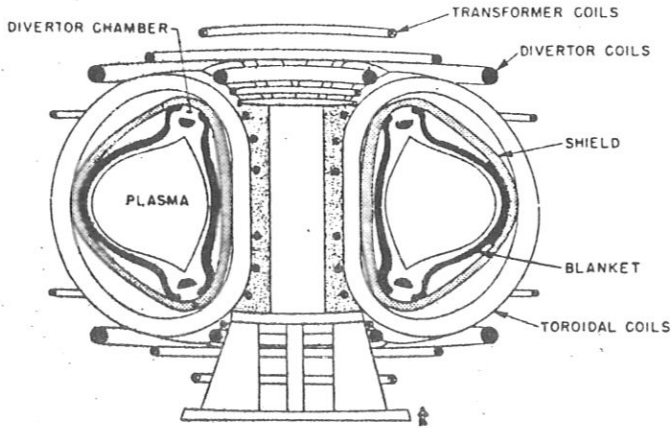


Abb. 4.2 Schematischer Aufbau des Tokamakreaktors UWMAK I

Das stationäre toroidale Hauptfeld wird von D-förmigen Spulen erzeugt, die aus Gründen der Energiebilanz des Kraftwerkes supraleitend sind. Die restlichen Spulensysteme dienen zur Erzeugung der gepulsten Magnetfelder, die für Gleichgewicht, Einschluß, Anfangsheizung und Teilchenabfuhr (Divertor) notwendig sind. Zur Zeit ist noch nicht klar, ob auch diese Spulen supraleitend ausgeführt sein müssen bzw. können. Zur Bereitstellung der Energie der gepulsten Magnetfelder sind Energiespeicher und -transfersysteme notwendig, die es gestatten, einen großen Teil der gepulsten Feldenergie am Ende jedes Pulses direkt zurückzugewinnen (z.B. elektromechanische Speicher). Da die inhärente Ohmsche Heizung des Tokamaks nicht zur Zündung, d.h. zur α -Selbsterheizung ausreichen wird, müssen zusätzliche Heizmethoden verwendet werden. In diesem Zusammenhang werden zur Zeit vor allem die Injektion energiereicher Neutralteilchen und Heizung durch Absorption elektromagnetischer Wellen verschiedener Frequenzbereiche diskutiert und entwickelt. Die erforderlichen Heizleistungen liegen bei einigen 10 MW für einige Sekunden. Die Energie pro Teilchen bei der derzeit favorisierten Neutralstrahlheizung muß mehrere hundert keV erreichen, um den Strahl bis ins Plasmazentrum vordringen zu lassen.

Nach der Zündung "brennt" ein Tokamakreaktor für eine bestimmte Pulsdauer, wobei der verbrannte und der durch Diffusion verlorene Brennstoff dauernd ersetzt wird (z.B. durch Injektion von "pellets" aus festem Deuterium und

Tritium). Die Länge der Brenndauer wird wahrscheinlich durch die Ansammlung von Verunreinigungen und α -Teilchen im Plasma bestimmt. Sie kann jedoch in keinem Falle länger sein als die maximal mögliche Dauer der Induktion eines Ringstromes im Plasma. Diese Zeit liegt für die vorgesehenen Reaktor-dimensionen bei mehreren tausend Sekunden. Am Ende des Pulses muß die Induktion des Ringstromes beendet, das Reaktionsvolumen ausgepumpt und dann neu mit Brennstoff gefüllt werden.

Die im Blanket in Wärme umgesetzte Fusionsenergie kann durch ein konventionelles thermisches Kraftwerk in elektrische Energie umgewandelt oder eventuell auch als Prozesswärme verwendet werden. Wichtig sind in diesem Zusammenhang (wie bei allen gepulsten Reaktoren) die Energiespeicher für den Eigenbedarf und zur Glättung der vom Fusionsteil produzierten Leistungspulse.

Wegen der sehr geringen Leistungsdichte des Fusionsplasmas und wegen der niedrigen Wandbelastung sind die geometrischen Dimensionen von UWMAK-I sehr groß. Der Entwurf UWMAK-III [4.11] dient u.a. der Untersuchung von Möglichkeiten zur Verminderung der Baugröße. Die Verringerung der Dimensionen um den Faktor 1.5 - 2 wird durch eine Erhöhung von β (9 % statt 5 % aufgrund einer Elongation des Plasmaquerschnitts) ermöglicht. Allerdings wird dadurch die Wandbelastung etwa verdoppelt (250 statt 120 W/cm²). Beide Änderungen führen zu sehr starken, vielleicht sogar zu drastischen Verschärfungen der physikalischen und technischen Probleme. Dem technischen Problem der hohen Wandbelastung wird im Entwurf MK II [4.16] durch besondere Berücksichtigung von Wartung und Reparatur Rechnung getragen. Diese soll durch einen modularen Aufbau aus vergleichsweise leichten Elementen, die allerdings häufig ausgetauscht werden müssen, gewährleistet werden.

Neben den vorstehend besprochenen, sog. "kommerziellen" Reaktoren, gibt es eine Reihe von Entwürfen für "Experimental Power Reactors" [4.17, 4.18, 4.19, 4.20]. Diese sind im

Rahmen der Strategie zur Entwicklung von Fusionskraftwerken eine Vorstufe des kommerziellen Leistungsreaktors. Sie sind deshalb kleiner als diese, besitzen keine positive Gesamtenergiebilanz und höchstens wenige zum Brüten von Tritium ausgelegte Blanketmoduln.

Die durchgeführten Reaktorentwürfe überstreichen einen großen Bereich physikalischer und technischer Parameter. Viele Charakteristika sind ihnen aber auch gemeinsam, wie beispielsweise die Verwendung hoher Magnetfelder, die beträchtliche geometrische Größe und zumeist auch die großen thermischen Leistungen. Die Tabelle 4.1 gibt darüber einen repräsentativen Überblick.

Tab. 4.1 Typische Parameter für Tokamak-Reaktoren

Parameter	Zahlenwert
Plasma-Radius	2 - 5,75 m
Großer Torusradius	8,1 - 16,7 m
Plasmavolumen	1000 - 6000 m ³
Plasma β	1,45 - 9,3 %
Ionendichte	0,5 - $2 \cdot 10^{14}$ cm ⁻³
Ionentemperatur	10 - 30 keV
Maximales Magnetfeld	8 - 16 T
Fusionsleistungsdichte im Plasma	0,46 - 4,75 MW/m ³
Thermische Leistung	1 - 5,4 GW
Brenndauer	\approx 100 - 5000 s
Heizleistung	10 - 100 MW
Neutronenwandbelastung	0,83 - 5,7 MW/m ²

Allen Entwürfen sind ungelöste Fragen und schwierige Probleme eigen. Die wichtigsten werden in Abschnitt 5.1.1 behandelt.

4.2 Hoch- β -Reaktoren

4.2.1 Thetapinch-Reaktor

Das Thetapinch-Konzept führt automatisch zu Plasmen mit hohem β , d.h. mit hohen Werten der Fusionsleistungsichte. Reaktorüberlegungen wurden sowohl für lineare, wie auch für toroidale Anordnungen angestellt. Trotz vieler Vorbehalte wollen wir die einzige Entwurfsstudie, die im Grad ihrer Detaillierung mit den Tokamakentwürfen UWMAK und PPPL vergleichbar ist, den Referenz-Theta-Pinch-Reaktor (RTPR) von Los Alamos/Argonne (LASL/ANL) hier anführen [4.21]. Die Abb. 4.3 zeigt einen 2 m langen Torusabschnitt dieses Entwurfs.

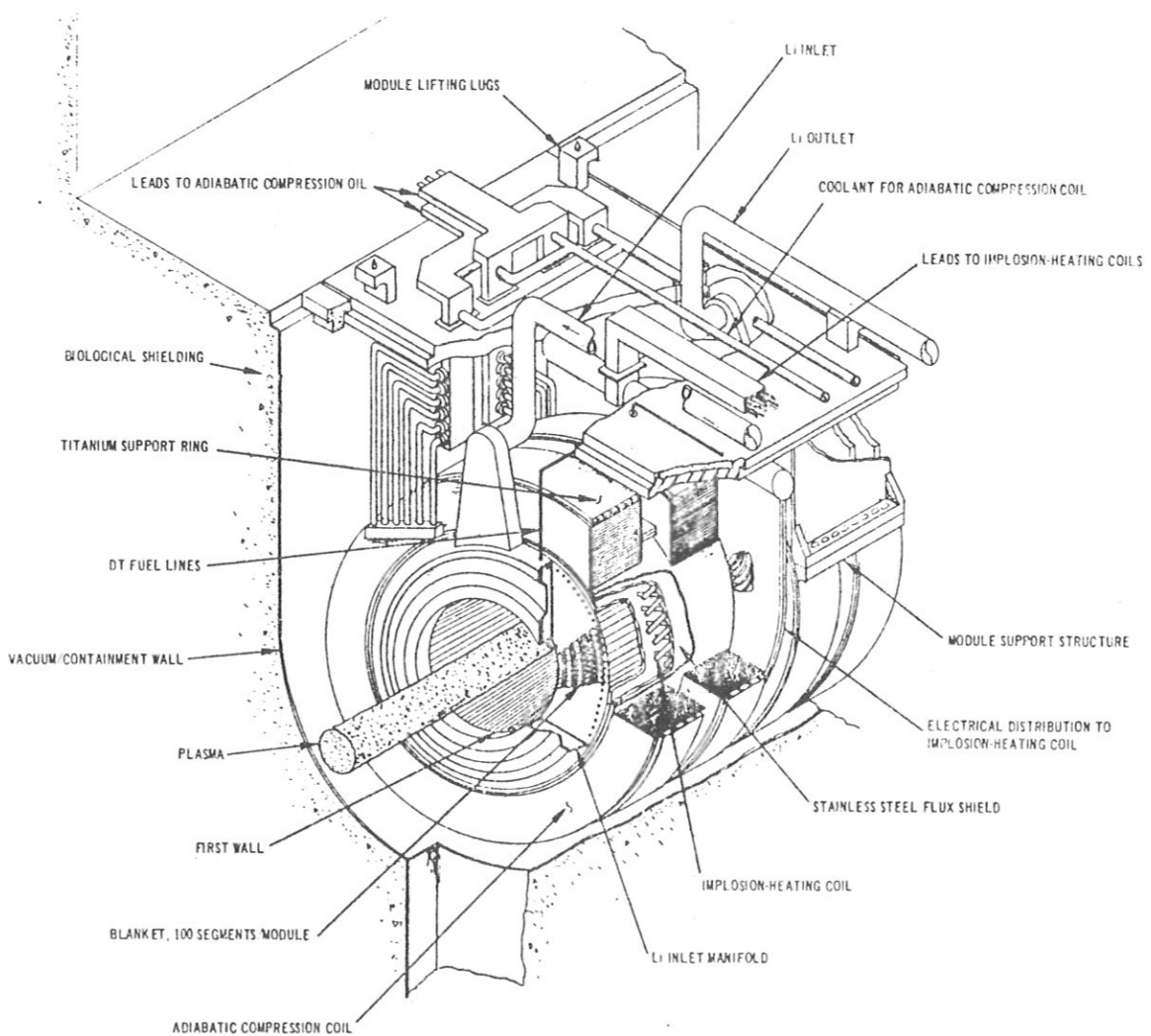


Abb. 4.3 Torusabschnitt für den Referenz-Theta-Pinch-Reaktor

Für den RTPR wurde eine schlanke toroidale Anordnung (Aspektverhältnis, d.h. Torusradius/Wandradius ≈ 100) gewählt, da eine lineare Version wegen des ungehinderten axialen Plasmaausflusses zu große Baulängen (mehrere km) erfordert und damit zu große thermische Leistungen (≈ 100 GW) für ein Kraftwerk ergeben würde.

Der RTPR arbeitet mit kurzen Pulsen. Eine Brennstofffüllung wird gezündet und brennt für die Dauer von ungefähr 0,1 s. Danach wird das Reaktionsgefäß ausgepumpt und neu gefüllt. Der Zeitabstand der Arbeitspulse liegt bei ca. 10 sec.

Die Heizung des Plasmas erfolgt in zwei Stufen: zunächst Stoßwellenheizung, dann adiabatische Kompression. Beide Arten der Heizung erfolgen mit Hilfe zeitlich veränderlicher Magnetfelder, die mit normalleitenden Spulen erzeugt werden und aus zwei getrennten Energiespeichern gespeist werden. Die Energie für die Stoßwellenheizung beträgt nur etwa 1 % der Energie für die adiabate Kompression, muß dafür aber sehr viel schneller als diese aufgebracht werden (einige hundert ns zu 20 ms). Die Tabelle 4.2 zeigt die wesentlichen Charakteristika des RTPR.

Tab. 4.2 Parameter des Referenz-Entwurfs zum Theta-Pinch-Reaktor

Parameter	Zahlenwert
Plasmaradius beim Start der Verbrennung	11,3 cm
Plasmaradius am Ende des Pulses	20 cm
Großer Torusradius	56 m
Plasmavolumen beim Start der Verbrennung	14,1 m ³
Plasma β	≈ 1
Ionendichte beim Start der Verbrennung	$2,5 \cdot 10^{16}$ cm ⁻³
Ionentemperatur beim Start der Verbrennung	6,1 keV
Magnetfeld für Stoßheizung	1,38 T
Magnetfeld für Kompressionsheizung	11 T
Fusionsleistungsdichte (berechnet mit Volumen zu Beginn der Verbrennung)	200 MW/m ³
Thermische Leistung (gemittelt über 10 s Pulsabstand)	$\approx 3,6$ GW
Neutronenwandbelastung (gemittelt über 10 s Pulsabstand)	≈ 2 MW/m ²

4.2.2 Reverse Field Pinch Reaktor

Ein detaillierter Reaktorentwurf zum Reverse Field Pinch (RFP) existiert nicht. Jedoch wurden in mehreren Studien [4.22], [4.23] die Grundlagen zu einem RFP-Reaktorkonzept erarbeitet.

Das Reaktorkonzept für den RFP hat viel Ähnlichkeit mit dem für Tokamaks. Beim RFP wird jedoch durch das hohe β und durch die günstige radiale Feldverteilung die magnetische Feldenergie besser ausgenutzt. Seine gesamte Feldenergie beträgt nur 1/10 des Wertes eines Tokamakreaktors gleicher Leistung. Da der RFP mit $q < 1$ arbeitet, können höhere Stromdichten als im Tokamak erzielt und eventuell Zündung allein durch Ohmsche Heizung erreicht werden. Trotzdem bleibt die mit der Erzeugung des Stromes verknüpfte, gepulste Feldenergie eher kleiner als die in Tokamakreaktoren gleicher Leistung. Wegen des geringen Magnetfeldenergiebedarfs können RFP-Reaktoren auch mit normalleitenden Toroidalfeldspulen ausgelegt werden. Dies ermöglicht einen sehr kompakten radialen Aufbau mit kleiner Blanketdicke (0,8 m). In den Studien wird besonders kurzzeitiggepulster Betrieb des Reaktors (Brennzeit um 10 sec) in Betracht gezogen, wobei ähnlich wie beim ORNL-Tokamak-Reaktor auf den Divertor und eventuell auf Nachfüllung verzichtet werden kann. Die freie Wahl des Aspektverhältnisses beim RFP könnte die Konstruktionsprobleme erleichtern.

4.3 Spiegelmaschinenreaktor

Für einen "kommerziellen" Reaktor liegt nur der in [4.24] kurz beschriebene Entwurf vor. Die Abb. 4.4 zeigt eine schematische Darstellung des Reaktors. Das Plasma wird durch ein Magnetfeld eingeschlossen, das von Yin-Yang-Spulen erzeugt wird. Der Reaktor arbeitet stationär als Energieverstärker. Energie und Teilchen werden durch Neutralstrahlen mit einer Energie von 150 keV/Teilchen zugeführt. Die Energie wird um die Fusionsenergie vermehrt und tritt zum größten Teil als kinetische Energie

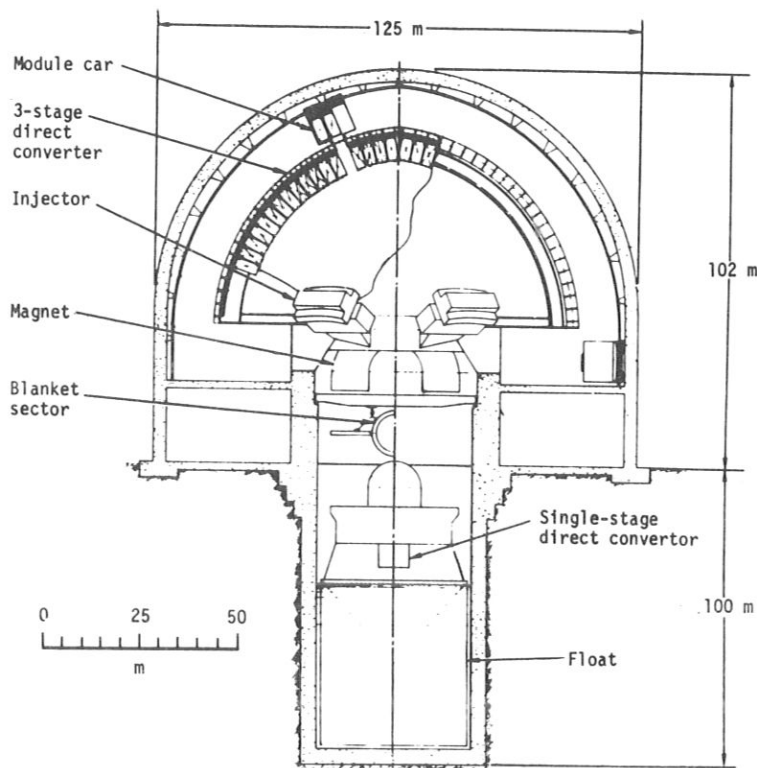


Abb. 4.4 Spiegelmaschinenreaktor

der Ionen auf, die aus den Enden der Spiegelanordnung in die Direktkonvertoren strömen. Die Energie der Fusionsneutronen wird in einem Blanket entzogen, in dem auch das notwendige Tritium erzeugt wird. Wegen des niedrigen Energieverstärkungsfaktors müssen 75 % der Bruttoausgangsleistung in die Injektoren zurückgeführt werden. Die Tabelle 4.3 zeigt die wesentlichen Parameter.

Tab. 4.3 Parameter für einen Spiegelmaschinen-Reaktor

Parameter	Zahlenwert
Länge des Plasmas	16 m
Plasmaradius	3 m
Plasmavolumen	452 m ³
Plasma β	0,75
Ionendichte	$1,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
mittlere Ionenenergie	190 keV
zentrales Vakuummagnetfeld	4 T
Vakuum-Spiegelfeld	12 T
Fusionsleistungsdichte	2,8 MW/m ³
im Plasma erzeugte Fusionsleistung	1270 MW
Neutronenwandbelastung	$\approx 3,7 \text{ MW/m}^2$

4.4 Reaktor mit Trägheitseinschluß

Alle Entwürfe basieren auf der Laserfusion. Sie sind - entsprechend dem Stand des Wissens - noch spekulativer als beim magnetischen Einschluß. Um die Breite des Spektrums zu demonstrieren, werden im folgenden drei verschiedene Konzepte vorgestellt. Zwei der Entwürfe unterscheiden sich voneinander vor allem in der Art der Energieübertragung von der Mikroexplosion des Pellets auf die erste Wand: das "Wetted Wall"-Konzept und der "Lithiumwirbel" (s. Abb. 4.5 und 4.6).

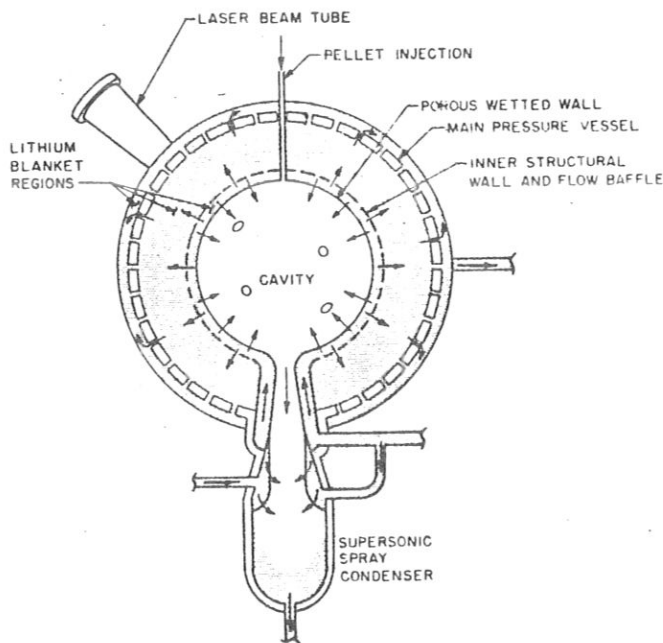


Abb. 4.5 Laser-Reaktor nach dem "Wetted-Wall"-Konzept

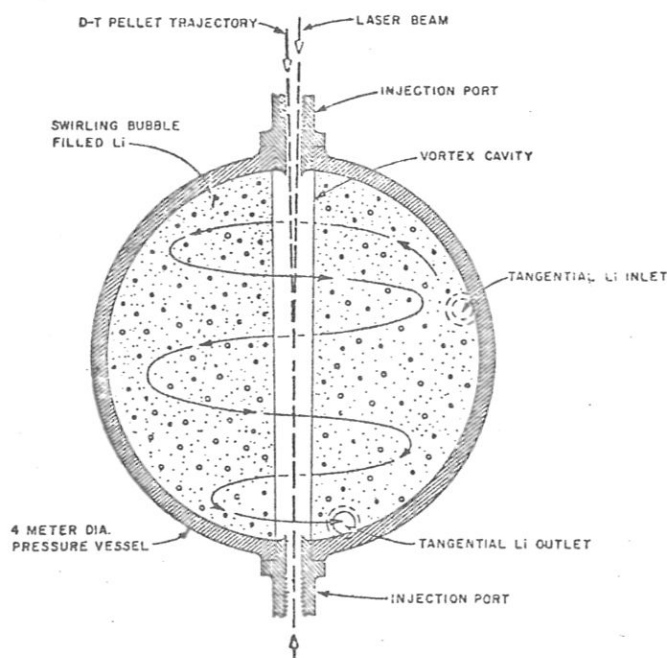


Abb. 4.6 Laser-Reaktor mit Lithiumwirbel

Beim "Wetted Wall"-Konzept [4.25] besteht das Reaktionsgefäß aus porösem Metall, das durch Lithium benetzt wird, welches aus dem Blanket zufließt. Die Lithiumschicht (~ 1 mm dick) wird während des Leistungspulses ablatiert und schützt dadurch die erste Wand. Zwischen den Pulsen wird die Lithiumschicht jeweils neu aufgebaut.

Beim "Lithiumwirbel" [4.26] ersetzt ein Wirbel aus rotierendem Lithium eine erste Wand aus Strukturmaterial. In das Lithium sind Edelgasblasen eingeführt, um die Wirkung der Mikroexplosion auf das Druckgefäß zu dämpfen.

Als Beispiel sei der Reaktor nach [4.25] kurz beschrieben. Seine wesentlichen Daten sind in der Tabelle 4.4 zusammengestellt. Der Reaktor arbeitet mit dem "Wetted-Wall"-Konzept.

Tab. 4.4 Parameter für einen Laser-Reaktor nach dem "Wetted-Wall"-Konzept

Parameter	Zahlenwert
Radius eines der 24 kugelförmigen Reaktionsgefäße	1,7 m
Fusionsenergie pro Puls	100 MJ/Puls
Pulsfrequenz pro Gefäß	1,2/s
Thermische Leistung	2,88 GW
Laserenergie	1 MJ
gemittelte Neutronenwandbelastung	2,6 MW/m ²
Anzahl der Gefäße	24

Ein CO₂-Lasersystem mit 8 Strahlen "bedient" die 24 Reaktionsgefäße. Der Laser wird mit Energie aus einem kapazitiven Speicher gepumpt. (Chemische Laser wären sehr günstig, da zumindest ein großer Teil der Pumpenergie von chemischen Reaktionen geliefert würde). Der Laserstrahl wird durch ein rotierendes Spiegelsystem von Gefäß zu Gefäß "geschaltet". Pro Pellet wird eine Energie von 100 MJ in Form einer Mikroexplosion freigesetzt, die wiederum in einem Blanket in thermische Energie umgesetzt wird.

Besondere Berücksichtigung findet das Problem der Wartung im Entwurf SATURN [4.27]. Zu diesem Zweck ist die Oberfläche des kugelförmigen Reaktionsgefäßes (Durchmesser: 20 m) aus 1100 identischen Moduln aufgebaut. Jeder von ihnen besteht aus einer Blanketzelle und einer Energiewandlungszelle mit Turbine und Generator ($4,4 \text{ MW}_{\text{th}}$). Die Energie wird zwischen beiden Zellen durch ein gasförmiges Arbeitsmittel übertragen. Die Moduln können einzeln zum Zwecke von Wartung, Tritiumextraktion und Reparatur ausgetauscht werden. Die Abb. 4.7 zeigt den Aufbau von SATURN.

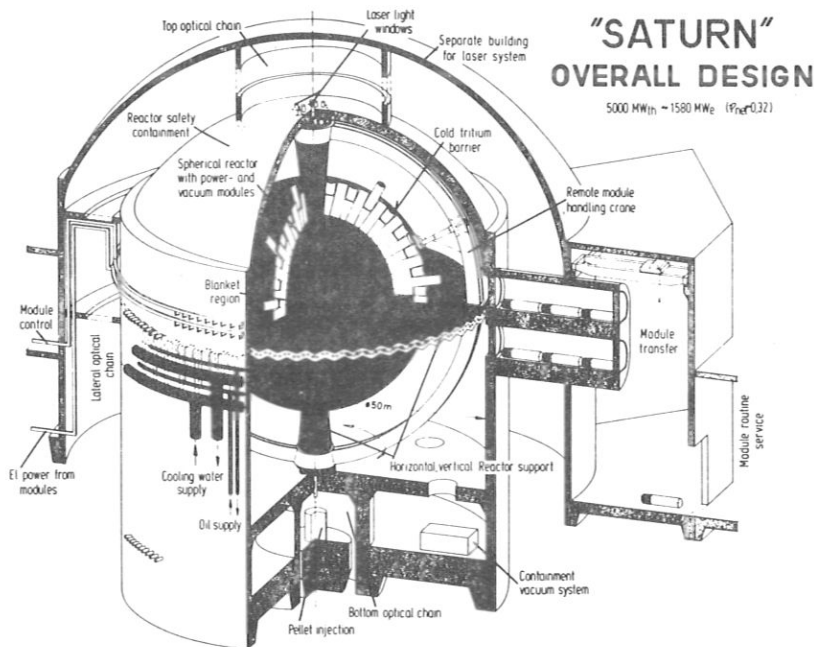


Abb. 4.7 Saturn-Reaktor

5. Schlüsselprobleme der Reaktorkonzepte

Umfassende Vergleiche der verschiedenen Reaktorkonzepte wurden noch nicht durchgeführt. In jeder Linie sind noch grundlegende technische und physikalische Fragen offen, die sich entscheidend auf die Auslegung eines Reaktors auswirken können. Außerdem ist der Entwicklungsstand in den einzelnen Linien sehr verschieden. In dieser Situation ist es zweckmäßig, Schlüsselprobleme zu identifizieren und auch bevorzugt in Theorie und Experiment anzugehen. Ein solches Vorgehen deutet sich jetzt in der Fusionsforschung an, z.B. durch Planung und Bau von speziellen Divertor- und Wandexperimenten, von Testreaktoren für Ingenieurfragen und von leistungsstarken Neutronenquellen für Materialuntersuchungen.

In Tabelle 5.1 ist eine Reihe von kritischen Problemen zusammengestellt, die generell gelöst werden müssen, um einen Fusionsreaktor zu realisieren (Tab. 5.1 betrifft besonders die Systeme des magnetischen Einschlusses. Die mitunter abweichenden Probleme des Laser-Pellet-Systems wurden nicht aufgenommen). Die Gewichte der Probleme für die einzelnen Linien sind sehr verschieden. Nachfolgend werden die heute erkennbaren Schlüsselprobleme für die einzelnen Systeme an Hand der vorliegenden Reaktorentwürfe diskutiert. Außerdem werden noch - für alle Linien zusammengefaßt - Fragen der Energiebilanzen sowie die Probleme der Materialschäden und der ersten Wand behandelt.

5.1 Systemspezifische Probleme

5.1.1 Tokamak

Die wichtigsten Probleme dieser Systeme mit quasistationärem Betrieb betreffen: die Leistungsdichte im Reaktor, die Brennzeit des Reaktors unter Einfluß von Verunreinigungen und schließlich die Startheizung.

Tab. 5.1 Physikalische und technische Probleme
bei Fusionsreaktoren

- 1) Plasma:
 - Startheizung; Herstellung der stabilen Konfigurationen bei Reaktordimensionen
 - Verunreinigungen, α -Teilchen, Transport
 - Plasma β , Fusionsleistungsdichte
 - Teilchendurchsatz: Nachfüllung, Abfuhr, Ausspülen
 - Reaktionsdynamik, Regelung
 - Stabilisierung von restlichen Instabilitäten, Feedback-Methoden.
- 2) Vakuum:
 - Pumpen, Tritiumrückhaltung
- 3) Materialien und Strahlenschäden:
 - Probleme der 1. Wand
 - Entwicklung von Metallegierungen, resistent gegen Versprödung, Schwellen und spezielle Schäden
 - Entwicklung von strahlungsresistenten Isolatoren
 - Entwicklung von Hochflußneutronenquellen und Testmethoden
- 4) Reparatur und Auswechselbarkeit von Strukturen:
 - Probleme des zellularen Aufbaus
 - fernbediente Reparaturen an radioaktiven Strukturen
- 5) Brüten von Tritium und Neutronik:
 - Experimentelle Verifizierung von numerischen Ergebnissen zum Brüten und zu Strahlenschäden
 - Tritium-Extraktion
 - Tritium-Rückhaltung
 - Aktivierung
- 6) Magnete:
 - Entwicklung von großvolumigen, supraleitenden Magneten, die unter Reaktorbedingungen stabil bleiben
 - Probleme der gepulsten Magnete
 - Energiespeicher für Plasmaheizung und für gepulste Magnete, einschließlich Schaltern und Systemen zur Wiedergewinnung der Energie
- 7) Kraftwerk:
 - Energiebilanzen
 - Glättung der gepulsten Energiefreisetzung
 - Betriebssicherheit aller Komponenten

Die Leistungsdichte im Reaktor ist in den Entwürfen sehr klein. Sie liegt unter 1 W/cm^3 bezogen auf das Volumen des Reaktorkerns (Plasma + Blanket). Für vorgegebene Gesamtreaktorleistung ($\sim 5 \text{ GW}_{\text{th}}$) führt dies zu sehr großen Dimensionen (z.B. Torusradius 13 m, Plasmaradius 5 m), zu schwer beherrschbaren technischen Problemen (Wärmedehnung, Festigkeit, Vakuum, Herstellbarkeit, Transport von Bauteilen) und zu hohen Investitionskosten.

Andererseits ist es nicht zweckmäßig, die Gesamtleistung für Tokamak-Leistungsreaktoren wesentlich kleiner zu wählen, um dadurch die Abmessungen zu verringern. In diesem Fall würden die Leistungsdichten im Reaktor noch kleiner und die Investitionskosten pro kW_e höher, da der Reaktorkern nicht einfach geometrisch ähnlich verkleinert werden kann. Die meisten technischen Komponenten, z.B. Blanket, Abschirmung, Spulen, haben durch Funktion oder Belastung vorgeschriebene Mindestmaße.

Die geringen Leistungsdichten resultieren aus den niedrigen β -Werten bzw. hohen Sicherheitsfaktoren q , die zur MHD-Stabilität nötig sind. In den Reaktorentwürfen werden, entgegen den Erfahrungen der Experimente und den Aussagen der Theorie sehr optimistische Stabilitätsbedingungen angenommen, z.B. q_a von 1.5 bis 2.5 und β_{pol} von 1.8 bis 3. Da die Leistungsdichte bei begrenztem Magnetfeld mit β^2 bzw. mit $1/q^4$ skaliert, sind solche Annahmen sehr kritisch zu werten. Den Versuchen, durch Formung des Querschnitts oder andere Maßnahmen das stabilitätsbegrenzte, kritische β zu erhöhen, kommt deshalb große Bedeutung zu.

Für einen wirtschaftlichen Tokamakreaktor sind möglichst lange Brennzeiten ($> 100 \text{ s}$, besser $> 1000 \text{ s}$) erwünscht. Um solche Zeiten zu erreichen, müssen die Probleme der Teilchennachfüllung und -abfuhr, der Reaktorregelung sowie das Verunreinigungsproblem gelöst werden.

Die Konzentration von Verunreinigungen in der Plasmamitte gemäß elementarer Theorie kann der dominierende Effekt für

die Festlegung der Brenndauer werden. Folgt man Modellrechnungen, so würde die Brenndauer wesentlich kürzer (etwa 20 bis 200 sec) werden als die Zeit, in der man eine magnetische Flußänderung aufrechterhalten kann (1 bis 2 Std.). Die bisherigen Entwürfe nahmen als Brenndauer diese letztere Zeit. Die Brenndauer ist entscheidend für die mittlere Leistung des Kraftwerkes und für den Eigenbedarf des Reaktors. Deshalb bedarf dieser Problemkreis dringend weiterer Klärung. Sie könnte zu einer grundlegenden Revision der Tokamakentwürfe führen. Allerdings sind die im Detail sehr komplexen Prozesse des Verunreinigungstransports in realen Plasmen noch weitgehend ungeklärt. Im Tokamak ist selbst die Richtung der Verunreinigungsdiffusion noch strittig. Die Interpretation der Experimente wird besonders durch die oft beobachtete MHD-Aktivität im Plasmazentrum und durch eventuell vorhandene lokale Instabilitäten (Turbulenzen) erschwert. Diese Phänomene können den Verunreinigungstransport beeinflussen.

Die Frage der Teilchennachfüllung und der Abfuhr des Abbrands sind weder technisch noch physikalisch geklärt. Die Injektion von energiereichen Neutralteilchen zur Nachfüllung erfordert wegen der notwendigen hohen Energien (200 - 500 keV, s. [2.1]) zu großen Leistungsaufwand. Es kommt deshalb praktisch nur kalte Nachfüllung (Pellets, Clusters) in Betracht. Erste Untersuchungen hierzu werden in laufenden Experimenten begonnen. Die Probleme der Teilchenabfuhr sollen in einigen Divertorexperimenten (1978) angegangen werden.

Ein Reaktorplasma hat normalerweise - falls nicht Trapped-Ion-Instabilitäten auftreten - im Bereich günstiger Plasmaparameter ($T = 10 - 20$ keV) einen positiven Temperaturkoeffizienten der Reaktivität^{*)}. Wenn zeitlich konstante Plasmaparameter in diesem Bereich für die angestrebte lange Brennzeit erreicht werden sollen, ist eine Regelung der Energie- und Teilchenverluste unerlässlich. Anforderungen an die Regelung entstehen nicht nur durch die Reaktivitätsdynamik sondern auch durch die Plasmaphysik. Im Tokamak und auch in anderen Systemen sind die

*) Eine Leistungsexkursion kann jedoch prinzipiell nicht stattfinden, da bei hohen Temperaturen der Temperaturkoeffizient umschlägt und negativ wird.

Stabilität und das Gleichgewicht des Plasmas von der räumlichen Struktur der Plasma- und Magnetfeldeigenschaften abhängig. Diese kann jedoch durch verschiedene Vorgänge - z.B. Verunreinigungszustrom, lokale Energiedeposition, Energie- und Teilchentransport u.a. - während der Brennzeit verändert werden. Das heißt, es sollte auch eine räumliche Regelung, vor allem der Strom- und Druckprofile im Plasma, durchgeführt werden können.

Das Regelproblem ist deswegen so schwierig, weil in den Ablauf der Plasmavorgänge von außen kaum detailliert eingegriffen werden kann. Als Stellgrößen kommen wahrscheinlich nur Einschub von Neutralteilchen (positiv) oder Verunreinigungen (negativ) in Frage. Letzteres führt vermutlich zu einer irreversiblen Abkühlung des Plasmas. Schon aufgrund der Reaktivitätsdynamik müssen die Regelzeiten kurz ($\leq 0,1$ s) und die Regelleistungen hoch (100 - 200 MW) sein (s.[5.1]).

Man kann vermuten - begründet durch Erfahrungen über das äußerst komplexe Verhalten experimenteller Plasmen (z.B. "disruptive instability" beim Tokamak) -, daß die Einregelung von konstanten Arbeitsbedingungen für sehr lange Brennzeiten in Tokamakreaktoren nicht möglich oder zumindest sehr aufwendig sein wird. Wahrscheinlich wird es praktikabler sein, das Plasma seiner "natürlichen" Dynamik (einschließlich Temperaturanstieg) zu überlassen - das heißt, auf eine Einregelung konstanter Plasmaparameter zu verzichten - und lediglich eine Verlängerung der Brenndauer durch Teilchenuzufuhr zu bewirken. Dieses Arbeitskonzept dürfte zu relativ kurzzeitig gepulstem Betrieb (20 - 100 s) führen.

Der Reaktorstart dürfte bei den vorgesehenen sehr großen Abmessungen besonders schwierige Probleme bringen: Das Plasma muß durch ohmsche Heizung und andere Heizung auf Zündtemperaturen gebracht werden und es müssen stabilitätsgerechte Plasmaprofile aufgebaut werden, beides unter Minimalisierung der Startleistung. In den jetzigen Experimenten stellen sich die Profile in einer turbulenten Anfangsphase (anomaler Skin-effekt) unter sehr hohen Energieverlusten ein. Bei Reaktorabmessungen ist dieser mehr zufällige Prozess nicht wünschenswert

(Wandbelastung, Verluste, Verunreinigungen) und wahrscheinlich nicht genügend wirksam zur raschen Einstellung der gewünschten Profile. Es wurde deshalb eine Reihe von Startkonzepten vorgeschlagen, jedoch noch nicht erprobt. Dazu gehören als Heizmethoden:

- Ohmsche Heizung bei niedrigen Dichten und Auffüllung mit Neutralinjektion, evtl. kombiniert mit adiabatischer Kompression.

Die Profileinstellung und der Plasmaaufbau können erfolgen durch:

- Bewegten Limiter
- Radiale Verschiebung des Plasmas bei festem Limiter
- Veränderliche magnetische Separatrix.

Besondere Schwierigkeiten werden durch vermehrte Verunreinigungsproduktion während der Injektion, durch evtl. auftretende Strahlinstabilitäten und generell durch anomalen Transport erwartet.

5.1.2 Theta-Pinch (Hoch-Beta-Stellarator)

Die lineare Version des Theta-Pinches ergibt wegen des ungehinderten axialen Plasmaausflusses zu große Baulängen (km) und zu große thermische Leistungen (≈ 100 GW) für einen Reaktor.

Als toroidale Gleichgewichtskonfiguration mit hohem β auf der Basis des Theta-Pinch (schlank, kein Längsstrom) kommt nach derzeitigem Wissen nur der Hoch-Beta-Stellarator HBS ($\ell = 1$ führend) in Frage. Die Gleichgewichts- und Stabilitätsprobleme des HBS sind experimentell noch nicht gelöst. Sie konnten deshalb im Entwurf [5.2] nicht berücksichtigt werden. Zur Stabilisierung des anfänglich hochkomprimierten Plasmas müßten technisch sehr aufwendige schnelle Feedbackmethoden angewandt werden. Eine Herabsetzung des Kompressionsverhältnisses von den Werten des Entwurfs, $\alpha = r_{\text{wand}}/r_{\text{plasma}} = 4.4$,

auf $n=2 \div 3$ könnte zwar zu einer Stabilisierung der $m = 1$ Moden durch die Wand führen, bedeutet aber gleichzeitig den Verzicht auf die Heizung durch adiabatische Kompression, so daß man eine andere Art der Zusatzheizung nach der Stoßkompression vorsehen müßte.

Die jetzt in Garching beobachteten $m = 2$ Instabilitäten werden unter Reaktorbedingungen möglicherweise durch Lamorradiuseffekte stabilisiert. Dies ist entscheidend für die Erzielung hinreichender Einschlußzeiten in einem Reaktor und soll in dem geplanten HBS II Experiment in Garching untersucht werden.

Der HBS-Reaktor mit Plasmaheizung durch schnelle magnetische Kompression (Los Alamos Konzept) hat eine Reihe äußerst schwieriger technischer Probleme:

Die Isolation der Innenwand und auch der Blanketsegmente muß während der Stoßheizungsphase für $\approx 1/10 \mu\text{sec}$ eine Feldstärke von etwa 2 kV/cm aushalten. Zwischen den Belastungsspitzen ist der Isolator hohen Neutronenflüssen ausgesetzt. Die Chancen dieses Reaktorkonzepts hängen entscheidend davon ab, ob es gelingt, genügend strahlungsresistente Isolatoren zu finden, oder zumindest solche, bei denen die Schäden in der relativ langen Totzeit (≈ 10 s) ausheilen.

Der Pulsbetrieb bringt kurzzeitig etwa 100-fach überhöhte Leistungsdichten und dementsprechende hohe thermische und mechanische Belastungen der Strukturen, vor allem der 1. Wand und des Isolators. Der Aufwand für die Glättung der Leistungsabgabe und die Beherrschung der dynamischen Effekte (zulässige mittlere Wandbelastung?) ist noch nicht abzusehen. Der Pulsbetrieb bringt andererseits wesentliche Vorteile, nämlich:

- Möglichkeit zur Variation der Leistungsabgabe des Reaktors (Teillastbetrieb) durch Änderung der Totzeit;
- unbehinderter Flüssigmetallkreislauf während der relativ langen Totzeit;
- Divertor und Injektor sind nicht erforderlich.

Zwischenspeicherung der Energie der Hauptfeldspulen außerhalb des Reaktorkerns während der Totzeit ist notwendig. In Betracht gezogen werden supraleitende induktive Speicher oder Homopolarmaschinen mit supraleitenden Windungen. Die heutigen Supraleiter erlauben den erforderlichen schnellen Stromanstieg (ms) noch nicht. Die Speicher und das Transfersystem müssen noch entwickelt werden. Es ist nahezu verlustloser Energie-transport zwischen Speicher und Spule notwendig (Entwurf: $\eta_m = 98 \%$).

5.1.3 Reverse Field Pinch

Die Plasmaphysik dieses Systems ist noch nicht sehr weit entwickelt und es gibt auch noch keinen ausführlichen Reaktor-entwurf. Die Angaben für einen möglichen RFP-Reaktor [5.3] sind deshalb sehr spekulativ. Die Schlüsselprobleme des RFP liegen zunächst ganz auf dem plasmaphysikalischen Gebiet: - Herstellung der stabilen Konfiguration bei erträglichen Energieverlusten und ausreichender Reinheit des Plasmas; - Aufrechterhaltung der stabilen Konfiguration für die Dauer der Brennzeit (≈ 10 sec).

Die technischen Probleme sind ähnlich wie die für kurzzeitig-gepulste Tokamaks. Falls die physikalischen Schlüsselprobleme lösbar sind, wäre der RFP dem Tokamak-Reaktor wahrscheinlich vor allem im Hinblick auf Wirtschaftlichkeit überlegen, insbesondere dann, wenn das Tokamak zu kurzen Brennzeiten gezwungen wird. Wie in Abschn. 4.2.2 erläutert wurde, ist bei gleichen Reaktorleistungen die gepulste Magnetfeldenergie beim RFP etwa 10mal kleiner als im Tokamak.

5.1.4 Spiegelmaschinen

Die Hauptprobleme der Spiegelmaschinen mit Direktkonverter liegen in der Erzielung einer ausreichend positiven Energiebilanz (siehe Abschn. 5.2), selbst dann, wenn klassischer Einschluß der Teilchen vorausgesetzt wird. Deshalb müssen der Teilcheneinschuß, das Energiekonvertersystem und die Energiemultiplikation im Blanket sehr sorgfältig optimiert werden. Insgesamt gesehen sind die Chancen für Verbesserungen - etwa durch Verminderung der Endverluste mittels "RF-Stoppers" - gering,

während auf der anderen Seite mit Verschlechterungen (z.B. anomale Verluste, Wirkungsgrade von Injektion und Konversion geringer als angenommen) ziemlich sicher zu rechnen ist.

Die technischen Probleme betreffen in erster Linie die Entwicklung sehr leistungsstarker und wirtschaftlicher Injektoren für Neutralteilchen hoher Energie (einige 100 keV) und die Entwicklung des Direktkonvertersystems. Der Direktkonverter mit Expander ist räumlich aufwendig und dürfte hohe Investitionskosten bringen. Er bedeckt bei ca. 300 MW elektrischer Reaktorleistung etwa die Fläche eines Halbkreises von 70 m Radius.

Im Vergleich zu geschlossenen Systemen würden die Spiegelmaschinen eine Reihe von Vorteilen bieten: stationärer Betrieb, keine Verunreinigungsprobleme, leichtere Regelbarkeit der Plasma- und Reaktionsdynamik und vermutlich leichtere Zugänglichkeit und Auswechselbarkeit von Komponenten.

5.1.5 Laser-Fusion

Zur wirtschaftlichen Energiegewinnung nach dem Konzept der Laser-Pellet-Fusion müssen etwa $10^3 - 10^4$ fache Kompression des Pellets sowie mehr als 100fache Energiemultiplikation ($Q_t = W_t/W_i$; W_t = freigesetzte nukleare Energie; W_i = Brutto-Energiezufuhr zum Pellet \approx Laserenergie (s. Abschn. 5.2)) in einer Pellet-Mikroexplosion erreicht werden. Voraussetzung dazu ist die Entwicklung neuer Lasersysteme. Vermutlich ist für gute Energieeinkopplung eine möglichst kurze Wellenlänge ($0,4 \mu\text{m}$) günstig. Die heute verfügbaren Hochleistungslaser sind relativ langwellig ($> 1 \mu\text{m}$) und haben insbesondere bei den geforderten kurzen Pulsdauern zu niedrigen Wirkungsgrad ($0,1 - 0,2 \%$ bei Nd; $0,5 - 1 \%$ bei Jod; bis 5% bei CO_2). Es müssen neue Lasermedien oder effektive Verfahren zur Frequenzwandlung gefunden werden. Die Anforderungen an den Laser sind etwa (die Daten in Klammern werden z.Zt. mit sehr kurz gepulsten CO_2 Lasern erreicht):

Energie	$10^5 - 10^6$ Joule	($2,5 \times 10^3$)
Wirkungsgrad	10%	
Pulsdauer	$0,1 - 1$ ns	(1)
Repetitionsrate	30 Hz	
Wellenlänge	$0,4 \mu\text{m}$	(10,6)

Auch an die Energiespeicher und Schalter werden durch die hohen Repetitionsraten (10^9 Pulse/Jahr) bei Pulsanstiegen im 10 μ sec Bereich extreme Anforderungen gestellt, die mit den heutigen Techniken bei weitem noch nicht erreicht werden.

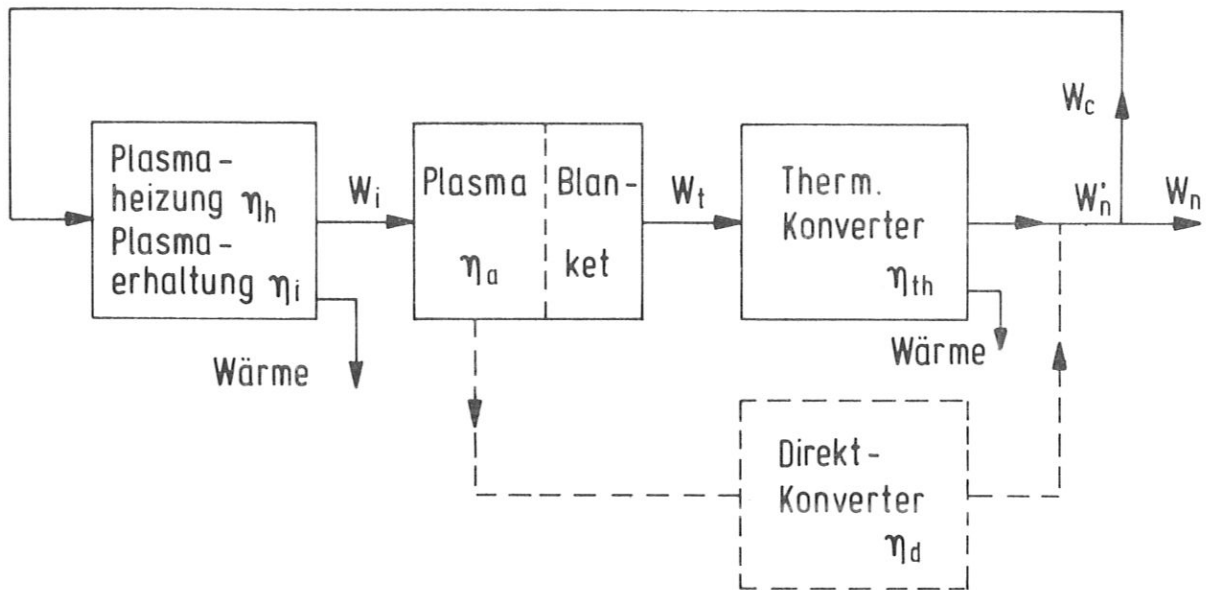
Weitere Probleme sind:

- Entwicklung von großen und hochbelastbaren (5 J/cm^2) optischen Bauteilen und Fenstern.
- Fabrikation extrem billiger Pellets (ein Pellet bringt nur einige kWh Nettoenergie).
- Entwicklung der Reaktorgefäße und Beherrschung der Betriebsbedingungen (extrem gepulste Wandbelastung, dynamische Festigkeit, Evakuierung im Zyklus von 1 - 10 sec).

5.2 Energiebilanzen

In allen Fusionsreaktoren muß ein nicht unwesentlicher Teil der erzeugten elektrischen Energie dazu verwendet werden, das Plasma aufzuheizen und zu erhalten. D.h. Fusionsreaktoren können als Energieverstärker betrachtet werden. In Tabelle 5.2 werden für die wichtigsten Reaktorkonzepte Wirtschaftlichkeitsfaktoren verglichen. Sie wurden gemäß den Angaben von Reaktorentwürfen (s. Abschn. 4.) zusammengestellt. Das stark vereinfachte Energieflußdiagramm (Abb. 5.1) erläutert die in der Tabelle angegebenen Größen. Zur besseren Vergleichbarkeit ist in allen Systemen der Tabelle 5.2 gleicher Wirkungsgrad ($\eta_{\text{th}} = 0,4$) der thermisch-elektrischen Konversion angenommen. Beim Tokamak wird in einer zweiten Reaktorversion angegeben, wie sich eine extreme Verkürzung der Brennzeit (von 5400 s auf 30 s) auswirkt. Dabei wurde die nicht allzu unrealistische Annahme gemacht, daß die Komponentenwirkungsgrade und sonstigen Daten unverändert bleiben. Die Zahlen in der Tabelle haben nur illustrativen Charakter. Sie haben etwa folgende Bedeutung:

Der Gesamtwirkungsgrad (η) der Systeme hängt von der Energiemultiplikation im Plasma und Blanket und von den Wirkungsgraden



W_i Brutto-Energiezufuhr zum Plasma
(Im Plasma absorbierte Energie: $\eta_a \times W_i$)

W_t Freigesetzte nukleare Energie im Plasma und im Blanket

W_n' Brutto Elektrische Energie

W_n Netto Elektrische Energie

W_c Zirkulierende Energie

Alle Energien beziehen sich auf einen Arbeitszyklus
(Bei der Spiegelmaschine sind sinngemäß Leistungen zu nehmen).

Abb. 5.1 Stark vereinfachter Energiefluß im Fusionskraftwerk

Tab. 5.2 Wirtschaftlichkeitsfaktoren für Reaktorkonzepte (s. Abschn. 4 und Abb. 5.1)

	<u>Tokamak</u>	<u>Theta-Pinch</u>	<u>Spiegelmaschine</u>	<u>Laser-Pellet</u>
Zyklusdauer $\tau = \tau_b + \tau_t$ [s]	5400+450	0,08 + 10	stationär	$\tau \approx 0,8$ pro Gefäß
Gesamtwirkungsgrad ¹⁾ $\eta = \frac{W_n}{W_t}$	0,37	0,32	0,24	0,28
Energiemultiplikation $Q_e = \frac{W_t}{W_i}$	500	14,5	1,44	120
Komponente K	Ohmsche Heizung u. Poloidalfeld	Cryog.Speicher	Injektor	Laser
Wirkungsgrad	$\eta_h = 0,7$	$\eta_{tr} = 0,98$	$\eta_i = 0,9$	$\eta_{las} = 0,07$
Notwendige rel. Energiekapazität der Komponenten ("energy handling capacity") $S = \frac{W_K}{W_n}$	$7,5 \times 10^{-3}$	8	3	3,5
Energie des Hauptfeldes	160	83	?	—
Rel. intern zirkulierende Energie (üb.therm.Konverter) $\frac{W_n - W}{W_n}$	0,08	0,2	3,4	0,3

1) $\eta_{th} = 0,4$ bei allen Systemen

der Komponenten ab. In keinem System werden höhere Wirkungsgrade η als der thermisch-elektrische Wirkungsgrad η_{th} erreicht, obwohl z.B. beim Theta-Pinch und bei den Spiegelmaschinen Direktkonversion für einen Teil der Fusionsenergie angenommen wird.

Die Energiemultiplikation im Plasma (u. Blanket) Q_t ist die wichtigste Größe zur Beurteilung der "Güte" der plasma-physikalischen Vorgänge in einem Fusionsreaktor (der Multiplikationsfaktor im Blanket, der in Q_t enthalten ist, wurde überall gleich 1.2 gesetzt). Q_t sollte möglichst groß sein. In einem sich selbst erhaltenden, stationär brennenden Plasma wäre $Q_t = \infty$. Unter den angeführten Konzepten erreicht nur das Tokamak mit langer Brenndauer hohe Werte für Q_t . Bei einer Verminderung der Brenndauer, τ_b , geht Q_t selbstverständlich zurück, da die Heizenergie konstant bleibt, die Fusionsenergie aber mit τ_b abnimmt. Bei den z.Zt. diskutierten kurzen Brennzeiten von etwa 30 s würde Q_t im Tokamak ähnlich schlechte Werte wie in Spiegelmaschinen annehmen. Bei der Laser-Fusion wird aufgrund von numerischen Modellrechnungen $Q_t = 120$ gesetzt. Dabei ist eine Energieankopplung an das zu komprimierende Pelletmaterial mit $\eta_a = 0,1$ angenommen. Es ist fraglich, ob so hohe Werte von η_a und damit von Q_t erreicht werden können.

Die nächste Zeile der Tabelle gibt die relative Energie S an, die von den wichtigsten Komponenten (jeweils in der Tabelle angeführt) verarbeitet werden muß. Die "Größe" der Komponenten, S , ist wichtig für Kostenüberlegungen. Zum Beispiel muß im Magnetenergiespeicher des Thetapinch Reaktors das 8-fache des Nettoenergieausstoßes gespeichert werden.

Die relative Energie im Hauptmagnetfeld (bezogen auf die Reaktorleistung) wird vielfach als der Hauptkostenfaktor in Systemen des magnetischen Einschlusses betrachtet. Hier liegt das Tokamak wegen seiner niedrigen Leistungsdichte ungünstig.

In der letzten Zeile sind schließlich die relativen, im System zirkulierenden Energiemenge angegeben. Die Spiegelmaschine fällt durch hohe Werte aus der Reihe. Insgesamt führt hoher

Eigenbedarf an elektrischer Energie zu erhöhten Kosten pro kW_e , einerseits durch Verminderung der abgegebenen Leistung und andererseits durch Vergrößerung der Investitionskosten. Verbesserungen können hier allenfalls durch Vergrößerung der Energiemultiplikation erreicht werden, da die Wirkungsgrade kaum mehr Spielraum nach oben zulassen.

Da die Praxis fast immer noch Abstriche erfordert, können alle hier aufgeführten Systeme - sogar das Tokamak - im Hinblick auf wirtschaftliche Energieerzeugung in Schwierigkeiten kommen.

5.3 Strahlenschäden und erste Wand

Diese Fragen werden als Schlüsselproblem der Reaktorentwicklung gleichrangig mit den Problemen der Plasmaphysik angesehen. Die Probleme der Strahlenschäden sind besonders kritisch für die erste Wand zwischen Plasma und Blanket. An der Wand sind die Strahlungsflußdichten von Neutronen ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit 14 MeV), von Plasmateilchen mit mittleren Energien im 10 keV Bereich und von Photonen am höchsten. Die Wand steht in direkter Wechselwirkung mit dem Plasma. Die Wandstärke darf nicht allzu groß gemacht werden (meist 0,5 - 1 cm), denn die Absorption von Neutronen im Wandmaterial soll gering sein, um die Brutrate im Blanket nicht übermäßig zu reduzieren. Das Wandproblem betrifft alle Reaktorkonzepte. Beim Theta-Pinch und bei der Laser-Fusion treten jedoch kurzzeitig sehr hohe Belastungen auf. Sie übertreffen die für stationär arbeitende Maschinen angenommenen Grenzwerte um 2 bzw. 6 Größenordnungen.

Durch das Bombardement mit Plasmateilchen wird mit erheblichen Erosionsraten (wahrscheinlich im Bereich von 0,1 - 1 mm/Jahr) Wandmaterial abgetragen. Dabei sind besonders Zerstäubung durch Ionen und Neutralteilchen sowie Blasenbildung an der Oberfläche ("blistering") wirksam. Das Wandmaterial kann als Verunreinigung in das Plasma gelangen. Im Tokamak (Stellarator) - weniger kritisch im Theta-Pinch -

kann dadurch der Ablauf der plasmaphysikalischen Vorgänge (Energiebilanz, Brennzeit) entscheidend beeinträchtigt werden. Gegenmaßnahmen, die sowohl die Wand als auch das Plasma schützen, werden erwogen und auch experimentell verfolgt. Dazu gehören: Divertoren, Strukturierung der Wand (Verminderung der Verunreinigungsemission), Abdeckung der Wand mit leichtatomigem, festem Material oder mit Kaltgasmantel. Der neueste Überblick über den Problemkreis "erste Wand" wird in [5.4] gegeben.

Durch neutroneninduzierte Prozesse werden die mechanischen, thermischen und auch elektrischen Eigenschaften von Materialien verändert und unter Umständen die Funktion und damit die Lebensdauer von Strukturkomponenten beeinträchtigt. Als physikalische Prozesse spielen vor allem Atomverlagerungen und Transmutationen ((n, α)- und (n,p)-Prozesse) eine Rolle. Die gefährlichsten Auswirkungen für die 1. Wand sind voraussichtlich der Verlust an Duktilität (Versprödung) und die Volumenvergrößerung (Schwellen).

Zur Beurteilung der Auswirkungen von Strahlenschäden in Fusionsreaktoren ist der jetzige Kenntnisstand trotz einiger experimenteller und theoretischer Arbeiten bei weitem noch nicht ausreichend. Da es noch keine 14 MeV-Neutronenquellen hoher Intensität (von mindestens $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) gibt, müssen die Materialuntersuchungen mit dem Neutronenspektrum von Spaltreaktoren und mit Ionen aus Beschleunigern durchgeführt werden. Vergleicht man mit den Effekten in Hochfluß-Spaltreaktoren, so erwartet man in der 1. Wand des Fusionsreaktors rechnerisch etwa die gleiche Zahl von Atomverlagerungen, aber erheblich erhöhte Gaserzeugungsraten. Zu diesen Gegebenheiten kommen im Fusionsreaktor eine Reihe von Einflußgrößen und technischen Bedingungen, wie z.B.: hohe Temperaturen, Korrosionsbeständigkeit gegen Lithium und Lithiumsalze, Größe von Bauteilen, beschränkte Materialauswahl sowie Vakuumfestigkeit, Impermeabilität gegen T oder He, besondere elektrische Eigenschaften, wie gute Leitfähigkeit oder gute dielektrische Eigenschaften. Solche Bedingungen können das Materialproblem in noch unüberschaubarem Maß erschweren. Man neigt heute zu einer skeptischen Beurteilung im Hinblick auf Begrenzung der Lebensdauer durch Materialschäden, besonders für die 1. Wand und beginnt sich mit der Auswechselbarkeit und Reparaturmöglichkeit von Bauteilen zu beschäftigen.

6. Kostenaspekte

6.1 Vorbemerkung

Bei dem gegenwärtigen Stand der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet der Fusion - wie er auch in den vorangegangenen Abschnitten zum Ausdruck gekommen ist - ist es unmöglich, zuverlässige Angaben über die späteren Kosten von Fusionskraftwerken zu machen oder endgültige Zahlen für die Kosten der von ihnen produzierten elektrischen Energie zu nennen. Sowohl die Anlagekosten der fusionsspezifischen Komponenten, als auch deren Wartungs- und Reparaturkosten können nicht sicher angegeben werden. Dennoch hat man sich relativ frühzeitig mit den möglichen Kosten beschäftigt, allerdings weniger, um absolute Stromkosten zu berechnen, sondern hauptsächlich, um sich einen Eindruck von der Kostenstruktur - i.e. die prozentuale Aufteilung der Stromkosten - zu verschaffen. Eine solche Kostenstruktur gestattet es abzuschätzen, inwieweit Kostenänderungen einzelner Komponenten die Stromkosten beeinflussen. Mit Hilfe eines Zusammenhanges zwischen Auslegungsparametern und Kosten einer Komponente erhält man dann Aussagen über den Einfluß dieser Parameter auf die Stromkosten. Es ist selbstverständlich, daß eine bestimmte Kostenstruktur nur für den Satz von Parametern gilt, für die sie bestimmt wurde, und daß sie sich mit der Änderung des Parameters auch selbst ändert. Eine solche Kostenstruktur muß auf einem in sich konsistenten Satz von Parametern für ein Fusionskraftwerk beruhen. Die bisher bekanntgewordenen Kraftwerksentwürfe, für die z.T. sehr sorgfältige Kostenkalkulationen vorgenommen wurden, können solche Kostenstrukturen liefern. Eine jede Struktur gilt dann nur unter all den Voraussetzungen, auf denen der Entwurf basiert, und damit auch nur für den Stand des Wissens zum Zeitpunkt der Anfertigung des Entwurfs. Die Struktur gestattet es jedoch, den Einfluß neuer Erkenntnisse auf die Stromkosten abzuschätzen.

6.2 Mögliche Kostenstruktur eines Fusionskraftwerkes

Einen Überblick über die bisher veröffentlichten Kostenkalkulationen zu Kraftwerkentwürfen gibt [6.1]. Dabei zeigt sich, daß die ausführlichsten Arbeiten hierzu für Anlagen mit Tokamak-Reaktor durchgeführt wurden, und nur auf diesen Arbeiten basieren die Aussagen in diesem Kapitel. Da der Aufbau und damit die Kostenstrukturen der anderen Reaktortypen (Theta-Pinch- und Spiegelmaschinen-Reaktor, vgl. Kap. 4) grundsätzlich anders sind als beim Tokamak-Reaktor, sind die Aussagen über Kosten und Kostenstrukturen in keiner Weise übertragbar.

Für die Kalkulation der Stromkosten wurde das von der früheren AEC (heute ERDA) für die Kostenrechnung von Kernspaltungskraftwerken vorgegebene Schema [6.2] verwendet, in dem der Nuklearteil den Gegebenheiten des Fusionsreaktors angepaßt wurde. Tab. 6.1 gibt einen Überblick über dieses Schema in der in [6.1] verwendeten modifizierten Form. Die prozentuale Aufteilung der Stromkosten, wie sie für die Entwürfe der University of Wisconsin (UWMAK-I; [6.3]), des Princeton Plasma Physics Laboratory (PPPL; [6.4]) und den des Brookhaven National Laboratory (BNL; [6.5]; diese Kostenrechnung wurde in [6.1] angepaßt und ergänzt) berechnet wurden, sind in Abb. 6.1 dargestellt *). Es zeigt sich, daß die Kostenanteile der Hauptkomponenten - Positionen 21 bis 26 und Summe von 91 bis 93 - von Entwurf zu Entwurf nicht allzu weit voneinander abweichen, so daß man für die prozentualen Anteile dieser Komponenten grobe Mittelwerte (schmale Säule auf der rechten Seite von Abb. 6.1) angeben kann. So beträgt der Anteil der gesamten Reaktoranlage (Position 22) etwa knapp 50 %. Bei der Unterteilung dieser Position sind die Anteile jedoch nicht mehr so einheitlich, was sich durch unterschiedliche Abgrenzungen zwischen Reaktor und Wärmetransportanlage erklärt. Nur der Anteil der Magnetanlage (einschl. Kühlsystem) schwankt nicht allzu stark, er liegt bei ca. 15 %.

*) Um die Vergleichbarkeit zu verbessern, sind allgemeine Annahmen aus dem Kraftwerksbetrieb - wie z.B. der Lastfaktor - in [6.1] vereinheitlicht worden.

Tab. 6.1 Gliederung der Komponenten eines Fusionskraftwerkes
(nach [6.2])

Pos. Nr.	Bezeichnung
20	Grundstück und Genehmigungen
21	Infrastruktur und Gebäude
22	Reaktor-Anlage
221	Reaktor
221.1	Magnete und Kühlsystem
.2	Blanket, Abschirmung, Kühlung
.3	Brennstoffzufuhr, Heizung
.4	Fundamente
.5	Sonstiges
222	Wärmetransport
223	zusätzliche Heizung
224	Abfallbehandlung und -lagerung
225	Brennstoffkreislauf
226	Sonstige Ausrüstung
227	Instrumentierung und Regelung
23	Maschinentechnische Ausrüstung (Turbosatz)
24	Elektrische Ausrüstung
25	Verschiedenes
26	Besondere Materialien
91	Baustelleneinrichtung
92	Engineering
93	Sonstiges

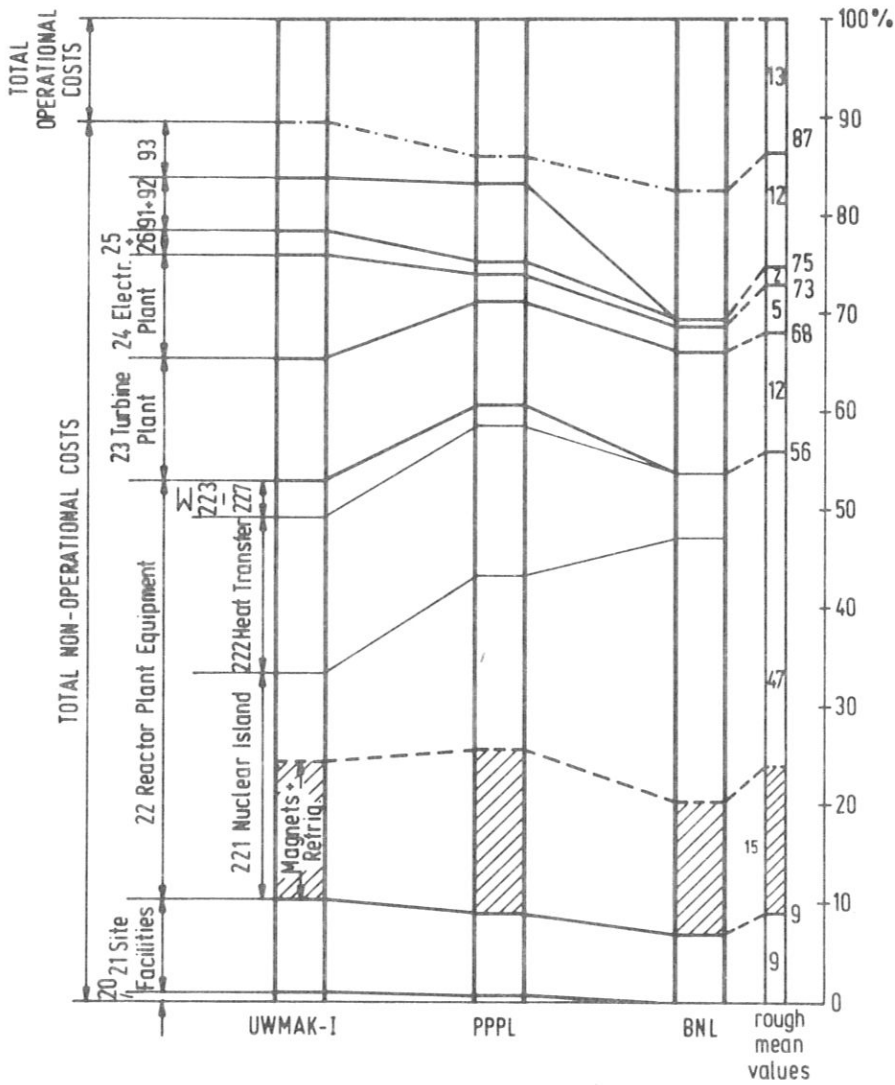


Abb. 6.1 Prozentuale Aufteilung der Stromerzeugungskosten (Daten nach [6.1]; die fehlenden Positionsbezeichnungen können Tab. 6.1 entnommen werden)

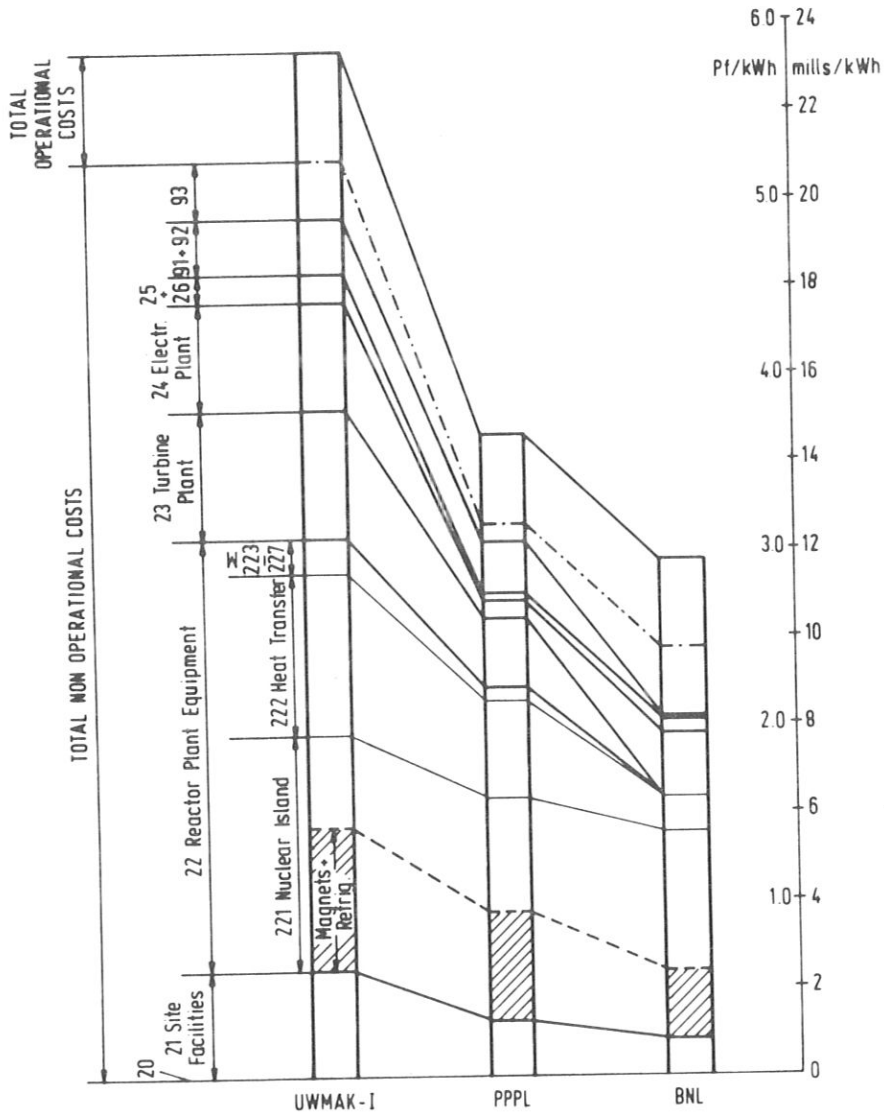


Abb. 6.2 Aufteilung der Stromerzeugungskosten
 (Daten nach [6.1]; die fehlenden Positionsbezeichnungen können Tab. 6.1 entnommen werden).

Die absolute Höhe der für diese drei Entwürfe berechneten Stromkosten und deren Aufteilung ist in Abb. 6.2 (entnommen aus [6.1]) dargestellt. Die Abweichungen der absoluten Werte voneinander sind recht erheblich. Ein wesentlicher Grund dafür liegt in den unterschiedlichen Konzepten von Wärmetransport und anschließender Energiewandlung, die zu sehr verschiedenen Wirkungsgradwerten führen:

- UWMAK-I: Reaktorkühlung mit Lithium, Zwischenkreislauf mit Natrium, Dampfturbinenprozeß mit relativ niedrigen Dampfdaten (133 bar/400°C, Zwischenüberhitzung mit Frischdampf);
 $\eta_{\text{netto}} = 32 \%$
- PPPL: Heliumgekühlter Reaktor, Dampfturbinenprozeß mit konventionellen Dampfdaten (260 bar/538°C, zweifache Zwischenüberhitzung auf 538°C); $\eta_{\text{netto}} = 38 \%$.
- BNL: Heliumgekühlter Reaktor mit nachgeschaltetem Dampfturbinenprozeß; $\eta_{\text{netto}} = 40 \%$.

Der niedrige Wirkungsgrad - und damit eine geringere Ausnutzung der Installationen - sowie die Wärmeübertragung über einen Zwischenkreislauf bewirken den Abstand zwischen dem UWMAK-I- und den beiden anderen Stromkostenwerten nur zum Teil. Die übrige Differenz entsteht dadurch, daß die spezifischen Kostendaten zur Kalkulation der konventionellen Bauteile bei der UWMAK-I-Rechnung gegenüber den aus [6.6] entnommenen Ausgangswerten, die für Druckwasserreaktorkraftwerke gelten, erheblich erhöht wurden - bei einigen Komponenten um bis zu 100 %. Auf diese Weise sollen die zusätzlichen Kosten, die erfahrungsgemäß immer bei neuen Systemen anfallen, berücksichtigt werden. Die gesamte UWMAK-I-Stromkostenkalkulation ist als besonders sorgfältig und vorsichtig anzusehen. Sie wird deshalb im folgenden als Bezugsrechnung zur Abschätzung der Empfindlichkeit der absoluten Kosten und der Kostenstruktur auf Änderungen von Auslegungsparametern verwendet.

6.3 Empfindlichkeit der Kostenstruktur

Wie schon in der Vorbemerkung ausführlich erläutert, gelten die genannten Kosten nur unter den Annahmen, die für den zugrundeliegenden Kraftwerksentwurf getroffen wurden. Der Einfluß von Änderungen dieser Annahmen soll hier anhand einiger Beispiele gezeigt werden, um die Empfindlichkeit der Kosten und deren Struktur deutlich zu machen.

Für die Brenndauer des Reaktors wurde in [6.3] ein Wert von $t_b = 5400 \text{ sec}$ - und damit also praktisch stationärer Betrieb - angenommen. Neuere Arbeiten zum Verhalten der α -Teilchen und der Verunreinigungen im Plasma weisen jedoch darauf hin, daß die erreichbaren Brenndauern erheblich geringer sein können und zwar um bis zu zwei Größenordnungen. Geht man bei einer Herabsetzung der Brenndauer davon aus, daß bei unveränderten Heiz- und Totzeiten die elektrische Nettoleistung des Kraftwerks konstant sein soll, dann müssen die thermische Leistung P_{th} während der Brenndauer und - wegen des höheren Energieaufwandes für die Heizung - auch die mittlere thermische Leistung $\overline{P_{th}}$, wie in Abb. 6.3 (entnommen aus [6.7]) gezeigt, zunehmen. Setzt man weiterhin - gemäß [6.7]-voraus, daß die Kosten der Komponenten in Position "222 Wärmetransport" der mittleren thermischen Reaktorleistung $\overline{P_{th}}$, die der übrigen Komponenten von "22 Reaktoranlage" jedoch der thermischen Leistung P_{th} während der Brenndauer proportional sind (vgl. Tab. 6.1), dann kann die aus der Brennzeitverkürzung resultierende Kostenerhöhung abgeschätzt werden. Eine solche Verkürzung auf $t_b = 540 \text{ sec}$ führt zu einer Stromkostenerhöhung um 18 %, eine Verkürzung auf $t_b = 54 \text{ sec}$ bringt eine Vervierfachung der Stromkosten gegenüber dem Auslegungswert. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Verringerung der Brennzeit um den Faktor 100 eine weitgehende Neuauslegung des Reaktors erfordern würde, die zu einer anderen optimalen Kombination der Auslegungsdaten und wegen des möglichen Wegfalls von Aggregaten wie dem Divertor auch zu einer anderen Kostenstruktur führen würde. Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Heizzeit von $t_h = 110 \text{ sec}$ und die Totzeit von $t_t = 280 \text{ sec}$ unverändert bleiben. Würde man die

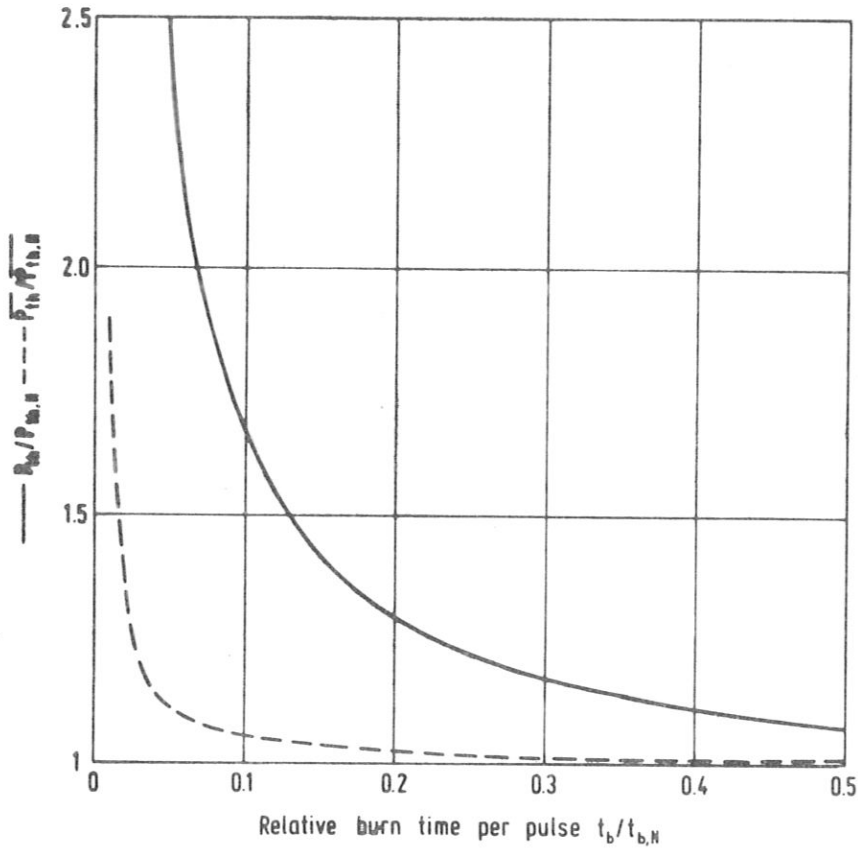


Abb. 6.3 Einfluß der relativen Brenndauer pro Puls auf die thermische Leistung während der Brenndauer und auf die mittlere thermische Leistung des Reaktors bei konstanter elektrischer Nettoleistung des Kraftwerks (Ausgangsdaten von UWMAK-I [6.3])

Totzeit - sie ist hauptsächlich zur Spülung des Reaktionsraumes notwendig - halbieren, dann brauchte entsprechend weniger Energie zu ihrer Überbrückung gespeichert zu werden, wodurch sich die thermische Leistung P_{th} während der Brenndauer verringern würde. Die Verkürzung der Brenndauer auf $t_b = 54$ sec würde bei gleichzeitiger Verringerung der Totzeit auf $t_t = 140$ sec nur zu einer Verdreifachung der Stromkosten führen und dabei die "Gewichte" der einzelnen Komponenten in der Kostenstruktur wesentlich verändern.

Ein anderes Beispiel für die Empfindlichkeit der Kosten ist der Einfluß der Größe β , i.e. das Verhältnis von Plasmadruck zu Magnetfelddruck (vgl. auch Abschn. 3.1). Die magnetische Energie, die in dem von den Magneten umschlossenen Volumen gespeichert ist, variiert bei vorgegebener thermischer Reaktorleistung im günstigsten Fall etwa wie $1/\beta$. Nimmt man an, daß die spezifischen Installationskosten der unter Position "221 Reaktor" (s. Tab. 6.1) zusammengefaßten Komponenten der gespeicherten magnetischen Energie direkt proportional sind, dann sind auch diese Kosten der Größe β umgekehrt proportional. Für den Entwurf UWMAK-I war $\beta = 0.052$ angenommen worden. Beim gegenwärtigen Stand der plasmaphysikalischen Arbeiten erscheint es zwar nicht unmöglich, jedoch auch nicht sicher, daß man in einem Tokamak-Reaktor einen solchen Wert realisieren kann. Würde man nur die Hälfte erreichen können, dann würden die Anlagekosten zu Position "221 Reaktor" auf das Doppelte, die Stromkosten entsprechend um fast 25 % ansteigen. Wäre nur $\beta = 0,013$ erreichbar, dann würden die Stromkosten um nahezu 70 % höher sein als im Auslegungsfall. Der prozentuale Anteil der Anlagekosten der Position "221 Reaktor" würde dann 54 % betragen, so daß die Empfindlichkeit der Stromkosten gegenüber Abweichungen anderer Parameter, wie z.B. die zuvor diskutierte Verringerung der Brenndauer, erheblich stärker wäre.

Diese Beispiele zeigen, wie wichtig die drei Parameter t_b , t_t und β für das Erreichen eines wirtschaftlich konkurrenzfähigen

Fusionskraftwerke sind, wenngleich man bei der Beurteilung der genannten Kostenwerte berücksichtigen muß, daß es sich hier nur um sehr stark vereinfachte Abschätzungen handelt. Zuverlässigere Aussagen kann man erst dann erhalten, wenn man bei Änderung einer oder mehrerer der genannten Größen alle anderen Auslegungsdaten im Sinne einer Optimierung jeweils neu bestimmt. Den für UWMAK-I angenommenen β -Wert von 0,052 zu erreichen, wird von der Seite der Plasmaphysik nicht für unmöglich gehalten; ob allerdings eine Erhöhung des β über diesen Wert hinaus überhaupt technisch ausgenützt werden könnte, richtet sich nach der Höhe der für die 1. Wand zulässigen energetischen Belastung. Der Einfluß dieser Belastung auf die Lebensdauer der 1. Wand konnte bisher nur abgeschätzt werden (z.B. für UWMAK-I: 2 Jahre bei $1,25 \text{ MW/m}^2$ Wandbelastung), weil es derzeit noch keine ausreichenden Untersuchungen des Verhaltens der in Frage kommenden Wandmaterialien unter Reaktorbedingungen (14 MeV Neutronen mit Flüssen von $\approx 10^{15} \text{ n/(cm}^2\text{s)}$ bei Wandtemperaturen bis zu 700 C) gibt. Die Länge der erreichbaren Brenndauer t_b ist abhängig vom Verhalten der α -Teilchen und Verunreinigungen im Plasma, ein bisher experimentell ungeklärtes Problem. Sollten sich die Teilchen im Plasma nicht akkumulieren, sondern aus dem Torus abgesaugt werden können, dann ist die Frage der Brenndauer mit der Effektivität und damit auch mit dem Aufwand für die Absaugeeinrichtung (Divertor) verknüpft. Über die Länge der Totzeit t_t und den zu ihrer Verkürzung notwendigen Aufwand gibt es bisher nur wenige Arbeiten.

Wie bereits mehrfach betont, gelten die hier betrachteten Kostenstrukturen und die daraus abgeleiteten Aussagen nur für die Annahmen und unter den Voraussetzungen, die für die zugrundeliegenden Entwürfe gelten. Eine Reihe dieser Annahmen und Voraussetzungen ist unter dem Blickwinkel der Forschungsergebnisse der letzten Jahre nicht mehr gültig. Deshalb müssen auch die genannten absoluten Zahlen - z.B. über die Stromkosten - als nicht mehr gültig angesehen werden. Da die Entwürfe aber mit großer Sorgfalt recht detailliert ausgearbeitet wurden und in sich konsistent sind, können sie dennoch als Bezugspunkt für Abschätzungen und Studien über den Einfluß von Änderungen der ursprünglich zugrundegelegten Annahmen und Voraussetzungen verwendet werden. Solche Abschätzungen haben gezeigt, daß die

Kostenstrukturen sehr empfindlich auf Parameteränderungen reagieren. Aus diesem Grunde ist es notwendig, die Auswirkungen von Parametervariationen auf alle Komponenten eines Fusionskraftwerkes im Zusammenhang zu untersuchen. Arbeiten hierzu sind auch im IPP vor einiger Zeit begonnen worden.

7. Sicherheitsaspekte

Der Nachweis eines sicheren Betriebs und eines ausreichenden Schutzes der Umgebung und der in ihr lebenden Menschen vor den Auswirkungen eventueller Störfälle sind Voraussetzung für den Bau und Betrieb jeder, insbesondere jeder nuklearen Kraftwerksanlage. In der heutigen Genehmigungspraxis für Kernkraftwerke in der Bundesrepublik wird dieser Nachweis durch eine ausführliche und detaillierte Sicherheitsanalyse erbracht. Ihre Durchführung erfordert eine ausreichende Kenntnis aller Kraftwerkskomponenten und -systeme sowie ihrer Eigenschaften.

Der heutige Stand in der Fusionsreaktorentwicklung erlaubt es noch nicht, einen derartigen Nachweis lückenlos zu führen. Immerhin sind jedoch in den letzten Jahren im Zusammenhang mit Reaktorstudien und -Konzeptentwürfen sowie durch verschiedene davon unabhängige Arbeiten eine Reihe von Grundlagen erarbeitet worden, die eine gewisse Beurteilung der Sicherheitsmerkmale von Fusionsreaktoren, vorwiegend jedoch solcher mit magnetischem Plasmaeinschluß, gestatten. Der Laserfusionsreaktor stellt demgegenüber eine Reihe weiterer Sicherheitsprobleme, die hier jedoch nicht behandelt werden.

Die Notwendigkeit einer Sicherheitsanalyse setzt das Vorhandensein eines Gefährdungspotentials voraus. Beim Fusionskraftwerk ist diese Voraussetzung durch die Verwendung bzw. Erzeugung von gefährlichen Substanzen, wie Radionukliden oder toxischen Materialien, gegeben. Zum Gefährdungspotential sind auch die verschiedenen Arten gespeicherter Energie zu rechnen, deren unkontrollierte Freisetzung entweder direkt oder indirekt, auf dem Umweg über eine Einwirkung auf die gefährlichen Substanzen, zu einer Umgebungsgefährdung beitragen könnte. Erst eine Überprüfung der Wahrscheinlichkeiten einer Freisetzung von gefährlichen Substanzen bzw. gespeicherter Energie - im Normalbetrieb wie bei Störfällen - erlaubt jedoch Aussagen über die potentielle Gefährdung durch Fusionskraftwerke.

7.1 Gefährdungspotential

Nach seinen Ursachen kann das Gefährdungspotential gegliedert werden in einen radiologischen, einen toxischen und einen energetischen Anteil. Das radiologische Gefährdungspotential steht im Bezug zu dem für Kernkraftwerke charakteristischen Inventar an radioaktiven Substanzen, welches sich im Falle des Fusionsreaktors auf Tritium und im Neutronenfluß aktivierte Materialien beschränkt. Es ist in jedem denkbaren Typ eines Fusionskraftwerks vorhanden. Entsprechend bezieht sich das toxische Gefährdungspotential auf das Inventar an toxischen Substanzen, bzw. an Materialien, welche durch denkbare chemische Reaktionen toxische Substanzen bilden. Hierzu gehören z.B. Beryllium bzw. Lithium. Radiologisches und toxisches Gefährdungspotential können gleichermaßen definiert werden als der Quotient aus dem entsprechenden Inventar und einer maximal zulässigen Konzentration in der umgebenden Atmosphäre.

Für das energetische Gefährdungspotential ist eine solche Definition nicht möglich. Wir verstehen darunter die Beträge der in einem Fusionkraftwerk in physikalischer oder chemischer Form gespeicherten Energien, wie z.B. die Plasma- und die Magnetfeldenergie, die Nachwärme, die Energie der unter Druck und Temperatur stehenden Kühlmittel und Arbeitsmittel des thermischen Energiewandlungssteils sowie deren latente chemische Reaktionswärme.

7.1.1 Tritium

In D-T-Fusionsreaktoren ist Tritium eine Komponente des Brennstoffgemisches, welches in einem innerhalb des Kraftwerkes geschlossenen Brennstoffkreislauf (s. Abb. 7.1) geführt wird. Infolge des auf wenige Prozent beschränkten Abbrandes innerhalb des Plasmas beträgt der Tritiumdurchsatz durch den Kreislauf ein Mehrfaches der Abbrandrate, welche auf Grund einfacher energetischer Überlegungen mit ca. 5 mg/MW(th)h beziffert werden kann. Die technische Ausführung der in Abb. 7.1 nur ihrer Funktion nach angegebenen Komponenten hängt weit-

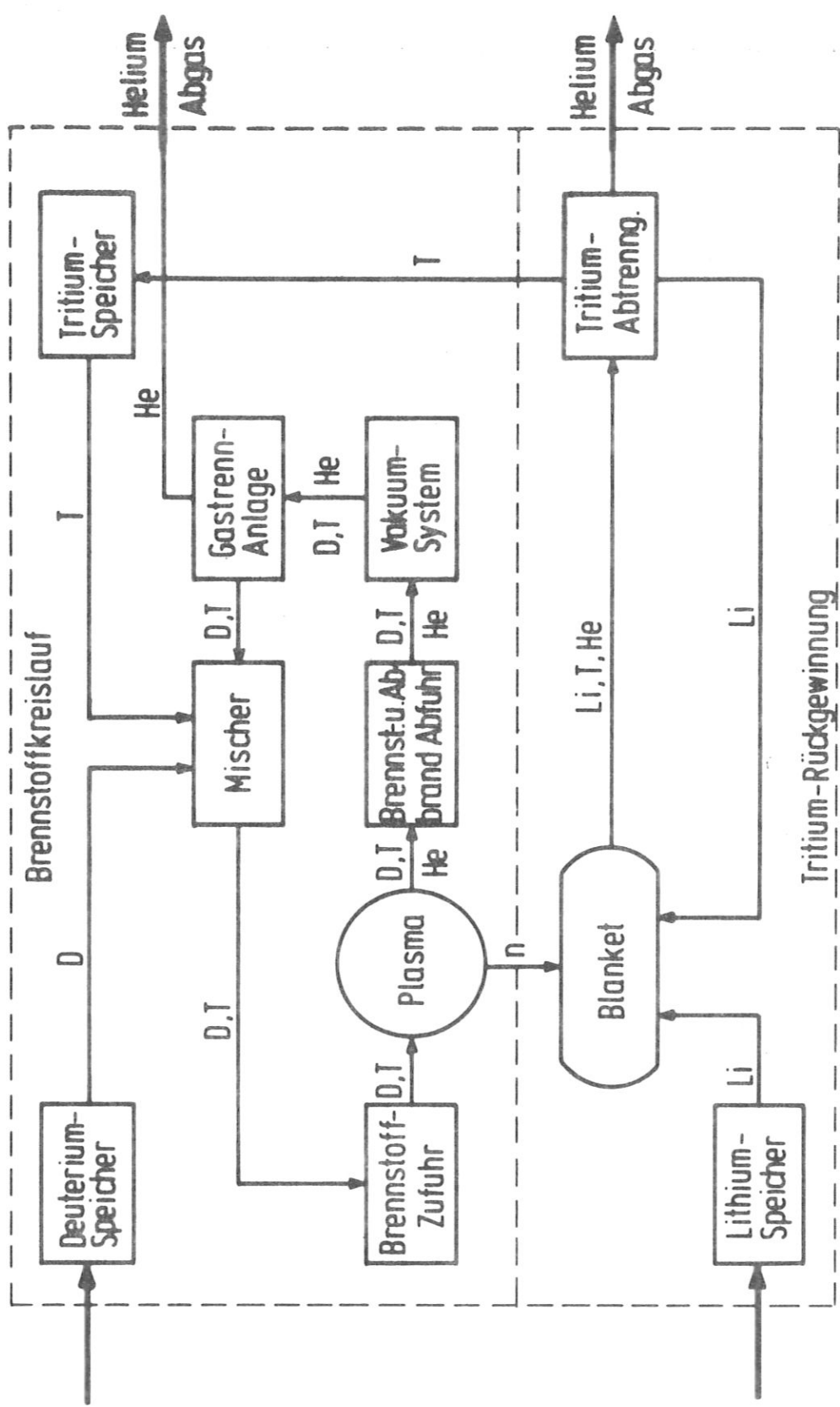


Abb. 7.1 Brennstoffkreislauf eines Fusionskraftwerkes

gehend vom Typ des zugrundegelegten Reaktors ab und bestimmt das in ihnen befindliche Inventar.

Der Brennstoffkreislauf wird gespeist von der Tritium-Rückgewinnungsanlage, welche das im Blanket durch Neutronenreaktionen an Lithium-Isotopen erbrütete Tritium aus dem Brutmaterial extrahiert. Allen bisher vorgeschlagenen Tritium-Rückgewinnungsverfahren ist gemeinsam, daß eine bestimmte Tritiumkonzentration im Brutmaterial erreicht werden muß, bevor eine effektive Abtrennung erfolgen kann. Während der Zeit des Aufbaus dieser Konzentration wird der Brennstoffkreislauf aus einem Speicher versorgt, der zu Betriebsbeginn ein aus einer externen Quelle zu beschaffendes Anfangsinventar enthält. Wegen der engen Kopplung von Tritiumerzeugung und Energiewandlung ist die Tritiumkonzentration im Brutmaterial außerdem bestimmend für die Tritiumverluste in den thermischen Energiewandlungsteil des Kraftwerks. Es ist deshalb ein vorrangiges Ziel bei der Auslegung, die "Tritium-Kapazität" - oder das Gesamtinventar - des Reaktors so gering wie möglich zu halten. In diesem Punkte decken sich demnach die Zielrichtungen der ökonomischen und der Sicherheits-Forderungen.

Im Gegensatz zum Brennstoffkreislauf (im engeren Sinne) liegt der Tritiumdurchsatz durch Blanket und Rückgewinnungsanlage nur geringfügig über der Abbrandrate, wobei der Proportionalitätsfaktor gleich der Tritium-Brutrate des Blankets ist.

Die wesentlichen, die Höhe des Tritiuminventars des gesamten Kraftwerks bestimmenden Fakten sind demnach:

- Art und Menge des Brutmaterials im Blanket,
- Verfahren der Tritiumrückgewinnung, insbesondere die erforderliche oder mögliche Konzentration,
- technische Auslegung der Komponenten des Brennstoffkreislaufs,
- Höhe der als notwendig erachteten Reserve im Tritiumspeicher.

In den vergangenen Jahren sind wiederholt Abschätzungen für das Tritiuminventar gemacht worden [7.1, 7.2, 7.3], die sich allerdings ausschließlich auf den Bereich Blanket und Tritiumrückgewinnungsanlage konzentrierten. Sie bezogen sich darüberhinaus durchwegs auf die Verwendung flüssigen metallischen Lithiums als Brutmaterial. Die spezifischen Eigenschaften des Systems Lithium-Tritium, verbunden mit den damaligen Konzepten für die Blanketgestaltung [7.4], legten die Vermutung nahe, daß das Inventar des eigentlichen Brennstoffkreislaufs gegenüber den im Lithium enthaltenen Mengen zu vernachlässigen sei.

Genauere Aussagen über dieses Verhältnis lieferten erst die in jüngster Zeit durchgeführten Reaktorstudien [7.5, 7.6, 7.7, 7.8], in denen teilweise auch der Brennstoffkreislauf eingehender untersucht wurde. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 7.1. Bezüglich des Brennstoffkreislaufs dürften die zuverlässigsten Ergebnisse die für den Reference Theta-Pinch Reactor (RTPR) von Los Alamos [7.7] und für den Tokamak-Reaktor von Princeton [7.8] sein. Sie basieren auf ausführlichen mathematischen Modellen, welche die Tritiumverteilung im Kraftwerk beschreiben. Die Angaben für den UWMAK-I-Entwurf [7.6] der University of Wisconsin beinhalten demgegenüber nur das Inventar eines Teils des Brennstoffkreislaufs, für den Oak-Ridge-Entwurf [7.5] wurde nur ein Schätzwert angegeben. Die unterschiedlichen Werte für die Tritiuminventare in Blanket und Rückgewinnungsanlage resultieren aus den unterschiedlichen Blanket- und Kühlkonzepten und aus den verschiedenen Rückgewinnungsmethoden. In allen Fällen wurde die Randbedingung beachtet, daß die Tritiumverluste über die Wärmetauscher in den Dampfkreislauf eine bestimmte Höhe nicht überschreiten. Sie liegen im allgemeinen zwischen 1 und 15 Ci/d (s. Abschn. 7.2.2). Jedes der angegebenen Verfahren birgt jedoch noch spezifische Probleme, so daß keine der angegebenen Zahlen als endgültig angesehen werden kann.

Die Unsicherheit in der Bestimmung des Tritiuminventars kommt besonders stark zum Ausdruck, wenn die Angaben in den Entwurfsstudien mit den später von F.N. Flakus [7.9] unter Mitwirkung der für die Studien Verantwortlichen zusammengestellten Werten verglichen werden. Betrachtet man diese neueren Zahlen als

Tab. 7.1 Tritium-Inventar [g] und
Gefährdungspotentiale [$\text{km}^3/\text{kW}(\text{th})$]

Entwurf	ORNL [7.5]	UWMAK-I[7.6]	RTPR [7.7]	PPPL [7.8]
therm. Leistung [MW]	1000	5000	3600	5305
Brutmateriale	Lithium	Lithium	Lithium	Flibe
T-Rückgewinnung	Kaltfalle im Sekundär-Loop	Yttrium-Bett	Salzschmelzen- Extraktion	
Blanket+ Rückgew.	400	9700	450	40
Brennstoff-Kreislauf Speicher	} 5600	3800 ?	1910 1430	505 2200
Gesamtinventar ¹⁾	6000	13500	3810	2750
nach [7.9] ²⁾	6000	30000	3700	5600
Aktiv-Inventar [Ci]	$6 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$3.7 \cdot 10^7$	$5.6 \cdot 10^7$
Gefährd.-Potential	0.03	0.03	0.006	0.005

1) Nach Angaben der Autoren [7.5 - 7.8]

2) Nach Angaben von F.N. Flakus [7.9]

verbindlich, so zeigt sich, daß das gesamte Tritiuminventar eines Fusionskraftwerks wahrscheinlich im Bereich zwischen 1 und 10 g/MW(th) bzw. zwischen 10 und 100 Ci/kW(th) liegen dürfte.

Das mit diesem Tritiuminventar verbundene Gefährdungspotential, errechnet als Quotient aus dem spezifischen Inventar [Ci/kW(th)] und der maximal zulässigen Konzentration (MZK) in Luft [Ci/km³] gemäß Anlage II der 1. Strahlenschutzverordnung [7.10], liegt zwischen 0.005 und 0.05 km³/kW(th). Im allgemeinen wird für die Ermittlung des Gefährdungspotentials jedoch ein MZK-Wert zugrundegelegt, der nur 1/10 der in Anlage II zur 1. SSVO festgelegten Werte beträgt. Dies entspricht einem Vorgehen gemäß § 34,1 der 1. SSVO, wodurch die Grenzwerte für aus Kontrollbereichen herausgelangende Luft im Gegensatz zu denen innerhalb von Kontrollbereichen geregelt werden. Unter dieser Annahme erhöht sich das Gefährdungspotential auf 0.05 bis 0.5 km³/kW(th).

Dieses Gefährdungspotential kann, wie auch das Inventar, in Anbetracht der erzielbaren Genauigkeit als zeitlich konstant angesehen werden.

7.1.2 Neutronen-induzierte Radioaktivität: Inventar und Gefährdungspotential

Die zweite Quelle für das radiologische Gefährdungspotential bildet die durch Neutronen induzierte Radioaktivität außerhalb des Plasmavolumens. Betroffen sind in erster Linie die erste Wand sowie die Strukturkomponenten innerhalb des Blankets, da sie dem höchsten Neutronenfluß ausgesetzt sind. Eine gewisse Aktivierung ist jedoch auch für die Materialien der Abschirmung zu erwarten. Einen weiteren Beitrag können u.U. auch die Brutmaterialien und Kühlmittel liefern, die entweder aktivierbare Elemente oder zumindest Verunreinigungen enthalten.

Die Berechnung der Aktivierung gestaltet sich im allgemeinen relativ schwierig, da in dem einem Fusionsreaktor-Blanket eigenen harten Neutronenspektrum eine Vielzahl verschiedenartiger Reaktionen ablaufen können, die zu komplizierten Verzweigungen und Rückkopplungen in den Aktivierungs- und Zerfallsketten führen. Eine zweite Schwierigkeit ist dadurch gegeben, daß für viele der möglichen Reaktionen, insbesondere für solche an Radionukliden, eine nur ungenügende Kenntnis des Wirkungsquerschnittsverlaufs über der Neutronenenergie besteht. Diese Schwierigkeiten führen dazu, daß die heute bekannten Ergebnisse mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind.

Eine allgemeine Aussage über die Höhe des radioaktiven Inventars und des damit verbundenen Gefährdungspotentials ist nicht möglich, da zu viele Auslegungsparameter in deren Berechnung eingehen. Die wichtigsten davon sind:

- Höhe der Wandbelastung
- Dicke der ersten Wand
- Strukturmaterialanteil innerhalb des Blankets
- Bestrahlungszeit
- Materialzusammensetzung.

Die Materialzusammensetzung spielt dabei die bedeutendste Rolle. Tabelle 7.2 gibt einen Überblick über die derzeit diskutierten Materialien für die verschiedenen Funktionen. Mit gewissen Ausnahmen sind dabei eine Vielzahl von Kombinationen möglich. Die wesentlichste Einschränkung in den Kombinationsmöglichkeiten stellt dabei die chemische Verträglichkeit zwischen Wand- bzw. Strukturmaterial und Brut- bzw. Kühlmaterial dar.

Tab. 7.2 Blanket-Materialien

Wand- und Strukturmaterial	Brutmaterialien	Kühlmittel	Moderatoren, Reflektoren	Multiplikatoren
Niob	Lithium	Lithium	Graphit	Beryllium
Molybdän	Li_2BeF_4 (Flibe)	Li_2BeF_4 (Flibe)	Edelstahl	BeO
Vanadium	Li_2O	Kalium		Blei*
Edelstähle	LiAl	Helium		
Nickelbasis-Leg.	$\text{Li}_2\text{Al}_2\text{O}_4$			*möglicherw. in Legierungen m. Lithium
Aluminium-Werkst.				

Den höchsten und vergleichsweise problematischsten Anteil an der Gesamtaktivierung liefern die Wand- und Strukturmaterialien. Infolgedessen sind sie es auch, die bisher am eingehendsten untersucht wurden. Mit Ausnahme von Molybdän liegen für alle in Tabelle 7.2 aufgeführten Werkstoffe heute Ergebnisse vor.

7.1.2.1 Niob und Nioblegierungen

Die ersten Rechnungen zur Strukturmaterial-Aktivierung in Fusionsreaktorblankets überhaupt wurden von D. Steiner [7.11] für Niob durchgeführt. Aufgrund der damals aktuellen Arbeitshypothesen für die Wandbelastung (10 MW/m^2) und den Strukturmaterialanteil im Blanket (6 %) ergaben sich Werte im Bereich von 4000 Ci/kW(th). Später konnte der gleiche Autor [7.12] zeigen, daß durch Verminderung der Zahlenwerte für diese beiden Parameter dieses als hoch empfundene Aktivitätsinventar in der Tat reduziert werden kann. Konstruktive und wärme-

technische Studien [7.5] zeigten, daß die Wahl der neuen Parameter auch aus technischer Sicht realistisch erscheint.

Die Arbeiten von D. Steiner [7.11, 7.12] basierten gezwungenermaßen auf einer Reihe von Annahmen in den Aktivierungsketten und Wirkungsquerschnittsdaten. Im wesentlichen wurden seine Ergebnisse jedoch durch die Resultate von D. Dudziak [7.13] bestätigt, der die Aktivierung einer Nb-1Zr Legierung im Rahmen der Studie zum RTPR [7.7] untersuchte. Diese Arbeit, mit hoher Wahrscheinlichkeit die kritischste Arbeit zur Aktivierung von Fusionsreaktor-Strukturmaterialien überhaupt, zeigt vor allem den Einfluß der Wandbelastung, der im Falle von Niob besonders stark ausgeprägt ist. Auf die gleiche Legierung beziehen sich Aktivierungsrechnungen für die UWMAK-I-Studie [7.14]. Die Angaben beschränken sich jedoch auf das Aktivitätsinventar der ersten Wand und werden nur zu Vergleichszwecken benutzt.

Die wesentlichen Ergebnisse aus den genannten Studien sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt. Beim Vergleich der Ergebnisse sollte jedoch beachtet werden, daß die zugrundeliegenden Blanketkonzepte sehr verschieden sind. Der ersten Arbeit von D. Steiner [7.11] liegt das von ihm vorgeschlagene, später als "Standard-Blanket" benutzte Flüssigmetallblanket mit einer Doppelwand an der Grenze zum Plasmabereich und einem massiven Graphitreflektor zugrunde. Im Blanket nach [7.12] ist eine Graphitzone beidseitig von dicken Flüssigmetallschichten umgeben; außer den notwendigen Wandungen ist nur wenig Strukturmaterial erforderlich. Das von D. Dudziak [7.13] benutzte Konzept sieht eine Reihe dünner Zonen mit Beryllium, Graphit, natürlichem und mit ^6Li angereichertem Lithium vor; die zahlreichen Wandungen sind mit Al_2O_3 beschichtet; das gesamte Blanket ist mit 40 cm extrem dünn. Das Blanket des UWMAK-I-Entwurfs [7.14] besteht dagegen aus flüssigem Lithium und sieht einen massiven Edelstahlreflektor vor.

Ohne eine genaue Kenntnis des Vorgehens im Einzelfall läßt sich sehr schwer ein Urteil über die Zuverlässigkeit der Resultate fällen. Besonders auffällig ist die Diskrepanz der UWMAK-I-Zahlen gegenüber denen der restlichen Autoren. Es ist nicht gewiß, ob die Beschränkung auf die erste Wand, die einem

Tab. 7.3 Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)] von Niob und Nioblegierungen

Autor, Quelle		D. Steiner [7.11]		D. Steiner [7.12]		RTPR [7.7, 7.13]				UWMAK-I 1. Wand [7.14]
Material		Nb	Nb	Nb	Nb	Nb-lZr	Nb-lZr	Nb-lZr	Nb-lZr	Nb-lZr
Wandbelastung [MW/m ²]		10	10	5		0.2	0.5	2.0	6.7	1.25
Strukturanteil [%]		6	6	1		1-6	1-6	1-6	1-6	5
Bestrahlungszeit [a]		5	10	10		5	5	5	5	10
Isotop	T _{1/2}									
Nb-92	10 ⁸					742 · 10 ⁻⁵	74 · 10 ⁻⁵	736 · 10 ⁻⁵	719 · 10 ⁻⁵	0.079
Nb-94	2.10 ⁴ a			0.17	0.121	0.598	0.568	0.445	0.239	
Nb-93m	13.6 a	190	340	101	97	60.9	60.8	60.6	60.1	3.05
Sr-89	50.5 d							0.104	0.325	37.7
Nb-95	35 d	855	1130	69	248	213	503	1550	2610	43
Nb-92m	10.16 d	385	340	147	139	288	288	287	282	1540
Nb-95m	90 h	855	1130	63	227	42.5	101	311	521	50
Zr-89	78.4 h									1.01
Y-90	64.1 h							6.78	6.78	3.42
Y-90m	3.19 h							<6.78	<6.78	
Nb-94m	6.29 m	1670	1500	468	437	1780	1780	1750	1670	185
Total		3955	4440	848	1150	2380	2730	3960	5140	1865

bedeutend härteren Neutronenspektrum ausgesetzt ist als der Rest der Struktur, die alleinige Ursache dafür ist. Läßt man die UWMAK-I-Resultate außer Betracht, so kommt man zu folgenden Schlußfolgerungen:

Ein großer Anteil an der Niob-Gesamtaktivität entfällt auf das kurzlebige Isotop ^{94m}Nb , welches innerhalb kürzester Zeit den Sättigungszustand erreicht. Weitere erhebliche Beiträge liefern die Isotope ^{95}Nb und ^{95m}Nb mit mittleren Halbwertszeiten, deren Produktionsrate mit steigender Wandbelastung und Bestrahlungszeit zunimmt und den Beitrag von ^{94m}Nb sogar übersteigen kann. Längerfristig spielen die Isotope ^{93m}Nb und das sehr langlebige ^{94}Nb ($2 \cdot 10^4$ a) die entscheidende Rolle.

Bei der Umrechnung der spezifischen Aktivitätsinventars in ein biologisches Gefährdungspotential ergeben sich neue Schwierigkeiten. Es zeigt sich gerade im Falle von Niob, daß die Richtlinien der Strahlenschutzverordnungen in den USA wie auch in der Bundesrepublik unzureichend sind. Für nur zwei der hier auftretenden sieben Niobisotope sind Werte für die maximal zulässige Konzentration (MZK) festgelegt. Folgt man für die restlichen fünf Isotope, wie auch für weitere Isotope anderer Elemente, den gesetzlichen Bestimmungen der USA, so hat man, unter Beachtung der unserem § 34,1 der 1. SSVVO äquivalenten Verordnung, eine MZK von 0.1 Ci/km^3 für lang- und 30 Ci/km^3 für kurzlebige Isotope anzusetzen. Dies ist im Falle der UWMAK-I-Ergebnisse geschehen. Von D. Dudziak [7.13] hingegen wurden für diese Isotope neu ermittelte, wahrscheinlich realistischere MZK-Werte angewandt. Ähnlich wurde auch von D. Steiner [7.15] mit den Ergebnissen von D. Dudziak [7.13] verfahren, allerdings unter Bezug auf eine andere Quelle. Die Differenzen werden aus Tabelle 7.4 ersichtlich.

Es ist notwendig, diese Differenzen zu kennen, wenn man die in Tabelle 7.5 aus den Angaben der Autoren zusammengestellten Werte für das Gefährdungspotential miteinander vergleicht. Folgt man dem Vorgehen von Dudziak, so ist das Gefährdungspotential bestimmt durch das des Isotops ^{95}Nb , welches mit der Wandbelastung erheblich ansteigt. Langfristig spielt ^{93m}Nb

Tab. 7.4 Benutzte MZK-Werte für Niob-Isotope [Ci/km³]

Autor, Quelle Bezug auf	UWMAK-I [Strahlenschutzver- ordnung der USA]	D. Dudziak [Healy]	D. Steiner [Ford]
Nb-92	0.1	370	-
Nb-92 m	0.1	370	30
Nb-94	-	2.0	0.062
Nb-94 m	30	2×10^5	5.1×10^4
Nb-95 m	0.1	280	12

mit einer Halbwertszeit von 13.6 a die entscheidende Rolle. Folgt man dem Vorgehen des UWMAK-I-Teams, so ist das Gefährdungspotential bestimmt durch das Isotop ^{92m}Nb , für welches auch ein um einen Faktor 5 höheres spezifisches Aktivitätsinventar ermittelt wurde. Wendet man das Vorgehen gemäß den Richtlinien auf die Ergebnisse von Dudziak an, so ergibt sich ein völlig anderes Bild. Gemäß der letzten Zeile in Tabelle 7.5 steigt das totale Gefährdungspotential um den Faktor 10 bis 40 gegenüber den Angaben des Autors, bleibt aber immer noch unterhalb der Abschätzung für die erste Wand des UWMAK-I-Reaktors. Auch in diesem Falle bringt ^{92m}Nb einen entscheidenden Anteil, der jedoch für hohe Wandbelastungen von dem des Isotops ^{95m}Nb übertroffen wird. Langfristig gesehen, erscheinen ^{93m}Nb und ^{94}Nb gleichermaßen wichtig.

Während für das Aktivitätsinventar eine recht gute Übereinstimmung trotz unterschiedlicher Blanketkonfigurationen zu erkennen ist und auch die Einflüsse von Wandbelastung, Strukturmaterialanteil und Bestrahlungszeit in einsehbarer Weise zum Ausdruck kommen, fällt es schwer, ein Fazit für das Gefährdungspotential abzuleiten. Es erscheint jedoch möglich, unter Annahme realistischer MZK-Werte als Vorgriff auf später unbedingt erforderliche Novellierungen

Tab. 7.5 Radiologisches Gefährdungspotential [km³/kW(th)] von Niob und Nioblegierungen

Autor, Quelle		RTPR [7.13]				UWMAK-I 1. Wand [7.14]
Material		Nb-1Zr	Nb-1Zr	Nb-1Zr	Nb-1Zr	Nb-1Zr
Wandbelastung [MW/m ²]		0.2	0.5	2.0	6.7	1.25
Strukturanteil [%]		1-6	1-6	1-6	1-6	5
Bestrahlungszeit [a]		5	5	5	5	10
Isotop	T _{1/2}					
	MZK ¹⁾ [Ci/km ³]					
Nb-92	10 ⁸ a	2.12 · 10 ⁻⁷	2.1 · 10 ⁻⁷	2.1 · 10 ⁻⁷	2.05 · 10 ⁻⁷	0.79
Nb-94	2.10 ⁴ a	0.598	0.445	0.445	0.239	
Nb-93m	13.6 a	15.2	15.2	15.2	15.0	0.76
Sr-89	50.5 d	0.3		0.347	1.08	126.0
Nb-95	35 d	3.0	168.0	517.0	870.0	13.82
Nb-92m	10.16 d		0.778	0.776	0.762	15400.0
Nb-95m	90 h	0.152	0.361	1.11	1.86	500.0
Zr-89	78.4 h					10.1
Y-90	64.1 h			2.26	2.26	1.15
Y-90m	3.19 h			<0.01	<0.01	
Nb-94m	6.29 m	8.9 · 10 ⁻³	8.9	8.79	8.35	6.2
Total ²⁾		87.4	185	534	889	16060
Total ³⁾		3460	4140	6580	8980	

1) Werte nach 1. SSV0 Anlage II, unter Berücksichtigung von § 34,1

2) nach Autoren-Angabe

3) unter voller Anwendung der gegenwärtig gültigen Richtlinien der USA.

der Strahlenschutzverordnungen, das Gefährdungspotential für Niobstrukturen auf $<1000 \text{ km}^3/\text{kW(th)}$ zu begrenzen. Dabei zeigt sich eine sehr starke Abhängigkeit von der Wandbelastung, eine Tatsache, die bei der Diskussion heute aktueller Werte ($1 - 2 \text{ MW/m}^2$) beachtet werden sollte.

7.1.2.2 Edelstähle und Nickelbasis-Legierungen

Gegenwärtig setzt sich mehr und mehr die Erkenntnis durch, daß wegen der größeren Erfahrungen und des besseren Kenntnisstandes Edelstähle oder Nickelbasis-Legierungen vor den Hochtemperaturwerkstoffen als Wand- und Strukturmaterialien in Fusionsreaktoren zur Anwendung kommen sollten. In den Reaktorstudien UWMAK-I [7.14, 7.6] der University of Wisconsin, der des Princeton Plasma Physics Laboratory [7.8] und der eines japanischen Teams [7.16] wurde dieser Tatsache Rechnung getragen.

Vom Standpunkt der Aktivierung bestehen zwischen den beiden Legierungsgruppen keine grundsätzlichen Unterschiede, da sie die gleichen Legierungselemente, wenn auch in unterschiedlichen Anteilen, enthalten. Bei der Berechnung entstehen jedoch die gleichen Schwierigkeiten wie im Falle von Niob, weil eine große Anzahl von heute unbekanntem Wirkungsquerschnitten durch Annahmen oder durch die Auswertung theoretischer Kernmodelle verfügbar gemacht werden muß. Wegen der größeren Anzahl beteiligter Elemente und Isotope wird zumeist auch eine Beschränkung auf die hauptsächlichsten Legierungselemente Eisen, Chrom und Nickel notwendig. Mitunter werden darüber hinaus

Mangan und Silizium berücksichtigt. Der Anteil von Verunreinigungselementen, der z.B. im Falle des Kobalt sehr wesentlich sein könnte, wird im allgemeinen vernachlässigt.

Aktivierungsrechnungen für diese Legierungsgruppen wurden im Rahmen der Reaktorstudien UWMAK-I [7.14, 7.6] und der von Princeton [7.8, 7.17] durchgeführt. Die zugrunde liegenden Blanketkonzepte sind jedoch sehr unterschiedlich. Während UWMAK-I den Stahl 316 SS als Wand- und Strukturmaterial und als Reflektor für ein Lithium-Blanket mit Lithium als Kühlmittel vorsieht, benutzt Princeton PE-16 als Wand- und Strukturmaterial, Flibe als Brutmittel und Helium als Kühlmittel. Von W.G. Price [7.17] wurden vorläufige Untersuchungen für den Stahl 304 SS anstelle von PE-16 gemacht. Eine weitere Studie wurde von D.W. Nigg und J.N. Davidson [7.18] durchgeführt, welche Bezug nimmt auf das von D. Steiner [7.4] vorgeschlagene Blanketkonzept mit Flüssig-Lithium als Brutmaterial, Graphit als Moderator-Reflektor und Stahl 316 SS anstelle von Niob als Wand- und Strukturmaterial.

Die Ergebnisse für das Aktivitätsinventar und das Gefährdungspotential sind in Tabelle 7.6 zusammengefaßt. Dazu ist folgendes zu bemerken:

- Für die UWMAK-I-Studie sind nur die Werte für die erste Wand angegeben. Nach [7.14] stellt dieser Beitrag etwa 30 % der Gesamtaktivität dar. Setzt man mangels besseren Wissens eine gleichmäßige Verteilung der Aktivität auf die einzelnen Radioisotope voraus, so läge demnach die Gesamtaktivität bei ca. 1000 Ci/kW(th), das Gefährdungspotential bei ca. 270 km³/kW(th).

Tab. 7.6 Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)] und radiologisches Gefährdungspotential [$\text{km}^3/\text{kW(th)}$] von Stahl

Autor Quelle		UWMAK-I 1. Wand [7.14]	Nigg [7.18]	Prince- ton [7.8]		UWMAK-I 1. Wand [7.14]
Material		316 SS	316 SS	304 SS (PE-16)		316 SS
Wandbelastung [MW/m^2]		1.25	10	2.0		1.25
Strukturanteil [%]		100	6	2-6		5
Bestrahlungszeit [a]		10	10	30		10
Isotop	$T_{1/2}$				MZK ¹⁾ [Ci/ km^3]	
Mn-53	$3.7 \cdot 10^6$ a		0.08		-	
Ni-59	$7.5 \cdot 10^4$ a		0.002		-	
Ni-63	100 a	0.00029	0.68	(6) 2)	2.0	0.00015
Co-60	5.272 a	4.7	14.98	(5) 2)	0.3	15.6
Fe-55	2.7 a	140.0	1019.6	(1) 2)	30.	4.6
V -49	330 d	0.67	3.1		-	6.7
Mn-54	312.2 d	24.0	133.4	(4) 2)	1.0	24.0
Co-57	270 d	10.0	8.98	(3) 2)	6.0	1.7
Co-58	70.78 d	29.0	278.4	(2) 2)	2.0	14.5
Fe-59	44.6 d	0.05	0.22		2.0	0.025
Cr-51	27.7 d	26.0	107.04		80	0.32
Ni-57	36 h	1.1	8.98		-	11.0
Co-58m	8.94 h	12.0	55.66		3000	0.004
Si-31	2.62 h	0.00036			30	0.000012
Mn-56	2.58 h	42.0	288.8		20	2.1
Ni-65	2.52 h	0.0054	0.28		0.12	0.044
Co-61	1.6 h	0.08	0.86		-	0.0027
Cr-49	42 m	0.055	0.22		-	0.0018
Co-62	14 m	0.02	0.48		-	0.0020
Co-60m	10.5 m	4.4	4.08		-	0.15
Mg-27	9.46 m	0.015			-	0.00051
Fe-53	8.51 m	0.20	1.6		-	0.0067
Al-29	6.6 m	0.051			-	0.0017
Fe-61	6.0 m		6.5		-	
Ti-51	5.8 m		0.14		-	
V -52	3.75 m	11.0	51.72		-	0.37
Cr-55	3.6 m	1.4	7.28		-	0.047
Al-28	2.246m	3.3			-	0.11
Mn-57	1.7 m	0.40	4.76		-	0.013
V -53	1.6 m	0.44	1.94		-	0.015
Co-62m	1.5 m		0.10		-	
Mn-58	65 s	0.042	0.12		-	0.0014
V -54	43 s		0.5		-	
Co-63	27.5 s	0.004			-	0.00013
Al-30	3.3 s	0.06			-	0.002
Co-64	0.4 s	0.0034	0.012		-	0.00011
Total		310.0	2000	766 (2360)		80

1) Werte nach 1.SSV0, Anlage II unter Berücksichtigung von § 34.1

2) Reihenfolge der Isotope mit den höchsten Beiträgen zum Aktivitätsinventar.

- Ein Vergleich der UWMAK-I-Daten mit den Ergebnissen von Nigg und Davidson [7.18] zeigt eine recht gute Übereinstimmung in der Verteilung der Aktivität auf die einzelnen Isotope. Absolut gesehen, ist der Faktor 2 für die Differenz der Ergebnisse allerdings nicht allein durch die unterschiedliche Wandbelastung zu erklären.
- Die Resultate von Price [7.17] für den Stahl 304 SS sind vom Autor nicht nach Isotopen aufgeschlüsselt angegeben. Der Gesamtwert von 766 Ci/kW(th) ist jedoch durchaus vergleichbar mit dem Gesamtinventar des UWMAK-I-Reaktors. Darüber hinaus besteht eine relativ gute Übereinstimmung in der Reihenfolge der Isotope mit den höchsten Beiträgen zur Gesamtaktivität. In diesem Falle wurden jedoch nur die langlebigen Radionuklide betrachtet.
- Der mit 2360 Ci/kW um den Faktor 3 höhere Wert für die Gesamtaktivität von PE-16 [7.8] gegenüber 304 SS [7.17] deutet auf einen erheblichen Einfluß des Nickelgehaltes auf die Aktivierung hin.

Der höchste Beitrag zur Gesamtaktivität (etwa 50 %) kommt, in Übereinstimmung aller Arbeiten, von ^{55}Fe , einem relativ ungefährlichen Radionuklid, welches beim Zerfall keine Gammastrahlung aussendet. Weitere 40 % stammen im wesentlichen von den fünf Isotopen ^{56}Mn , ^{58}Co , ^{51}Cr , ^{54}Mn , $^{58\text{m}}\text{Co}$ mit mittleren Halbwertszeiten. Es zeigt sich, daß von den langlebigen Isotopen ^{60}Co das bedeutsamste ist. Dies unterstreicht nochmals die Wichtigkeit, auch Verunreinigungselemente bei der Aktivitätsanalyse mitzunehmen.

Die für die Ermittlung des Gefährdungspotentials notwendigen MZK-Werte sind für die aus den Legierungselementen des Stahls resultierenden Radioisotope in größerem Umfang festgelegt. Dies gilt nicht für die kurzlebigen Isotope. Wie

Tabelle 7.6 zeigt, liefern diese jedoch unter Zugrundelegung der bereits genannten 30 Ci/km^3 nur unbedeutende Beiträge. Die größten Anteile am Gefährdungspotential stammen von ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{58}Co , ^{57}Ni , ^{49}V und ^{55}Fe , von denen wiederum ^{60}Co als das langfristig bestimmende angesehen werden muß.

Aktivierungsrechnungen für Edelstähle und Nickelbasislegierungen sind noch nicht im gleichen Umfang durchgeführt worden wie für Niob. Die bisherigen Ergebnisse deuten jedoch darauf hin, daß mit einem spezifischen Aktivitätsinventar von ca. 1000 Ci/kW(th) und einem Gefährdungspotential von ca. $250 \text{ km}^3/\text{kW(th)}$ für Edelstähle gerechnet werden muß. Bei Nickelbasis-Legierungen dürften beide Werte um etwa einen Faktor 3 höher liegen.

7.1.2.3 Vanadium und Vanadiumlegierungen

Seit geraumer Zeit werden Vanadiumlegierungen als weitere Alternative für die Auswahl des Wand- und Strukturmaterials in Betracht gezogen. Den Anstoß dazu gab D. Steiner [7.12] gerade mit dem Argument einer geringeren spezifischen Aktivierung. Darüber hinaus spielten jedoch auch die bisher erhaltenen günstigen Bestrahlungsergebnisse sowie eine bessere Korrosionsbeständigkeit gegenüber flüssigem Lithium als Stahl eine unterstützende Rolle. Trotzdem wurde bisher nicht der Versuch unternommen, einen Reaktorentwurf auf dieser Basis vollständig durchzuarbeiten. Dagegen wurde die binäre Vanadiumlegierung V-20 Ti zum Vergleich des Aktivierungsverhaltens mit Stahl [7.14] bzw. Niob [7.13] herangezogen. Für die nicht abgeschlossene europäische Tokamak-Reaktorstudie (CTRD) war die ternäre Legierung V-10 Ti-10 Cr ins Auge gefaßt worden. Ergebnisse für die

Aktivierung dieser Legierung wurden von J. Gruber [7.19] erarbeitet, wobei auch die wesentlichsten Verunreinigungselemente mitgenommen wurden.

Die Problematik bei der Aufstellung der Aktivierungsketten und Bereitstellung der Wirkungsquerschnittsdaten ist ähnlich wie bei anderen Werkstoffen auch, so daß die Genauigkeit der ermittelten Resultate mit der gleichen Vorsicht gewertet werden muß.

Die Ergebnisse für das spezifische Aktivitätsinventar sind in Tabelle 7.7 zusammengestellt. Die zugrundeliegenden Blanketkonzepte sind wiederum sehr unterschiedlich. D. Steiner [7.12] setzte flüssiges Lithium als Brutmaterial und Graphit als Moderator-Reflektor voraus. D. Dudziak [7.13] benutzte wiederum ein stark radial strukturiertes Blanket mit mehreren Graphit- und Berylliumzonen und natürliches sowie mit ^6Li angereichertes Flüssig-Lithium als Brut- und Kühlmittel. Für den UWMAK-I-Entwurf [7.14] wurde lediglich die erste Wand durch V-20 Ti ersetzt, während der Rest mit Flüssig-Lithium als Brut- und Kühlmittel und Stahl 316 SS als Struktur- und Reflektorwerkstoff beibehalten wurde. Das von J. Gruber [7.19] zugrunde gelegte Konzept ist gekennzeichnet durch ein relativ weiches Neutronenspektrum, was durch massive Beryllium- und Graphitzonen und nur einen minimalen Gehalt an Lithium erzielt wurde. Die verschiedenen von ihm behandelten Varianten sind aus dem von J. Darvas [7.20] vorgeschlagenen Konzept hervorgegangen.

Die aus Tabelle 7.7 ersichtlichen Ergebnisse lassen jedoch relativ gut übereinstimmende Tendenzen erkennen. Es zeigt sich allgemein, daß das Aktivitätsinventar bestimmt wird durch das äußerst kurzlebige Isotop ^{52}V . Auch die nächsthöheren Beiträge von ^{51}Ti und ^{48}Sc sind kurzlebige

Tab.7.7 Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)] von Vanadium und Vanadiumlegierungen

Autor	Quelle	UWMAK-I 1. Wand [7.14]	D. DUDZIAK [7.13]				D. STEINER [7.12]	J. GRÜBER [7.19]
			V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti		
	Material	V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti	V	V-10Cr-10Ti	
	Wandbelastung[MW/m ²]	1.25	2.0	6.7	1.30	5	1.30	
	Strukturanteile [%]	5	1-6	1-6	6	1	6	
	Bestrahlungszeit [a]	10	5	5	2	10	2	
Isotop	T _{1/2}							
Mn-53	3.7.10 ⁶ a						1.52·10 ⁻⁸	
Ca-41	1.3.10 ⁵ a						2.0·10 ⁻¹³	
Fe-60	10 ⁵ a						2.4·10 ⁻¹²	
Ti-44	47.3 a						5.6·10 ⁻¹¹	
Ar-42	33 a						4.42·10 ⁻⁶	
Fe-55	2.7 a						0.207	
V-49	330 d	1.15	4.58	14.7	5.9	1.8	1.29	
Mn-54	312.2 d						0.048	
Ca-45	163 d	2.48	4.66	4.65			3.1	
Sc-46	84 d	1.87	5.10	5.15			2.59	
Fe-59	44.6 d						0.003	
Cr-51	27.7 d						65.9	
Ca-47	4.54 d						0.235	
Sc-47	3.42 d	1.58	3.61	4.45		0.051	2.14	
Sc-48	43.67 h	12.1	22.8	22.6		8.5	19.4	
Ti-45	3.08 h	0.12	0.208	0.208			0.123	
Sc-49	57.2 m	0.39	0.444	0.443				
Ti-51	5.8 m	15.9	46.7	46.6			0.229	
V-52	3.75 m	20.7	370.0	366.0		20.0	802.0	
Sc-50	1.7 m	0.57	0.154	0.196		203.0		
Total		56.	455.	466.	233.	232.	897.	

Aktivitäten. Von langfristig größter Bedeutung ist das Isotop ^{49}V . Wegen der hohen Beiträge kurzlebiger Isotope hat die Bestrahlungszeit keinen nennenswerten Einfluß auf die Höhe der Gesamtaktivität.

Gegenüber den restlichen Autoren unterscheiden sich die Ergebnisse von J. Gruber [7.19] vorwiegend in zweierlei Hinsicht. Die kurzlebige ^{52}V -Aktivität und damit die Gesamtaktivität ist um einen Faktor 3 - 4 höher, was mit großer Wahrscheinlichkeit auf das stark thermische Spektrum dieses Blankets zurückzuführen ist. Der hohe Beitrag der ^{51}Cr -Aktivität hat seine Ursache darin, daß Chrom hier als Legierungselement und nicht nur als Aktivierungs- bzw. Zerfallsprodukt auftritt. Interessant sind ferner die äußerst niedrigen Beiträge der langlebigen, aus Verunreinigungen entstehenden Radionuklide.

Das Gefährdungspotential (s. Tabelle 7.8) liegt gegenüber Stahl und Niob extrem niedrig. Es wird zu nahezu gleichen Teilen bestimmt durch das bereits genannte ^{48}Sc sowie durch ^{45}Ca und ^{46}Sc , die ebenfalls langfristig nicht von Interesse sind. Am Beispiel der Ergebnisse von J. Gruber [7.19] zeigt sich, wie bereits beim Niob, der Einfluß der unterschiedlichen Annahmen der MZK-Werte für solche Isotope, die nicht definitiv in den Strahlenschutzrichtlinien aufgeführt sind. Generell ist für Vanadium der Einfluß von Spurenelementen von Bedeutung. Es ist bekannt, daß eine der wesentlichsten Verunreinigungen des Vanadium Niob ist. Die Langzeitaktivität des Vanadium hängt deshalb sehr stark vom Reinheitsgrad des Ausgangsmaterials ab.

Tab. 7.8 Radiologisches Gefährdungspotential [km³/kW(th)] von Vanadium und Vanadiumlegierungen

Autor, Quelle		UWMAK-I 1. Wand [7.14]	D. DUDZIAK [7.13]			J. GRUBER [7.19]
Material	Wandbelastung [MW/m ²]	V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti	V-20 Ti	V-10Cr-10Ti
Strukturanteil [%]		1.25	0.5	2.0	6.7	1.30
Bestrahlungszeit [a]		5	1-6	1-6	1-6	6
		10	5	5	5	2
Isotop	T _{1/2}	MZK +) [Ci/km ³]				
Mn-53	3.7 · 10 ⁶ a	-				1.52 10 ⁻⁷
Ca-41	1.3 · 10 ⁵ a	-				1.99 10 ⁻¹⁷
Fe-60	~ 10 ⁵ a	-				2.39 10 ⁻¹¹
Ti-44	47.3 a	-				5.62 10 ⁻¹⁰
Ar-42	33 a	-				4.42 10 ⁻⁵
Fe-55	2.7 a	30.0	0.0046	0.0183	0.0588	0.0069
V-49	330 c	-				12.9
Mn-54	312.2 d	1.0				0.0478
Ca-45	163 d	1.0	4.66	4.66	4.65	3.1
Sc-46	84 d	0.8	6.33	6.38	6.44	3.23
Fe-59	44.6 d	2.0				0.00156
Cr-51	27.7 d	80.0				0.824
Ca-47	4.54 d	6.0	0.0102	0.0109	0.0131	0.0391
Sc-47	3.42 d	20.0	0.180	0.192	0.222	0.107
Sc-48	43.67 h	5.0	4.56	4.52	4.52	3.89
Ti-45	3.08 h	-	6.12 10 ⁻⁴	6.12 10 ⁻⁴	6.12 10 ⁻⁴	1.23
Sc-49	57.2 m	-	3.42 10 ⁻⁴	3.42 10 ⁻⁴	3.41 10 ⁻⁴	
Ti-51	5.8 m	-	0.0549	0.0549	0.0548	
V-52	3.75 m	-	1.06	1.05	1.05	
Sc-50	1.7 m	-	0.00140	0.00149	0.00178	
Total		9.0	16.9	16.9	17.0	25.4

+) Werte nach 1.SSVO Anlage II unter Berücksichtigung von § 34.1

7.1.2.4 Aluminium-Werkstoffe

Relativ neu ist die Idee, auch Aluminium-Werkstoffe als Wand- und Strukturmaterialien zu betrachten. Wegen ihrer Korrosionseigenschaften sind sie jedoch nur im Zusammenhang mit festen Brutmaterialien und Helium als Kühlmittel verwendbar. Feste Brutmaterialien erzwingen wegen der höheren parasitären Neutronenabsorption den Einsatz von Beryllium als Multiplikator, eine Maßnahme, die wegen der begrenzten Rohstoffreserven für eine ausgedehnte Anwendung solcher Konzepte äußerst fragwürdig ist. Die mechanischen und thermischen Eigenschaften von Aluminium-Werkstoffen machen eine komplizierte und sorgfältige thermische Blanketauslegung erforderlich und sind u.U. problematisch im Falle einer Plasmaeinwirkung auf die erste Wand. Nach Ansicht der Autoren, welche dieses Konzept kreiert haben [7.21, 7.22], werden diese Schwierigkeiten jedoch aufgewogen durch das äußerst günstige Abklingverhalten der Aktivität nach Abschaltung des Reaktors (s. Abschn. 7.1.2.7).

Neben der Aktivierung des Grundwerkstoffes Aluminium betrachtete J. Powell [7.22] auch den Einfluß der wesentlichsten Verunreinigungen, Eisen, Mangan, Zinn, Titan, Zink und Zirkon. Die Ergebnisse für das spezifische Aktivitätsinventar und das Gefährdungspotential sind in Tabelle 7.9 zusammengestellt. Die Angaben beschränken sich auf Radioisotope mit Halbwertszeiten $T_{1/2} > 12$ Stunden. Es zeigt sich, daß beide Größen bestimmt sind durch das relativ kurzlebige Isotop ^{24}Na . Sämtliche weiteren Beiträge liegen um 4 - 6 Größenordnungen niedriger. Nach Powell's Rechnungen ergibt sich ein Aktivitätsinventar von 390 Ci/kW(th). Daraus errechnet sich ein Gefährdungspotential von ca. $80 \text{ km}^3/\text{kW}(\text{th})$. Diese Werte sind vergleichbar mit den Ergebnissen für Stähle, solange man die Zeit während des Reaktorbetriebes im Auge hat. Nach Abschaltung zeigen sich jedoch erhebliche Differenzen zugunsten der Aluminiumwerkstoffe.

Tab. 7.9 Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)] und radiologisches Gefährdungspotential [$\text{km}^3/\text{kW(th)}$] von Aluminium nach J. POWELL [7.22]

Isotop	$T_{1/2}$	Aktivitätsinventar	MZK ^{+) [Ci/km³]}	Radiologisches Gefährdungspotential
Al-26	$7.16 \cdot 10^6$ a	0.00016	-	0.00160
Fe-55	2.7 a	0.00067	30.0	0.000022
Mn-54	312.2 d	0.00141	1.0	0.00141
Su-119 m	245 d	0.00095	-	0.00950
Zn-65	244 d	0.00043	2.0	0.00022
Co-58	70.78 d	0.00034	2.0	0.00017
Zr-95	64 d	0.00019	1.0	0.00019
Sn-117m	14 d	0.00068	-	0.00680
Zr-89	78.4 h	0.00127	-	0.01270
Sc-48	43.67 h	0.00033	5.0	0.00007
Na-24	15.03 h	390.0	5.0	78.0
Cu-64	12.7 h	0.00024	40.0	0.000006
Total		390		78

^{+) Werte nach 1.SSVO, Anlage II unter Berücksichtigung von § 34.1.}

7.1.2.5 Brutmaterial-Aktivierung

Neben den Wand- und Strukturmaterialien können prinzipiell auch alle anderen im Blanket vorhandenen Materialien aktiviert werden. Ergebnisse sind heute jedoch nur für das Brutmaterial Flibe (Li_2BeF_4) bekannt. Dieses eutektische Gemisch aus 2LiF und BeF_2 wurde im Reaktorentwurf von Princeton [7.8] vorgesehen. Gegenüber flüssigem metallischem Lithium zeichnet es sich durch eine geringere Aggressivität gegenüber Strukturwerkstoffen, insbesondere auch gegenüber Nickelbasislegierungen, und durch eine wesentlich geringere Reaktionsfreudigkeit mit Luft oder Wasser aus. Infolge seines Gehalts an Fluor neigt es jedoch zu einer starken parasitären Neutronenabsorption, resultierend in einer marginalen erzielbaren Tritium-Brutrate und einer relativ starken Aktivierung.

In [7.8] wurden als die wesentlichsten Aktivierungsprodukte die Isotope ^6He , ^8Li , ^{16}N , ^{19}O , ^{18}F und ^{20}F identifiziert. Alle diese Nuklide mit Ausnahme von ^{18}F haben Halbwertszeiten von weniger als einer halben Minute. Die Gesamtaktivität von ^{18}F ($T_{1/2} = 109.7 \text{ m}$) wird für diesen Entwurf mit $6.64 \cdot 10^8 \text{ Ci}$ angegeben. Dies entspricht einem spezifischen Inventar von 125 Ci/kW(th) bzw. einem Gefährdungspotential von ca. $1.4 \text{ km}^3/\text{kW(th)}$.

Andere Brutmaterialien wurden bisher nicht im Hinblick auf ihre Aktivierung untersucht. Es ist jedoch zu erwarten, daß zumindest sauerstoffhaltige Stoffe, wie z.B. Li_2O oder $\text{Li}_2\text{Al}_2\text{O}_4$, eine gewisse, wenn auch geringe Menge an ^{14}C erzeugen.

7.1.2.6 Aktivierung von Spulenmaterial

Für Tokamakreaktoren [7.5, 7.8, 7.14, 7.16] dürfte die Verwendung supraleitender Spulen obligatorisch sein. Um nukleare

Wärmequellen weitgehend auszuschalten, muß eine ausreichende Magnetabschirmung zwischen Blanket und Spule vorgesehen werden. Dadurch werden Probleme der Aktivierung des Spulenmaterials stark reduziert. Trotzdem wird eine gewisse Tritiumproduktion nicht zu vermeiden sein, welche durch Neutronenreaktionen am Isotop ^3He zustandekommt. Dieses Heliumisotop ist zwar nur zu einem äußerst geringen Prozentsatz im natürlichen Helium enthalten; sein Wirkungsquerschnitt für (n, p)-Reaktionen ist jedoch relativ hoch und auch die Nuklidichte ist nicht vernachlässigbar, da Helium im flüssigen Zustand eingesetzt wird. Zuverlässige Ergebnisse zur Tritiumproduktion sind jedoch bis heute noch nicht bekannt geworden.

Anders verhält es sich beim Theta-Pinch-Reaktor [7.7]. Aus Gründen der Magnetfeldökonomie muß auf eine Abschirmung der hier obligatorischen normalleitenden Spulen verzichtet werden. D. Dudziak [7.13] hat die Aktivierung der Kupferspulen für den RTPR [7.7] berechnet. Tabelle 7.10 zeigt die Ergebnisse für das spezifische Aktivitätsinventar und das Gefährdungspotential für eine Bestrahlungszeit von 20 Jahren bei einer Wandbelastung von 2 MW/m^2 . Da die langlebigen Isotope ^{60}Co und ^{63}Ni nur geringe Beiträge zur Aktivierung leisten, ist die Gesamtaktivität nahezu unabhängig von der Bestrahlungszeit. Sie liegt für diesen speziellen Fall bei ca. 790 Ci/kW(th) und ist bestimmt durch ^{64}Cu . Das Gefährdungspotential liegt mit $29 \text{ km}^3/\text{kW(th)}$ relativ niedrig. Die bedeutendsten Anteile liefern ^{64}Cu und ^{60}Co . Bei den MZK-Werten für ^{62}Co , ^{62}Cu und ^{66}Cu handelt es sich wiederum um berechnete Werte, da für diese Isotope keine Werte in den Strahlenschutzverordnungen festgelegt sind.

7.1.2.7 Vergleich von Aktivitätsinventar und Gefährdungspotential während des Betriebes und nach Abschaltung

Eine Beurteilung der relativen Vorzüge des einen oder anderen Materials im Hinblick auf seine Aktivierung und sein Gefährdungspotential gestaltet sich aufgrund der bisher dargestellten Ergebnisse schwierig. Die unterschiedlichen Voraussetzungen der einzelnen Autoren für die Wandbelastung, den Strukturmaterialanteil

Tab. 7.10 Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)] und Radiologisches Gefährdungspotential [$\text{km}^3/\text{kW}(\text{th})$] der Kupfer-
spulen des RTPR nach D. Dudziak [7.13]

Isotop	$T_{1/2}$	Aktivitäts- inventar	MZK [Ci/ km^3]	Radiologisches Gefährdungs- potential
Ni-63	100 a	2.84	2.0 ¹⁾	1.42
Co-60	5.27 a	3.38	0.3 ¹⁾	11.30
Cu-64	12.74 h	648.	40. ¹⁾	16.20
Ni-65	2.52 h	0.954	20. ¹⁾	0.048
Co-62	13.9 m	1.63	2000. ²⁾	0.0008
Cu-62	9.73 m	26.2	3000. ²⁾	0.0087
Cu-66	5.1 m	108.0	10000. ²⁾	0.0108
Total		791.0		29.0

1) Werte nach 1. SSVO, Anlage II unter Berücksichtigung von § 34.1

2) Werte nach Angabe des Autors

und die Bestrahlungszeit sowie das unterschiedliche Vorgehen bei der Überwindung der Schwierigkeiten in der Datenbeschaffung führen für jedes der Materialien zwangsläufig zu einer erheblichen Schwankungsbreite in den Ergebnissen. Läßt man die ausschließlich für die erste Wand des UWMAK-I ermittelten Resultate außer Betracht, so ergeben sich zum Zeitpunkt der Abschaltung die in Tab. 7.11 für die einzelnen Materialgruppen angegebenen Bereiche von Aktivitätsinventar und Gefährdungspotential.

Tab. 7.11 Gegenüberstellung der verschiedenen Materialgruppen

Material	Aktivitätsinventar [Ci/kW(th)]	Gefährdungspotential [km ³ /kW(th)]
Niob	850 - 5150	90 - 900 (3500 - 9000)
Edelstahl	750 - 2000	270
Ni-Basis-Leg.	2400	≈ 650 (Schätzung)
Vanadium	230 - 900	15 - 25
Aluminium	390	80

Demnach ist das Aktivitätsinventar von Stählen und Nickelbasislegierungen größenordnungsmäßig vergleichbar mit dem von Niob. Vanadium und Aluminium sind ebenfalls miteinander vergleichbar, sie liegen jedoch um fast eine Größenordnung unterhalb der Inventare von Niob und Stahl. Das radiologische Gefährdungspotential von Niob ist am höchsten, wenn man die heute gültigen Regelungen für die maximal zulässigen Konzentrationen beachtet (s. eingeklammerte Werte beim Gefährdungspotential). Eine realistischere Beurteilung der Gefährlichkeit einzelner Isotope rückt die Ergebnisse in die Nähe derer von Stahl und Nickelbasislegierungen. Die Verwendung von Vanadium oder Aluminium kann das Gefährdungspotential um eine bis zwei Größenordnungen reduzieren.

Diese Aussagen sind gültig für die Verhältnisse während des Reaktorbetriebs. Weitere Unterschiede ergeben sich jedoch, wenn man das Zeitverhalten nach Abschaltung des Reaktors betrachtet. Sowohl D. Dudziak et al. [7.13] als auch R.W. Conn et al. [7.23]

haben derartige vergleichende Untersuchungen angestellt. Wir beziehen uns hier im wesentlichen auf die Arbeit von R.W. Conn [7.23] , der bei der Nachrechnung von fünf Reaktorentwürfen [7.14, 7.5, 7.8, 7.21, 7.24] zumindest den Unterschied in der Bestrahlungszeit eliminierte, indem er einheitlich eine Betriebszeit von 2 Jahren voraussetzte. Des weiteren verzichten wir hier auf die Darstellung der Ergebnisse von J.D. Lee [7.24] , da sie sich weitgehend mit denen des UWMAK-I-Entwurfes [7.14] decken. Statt dessen fügen wir die Ergebnisse von J. Gruber [7.19] für ein Vanadium-Blanket hinzu.

Das Abklingverhalten der Aktivität für die fünf Blanketkonzepte, entsprechend fünf verschiedenen Strukturmaterialien ist in Abb. 7.2 dargestellt. Es zeigt sich zunächst, in Übereinstimmung mit der Aussage von R.W. Conn [7.23] , daß das Aktivitätsinventar nach 2 Jahren Bestrahlungszeit in allen Fällen ähnlich ist und im Bereich um 1000 Ci/kW(th) liegt. Beim Abklingverhalten zeigt sich jedoch der große Vorzug des Aluminiums, dessen Aktivität innerhalb weniger Wochen um 7 Größenordnungen abnimmt. Bei der Vanadiumlegierung zeigt sich ein ähnlicher Effekt erst nach ca. 50 Jahren. Nach eben dieser Zeit ist die Aktivität von Niob, Stahl und PE-16 erst um 3 - 4 Größenordnungen abgeklungen. Während sich die Aktivität von Stahl und PE-16 danach drastisch weiter reduziert, bleibt bei Niob eine Restaktivität von ca. 0.04 Ci/kW(th) über lange Zeiträume hinweg bestehen.

Abbildung 7.3 zeigt das entsprechende Verhalten des Gefährdungspotentials. Nach zweijähriger Bestrahlung liegt das Gefährdungspotential unter realistischen Annahmen für die MZK-Werte der Niobisotope allgemein im Bereich um $100 \text{ km}^3/\text{kW}(\text{th})$. Die Schlußfolgerungen für das Abklingverhalten sind qualitativ ähnlich wie für die Aktivierung. Innerhalb eines Zeitraumes von etwa 20 Jahren erweisen sich Stahl und PE-16 ungünstiger als Niob, nach dieser Zeit bleibt für Niob jedoch ein erhebliches Gefährdungspotential über lange Zeit bestehen. Die Vorzüge der Vanadium- und besonders der Aluminium-Werkstoffe sind deutlich sichtbar.

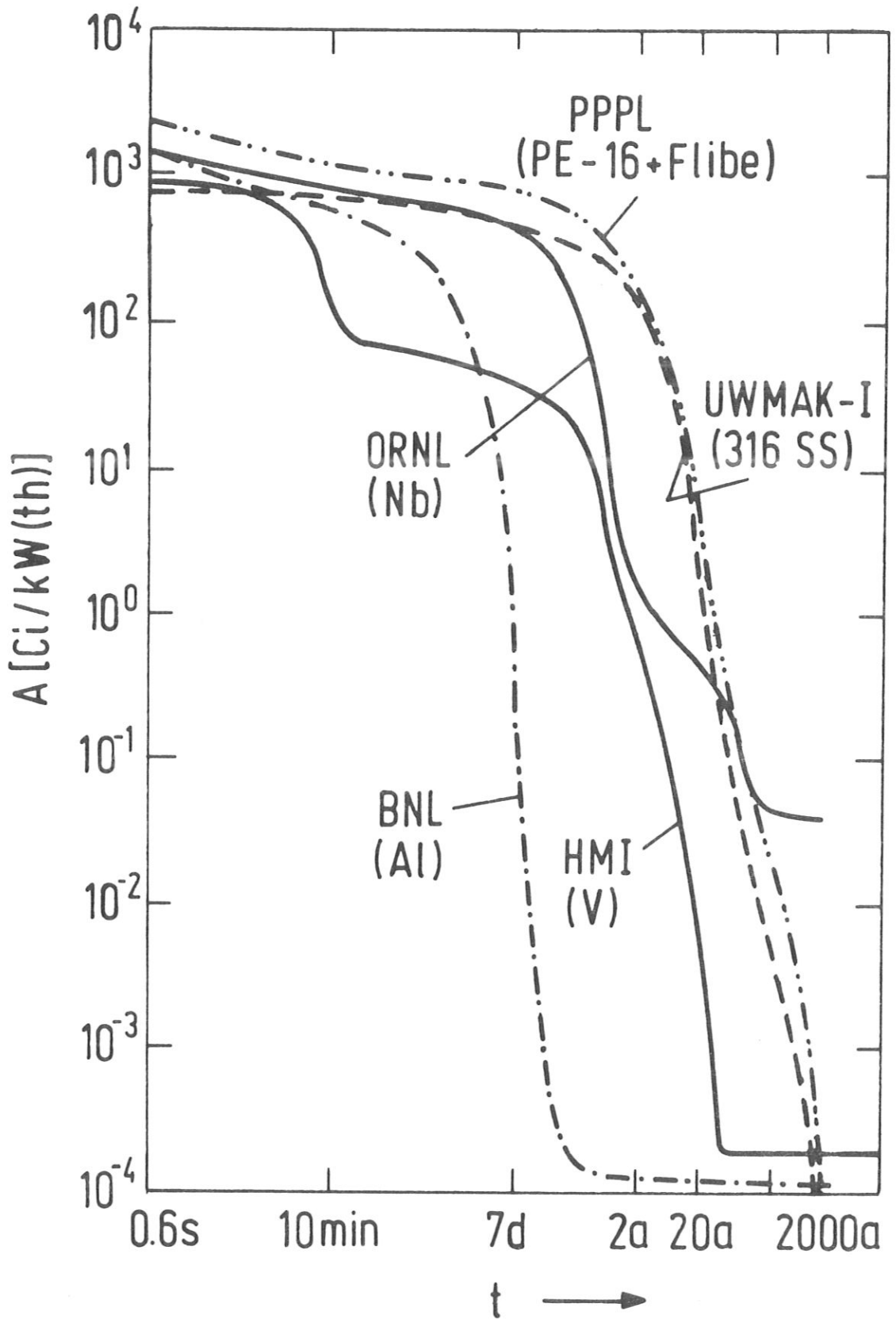


Abb. 7.2 Abklingverhalten des radioaktiven Inventars nach Abschaltung des Reaktors

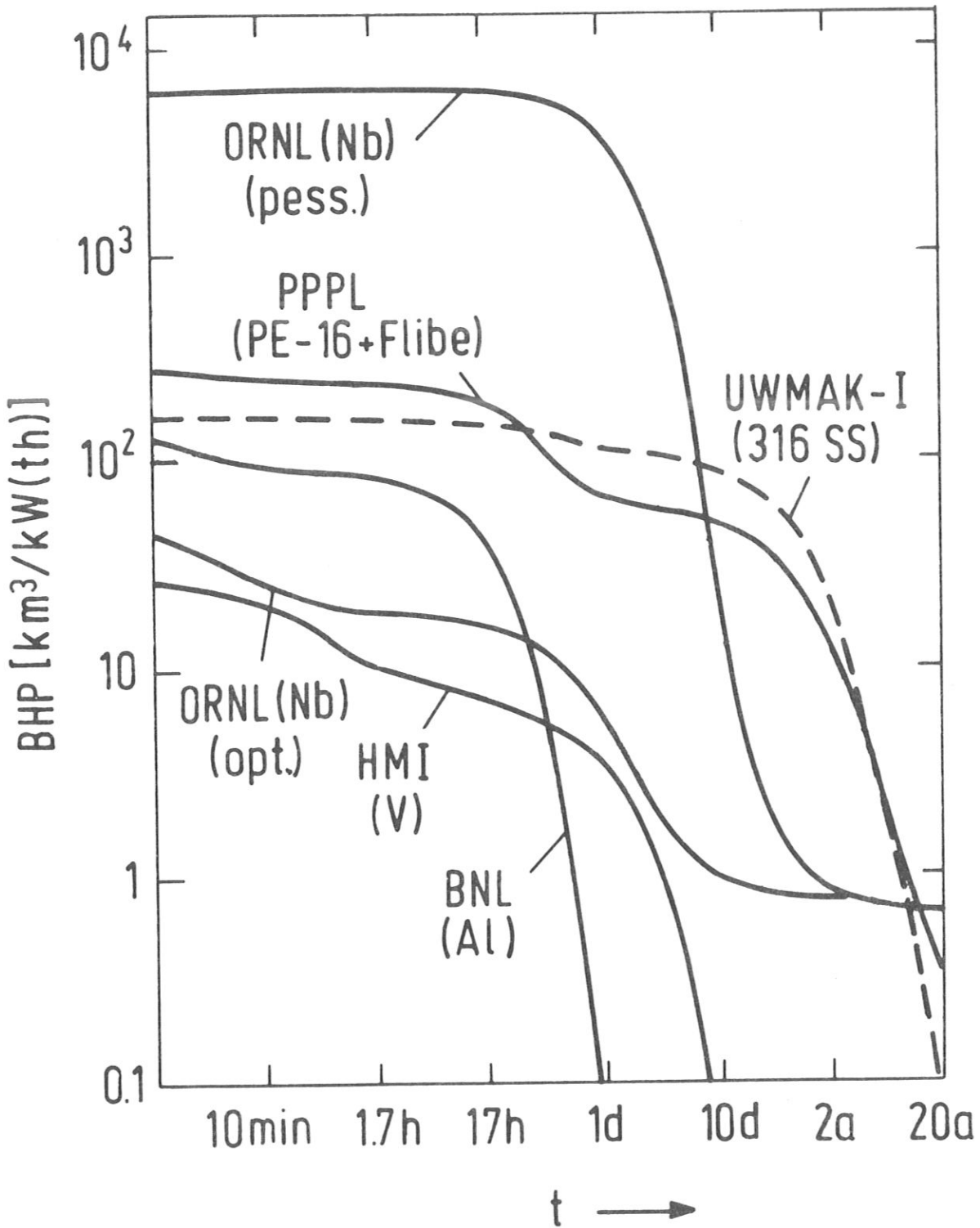


Abb. 7.3 Abklingverhalten des radiologischen Gefährdungspotentials nach Abschaltung des Reaktors

7.1.3 Toxische Materialien

Bei heutigen Kernkraftwerken wird nahezu ausschließlich das radiologische Gefährdungspotential betrachtet, da es sich hier um eine für sie typische und für die allgemeine Entwicklung der Technik neuartige potentielle Gefahrenquelle handelt. Tatsächlich kann ein solches Kraftwerk jedoch auch Substanzen enthalten bzw. im Laufe eines Störfalles produzieren, die auf Grund ihrer toxikologischen Eigenschaften für den Menschen gefährlich werden können. Ähnliche Probleme treten häufig z.B. in der chemischen und pharmazeutischen Industrie auf und werden im allgemeinen der konventionellen Technik zugeordnet. Für den Fusionsreaktor ist dieses Gebiet mit großer Wahrscheinlichkeit noch nicht erschöpfend behandelt worden. Einige Probleme wurden jedoch bereits in [7.25] angedeutet.

Eines der typischen Beispiele ist Beryllium, welches in metallischer oder oxidischer Form als Neutronenmultiplikator im Blanket angewandt werden kann [7.7, 7.21, 7.22, 7.26]. Die Abschätzungen für das Berylliuminventar reichen von 50 t im Falle des RTPR [7.7] bis zu 1330 t [7.25]. Definiert man das damit verbundene Gefährdungspotential im gleichen Sinne wie das radiologische Gefährdungspotential, so kommt man mit der von W. Schreiter [7.27] angegebenen Toleranzkonzentration in der Umgebung einer Beryllium verarbeitenden Industrieanlage von 10^{-8} g/m³ auf Gefährdungspotentiale von $1.4 \cdot 10^{-6}$ bis $2.6 \cdot 10^{-5}$ km³/kW(th). Diese Zahlenwerte liegen weit unter denen des radiologischen Gefährdungspotentials.

Ein Beispiel für die störfallbedingte Erzeugung toxischer Substanzen ist ein eventueller Austritt von flüssigem metallischem Lithium in die Atmosphäre. Nach [7.25] laufen dabei chemische Reaktionen ab, welche zu Lithiumoxid Li₂O, Lithiumnitrid Li₃N oder Lithiumperoxid Li₂O₂, bei Gegenwart von Luftfeuchtigkeit auch zu Lithiumhydrid LiH und Lithiumhydroxid LiOH führen. Nach N.I. Sax [7.28] zählen Lithiumverbindungen grundsätzlich zu den toxischen Substanzen. Eine Toleranzkonzentration wird von H.H. Hausner [7.29] mit 2 mg/m³ Luft angegeben. Diese liegt nur wenig

unterhalb des von W. Schreiter angegebenen Wertes von $5\text{mg}/\text{m}^3$, der sich jedoch speziell auf LiH bezieht und bei welchem bereits erkennbare Symptome einer Vergiftung auftreten. Eine Konzentration von $25\ \mu\text{g LiH}/\text{m}^3$ Luft wird hier für unschädlich gehalten. Setzt man diesen letzteren Wert auch für Lithium selbst als gültig für eine Toleranzkonzentration an, so ergeben sich mit den typischen Lithiuminventaren von $0.34 \div 0.46\ \text{kg}/\text{kW}(\text{th})$ [7.5, 7.6, 7.7] Gefährdungspotentiale von $(1 \div 2) \cdot 10^{-5}\ \text{km}^3/\text{kW}(\text{th})$. Diese sind somit von der gleichen Größenordnung wie das des Beryllium, in keiner Weise also vergleichbar mit dem radiologischen Gefährdungspotential.

Aus neutronenphysikalischen Gründen ist die Verwendung von Beryllium in einem Fusionsreaktor-Blanket nicht zwingend. Es kann vorteilhaft sein, wenn extrem dünne Blankets [7.7] oder solche mit sehr geringem Lithiuminventar [7.26] angestrebt werden. Eine ausgedehnte Anwendung solcher Konzepte scheitert jedoch mit Sicherheit am Problem der Rohstoffreserven. Lithium hingegen ist in irgendeiner Form - metallisch oder als chemische Verbindung - immer notwendig. Das damit verbundene toxische Gefährdungspotential ist somit unvermeidbar.

7.1.4 Gespeicherte Energien

Jedes Kraftwerk, gleich welcher Art, verfügt über einen gewissen Betrag an gespeicherter Energie. Eine unkontrollierte Freisetzung dieser Energie kann zu Schäden an der Anlage selbst bzw. zu einer Gefährdung von Menschen, zumindest der in der Anlage beschäftigten, führen. Aus diesem Grunde ist die gespeicherte Energie mit in das Gefährdungspotential einzubeziehen, insbesondere im Hinblick darauf, daß eine durch unkontrollierte Energiefreisetzung ausgelöste Störfallkette letztlich zur Freisetzung radiologisch oder toxikologisch gefährlicher Substanzen führen kann.

Zu den in einem Fusionsreaktor gespeicherten Energien gehören u.a. auch die thermische und mechanische Energie der unter hohem Druck und hoher Temperatur stehenden Kühlmittel bzw. Arbeitsmittel des Wärmekraftprozesses. Auf diese mehr konventionellen

Formen der gespeicherten Energie soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Wir konzentrieren uns hier auf die für ein Fusionskraftwerk als solches und als kerntechnische Anlage charakteristischen Formen. Dazu gehören die Plasmaenergie, die Energie des Magnetfeldes, die in elektrischer Form gespeicherte Energie, die latente chemische Reaktionswärme typischer Arbeitsmedien und die nukleare Nachwärmeleistung der radioaktiven Isotope.

In Tabelle 7.12 sind zunächst einige typische Werte für die gespeicherte Energie angegeben, die im Zusammenhang mit den Reaktorstudien in Oak Ridge (ORNL) [7.5], Princeton (PPPL) [7.8], an der University of Wisconsin (UWMAK-I) [7.14] und in Los Alamos (RTPR) [7.7] ermittelt wurden.

Tab, 7.12 Gespeicherte Energien [GJ].

Reaktorentwurf Quelle	ORNL [7.5,7.30]	PPPL [7.8]	UWMAK-I [7.14]	RTPR [7.7]
Thermische Leistung [MW]	1000	5305	5000	3600
Plasma	0.78	1.58	3.00	1.02 ¹⁾ 2.55
Magnetfeld	40	250	212	≈ 63 ²⁾
Energiespeicher				
- induktiv	-	-	-	≈ 100 ²⁾
- kapazitiv	-	-	-	≈ 0.6 ²⁾
Flüssiges Helium	?	?	84	?
Lithium				
- thermisch	2300		4250	6320
- chemisch	3820		14100	13120

1) 1.02 GJ am Beginn, 2.55 GJ am Ende der Brennphase

2) Die genannten Energien treten nicht gleichzeitig auf; die Magnetfeldenergie kann als Teil der induktiv gespeicherten Energie betrachtet werden.

7.1.4.1 Plasmaenergie

Die Plasmaenergie ist der Dichte, der Temperatur und dem Volumen des Plasmas proportional.

In Tokamakreaktoren heutiger Vorstellung liegt die spezifische thermische Energie des Plasmas im Bereich von 0.3 bis 0.8 MJ/MW(th). Sie umfaßt die Energie der Ionen und Elektronen des Fusionsplasmas, welches im Normalbetrieb durch das angelegte Magnetfeld eingeschlossen wird. Solange ein quasistationärer Betrieb ins Auge gefaßt wird, der einen kontinuierlichen Brennstoffdurchsatz erfordert, bleibt diese Energie zeitlich konstant. Die abzuführenden heißen Brennstoffpartikel werden einer für diesen Zweck ausgelegten Energiesenke, z.B. den Prallplatten eines Divertors, zugeführt. Der in kalter Form nachgefüllte Brennstoff wird durch einen Teil der freigesetzten Fusionsenergie (α -Teilchen-Energie) auf Betriebstemperatur aufgeheizt.

Im Falle des gepulsten Reaktors (RTPR) ändert sich der Energieinhalt des Plasmas während der Aufheiz- und Brennphase, da die Plasmatemperaturen mit dem Zeitverlauf der magnetischen Kompression und der Energieabgabe von α -Teilchen korreliert sind. Trotzdem liegt der spez. Energieinhalt hier in der gleichen Größenordnung wie bei Tokamakreaktoren. Der Theta-Pinch-Reaktor benötigt keinen kontinuierlichen Brennstoffdurchsatz, er arbeitet nach einem Viertakt-Schema: Füllen - Heizen - Brennen - Spülen. Die thermische Energie wird dem Plasma aus elektrischen Energiespeichern über den Umweg der Magnetfeldenergie zugeführt. Am Ende der Brennphase fließt ein Teil auf umgekehrtem Wege wieder in den Energiespeicher zurück. Der Rest muß in einer Energiesenke, z.B. dem Spülgas, dissipiert werden.

7.1.4.2 Magnetfeldenergie und Energiespeicher

Bei der Magnetfeldenergie handelt es sich um eine für ein Fusionskraftwerk typische Form gespeicherter Energie. Ihr Betrag ist dem Feldvolumen und dem Quadrat der magnetischen Induktion proportional.

Der Tokamakreaktor erfordert wegen seiner Eigenschaft als Niedrig- β -Maschine (s. Abschn. 3.1.1) ein hohes Magnetfeld, welches in den meisten Entwürfen (hier [7.8, 7.14]) an die Grenzen des technisch Machbaren getrieben wird. Trotz unterschiedlicher Plasma-parameter, Verwendung unterschiedlicher Spulenformen und unterschiedlicher Brennstoffabfuhrkonzepte (der Entwurf des ORNL [7.5] z.B. verzichtet gänzlich auf einen Divertor) liegen die spezifischen Werte übereinstimmend zwischen 40 und 50 MJ/MW(th). Bei einem gepulsten Reaktor ist die spezifische Magnetfeldenergie im allgemeinen geringer. Im Falle des RTPR [7.7] liegt sie bei 17.5 MJ/MW. Die Ursache dafür ist, daß das Magnetfeld während jedes Arbeitszyklus' auf- und wieder abgebaut werden muß, wobei die Energie zwischen Spule und Energiespeicher hin- und hergeschoben wird. Die dabei unvermeidlichen Energieverluste zwingen zu einer äußerst ökonomischen Verfahrensweise, die zunächst dadurch erreicht wird, daß das Feldvolumen minimalisiert wird. Die besondere Arbeitsweise des RTPR erfordert zwei unterschiedliche Arten von Energiespeichern, einen kapazitiven und einen induktiven Speicher. Der letztere kann im allgemeinen nicht ganz entladen werden, so daß die hier gespeicherte Energie höher ist als die Magnetfeldenergie. Neuerdings werden anstelle des induktiven Speichers auch Homopolarmaschinen ins Auge gefaßt, deren kinetische Energie nahezu vollständig an den Verbraucher übertragen werden kann.

Energiespeicher kleinerer Kapazität sind auch für Tokamakreaktoren erforderlich, da die Energie zur Plasmaheizung selbst beim quasi-stationären Betrieb voraussichtlich nicht aus dem Netz entnommen werden kann. Das Problem gewinnt jedoch mehr und mehr an Bedeutung, je stärker sich eine mögliche Begrenzung der Brenndauer durch die Akkumulation von Verunreinigungen und α -Teilchen im Plasma herauskristallisiert. In diesem Falle rückt der Tokamakreaktor weiter in die Nähe der gepulsten Maschinen.

7.1.4.3 Energie des flüssigen Heliums

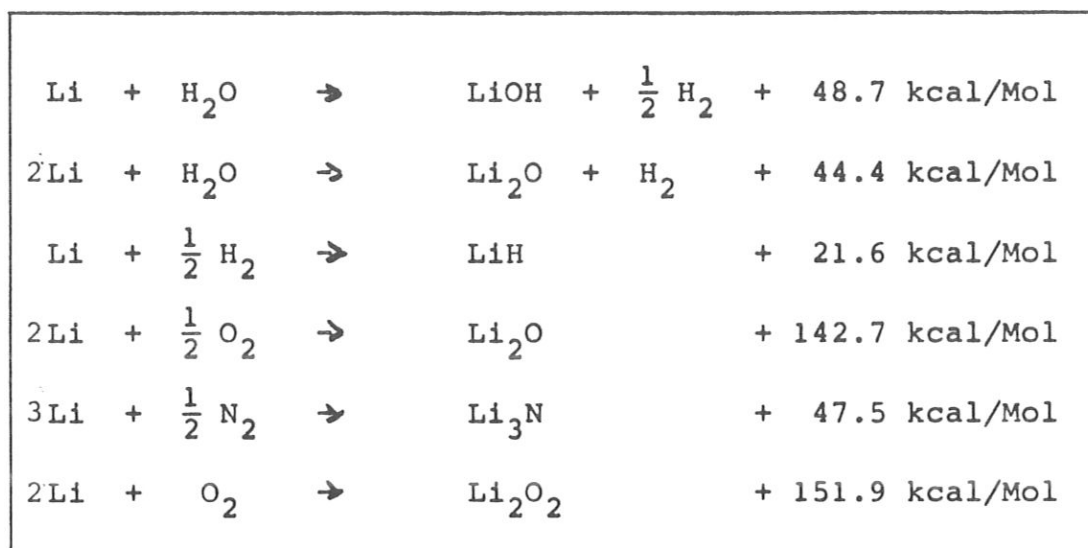
Quasistationärer Betrieb von Tokamakreaktoren erfordert die Aufrechterhaltung eines stationären Magnetfeldes. Dies läßt sich ökonomisch jedoch nur durch die Verwendung supraleitender Spulen erreichen. Die Bedingungen für die Supraleitung werden durch Kühlung der Spule mit flüssigem Helium geschaffen. Die in Tabelle 7.12 für den UWMAK-I-Reaktor angegebene Energie von 84 GJ ist als die Enthalpiedifferenz der in den Spulen befindlichen 450000 l Helium zwischen Betriebs- und Raumtemperatur (4.2 K bzw. 300 K) zu verstehen. Eine Zufuhr von Wärme (s. Abschnitt 7.3.3.1) hätte eine Umwandlung, zumindest eines Teils, dieser Enthalpiedifferenz in mechanische Energie des Heliums (Verdampfung, Druckaufbau) zur Folge, so daß diese Energie in das Gefährdungspotential einbezogen werden muß.

7.1.4.4 Energieinhalt von flüssigem Lithium

In drei der in Tabelle 7.12 zitierten Reaktorentwürfe wird Lithium als Brutmaterial benutzt, in zwei von ihnen darüberhinaus auch als primäres Kühlmittel. Der thermische Energieinhalt ist abhängig von Temperaturniveau und eingesetzter Lithiummenge und liegt zwischen 2000 und 7000 GJ.

Flüssiges Lithium ist darüberhinaus ein äußerst reaktionsfreudiges Material, insbesondere wenn es mit Wasser oder Luft in Berührung kommt. In Tabelle 7.13 sind die möglichen chemischen Reaktionen zusammen mit ihren Wärmetönungen zusammengestellt. Der tatsächliche Reaktionsablauf läßt sich nicht genau vorherbestimmen. Er hängt naturgemäß ab vom Temperaturniveau, bei welchem die Reaktion abläuft, und damit vor allem von den Möglichkeiten des Wärmeabtransportes. Zum anderen wird er mitbestimmt durch das Angebot an Reaktionspartnern. Eine einfache Abschätzung [7.31] für den Fall einer Lithiumreaktion mit Luft ergibt eine freisetzbare chemische Energie von 8.3 MJ/kg und liegt damit noch oberhalb des thermischen Energieinhaltes von ca. 5 MJ/kg bei 1000 C. Auf diesen Werten und den in den Entwurfsstudien angegebenen Lithiuminventaren basieren die in Tabelle 7.12 angegebenen Zahlenwerte.

Tab. 7.13 Lithiumreaktionen und ihre Wärmetönungen



7.1.4.5 Nachwärmeleistung

Die bisher behandelten Formen von gespeicherter Energie waren dadurch charakterisiert, daß man nur sehr unsichere Aussagen über das zeitliche Verhalten einer eventuellen Freisetzung machen kann. Dies ist anders bei der Nachwärme radioaktiver Materialien, deren Zeitverhalten durch die Größe der Zerfallskonstanten bestimmt ist. Infolgedessen wird sie hier als Leistung und nicht als Energie behandelt.

Unter der Nachwärmeleistung versteht man die Summe der pro Zeiteinheit beim Zerfall radioaktiver Isotope freigesetzten Energie, die sich als kinetische Energie von freiwerdenden Elementarteilchen, im wesentlichen Elektronen und Positronen und/oder als elektromagnetische Strahlung (Gammastrahlung) äußert. Der Betrag der pro Zerfall freigesetzten Energie und der zeitliche Ablauf sind typisch für ein bestimmtes Radionuklid. Im allgemeinen kann deshalb nicht unbedingt einem Radionuklid, welches einen hohen Beitrag zur Aktivierung liefert, auch ein hoher Beitrag zur Nachwärmeleistung zugeordnet werden.

Tabelle 7.14 gibt einen Überblick über die für die verschiedenen Reaktorentwürfe berechneten Nachwärmeleistungen, ausgedrückt in Prozent der thermischen Reaktorleistung. Wie beim Aktivitätsinventar und beim radiologischen Gefährdungspotential ist auch hier zwischen den Anteilen verschiedener Strukturwerkstoffe, Spulenmaterial und Brutmittel unterschieden.

Tab. 7.14 Nachwärmeleistung in Prozent der thermischen Nennleistung bei Abschaltung des Reaktors

Reaktor-Entwurf		ORNL [7.11,7.12]	PPPL [7.8,7.17]	UWMAK-I [7.14]	RTPR [7.13]	HMI/KFA [7.19,7.20]
Bestrahlungszeit [a]		10	30	10	5	2
Material	Wandbel. [MW/m ²]					
Nb; Nb-1Zr	0.2				0.312	
	0.5				0.459	
	1.0	0.137				
	1.25			0.60		
	2.0				0.990	
	5.0	0.240				
	6.7				1.52	
	10.0	1.00				
316 SS	1.25			0.64		
304 SS	2.0		0.951			
PE-16	2.0		0.905			
V; V-20 Ti	0.5-10	0.29	2.81 ¹⁾	0.47	0.55	1.91
V-10Cr-10Ti						
Al	?			≈3.00 ²⁾		
Cu	2.0				0.247	
Flibe	2.0		3.85			
Lithium	10.0	0.08				

1) 95 % von $^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ -Reaktion; $T_{1/2} = 3.75$ min

2) für 2a Bestrahlungszeit abgeschätzt [7.23]

Für die Wand- und Strukturmaterialien ist festzustellen, daß die gesamte Nachwärmeleistung im Zeitpunkt des Abschaltens, mit wenigen Ausnahmen, kleiner als 1 % der thermischen Reaktorleistung ist. Zu den Ausnahmen gehört Aluminium, welches durch ein recht günstiges Aktivierungsverhalten gekennzeichnet war. Der hier angegebene Wert wurde der zusammenfassenden Arbeit von R.W. Conn et al. [7.23] entnommen; in den Originalarbeiten über Aluminium-Blankets sind Angaben über die Nachwärmeleistung nicht enthalten.

Für Niob und Nioblegierungen ist, in Übereinstimmung zwischen den Veröffentlichungen von D. Steiner [7.11, 7.12] und D. Dudziak [7.13], ein Anstieg der Nachwärmeleistung mit steigender Wandbelastung charakteristisch. Die etwa um einen Faktor 4 unterschiedlichen Niveaus erklären sich in erster Linie aus den stark unterschiedlichen Strukturmaterial-Volumenanteilen von 1 bzw. bis zu 6 %.

Die Nachwärmeleistung von Vanadium bzw. Vanadiumlegierungen ist nahezu unabhängig von Wandbelastung und Bestrahlungszeit. Bei sehr niedrigen Wandbelastungen kann sie deshalb sehr wohl die Nachwärmeleistung von Niobstrukturen übersteigen. Der hohe Wert von 2.81 %, berechnet von W.G. Price [7.17] steht in einem gewissen Widerspruch zu den Ergebnissen von D. Steiner [7.12] und D. Dudziak [7.13], wird jedoch andererseits von dem von J. Gruber [7.19] angegebenen Wert bestätigt. Ein sehr hoher Anteil der Nachwärmeleistung kommt hier von dem kurzlebigen Isotop ^{52}V (3.75 min).

Für Stähle, Nickelbasis-Legierungen sowie Aluminium-Werkstoffe existieren heute nur die zitierten Einzelwerte, so daß ähnliche Tendenzen bezüglich des Einflusses von Wandbelastung und Bestrahlungszeit nicht angegeben werden können.

Wegen ihrer Höhe von besonderer Wichtigkeit ist die Nachwärme des Flibe, welches in der Reaktorstudie von Princeton [7.8] als Brutmaterial gewählt wurde. Für metallisches Lithium ist das

Problem weitaus geringer. D. Steiner [7.11] hat hierfür einen Wert von 0.08 % angegeben.

Außer im Struktur- und Brutmaterial wird Nachwärme auch in der Abschirmung und den Spulen erzeugt. Hierzu sind die Ergebnisse allerdings noch recht spärlich. Für den UWMAK-I-Entwurf [7.14] werden zum Zeitpunkt des Abschaltens 125 kW Nachwärmeleistung in der Abschirmung und 250 W in den supraleitenden Spulen angegeben. Für die normalleitenden Spulen des RTPR [7.13], die nicht durch eine Abschirmung geschützt sind, liegt die Nachwärmeleistung naturgemäß weitaus höher. Sie wird nach Tabelle 7.14 mit 0.247 % entsprechend ca. 9 MW beziffert.

Nicht für alle mit der Nachwärmeleistung verbundenen Betrachtungen sind die Werte für den Zeitpunkt unmittelbar nach Abschaltung des Reaktors von Bedeutung. Infolgedessen wird in Abb. 7.4 das Zeitverhalten nach Abschaltung für die fünf verschiedenen Strukturmaterialien, charakterisiert durch fünf entsprechende Reaktor-entwürfe, angegeben. Die Kurve für den Princeton-Reaktor (PPPL) enthält dabei auch den Leistungsanteil des Brutmaterials Flibe. Wie die entsprechenden Abbildungen 7.2 und 7.3 für das Aktivitätsinventar und das radiologische Gefährdungspotential wurde der Nachwärmeverlauf der zusammenfassenden Veröffentlichung von R.W. Conn et al. [7.23] entnommen und durch die Ergebnisse von J. Gruber [7.19] ergänzt. Für das Langzeitverhalten ergeben sich ähnliche Schlußfolgerungen wie für das Aktivitätsinventar und das Gefährdungspotential. Aluminium und Vanadium zeigen deutliche Vorzüge gegenüber ihren Konkurrenten, wenngleich nicht außer Acht gelassen werden sollte, daß für alle Materialien das Nachwärmeproblem nach überschaubarer Zeit nahezu bedeutungslos ist. Für das Kurzzeitverhalten dagegen können die Unterschiede von 1 bis 3 Größenordnungen durchaus wichtig sein.

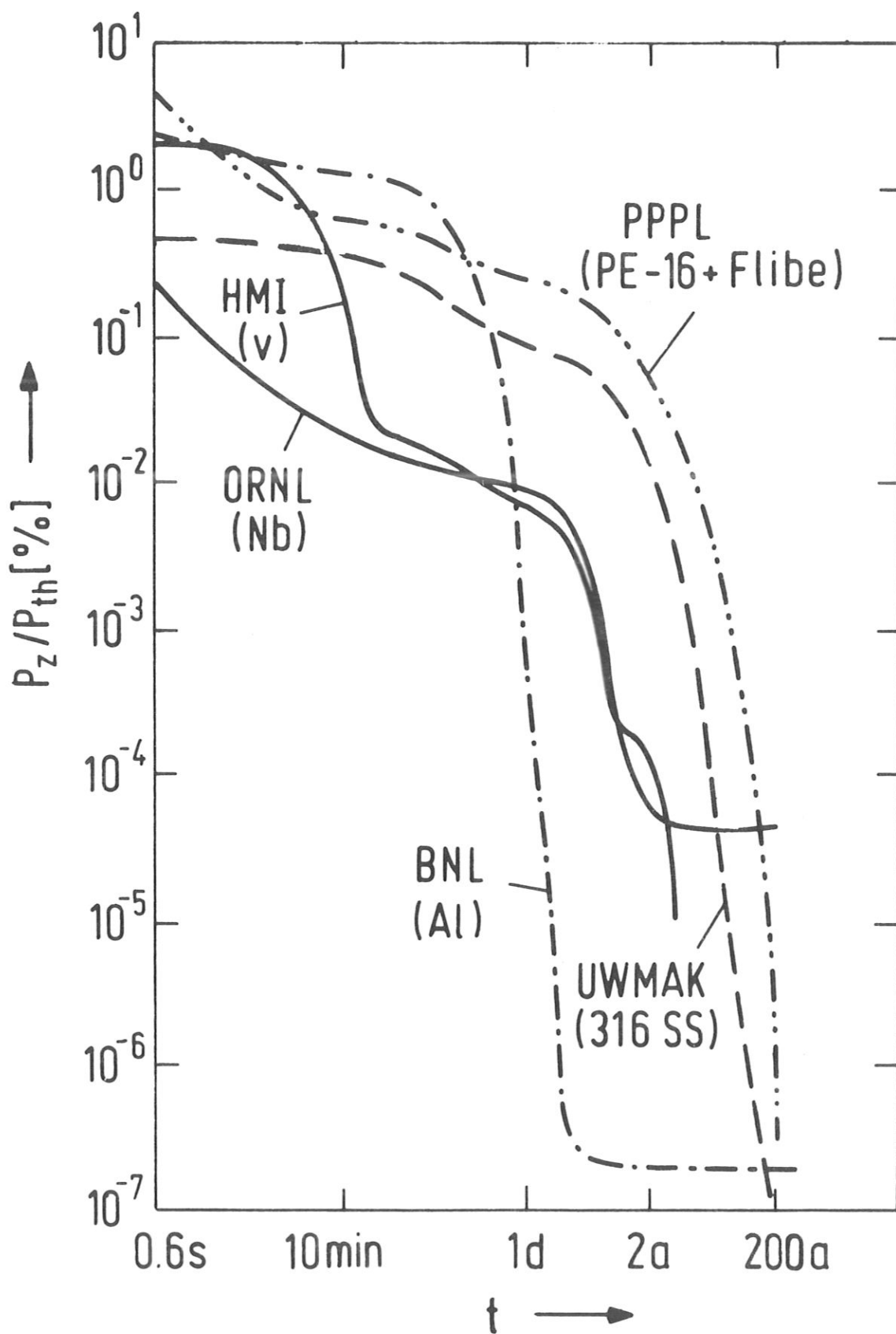


Abb. 7.4 Abklingverhalten der Nachwärmeleistung nach Abschaltung des Reaktors

7.2 Freisetzung und Belastung im Normalbetrieb

Der Normalbetrieb eines Fusionskraftwerks ist dadurch gekennzeichnet, daß sein Gefährdungspotential sicher beherrscht wird. Dies bedeutet zunächst, daß die im vorigen Abschnitt beschriebenen gespeicherten Energien nicht in unkontrollierter Weise freigesetzt werden. Die kontrollierte Dissipation von Plasmaenergie, Magnetfeldenergie und Nachwärmeleistung geschieht, wenn erforderlich, in einer Weise, die es nicht gestattet, daß gefährliche Substanzen vom Ort ihres Auftretens in höherem als normalem Maße entfernt werden. Trotzdem tritt während des Normalbetriebs eine gewisse Belastung auf, die entweder allein aus dem Vorhandensein oder dem unvermeidlichen Transport radioaktiver Substanzen resultiert.

7.2.1 Direkte Strahlung vom Reaktor

Die Gegenwart radioaktiver Materialien vorwiegend im Blanket des Fusionsreaktors ist Ursache für eine Belastung durch Gammastrahlung; die hohen Flüsse energiereicher Neutronen führen zu einer Belastung durch Neutronenstrahlung. Tokamakreaktoren heutiger Vorstellung sind zwar mit einer ersten Abschirmung versehen, die jedoch nach rein ökonomischen Gesichtspunkten dimensioniert ist. Für ihre Bemessung ist in erster Linie die Erzeugung nuklearer Wärme, in zweiter Linie die von Strahlenschäden in den supraleitenden Magnetspulen maßgebend. Im allgemeinen erfolgt eine Optimierung unter dem Gesichtspunkt der mit steigender Abschirmdicke wachsenden Magnetfeldenergie und des abnehmenden Kühlbedarfs der Spulen [7.14]. Die aus diesem Verfahren resultierenden Abschirmdicken verbieten einen direkten Zugang während des Betriebs.

Für das Beispiel der Reaktorstudie von Princeton [7.8] liegt die Dosisleistung durch Neutronenstrahlung bei 3625 rem/h, die durch Gammastrahlung bei 65.6 rad/h. Hierbei handelt es sich um Werte für eine idealisierte, d.h. völlig von einer Abschirmung umschlossene Anordnung. Tatsächlich muß die kompakte Struktur ver-

schiedentlich durchbrochen werden, um Raum für die Funktion peripherer Komponenten (z.B. Injektoren, Vakuumleitungen) zu schaffen. In Bereichen außerhalb dieser Durchbrüche ist demzufolge mit noch höheren Strahlenbelastungen zu rechnen.

Geht man von der idealisierten Anordnung aus, so reicht eine zusätzliche 2 m dicke biologische Abschirmung aus Beton aus, um die Dosisleistung der Neutronen auf 0.2 mrem/h zu senken. Nach Abschaltung des Reaktors beträgt die Gammadosis vor der biologischen Abschirmung nur noch 27 mrad/h. Sie resultiert aus dem Zerfall der radioaktiven Isotope. Unter diesen Umständen erscheint ein beschränkter Zutritt bei abgeschaltetem Reaktor möglich.

Da der Theta-Pinch-Reaktor [7.7] keine spezielle Abschirmung zwischen Blanket und normalleitenden Spulen besitzt, liegen die Dosisleistungen hinter der Spule mit $> 10^7$ rem/h für Neutronen und $> 10^5$ rad/h um ca. 4 Größenordnungen über denen von entsprechenden Tokamak-Reaktoren. Trotzdem wird hier eine biologische Abschirmung aus Beton von 180 cm Dicke als ausreichend angesehen, um die Dosisleistungen auf < 0.1 mrem/h zu reduzieren [7.7].

Es zeigt sich, daß in beiden Fällen die Dosisleistungen unter dem für Kontrollbereiche zulässigen Pegel von 2.5 mrem/h, ja sogar unter dem für unkontrollierte Bereiche zulässigen Wert von 0.25 mrem/h, gesenkt werden können.

7.2.2 Tritium-Verluste

Obwohl Tritium in einem geschlossenen Kreislauf geführt wird, sind Verluste nicht vollständig zu vermeiden. Zwei Verlustmechanismen sind dafür verantwortlich. Permeation und Leckage.

Als Permeationsflächen wirken praktisch alle Wandungen von Behältern, Rohrleitungen und sonstigen Apparaturen, in denen Tritium transportiert oder gespeichert wird. Die Permeations-

raten sind vom Material, der Dicke und der Größe dieser Flächen, von deren Temperatur und von den Tritiumpartialdrücken zu beiden Seiten der Permeationsfläche abhängig. Da der Tritiumpartialdruck ebenfalls mit steigender Temperatur zunimmt, sind besonders hohe Verluste dort zu erwarten, wo Tritium bei hoher Temperatur gehandhabt wird. Dies trifft vorwiegend zu auf das Blanket und die Tritiumrückgewinnungsanlage. In Reaktoren, in denen das Brutmittel gleichzeitig als Wärmeübertragungsmedium des Primärkreislaufes benutzt wird, wird dabei durch die erforderlichen Rohrleitungen die Permeationsfläche wesentlich erhöht.

Leckageverluste treten vorwiegend an Armaturen und lösbaren Verbindungen auf. Darüberhinaus sind auch Schweißnähte immer als potentielle Leckstellen anzusehen, obgleich die heutigen hohen Qualitätsstandards äußerst niedrige Leckraten garantieren.

Für die Sicherheitsanalyse sind grundsätzlich zwei Pfade der Tritiumverluste von Bedeutung: Verluste von Tritium führenden Komponenten an die Containment-Atmosphäre und von dort durch Abgabe über den Abluftkamin an die Umgebungsluft; Verluste über das Wärmetransportsystem in den Dampfkreislauf und von dort in kontrollierter oder unkontrollierter Weise an die Atmosphäre oder Hydrosphäre der Kraftwerksumgebung.

Um zu hohe Verluste in die Containment-Atmosphäre zu vermeiden, werden prinzipiell alle Tritium-führenden Komponenten und Rohrleitungen

- so weit wie möglich in vollgeschweißter Ausführung hergestellt,
- doppelwandig ausgeführt,
- mit Spülgas oder Vakuum umgeben,
- in besonderen Räumen mit kontrollierter Atmosphäre untergebracht (Tritiumzellen)

Spülgas und Raumatmosphäre werden ständig durch Tritium-Monitore überwacht und gegebenenfalls vom Tritium gereinigt. Als Schutzgasatmosphäre werden Inertgase, z.B. Argon, oder auch - besonders im Bereich des Reaktors selbst - Vakuum diskutiert. Auf diese Weise erscheint es möglich [7.8], die Tritiumverluste an die Containment-Atmosphäre auf 2 Ci/d zu begrenzen.

Problematischer erscheinen heute die Tritiumverluste in das Energiewandlungssystem. Da ein wesentlicher Teil der Nutzenergie dem Brutmaterial über Wärmetauscher entzogen werden muß, wird Tritium durch Permeation durch die heißen Wärmeaustauschflächen letztlich bis in den Dampfkreislauf verschleppt. Während Zwischenkreisläufe mit Lithium, Natrium, Kalium oder Helium als Arbeitsmittel kontinuierlich gereinigt werden können, wird beim Dampfkreislauf im allgemeinen darauf verzichtet, da hierfür eine Isotopentrennung durchgeführt werden müßte. Daraus folgt, daß hier der Dampferzeuger bereits als Grenze zur Hydrosphäre angesehen werden muß. Dem direkten Helium-Kreislauf mit Heliumturbine werden wegen der Möglichkeit der Reinigung und der niedrigeren Temperatur an der Grenze zur Hydrosphäre deshalb gegenüber dem Dampfprozeß in dieser Hinsicht einige Vorteile eingeräumt.

Bei Anwendung des Dampfprozesses geht man generell davon aus, daß die Tritium-Verluste in dem Dampfkreislauf eine bestimmte Höhe nicht überschreiten dürfen, die in den verschiedenen Reaktorstudien zwischen 1 und 15 Ci/d angenommen wird. Bei vorgegebenem Energiewandlungssystem legt diese Beschränkung den höchstzulässigen Tritiumpartialdruck und damit die Tritiumkonzentration im Brutmaterial fest und hat damit auch Auswirkungen auf die Auslegung der Tritiumrückgewinnungsanlage. Um hier mehr Spielraum in Richtung höherer Tritiumkonzentrationen zu gewinnen, werden in verschiedenen Reaktorstudien spezielle Diffusionsbarrieren diskutiert. So führt z.B. die Anwendung einer 2.5 mm dicken Kupferschicht im Helium- bzw. Natrium-beheizten Dampferzeuger des PPPL-[7.8] bzw. RTPR-[7.7] Reaktors zu einer Verminderung der Verluste um einen Faktor 5 bis 6. Für den ORNL-Entwurf [7.5] wird im Kalium-beheizten Dampferzeuger eine Wolframschicht als Barriere vorgeschlagen. Eine Anwendung der sehr dichten Keramiksichten scheitert wahrscheinlich aus Gründen der thermomechanischen Stabilität.

7.2.3 Transport fester radioaktiver Materialien

Obwohl die festen radioaktiven Stoffe als Wand- und Strukturmaterialien fest an ihren Ort gebunden sind, sind unter normalen Betriebsbedingungen drei Mechanismen wirksam, welche für einen

Aktivitätstransport verantwortlich sind.

Aus physikalischen Gründen wird eine gewisse erhöhte Wandabtragung während der Start- und Abkühlphase eines Brennszyklus¹ unvermeidlich sein. Anfangsturbulenzen des Plasmas und Verluste hochenergetischer Teilchen bei der Injektion können neben anderen Ursachen dafür verantwortlich sein. Abschätzungen dieser Effekte und ihrer Auswirkungen auf die Wand existieren noch nicht. Sie treten jedoch bereits in heutigen Experimenten auf.

Während der Brennphase finden durch Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand u.a. Prozesse statt, die allgemein mit dem Begriff "Wanderosion" umschrieben werden. Die zu erwartenden Erosionsraten hängen stark von den Plasmaparametern und vor allem von denen der heute noch weitgehend unbekanntes Plasmarandschicht ab. Abschätzungen, wie z.B. 250 kg/a für die Edelstahlwand des UWMAK-I-Reaktors [7.14], müssen deshalb mit der nötigen Vorsicht zur Kenntnis genommen werden.

Grundsätzlich kann jedoch davon ausgegangen werden, daß diese in beiden Fällen als Plasmaverunreinigungen auftretenden Partikel über die Einrichtungen zur Brennstoffabfuhr in den Brennstoffkreislauf gelangen. Es ist zu erwarten, daß diese, zunächst atomar auftretenden Wandpartikel sich auf allen Innenwänden, die nicht dem Plasma direkt ausgesetzt sind, niederschlagen. Eine Abschirmung des Brennstoffkreislaufs gegen die Gammastrahlung dieser radioaktiven Schichten dürfte deshalb unerlässlich sein. Besondere Vorkehrungen sind darüberhinaus bei Wartungs- und Reparaturarbeiten nötig. Größere Partikel lassen sich möglicherweise mit geeigneten Filtern zurückhalten.

Ähnliches gilt für diejenigen radioaktiven Stoffe, die als Korrosionsprodukte ins Brutmaterial oder Kühlmittel des Blankets gelangen. Nach Abschätzungen für den UWMAK-I-Reaktor [7.14] sind dies etwa 2.5 t/a für das hier betrachtete Lithium/Edelstahl-Blanket. Für den RTPR [7.7] wird eine Abtragsrate für Niob von 10 $\mu\text{m/a}$ angegeben. Das hier vorgesehene Lithium-Reinigungssystem,

welches u.a. diese Korrosionsprodukte entfernen soll, hat demzufolge nach [7.7] 0.44 % der gesamten Niobaktivität oder ca. 6 MCi zu handhaben. Eine entsprechende Abschirmung des Primärkreislaufs und des Reinigungskreislaufs dürfte deshalb ebenfalls nicht zu umgehen sein.

7.3 Störfälle

Die Durchführung einer umfassenden Störfallanalyse für ein Fusionskraftwerk kann heute noch nicht erwartet werden, da die dazu notwendige detaillierte Kenntnis aller Systeme und Komponenten einschließlich ihrer Eigenschaften noch nicht existiert. In einem Teil der heute vorliegenden Reaktorstudien sind jedoch einige Ansätze gemacht worden, um denkbare Störfälle und ihre möglichen Ursachen zu identifizieren [7.8, 7.14]. Am ausführlichsten wurde dies für den Tokamak-Reaktor von Princeton [7.8] getan, in welchem darüberhinaus versucht wurde, auch die Auswirkungen auf die Umgebung zu quantifizieren.

In Tabelle 7.15 sind die in [7.8] betrachteten Störfälle als Beispiel zusammengestellt. Eine ähnliche, sogar ausführlichere Liste wurde auch für den UWMAK-I-Reaktor [7.14] angefertigt, die Auswirkungen wurden jedoch nur für einige wenige Einzelfälle untersucht.

Grundsätzlich sind all jene Störfälle von Bedeutung, bei welchen radioaktive oder toxische Substanzen oder Energien in einer solchen Weise freigesetzt werden können, daß sie eine Gefahr für die Anlage, für das in ihr beschäftigte Personal oder für die in der Umgebung lebenden Menschen darstellen.

7.3.1 Möglichkeiten zur Freisetzung von Tritium

Eine störfallbedingte Freisetzung von Tritium kann verschiedene Ursachen haben, dürfte jedoch vorwiegend mit der Ausbildung eines größeren Lecks oder dem Bruch einer Tritium-führenden Rohrleitung verbunden sein. Ein Rohrleitungsbruch könnte dabei entweder durch

Materialversagen, evtl. jedoch auch durch äußere Ursachen (s. Abschn. 7.3.3.1) hervorgerufen werden.

Tab. 7.15 Störfälle im PPPL-Reaktor [7.8]

System	Ereignis
Reaktor	<ul style="list-style-type: none"> - Bruch einer Helium-Kühlmittelleitung - Störung im Divertorfeld - Störung im Vertikalfeld - Störung im Haupt- und Regelfeld
Wärmetransportsystem	<ul style="list-style-type: none"> - Bruch einer Haupt-Kühlmittelleitung - Ventilversagen
Energiewandlungssystem	<ul style="list-style-type: none"> - Bruch einer Dampfleitung im Turbinenhaus - Bruch einer Dampfleitung im Dampferzeugerhaus
Injektionssystem	<ul style="list-style-type: none"> - Brennstoffmangel - kleiner Brennstoffüberschuß - großer Brennstoffüberschuß
Brennstoffkreislauf	<ul style="list-style-type: none"> - Bruch des Tritium-Speichers - Bruch anderer Komponenten
Brutmittelaufbereitung	<ul style="list-style-type: none"> - Leitungsbruch - Leckage
Kühlmittelaufbereitung	
Kryosystem	
Vakuumsystem	
Hilfsaggregate	

7.3.1.1 Größere Tritium-Leckagen

Tritium-Leckagen können als relativ harmlos angesehen werden, solange das zweite Containment unversehrt bleibt. Die erhöhten Tritiumverluste werden vom Überwachungssystem der Spülgas- bzw. Containment-(Schutzgas)- Atmosphäre detektiert und über die normalen Gasreinigungssysteme entfernt. Leckagen in andere Anlagenteile, z.B. vom Brutmittel ins Kühlmittel oder durch Wärmetauscherlecks in die folgende Stufe des Energiewandlungssystems können ebenfalls durch entsprechende Monitore detektiert werden. Wenn ein redundantes System zur Verfügung steht, welches die Funktion des fehlerhaften Anlageteils übernehmen kann, ist es möglich, die Anlage ohne Unterbrechung weiter zu betreiben. Andernfalls wird eine Abschaltung notwendig sein, um die Fehlerquelle zu beseitigen.

7.3.1.2 Rohrbrüche

Größere Konsequenzen sind von einem Rohrbruch zu erwarten. Die Auswirkungen hängen jedoch sehr stark von der Reaktorauslegung und dem Ort des Auftretens ab.

- Brennstoffkreislauf

Ein Leitungsbruch innerhalb des Brennstoffkreislaufs führt zum Austritt des Kreislaufgases einschließlich Tritium in die unter Schutzgas stehende und gegenüber den restlichen Anlageteilen abgedichtete Tritiumzelle. Die unmittelbare Folge der Unterbrechung des Brennstoffdurchsatzes ist ein automatisches Erlöschen der Fusionsreaktion. Bleiben die Wandungen der Tritiumzelle unversehrt, so kann das ausgetretene Gas in einen Tank abgepumpt und nach Behebung des Schadens in den Kreislauf zur Aufarbeitung zurückgespeist werden. Eine begrenzte Leckage aus der Tritiumzelle ins Reaktorgebäude ist zwar nicht unmöglich, diese Verluste werden jedoch auf jeden Fall durch das Sicherheits-Containment an einem Austritt in die Atmosphäre gehindert. Ein Betreten der Anlage zwecks Reparatur der beschädigten Komponenten ist mit Spezialanzügen möglich.

Sind Kreislaufkomponenten betroffen, die unmittelbar am Reaktor installiert sind, so gelten ähnliche Überlegungen, da der Reaktor selbst ebenfalls in einer Sicherheitszelle untergebracht sein wird.

- Blanket

Die Auswirkungen von Rohrbrüchen oder ähnlichen Defekten innerhalb des Blankets hängen außerordentlich stark von der technischen Blanketgestaltung und den Funktionen der einzelnen Materialien ab. Prinzipiell wird dabei der Austritt von Tritium stets vom Austritt eines anderen Materials, entweder Brut- oder Kühlmittel, begleitet sein. Im allgemeinen erlaubt die Gestaltung einen Austritt entweder in den Plasmaraum oder vom Brutmaterial ins Kühlmittel bzw. umgekehrt. Ein Austritt in den Plasmaraum, z.B. bei einem Bruch der ersten Wand, wird zu einem sofortigen Erlöschen der Fusionsreaktionen infolge erhöhter Strahlungsverluste führen. Das austretende Gemisch gelangt in das geschlossene System des Brennstoffkreislaufs. Der Bruch einer Kühlmittelleitung bei indirekter Kühlung (mit Helium oder Kalium) des Brutmantels hat im allgemeinen eine erhöhte Belastung der Behältnisse für das Brutmaterial, eine Reduzierung oder gar einen Abbruch der Kühlkapazität und eine erhöhte Kontamination des Kühlmittels zur Folge. Als schlimmste Konsequenz kann der Bruch eines Blanketmoduls angesehen werden, dessen Folgen prinzipiell denen eines Bruchs der ersten Wand, wenn auch mit größerer Wirkung, gleichzusetzen sind. Eine Abschaltung der Anlage wird unerlässlich sein, Auswirkungen auf die Umgebung sind jedoch nicht zu erwarten.

- Reaktorzelle

Neben den Leitungen des Brennstoffkreislaufs werden, als Tritium-führende Leitungen, im wesentlichen nur die des Kühlkreislaufs und die der Tritium-Rückgewinnungsanlage durch die Reaktorzelle geführt werden müssen. Bei der gleichzeitigen Verwendung von Lithium als Kühl- und Brutmittel (direkte Kühlung) sind beide Leitungen hier möglicherweise identisch. Wird die Methode der direkten Kühlung angewandt, wie z.B. im Falle des UWMAK-I [7.14]

oder des RTPR [7.7], so tritt Tritium zusammen mit flüssigem Lithium aus der Bruchstelle aus. Die Inertgasatmosphäre oder das Vakuum der Reaktorzelle verhindert eine Vergrößerung des Schadens durch die andernfalls mögliche Reaktion von Lithium mit Luft. Infolge der relativ hohen Tritiumkonzentrationen im Lithium werden die austretenden Tritiummengen groß sein. Ähnliches gilt bei indirekter Kühlung durch Helium, wenn das Kühlmittel als Transportmedium zur Tritium-Rückgewinnungsanlage benutzt wird [7.22]. Die im allgemeinen sehr ausgeprägte Parallelschaltung kleiner Einheiten (Moduln) führt jedoch zu einer inhärenten Begrenzung des Schadens. Der Bruch einer Kühlmittelleitung bei indirekter Kühlung [7.8, 7.5] ist, vom Standpunkt der Tritiumfreisetzung, harmloser, da in diesen Fällen, von [7.21] abgesehen, die im Kühlmittel befindlichen Tritiummengen weitaus geringer sind. Die Leitungen zur Tritium-Rückgewinnungsanlage sind in diesem Falle nur sehr schwach belastet.

Grundsätzlich muß die Reaktorzelle so ausgelegt sein, daß sie den thermischen und den Druckbeanspruchungen, die im wesentlichen durch die Kühlmitteldaten bestimmt sind, standhalten kann. Für die Reinigung der Schutzgasatmosphäre, die Behebung des Schadens und die Probleme der Leckage ins Reaktorgebäude gelten die gleichen Überlegungen wie für die Tritiumzelle.

Für die bisher beschriebenen Störfälle ist charakteristisch, daß sie sich innerhalb abgeschlossener Schutzräume abspielen. Der Austritt von Tritium ins Reaktorgebäude ist nur durch Leckage möglich, es sei denn die Integrität der Schutzräume wird beim Störfall verletzt. In jedem Fall existiert jedoch mit dem Sicherheitscontainment noch eine weitere Barriere, die einen unkontrollierten Tritium-Austritt in die Umgebung verhindert. Von der tatsächlichen Höhe der Tritiumkonzentration im Containment wird es abhängen, ob eine Reinigung der Containmentatmosphäre notwendig ist, oder ob das Tritium mit der Abluft über einen Kamin ausgestoßen wird. Einen ungefähren Anhalt für die Umgebungsbelastung im Falle des Versagens der Tritiumzelle können die Ergebnisse für den PPPL-Reaktor [7.8] geben: falls der gesamte Tritiuminhalt des

Brennstoffkreislaufs einschl. Tritiumspeicher (ca. 2.5kg=25MCi) ins Sicherheitscontainment gelangt, so ergibt sich aufgrund einer Leckrate von 0.1 % /d eine über 24 Stunden integrierte Gesamtdosis von ca. 7.4 rem. Dies entspricht ungefähr 25 % der im Störfalle erlaubten Dosisbelastung.

- Energiewandlungssystem

Unter diesem Begriff sollen Anlageteile zusammengefaßt werden, welche gewisse Tritiummengen enthalten, ohne daß dies für die Funktion der Anlage notwendig ist. Gemeint sind z.B. der Dampfkreislauf, evtl. vorhandene Zwischenkreisläufe oder auch der primäre Kühlkreislauf im Falle indirekter Kühlung, in welche Tritium durch die unvermeidliche Permeation durch Wärmeaustauschflächen gelangt. Die Auswirkung eventueller Rohrbrüche in diesen Systemen hängt naturgemäß von der Höhe der Tritiumkonzentration in diesen Kreisläufen ab, die in den verschiedenen Entwürfen recht unterschiedlich ist. Entsprechend unterschiedlich sind auch die vorgesehenen Sicherheitsbarrieren.

Im Falle des PPPL-Reaktors [7.8] wird der primäre Heliumkreislauf durch kontinuierliche Reinigung auf einem Niveau von ca. 70 000 Ci Tritium gehalten. Geschieht hier ein Rohrbruch im gegenüber der Umgebung ebenfalls abgedichteten Dampferzeugerhaus, so führt ein kurzfristiger Ausstoß der gesamten Tritiummenge über den Kamin zu einer maximalen Dosisbelastung von ca. 2 rem. Bei einer kontrollierten Abgabe über 8 Stunden beträgt die durchschnittliche Dosisleistung in 600 m Entfernung vom Kamin dagegen nur 10 mrem/h. Diese Werte sind jedoch als spezifisch für diese Anlage anzusehen und nicht ohne weiteres auf andere zu übertragen.

Eher vergleichbar mit anderen Anlagen sind die Abschätzungen für den Bruch einer Dampfleitung, da die Tritiumverluste in den Dampfkreislauf bei allen Entwürfen - nach Voraussetzung - von ähnlicher Höhe sind. Für diesen Störfall ergibt sich beim PPPL-Reaktor [7.8] unter der Annahme, daß der Dampf ungehindert ins Freie gelangen kann, eine maximale Dosis außerhalb der Anlage von 240 mrem. Ist ein Absperren der defekten Leitung innerhalb von 30 Sekunden möglich, so ermäßigt sich die Belastung auf 4.8 mrem.

7.3.2 Möglichkeiten zur Freisetzung fester radioaktiver Stoffe

An festen radioaktiven Stoffen werden im Falle einer Leckage oder eines Rohrbruchs diejenigen Anteile mit freigesetzt, die sich als Erosions- bzw. Korrosionsprodukte in den entsprechenden Medien befinden.

Der Hauptanteil der an feste Stoffe gebundenen Aktivität befindet sich demgegenüber an einem festen Ort. Eine Verletzung der Integrität der ersten Wand oder der Blanketstruktur erscheint jedoch nur durch eine unkontrollierte Einwirkung von Energie auf diese Komponenten möglich. Von den in Abschnitt 7.1.4 behandelten Formen kommen dabei lediglich die Plasmaenergie und die Nachwärme in Betracht.

7.3.2.1 Einwirkung der Plasmaenergie

Eine direkte Einwirkung des Plasmas auf die erste Wand erscheint nur möglich, wenn der Plasmaeinschluß in irgendeiner Weise gestört ist. Dies kann der Fall sein, wenn Störungen in einem der verschiedenen Magnetfeldsysteme auftreten [7.8] und diese nicht mit dem Regelsystem ausgeglichen werden können. In diesem Falle kommt es zu thermischen Überlastungen, deren Charakter und Ausmaß heute allerdings nur schwer vorauszusagen sind. Je nach der Größe der betroffenen Wandfläche und dem Zeitverlauf der Energiedissipation sind die Wirkungsmechanismen unterschiedlich. Sie reichen von einer gleichmäßigen adiabatischen Aufheizung über Thermoschockbeanspruchungen bis hin zu lokalem Schmelzen oder Verdampfen. In jedem Fall ist jedoch der Gesamtenergiebetrag nach oben begrenzt, da der Reaktor sich dabei selbsttätig abschaltet.

Eine gleichmäßige Energiedissipation über die gesamte Fläche der ersten Wand ist dabei relativ unproblematisch. Sie führt im allgemeinen zu Temperaturerhöhungen, die noch nicht zum Schmelzen führen, wohl aber die mechanische Stabilität des Materials beeinträchtigen können, wenn der Zeitverlauf eine Mitwirkung des Wandkühlmittels beim Wärmeabtransport nicht gestattet. Lokale Risse können sodann zu weiteren Störfällen führen, wie sie im vorhergehenden Abschnitt 7.3.1 behandelt wurden. Ähnliche Effekte sind

auch die Folge von Thermoschocks oder lokalen Belastungen. In allen Fällen werden die radioaktiven Substanzen in das Entladungsgefäß und von dort schlimmstenfalls in den Brennstoffkreislauf gelangen, aus dem sie durch geeignete Filter entfernt werden können. Die Folge eines solchen Störfalls wird sein, daß die Anlage für längere Zeit stillgelegt werden muß.

7.3.2.2 Einwirkung der Nachwärme

Im Gegensatz zur Plasmaenergie kann das zeitliche Verhalten der Nachwärmeentwicklung relativ genau vorhergesagt werden. Die in Abschnitt 7.1.4.5 dargestellten Ergebnisse sind daher die Grundlage für eine diesbezügliche Störfallanalyse. Man muß dabei allerdings vor Augen haben, daß diese Zahlenwerte sich auf die Nachwärmeerzeugung in Form kinetischer Teilchenenergie und Strahlungsenergie beziehen und nichts über den Ort ihrer Absorption und damit ihrer Umwandlung in Wärme aussagen. Dieser ist zumindest im Falle der Strahlungsenergie nicht der Entstehungs-Ort. Üblicherweise wird diesem Unterschied bis heute wenig Gewicht beigemessen.

Störfälle, bei welchen die Nachwärme eine Rolle spielt, sind allgemein unter dem Begriff "Kühlmittelverlust-Störfälle" zusammenzufassen; denn nur wenn die Kühlung versagt, kann die Nachwärme zu einem Problem werden. Die Auswirkungen eines solchen Störfalles hängen wiederum stark vom technischen Konzept eines Blankets ab. Wesentlich ist z.B. die Art der Kühlung (ob direkt oder indirekt gekühlt) und damit die für die Aufnahme der Nachwärmeleistung zur Verfügung stehende Wärmekapazität. Aus dem gleichen Grunde ist bei den Ursachen ferner zu unterscheiden zwischen einem Pumpenausfall und einem totalen Kühlmittelverlust.

In allen bis heute betrachteten Fällen lassen die günstigen Eigenschaften einer niedrigen Nachwärme-Gesamtleistung von $\leq 1\%$ der thermischen Reaktorleistung bzw. eines raschen Abklingens höherer Anfangsspitzen die Frage der Nachwärmeabfuhr relativ unproblematisch erscheinen. Bei indirekter Kühlung durch Kalium [7.5] oder Helium [7.8] ist die verbleibende Wärmekapazität groß

genug, um die Temperaturerhöhung in Grenzen zu halten. Die Umwälzung des Brutmittels [7.8] oder die einfache Abstrahlung über die thermische Isolation [7.5] sind zur Nachkühlung ausreichend. Bei direkter Kühlung [7.7, 7.14] ist die Wärmekapazität im Falle eines Pumpenausfalls ebenfalls ausreichend, um die Zeit bis zur Reaktivierung des Kühlmittelstroms zu überbrücken. Beim totalen Kühlmittelverlust sind Temperaturanstiegsgeschwindigkeiten im Bereich von 0.1 bis 0.2 K/sec [7.7, 7.14] zu erwarten. Diese Geschwindigkeiten sind gering genug, um in angemessener Zeit ein separates Nachkühlssystem (z.B. Helium) in Gang zu setzen. Nur wenn ein solches System ebenfalls ausfallen sollte, sind größere Schäden im Blanket zu erwarten, die jedoch in ihrem Ausmaß und ihrer Wirkung mit den in Abschnitt 7.3.2.1 beschriebenen vergleichbar sind. Eine Wirkung nach außen ist in keinem Falle zu befürchten.

7.3.3 Unkontrollierte Freisetzung von Energie

Während Plasmaenergie und Nachwärmeleistung im vorangehenden Abschnitt behandelt wurden, sollen hier noch einige Bemerkungen zu den restlichen in Abschnitt 7.1.4 genannten Energieformen angeschlossen werden.

7.3.3.1 Magnetfeldenergie

Eine unkontrollierte Freisetzung der Magnetfeldenergie ist im Rahmen der hier zu behandelnden Sicherheitsaspekte nur von Bedeutung, soweit es sich um stationär oder quasistationär gespeicherte Energien am Reaktor selbst handelt. Die Überlegungen beschränken sich deshalb auf supraleitende Magnete.

Wegen der hohen Induktivitäten von Fusionsreaktor-Spulensystemen ist eine plötzliche Auskopplung der Gesamtenergie ausgeschlossen. Zu einer teilweisen Freisetzung kann es kommen, wenn das supraleitende Material in den normalleitenden Zustand übergehen sollte. Dies könnte geschehen als Folge von Störungen in der Stromversorgung, durch Magnetfeldpulse, durch Inhomogenitäten im Supraleiter oder durch erhöhte Wärmeproduktion im Spulenbereich [7.25]. Die hierbei entstehenden Ohm'schen Verluste werden aus

der Energie des Magnetfeldes gespeist. Tritt ein solcher Fall ein, so wird bei vollstabilisierten Spulen - und nur solche werden für Fusionsreaktoren diskutiert - der gesamte Strom vom Matrixmaterial übernommen. Die hier umgesetzten Wärmemengen reichen nicht aus, den gesamten Supraleiter über die kritische Temperatur hinaus zu erwärmen; die normalleitenden Zonen können sich sogar von selbst wieder zurückbilden, wenn eine ungeminderte Kühlung gewährleistet ist. Ist dies nicht der Fall, so können sich derartige lokale Störungen wohl ausbreiten. Dies geschieht allerdings auf einer Zeitskala im Minutenbereich und kann durch erprobte Detektoren festgestellt und durch sichere Maßnahmen im Griff behalten werden.

Die auf stromführende Leiter im Magnetfeld ausgeübten Lorentz-Kräfte führen u.a. zu mechanischen Beanspruchungen des Leiters. Da man bei der Auslegung der Spulen u.U. gezwungen ist, an die Grenzen der Belastbarkeit zu gehen, muß als ein möglicher Störfall der Bruch eines Leiters in Betracht gezogen werden. Wie in der UWMAK-I-Studie [7.14] ausgeführt wurde, ist beim Leiterbruch mit der Ausbildung eines Lichtbogens zu rechnen, in welchem relativ rasch ein Teil der gespeicherten Energie in Wärme umgesetzt wird. Dies kann im Extremfall zum Schmelzen von Spulenmaterial und zur plötzlichen Verdampfung von großen Heliummengen führen. Der mit der Heliumverdampfung verbundene Druckaufbau läßt sich durch konventionelle Sicherheitseinrichtungen, wie Druck- und Sicherheitsventile sowie Berstscheiben, beherrschen, welche für das Helium den Weg in einen Auffangtank freigeben. Das Auffangen des Helium ist sowohl aus ökonomischen als auch aus Sicherheitsgründen zweckmäßig, da der natürliche ^3He -Anteil zur Bildung von Tritium führt.

Die beschriebenen Störfälle sind zunächst auf eine Einzelspule beschränkt. Die Störung oder der Ausfall einer einzelnen Spule kann jedoch Rückwirkungen auf das Plasma haben, wenn dadurch die Konfiguration des zum Plasmaeinschluß notwendigen Magnetfeldes zu stark verzerrt und die Plasmastabilität beeinträchtigt werden. Es ist deshalb die Folge eines Störfalles, wie in

Abschnitt 7.3.2.1 beschrieben, nicht völlig auszuschließen. Eine weitere Konsequenz der Störung einer einzelnen Spule ist darüberhinaus eine Störung des Kräftegleichgewichts im Spulenverbund. Im Normalbetrieb können die Zentripetalkräfte einer Spule die Höhe von mehreren tausend Tonnen erreichen. Diesen können sich im Falle ungleicher Ströme in den Toroidalfeldspulen Kräfte in Richtung der Spulenachse überlagern, die im ungünstigsten Fall von ähnlicher Größenordnung sind. Die Zeitskala, auf der derartige Störfälle ablaufen, erlaubt im allgemeinen eine sichere Entladung des Spulenstromes, bevor die Kräfte ihre volle Höhe erreichen. Nur bei einem Versagen der tangentialen Abstützungen ist deshalb mit schwerwiegenden Folgen zu rechnen, wozu u.U. eine mechanische Beschädigung von empfindlichen Komponenten bzw. von Rohrleitungen an der Peripherie des Reaktors gehört.

7.3.3.2 Chemische Energie des Kühlmittels

Bei der Verwendung flüssiger Alkalimetalle, wie Lithium, Natrium oder Kalium, als Kühlmittel besteht die potentielle Gefahr von chemischen Reaktionen bei Kontakt mit Luft oder Wasser. Der Gefahr eines solchen Störfalles, bei dem gleichzeitig größere Mengen von Tritium freigesetzt werden könnten, wird im allgemeinen dadurch begegnet, daß man zumindest den primären Kühlkreislauf in Räumen unterbringt, die unter einer Inertgasatmosphäre stehen; als Maßnahme zum Schutz gegen Reaktionen mit Wasser wird üblicherweise ein Zwischenkreislauf zwischen Primär- und Dampfkreislauf vorgesehen, in welchem die Tritiumkonzentration weit niedriger ist. Für den Zwischenkreislauf bzw. für den primären Kaliumkreislauf bei indirekter Kühlung bleibt die Gefahr natürlich bestehen.

Beim Austritt eines Flüssigmetalles in die Atmosphäre ist mit der Entwicklung eines Alkalimetallbrandes zu rechnen, wobei toxische und darüberhinaus äußerst korrosive Reaktionsprodukte gebildet werden. Die Gefahr eines solchen Störfalles ist jedoch gering, da diese Kühlmittel nur unter geringem Druck stehen und damit nur eine mäßige Belastung für das Konstruktionsmaterial bedeuten.

Alkalimetall-Wasser-Reaktionen sind am wahrscheinlichsten als Folge von Dampferzeugerlecks, die jedoch nach dem heutigen Stand der Technik sicher detektiert und beherrscht werden. Wie die Erfahrung zeigt [7.32], macht ein solcher Störfall, wenn er nicht rechtzeitig erkannt wird, zwar u.U. eine vorübergehende Stilllegung der Anlage oder zumindest eines Teils von ihr, notwendig. Auswirkungen auf die Umgebung sind jedoch nicht zu befürchten.

7.3.4 Der "Größte Anzunehmende Unfall" (GAU)

Das Wissen um die Unvollständigkeit der Störfallanalyse macht die Definition eines GAU schwierig und sehr fragwürdig. Deshalb haben die meisten Autoren von Reaktorstudien davon Abstand genommen. Lediglich für den Tokamak-Reaktor von Princeton [7.8] und den Reference-Theta-Pinch-Reaktor von Los Alamos [7.7] wurde ein solcher Versuch unternommen. Es darf jedoch nicht übersehen werden, daß diese Definitionen vorläufig sind, ihre Tragfähigkeit muß erst durch weitere detaillierte Studien und durch eine Reihe noch zu erarbeitendes Erfahrungsmaterial unter Beweis gestellt werden.

Die bisherigen Untersuchungen der Sicherheitsmerkmale von Fusionskraftwerken haben immerhin die Ansicht erhärtet, daß der GAU mit einer Freisetzung einer größeren Menge von Tritium zu identifizieren ist. Demgegenüber erscheint die Freisetzung fester radioaktiver Stoffe, die durch ein weit höheres radiologisches Gefährdungspotential gekennzeichnet sind, extrem unwahrscheinlich.

Beim PPPL-Reaktor [7.8] ging man davon aus, daß der GAU mit der Freisetzung des größtmöglichen Teilinventars an Tritium gleichzusetzen ist. Wie Tabelle 7.1 zeigt, ist dies das Inventar des Brennstoffkreislaufs einschließlich des Speichers mit insgesamt ca. 2.7 kg oder 27 MCi. Als auslösende Ursache wurde ein Feuer angenommen, welches den Tritiumspeicher (Metallhydridspeicher) zerstört. Trotz einer Inertgasatmosphäre in der 100 m³ großen Tritiumzelle wurde eine Explosion für möglich gehalten, welche

die Wandungen der Zelle zerstört und damit dem Tritium den Weg ins Sicherheitscontainment freigibt. Hält das druckfeste Containment der Belastung stand, so ist aufgrund der Leckage von 0.1 %/d mit folgenden integrierten Dosen am Zaun der Anlage zu rechnen:

1.25	rem	über	2 Stunden
5.0	rem	über	8 Stunden
7.4	rem	über	24 Stunden

Diese Dosiswerte setzen voraus, daß eine Reinigung der Containment-Atmosphäre unmöglich ist. Eine integrierte Dosis von 29 rem würde auftreten, wenn das gesamte Tritium während 8 Stunden über einen 100 m hohen Kamin abgegeben würde. Eine Freisetzung am Boden über den gleichen Zeitraum hätte eine Dosis von 15.000 rem zur Folge. Dies würde jedoch auch ein Bersten des Sicherheitscontainments voraussetzen.

In der RTPR-Studie [7.7] wurde die Freisetzung des Lithiums und des darin enthaltenen Tritiums (= 460 g bzw. 4.6 MCi) als wahrscheinlicher angesehen. Dabei wurde davon ausgegangen, daß durch einen über längere Zeit andauernden Lithiumbrand das Tritium als gasförmiges HT oder HTO unter Berücksichtigung der atmosphärischen Ausbreitungsbedingungen in einer unendlich ausgedehnten Wolke verteilt wird, deren "effektive Höhe" zu 50 m über dem Erdboden angenommen wird. Aus diesen Annahmen resultiert sodann eine Ganzkörperdosis von 7.6 rem über einen Zeitraum von 3 Tagen. Es wird im übrigen davon ausgegangen, daß der Brennstoffkreislauf und der Tritiumspeicher, die zusammen ca. 3.35 kg Tritium enthalten, gegen das Feuer sicher geschützt werden können.

Diese beiden punktuellen Beispiele zeigen bereits, daß die Ausgangsbasis für die Definition des GAU und die Beurteilung der Eintrittswahrscheinlichkeit bestimmter Störfälle recht unterschiedlich sein kann. Übereinstimmung kann jedoch zum heutigen Zeitpunkt, abgesehen von der Unterschiedlichkeit der zugrundeliegenden Entwürfe selbst, nicht erwartet werden. Es wird ein langer Prozeß der Ausarbeitung detaillierter Entwürfe und deren eingehender Analyse notwendig sein, um fundierte und zuverlässige Aussagen über den GAU machen zu können.

8. Umweltbeeinträchtigungen

Die Tatsache, daß ein Fusionskraftwerk ein nukleares Kraftwerk mit thermischer Energieumwandlung sein wird, legt die spezifischen Arten der Umweltbeeinträchtigung fest. Wie bei jedem anderen thermischen Kraftwerk existiert das Problem der Abwärme, wie bei jedem nuklearen Kraftwerk ist mit einer gewissen radiologischen Belastung zu rechnen; darüberhinaus ist das Problem der Beseitigung und Lagerung radioaktiver Abfälle von Bedeutung.

8.1 Thermische Belastung

Bei jedem thermischen Kraftwerk fällt Abwärme auf einem niedrigen Temperaturniveau an. Der relative Anteil der Abwärme an der gesamten thermischen Leistung hängt ab vom Wirkungsgrad der Anlage, die absolute Höhe von der tatsächlichen Höhe der Leistung.

Die Wärmekreisprozesse, welche für Fusionskraftwerke heute diskutiert werden, schließen an das Potential fortgeschrittener Kernspaltungsreaktor-Kraftwerke an, wobei letztlich die Wärme an einen konventionellen Wasserdampfprozeß übertragen wird. Dieser setzt durch technische Fakten bestimmte Grenzen für den thermischen Wirkungsgrad im Bereich von 30 - 40 %. Typische Beispiele hierfür sind der UWMAK-I Reaktor [8.1] sowie der RTPR [8.2]. Auch die Anwendung der Gaskühlung im Zusammenwirken mit einem Dampfprozeß, wie beim PPPL-Entwurf [8.3] angewandt, liefert keine höheren Werte. Erst der Einsatz eines Helium-Direktkreislaufs mit Heliumturbine eröffnet den Bereich zwischen 40 und 45 %. Wirkungsgrade oberhalb 45 % bis ca. 55 % sind nur erreichbar durch den Einsatz von "topping cycles", wie sie z.B. mit dem Kaliumdampfprozeß für den ORNL-Reaktor [8.4] bzw. als Alternativlösung für den RTPR [8.2] angegeben wurden. Das Problem der Abwärme bleibt also auch für Fusionskraftwerke bestehen und kann lediglich durch ihre Nutzbarmachung, z.B. in Form von Heizwärme, gemildert werden. Eine Entwicklung in Richtung auf den Hochtemperatur-Helium-Direktkreislauf eröffnet jedoch auch für das Fusions-

kraftwerk den Bereich der Prozeßwärme-Erzeugung. Vorschläge in dieser Richtung wurden bereits mehrfach unterbreitet, z.B.[8.5].

Neben dem thermischen Wirkungsgrad bestimmt die absolute Höhe der Blockleistung die punktuell am Kraftwerksort abgegebene Abwärme. Vorläufige Abschätzungen hatten eine Einheitenleistung von ca. 5000 MWth als optimale Größe für ein Fusionskraftwerk erscheinen lassen, welches nach dem Tokamak-Prinzip arbeitet. Diese Zahl erscheint deshalb immer wieder als Auslegungsbasis für Referenzentwürfe. Zusammen mit den obengenannten Wirkungsgraden bedeutet dies eine punktuell abzugebende Wärmeleistung von 2250 bis 3250 MW. Kleinere Anlagen erscheinen zwar möglich [8.4] aber nach der gegenwärtigen Auffassung unwirtschaftlich. Genauere Aussagen werden jedoch erst ausführliche Systemanalysen liefern.

8.2 Radiologische Belastung

Eine gewisse radiologische Belastung in der Umgebung von Fusionskraftwerken ist unvermeidlich. Sie ist ausschließlich mit der Benutzung von Tritium als Brennstoff verbunden.

8.2.1 Belastung im Normalbetrieb

Die heute existierenden Reaktorentwürfe sind so angelegt, daß der Tritiumausstoß in seiner Höhe mit dem heutiger Kernkraftwerke vergleichbar ist und liegt im Bereich um 10 Ci/d. Die Ursachen für Tritiumverluste sind im wesentlichen Leckageverluste aus den Spülgas- bzw. Schutzgassystemen und ihren zugehörigen Gasreinigungsanlagen in die Atmosphäre des Reaktorgebäudes und Permeationsverluste durch die verschiedenen Kühlkreisläufe bis in den Dampfkreislauf.

Die Leckageverluste werden heute mit ungefähr 2 Ci/d beziffert [8.3], nach [8.2] sollte jedoch die Möglichkeit bestehen, sie auf 0.01 Ci/d bis 0.1 Ci/d zu reduzieren. Diese Tritiummengen werden üblicherweise über den Abgaskamin ausgestoßen.

Ein größeres Problem stellen die Verluste in dem Dampfkreislauf dar, die unterschiedlich mit 1-6 Ci/d angegeben werden. In [8.3] wurden verschiedene Strategien untersucht, um die optimale Methode zu finden, diese Tritiumverluste zu beseitigen. Läßt man das Tritium sich im Dampfkreislauf sammeln, so erreicht die Aktivität im Laufe der Lebenszeit eine Höhe von mehreren kCi. Ein solches Vorgehen erhöht einerseits das Risiko im Falle eines Störfalles und stellt andererseits neue Probleme der Beseitigung bei der Anlagenstillegung. Darüberhinaus erschwert die erhöhte Tritiumkontamination des Dampfkreislaufes die routinemäßig durchzuführenden Inspektions- und Wartungsarbeiten. Man entschloß sich deshalb hier, ebenso beim RTPR [8.2], zu einem täglichen Abblasen von ca. 1.5 % der Dampfmenge über ein in 100 m Höhe gelegenes Ventil. Die daraus resultierende Umgebungsbelastung wurde bei durchschnittlichen Witterungsbedingungen zu etwa 0.25 mrem/a berechnet.

Unter Einbeziehung der Leckageverluste ergibt sich damit eine radiologische Gesamtbelastung durch Tritium im Normalbetrieb von der Größenordnung 0.30 mrem/a in 600 m Entfernung vom Freisetzungsort. Gemessen an den Bestimmungen für die erlaubten Dosisbelastungen für Kernkraftwerke (30 mrem/a) und an der Schwankungsbreite der natürlichen Strahlenbelastung, erscheinen diese Belastungen durchaus vertretbar.

8.2.2 Belastung bei Störfällen

Bei Störfällen können und dürfen nach den Sicherheitsbestimmungen kurzfristig höhere Strahlenbelastungen auftreten. Die bundesdeutschen Richtlinien und die der USA legen übereinstimmend eine Höchstgrenze von 25 rem fest.

Wie bereits mehrfach ausgeführt wurde, ist für ein Fusionskraftwerk heute eine umfassende Störfallanalyse nicht möglich. Deshalb müssen Angaben über Störfallbelastungen, die aus heutigen Reaktorentwürfen resultieren, als vorläufige Abschätzungen betrachtet werden. Einige Beispiele wurden für den PPPL-Reaktor [8.3] angegeben, die jedoch nicht unbedingt repräsentativ für ein Fusions-

kraftwerk im allgemeinen sein müssen. Zur Illustration sind einige charakteristische Werte zusammen mit den sie bewirkenden Ereignissen in Tabelle 8.1 zusammengestellt.

Tab. 8.1 Beispiele für die Radiologische Belastung bei Störfällen [8.3]

Ereignis	Belastung
1) Bruch einer Haupt-Kühlmitteleitung (Helium) + gleichzeitiger Ausfall des Reinigungssystems für die Containment-Atmosphäre	
→ Abgabe über Kamin: prompt	→ 2 rem
über 8 Stunden	→ 80 mrem
über 4 Tage	→ 43 mrem
über 30 Tage	→ 1.2 mrem
2) Bruch einer Dampfleitung im Turbinenhaus	
a) + Absperren der Leitung unmöglich + Bruch des Turbinenhauses	→ 240 mrem
b) Absperren innerhalb 30 sec möglich	→ 4.8 mrem
3) Bruch einer Dampfleitung im Dampferzeugerhaus	
→ Abgabe über Kamin: bei schlechten Wetterbed.	→ 11.2 mrem
bei durchschn. Wetterbed.	→ 0.45 mrem
4) Leitungsbruch im Brutmittel-Aufbereitungssystem + Bruch des Sicherheitscontainments	→ 60 rem
5) Bruch des Tritiumspeichers + Leckage aus Tritiumzelle ins Containment + gleichzeitiger Bruch einer Hauptkühlmittel- leitung	→ 600 rem

Die Angaben in dieser Tabelle lassen erkennen, daß bei glaubhaften Störfällen (Ereignisse 1 - 3) Strahlenbelastungen auftreten, die zum größten Teil weit unterhalb der Toleranzgrenze liegen. Höhere Werte treten nur auf, wenn der Bruch des Sicherheitscontainments (Ereignis 4) oder der gleichzeitige Eintritt zweier voneinander unabhängiger Störfälle (Ereignis 5) vorausgesetzt wird. Derart unwahrscheinliche Ereignisse müssen sicher als unglaublich eingestuft werden.

8.3 Radioaktive Abfälle

Im Fusionskraftwerk werden bei der Energiefreisetzung selbst keine radioaktiven Abfallprodukte produziert. Sie entstehen erst bei der Umsetzung der kinetischen Energie der Fusionsneutronen in Wärme. Als radioaktive Materialien, die als Abfälle betrachtet werden müssen, kommen vor allem die Strukturwerkstoffe des Blankets und nur in besonderen Einzelfällen Brutmaterialien (Flibe) bzw. das Material von Magnetspulen (Kupfer beim RTPR) in Betracht. Sämtliche hier genannten Materialien sind bei Raumtemperatur fest. Das Brutmaterial Flibe bezieht den Hauptanteil seiner Aktivität aus Fluor. Diese klingt jedoch nach Ende der Bestrahlung so rasch ab, daß eine spezielle Lagerung überflüssig ist. Somit konzentriert sich das Problem der Beseitigung und eventuellen Endlagerung radioaktiver Abfallprodukte allein auf feste metallische Konstruktionsmaterialien.

Nach dem Rhythmus, in dem Abfallstoffe im Fusionskraftwerk anfallen, kann man drei Kategorien unterscheiden.

- Laufender Anfall während des Betriebs. Hierzu gehören die in den Filtern des Brennstoffkreislaufs und der Brut- bzw. Kühlmittelaufbereitungsanlage anfallenden Mengen an Erosions- und Korrosionsprodukten. Für den UWMAK-I-Reaktor [8.1] werden diese Mengen zu insgesamt 2.75 t/a abgeschätzt.
- Diskontinuierlicher Anfall im Laufe der Betriebszeit. Hierzu gehören in erster Linie Bauteile des Blankets (Moduln), welche nach einer gewissen Betriebszeit ausgewechselt werden müssen.

Für den UWMAK-I-Reaktor [8.1] wurde die Standzeit zu etwa 2 Jahren abgeschätzt. Daraus ergibt sich eine durchschnittliche Abfallmenge von ca. 250 t/a. Bei der zusätzlichen Auswechslung des für diesen Reaktor spezifischen Reflektors kommen nochmals ca. 500 t/a hinzu.

- Anfall bei Stilllegung der Anlage. Neben den bereits erwähnten Abfällen kommen zu diesem Zeitpunkt zusätzlich weitere aktivierte Komponenten, z.B. Abschirmwerkstoffe und ggf. Spulenwerkstoffe, hinzu.

Die charakteristischen Eigenschaften dieser Abfallprodukte (feste metallische Werkstoffe mit relativ geringer Nachwärmeentwicklung) lassen eine problemlose Lagerung am Kraftwerksstandort als durchaus möglich erscheinen. Der Raumbedarf, der für die obengenannten Mengen etwa $100 \text{ m}^3/\text{a}$ beträgt, ist relativ bescheiden, eine Konzentration ist weder möglich noch notwendig. Da es sich um metallische Abfallprodukte handelt, die einen relativ hohen Schmelzpunkt und eine hohe Korrosionsbeständigkeit besitzen, ist ein hohes Maß an Sicherheit bei der Lagerung von vornherein gewährleistet.

Je nach der Art des verwendeten Materials ist allerdings u.U. eine langfristige Lagerung notwendig. Dies gilt insbesondere für Nioblegierungen, jedoch auch für Stähle und Nickelbasislegierungen. Für Aluminium-Werkstoffe und möglicherweise auch für Legierungen auf Vanadiumbasis unter der Voraussetzung, daß es gelingt, das Basismaterial hochrein zu produzieren, sind die Lagerzeiten weitaus niedriger. Daher kann man für diese Materialien sogar die Möglichkeit in Betracht ziehen, sie nach angemessener Zeit wieder dem Fertigungsprozeß für neue Komponenten zuzuführen.

Literatur

zu Abschnitt 1

- [1.1] G.H. Miley, H. Towner, N. Ivich: "Fusion cross sections and reactivities", Univ. of Illinois, Report COO-2218-17, 1974.
- [1.2] J.D. Lawson: "Some criteria for a power producing thermonuclear reactor", Proc. Phys. Soc. 70, 6 (1957).

zu Abschnitt 2

- [2.1] Badger, B. et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFD-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).
- [2.2] Schmidt, H.: "Lithiumlagerstätten in der Welt". Kurzbbericht der Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover. September 1973.
- [2.3] Norton, J.J.: "Lithium, cesium, and rubidium - the rare earth alkali metals". In US Mineral Resources, US Geological Survey Prof. Paper 820, 1973.
- [2.4] Hubbert, M.K.: "Energy resources for power production". Paper IAEA-SM-146/1, 1970/71. (Angaben über Lithium-Reserven nach T.L. Kessler, 1960 und 1961).
- [2.5] Cairns, E.J., Cafasso, F.A., und Maroni, V.A.: "A review of the chemical, physical, and thermal properties of lithium that are related to its use in fusion reactors." Proceedings of a Symposium "The Chemistry of Fusion Technology", April 1972, Boston, Mass.
- [2.6] Lidsky, L.M.: "The quest for fusion power". Technology Review, January 1972.

- [2.7] Bauer, H., Metallgesellschaft AG, Frankfurt/M.: Private Mitteilung, September 1973.
- [2.8] United States Atomic Energy Commission (USAEC); Division of Controlled Nuclear Fusion: "Fusion power, an assessment of ultimate potential". WASH-1239, Febr. 1973.
- [2.9] Holdren, J.P.: "Adequacy of lithium supplies as a fusion energy source". Lawrence Livermore Laboratory, University of California: prepared for US Atomic Energy Commission under contract No. W - 7405 - Eng. December 8, 1971.
- [2.10] Engineering and Mining Journal, March 1976.
- [2.11] Gmelins Handbuch der organischen Chemie, Band 20: Lithium.
- [2.12] 1968 Minerals Yearbook, Vol. I, p. 371 (zitiert nach [2.9]).
- [2.13] Wenk, E.: "The physical resources of the ocean". Scientific American, September 1969.
- [2.14] Schultz, H., Budan, H., Kali und Salz AG, Kassel: Private Mitteilung.
- [2.15] Wendt, E., Kerr-Mc Gee Chemical Corp.: Private Mitteilung.
- [2.16] Handbook of Chemistry and Physics, 49th Edition (The Chemical Rubber Company, Cleveland, Ohio, 1968) Seite F-144, Tabelle: The average amounts of the elements in the earth's crust in grams per ton or parts per million. (Reprinted from B. Mason: "Principles of geochemistry", John Wiley & Son, 1952).
- [2.17] Atomwirtschaft, Juni 1974.
- [2.18] Nucleonics Week, June 20, 1974.

- [2.19] BMFT: "Einsatzmöglichkeiten neuer Energiesysteme. Programmstudie 'Sekundärenergiesysteme'", Teil III: Wasserstoff, Bonn 1975.

zu Abschnitt 3

- [3.1] Furth, H.P.: "Tokamak research". Nucl. Fus. 15, 487 (1975).
- [3.2] Wesson, J.A., Sykes, A.: "Toroidal calculations of tokamak stability". Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Tokyo 1, 449 (1974).
- [3.3] Hugil, J.: "Empirical tokamak scaling". 7th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne 1, 7 (1975).
- [3.4] Wesson, J.A.: "Hydromagnetic stability of tokamaks". 7th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Lausanne 2, 102 (1975).
- [3.5] Klüber, O. et al.: "High-density tokamak discharges in the pulsator device with $\beta_p > 1$ ". Nuclear Fusion 15, 1194 (1975).
- [3.6] Parker, R.: "Low and high density operation of Alcator". Bull APS 20 No. 10, 1372 (1975).
- [3.7] Daughney, C.: "Empirical scaling for present ohmically heated tokamaks". Nucl. Fusion 15, 967 (1975).
- [3.8] Dawson, J.M., Furth, H.P., Tenney, F.H.: "Production of thermonuclear power by non-maxwellian ions in a closed magnetic field configuration". Phys. Rev. Let. 26, 1156 (1971).
- [3.9] Furth, H.P., Jassby, D.L.: "Power amplification conditions for fusion-reactor plasmas heated by reacting ion beams". Phys. Rev. Let. 32, 1176 (1974).
- [3.10] Cordey, J.G., Core, W.G.F.: "The three-component toroidal reactor". Nucl. Fus. 15, 710 (1975).

- [3.11] Bodin, H.A.B.: "Confinement of high beta plasma". Pulsed Fusion Reactors, Erice 1974, p. 48.
- [3.12] Gruber, O., Peiry, J.M., Wilhelm, R.: "The Belt-Pinch - a high- β tokamak with non-circular cross-section". IPP 1/156 (1975) und zur Veröffentl. Nucl. Fusion 1976.
- [3.13] Thonemann, P.C. et al.: "Thermonuclear reactors based on mirror machine confinement". CLM-R94 (1969).
- [3.14] Post, R.: "Recent experiments on the 2X IIB mirror machine". 7th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Lausanne 2, 161 (1975).
- [3.15] Budker G.I. et al.: "Plasma confinement in a multi-mirror magnetic field". Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Tokyo 2, 763 (1974).
- [3.16] Gross, R.A.: "Physics of a wall confined fusion system". Nucl. Fus. 15, 729 (1975).
- [3.17] Brandt, B., Braams, C.M.: "The gas blanket concept". 8th SOFT Ccnf. Noordwijkerhout 691, (1974).
- [3.18] Lehnert, B.: "Gas blanket concept". Proc. 3rd Int. Symp. on Toroidal Plasma Confinement, Garching (1973), C1-1 und Nuclear Fusion 8, 173 (1968) u. 11, 485 (1971).
- [3.19] Thiessen, A., Zimmerman, G., Weaver, T., Nuckolls, J., Wood, L.: "Super high density laser fusion CTR". 6th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 2, 227, 1973.
- [3.20] Nuckolls, J.H.: "Status of laser fusion". Bull. APS II, 20, No. 10, 1226 (1975).
- [3.21] Babykin, M.V.: "The investigation on the powerful electron beam application for thermonuclear fusion initiation". 7th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Lausanne 2, 172 (1975).

- [3.22] Clauser, M.J.: "Inertial-confinement fusion using charged-particle beams". Bull. APS, Oct. 1975, p. 1301, 20, 10, 1301 (1975).
- [3.23] Sudan, R.N.: "Application of intense relativistic electron beams to controlled thermonuclear fusion". 6th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Moscow II, 184 (1973).
- [3.24] Brückner, K.A.: "Present status of laser fusion". Vortrag MPI f. Plasmaphysik, Garching, Juni 1976.
- [3.25] Robson, A.E.: "Plasma confinement by megagauss magnetic fields". Annals of the New York Acad. of Sciences 251; 649 (1975).
- [3.26] Spitzer, L.: Phys. Fluids 1, 253 (1958).
- [3.27] Streibl, B.: "Toroidal arrangement of modular cylindrical multipole magnets for producing external rotational transform". 9th SOFT, Garmisch-Partenkirchen, B 2-10, 1976.
- [3.28] Wobig, H., Rehker, S.: "A Stellarator coil system without helical windings". 7th SOFT, Grenoble, p. 345, 1972.
- [3.29] Lortz, D., Nührenberg, J.: wird veröffentlicht in Nuclear Fusion.
- [3.30] WVIIa-Team: IV. IAEA Konferenz, Berchtesgaden 1976, Paper CN 35/D2.
- [3.31] Plasma Theory Section Staff, ORNL: VI. IAEA-Konferenz, Berchtesgaden 1976, Paper CN-35/B 10.
- [3.32] Coensgen, F.H. et al.: "XIIB plasma confinement experiments". VI. IAEA-Konferenz, Berchtesgaden 1976, Paper CN-35/C1.

zu Abschnitt 4

- [4.1] Spitzer, L. et al.: "Problems of the stellarator as a useful power source". U.S. Atomic Energy Commission, Washington, D.C., Bericht NYO-6047, 1954.
- [4.2] Dänner, W.: "Gegenwärtiger Stand der Untersuchungen zu Blanket-Neutronik und -Photonik". Interner Bericht No. 2, IPP - Projekt Systemstudien im Bereich Technologie, Aug. 1975.
- [4.3] Carruthers, R., Davenport, P.A., Mitchell, J.T.D.: "The economic generation of power from thermonuclear fusion", Culham Laboratory, CLM-R85, 1967.
- [4.4] Rose, D.J.: "Engineering feasibility of controlled fusion - a review". Nucl. Fusion 9, 1969.
- [4.5] Carruthers, R.: "Engineering parameters of a fusion reactor". In Proceedings of the Nuclear Fusion Reactors Conference, Culham, September 1969.
- [4.6] Golovin, I.N., Dnestrovsky, Yu.N., Kostomarov, D.P.; "Tokamak as a possible fusion reactor - comparison with other C.T.R. devices". In Proceedings of the Nuclear Fusion Reactors Conference, Culham, Sept. 1969.
- [4.7] Nozawa, M., Steiner, D.: "An assessment of the power balance in fusion reactors". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-4421, Jan. 1974.
- [4.8] Fraas, A.P.: "Conceptual design of the blanket and shield region and related systems for a full scale toroidal fusion reactor". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-3096, 1973.
- [4.9] Badger, B. et al: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design". University of Wisconsin, UWFDM-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).
- [4.10] Badger, B. et al.: "UWMAK-II, a conceptual tokamak power reactor design", University of Wisconsin, UWFDM-112, Okt. 1975.

- [4.11] Badger, B. et al.: "UWMAK-III, a high performance noncircular tokamak power reactor design". University of Wisconsin, UWFD-150, Juni 1976.
- [4.12] Mills, R.G. ed.: "A fusion power plant". Princeton Plasma Physics Laboratory, MATT-1050, Juni 1974.
- [4.13] Sako, K.: "Fusion reactor design problems". Nucl. Fusion Suppl., IAEA, Wien, 1974. S. 27.
- [4.14] Bertolini, E. et al. in "Proceedings of the first topical meeting on the technology of controlled nuclear fusion", USAEC, San Diego, April 1974, Bd. 1, S. 21.
- [4.15] Hancox, R.: "Culham I reactor design". International School of Fusion Reactor Technology, EUR-4999e, Erice 1972, S. 135.
- [4.16] Hancox, R.: noch nicht veröffentlicht.
- [4.17] Stacey, W.M. et al.: "Tokamak experimental power reactor conceptual design". Argonne National Laboratory, ANL/CTR-76-3, Aug. 1976.
- [4.18] Roberts, M. et al.: "Oak Ridge tokamak experimental power reactor studies - 1976". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-5572, 1976.
- [4.19] Baker, C.C. et al.: "Experimental power reactor conceptual design study - final report for the period July 1, 1974 through June 30, 1976". General Atomic Company, GA-; 14000, 1976.
- [4.20] Sako, K. et al.: "Preliminary design of a tokamak experimental fusion reactor". In "Sixth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Berchtesgaden, 1976. Beitrag IAEA-CN-35/I3-1.
- [4.21] Argonne Nat. Lab. und Los Alamos Sci. Lab.: "An engineering design study of a reference theta-pinch reactor (RTFR)". Gemeinsamer Bericht LA-5336 ANL-8019, 1974.

- [4.22] Bodin, H.A.B., James, T.E., Newton, A.A.: "A pulsed fusion reactor based on a toroidal pinch". Proc. Nuclear Fusion Reactor Conf. Culham 1969.
- [4.23] Bodin, H.A.B., James, T.E., Newton, A.A., Rostagni, C.: "Further considerations of the toroidal diffuse pinch reactors". Proc. IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems, 1974.
- [4.24] Moir, R.W.: "Mirror reactor studies", Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-78122, Aug. 1976.
- [4.25] Williams, J. et al.: "A conceptual laser controlled thermonuclear reactor power plant". In "Proceedings of the first topical meeting on the technology of controlled nuclear fusion" USAEC, San Diego, April 1974.
- [4.26] Fraas, A.P.: "The Blascon - an exploding pellet fusion reactor". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-3231, 1971.
- [4.27] Bohn, F.H. et al.: "Some design aspects of inertially confined fusion reactors". In "Fifth Symposium on Engineering Problems of Fusion Research", Princeton University, Nov. 1973, S. 107.

zu Abschnitt 5

- [5.1] Badger, B. et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFD-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).
- [5.2] Argonne Nat. Lab. und Los Alamos Sci. Lab.: "An engineering design study of a reference theta-pinch reactor (RTPR)". Gemeinsamer Bericht LA-5336, ANL-8019, 1974.
- [5.3] Bodin, H.A.B., James, T.E., Newton, A.A., Rostagni, C.: "Further considerations of the toroidal diffuse pinch reactors". Proc. IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems, 1974.
- [5.4] Behrisch, R.: "Fusion - first wall problems" in "Critical materials problems in energy production"; Herausgeber: Ch. Stein, Academic Press, im Druck.

zu Abschnitt 6

- [6.1] Bünde, R.: "Cost structure of electricity from fusion power plants - Review and evaluation of data from literature". Interner Bericht No. 8, Projekt Systemstudien im Bereich Technologie, April 1976.
- [6.2] NUS-531, Guide for economic evaluation of nuclear reactor plant designs. NUS Corporation, Januar 1969.
- [6.3] B. Badger et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFDM-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).
- [6.4] Mills, R.G. (Editor): "A fusion power plant". MATT-1050, Princeton University, August 1974.
- [6.5] Powell, J. et al.: "An evaluation of the technical, economic, and environmental features of a synthetic fuels economy based on fusion reactors". BNL 18430, Brookhaven National Laboratory, November 1973.
- [6.6] 1000 MWe Central Station Power Plants, Investment Cost Study, WASH-1230, June 1972.
- [6.7] Bünde, R.: "Calculation of power production costs for fusion power plants - Method and reference data." Interner Bericht No. 5, Projekt Systemstudien im Bereich Technologie, December 1975.

zu Abschnitt 7

- [7.1] Fraas, A.P.: "A diffusion process for removing tritium from the blanket of a thermonuclear reactor. ORNL-TM-2358 (1968).
- [7.2] Fraas, A.P.: "Comparison of two tritium removal systems designed to minimize contamination of steam systems in full-scale thermonuclear power plants. ORNL-TM-2932 (1970).
- [7.3] Dänner, W.: "Tritium economy and tritium safety of fusion power plants". IPP 4/112 (1974).

- [7.4] Steiner, D.: "Neutronic behaviour of two fusion reactor blanket designs." Proc. of the BNES Nucl. Fus. React. Conf., Culham 1969.
- [7.5] Fraas, A.P.: "Conceptual design of the blanket and shield region and related systems for a full scale toroidal fusion reactor". ORNL-TM-3096.
- [7.6] Badger, B. et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFDM-68 (Vol. I 1974, Vol, II 1975).
- [7.7] Argonne Nat. Lab. and Los Alamos Sci. Lab.: "An engineering design study of a reference theta-pinch reactor (RTPR)". Gemeinsamer Bericht LA-5336, ANL-8019, 1974.
- [7.8] Mills, R.G. (Editor): "A fusion power plant". MATT-1050, Princeton University, August 1974.
- [7.9] Flakus, F.N.: "Fusion Power and the Environment". Atom En. Rev., 13, 2 (1975, 587-614).
- [7.10] Erste Strahlenschutzverordnung vom 24.6.1960, Bundesgesetzblatt I, S. 430; Neufassung vom 22.10.1965, Bundesgesetzblatt I, S. 1653.
- [7.11] Steiner, D.: "The neutron-induced activity and decay power of the niobium structure of a D-T fusion reactor blanket". ORNL-TM-3094 (1970).
- [7.12] Steiner, D.: "The nuclear performance of vanadium as a structural material in fusion reactor blankets". Nucl. Fus. 14 (1974), 33-34.
- [7.13] Dudziak, D.J., Krakowski, R.A.: "Radioactivity induced in a theta-pinch fusion reactor". Nucl. Technol. 25 (1975), 32-55.
- [7.14] Badger, B. et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFDM-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).

- [7.15] Steiner, D.: "The technological requirements for power by fusion". Nucl. Sci. and Eng. 58 (1975) 107-165.
- [7.16] Sako, K. et al.: "Conceptual design of a gas cooled tokamak reactor". IAEA Workshop on Fus. React. Des. Probl., Culham 1974.
- [7.17] Price, W.G., jr.: "Activation and afterheat in a fusion power reactor." MATT-106, 1973.
- [7.18] Nigg, D.W., Davidson, J.N.: "The Induced Activity and Decay Power of the Structure of a Stainless Steel Fusion Reactor Blanket". Proc. 1st Top. Meet. on the Technol. of Contr. Nucl. Fus., San Diego 1974.
- [7.19] Gruber, J.: "The activation of a fusion reactor blanket with low lithium inventory and a vanadium base alloy as structural material". HMI-B202 (1976).
- [7.20] Darvas, J.: "A blanket design with low lithium and tritium inventories". IAEA Workshop on Fus. React. Des. Probl., Culham 1974, Nucl. Fus. Suppl.
- [7.21] Powell, J.R. et al.: "Minimum activity blankets for commercial and experimental power reactors". IAEA Workshop on Fus. React. Des. Probl., Culham 1974.
- [7.22] Powell, J.R. (Ed.): "Preliminary reference design of a fusion reactor blanket exhibiting very low residual radioactivity". BNL 19565 (1974).
- [7.23] Conn, R.W., Sung, T.Y., Abdou, M.A.: "Comparative study of radioactivity and afterheat in several fusion reactor blanket designs". Nucl. Technol. 26 (1975), 391-399.
- [7.24] Lee, J.D.: "Geometry and heterogeneous effects on the neutronics performance of a yin-yang mirror reactor blanket". UCRL-75141 (1973).
- [7.25] Bünde, R. et al.: "Aspekte der Energieversorgung mit Fusionsreaktoren". IPP V1/1 (1974).

- [7.26] Verschuur, K.A., Brockmann, H.: "Neutronic and photonic studies on fusion reactor blankets with low lithium and tritium inventories". JÜL-1261; RCN-236 (1975).
- [7.27] Schreiter, W.: Seltene Metalle, Bd. I-III; VEB Deutsch. Verl. f. Grundstoffind., Leipzig 1961.
- [7.28] Sax, N.J.: "Dangerous properties of industrial materials". Reinhold Putt Corp., New York, 1960.
- [7.29] Hausner, H.H.: Modern Materials, Vol. I-III, Academic Press, New York, London 1962.
- [7.30] Kulcinski, G.L.: "Table of current operating parameters of tokamak reactors". IAEA Workshop on Fus. React. Res. Probl., Culham 1974, Nucl. Fus., Spec. Suppl. 1974.
- [7.31] Weichselgartner, H: persönliche Mitteilung.
- [7.32] Marth, W.: "KNK power plant achievements and future programs". Proc. 1976 ASME-ANS Intern. Conf. on Adv. Nucl. Eng. Syst., Pittsburgh, USA, 14.-17. März 1976 (Veröffentlichung in Vorbereitung).

zu Abschnitt 8

- [8.1] Badger, B. et al.: "UWMAK-I, a Wisconsin toroidal fusion reactor design", Univ. of Wisconsin, Report UWFD-68 (Vol. I 1974, Vol. II 1975).
- [8.2] Argonne Nat. Lab. und Los Alamos Sci. Lab.: "An engineering design study of a reference theta-pinch reactor (RTPR)", gemeinsamer Bericht LG-5336 ANL-8019, 1974.
- [8.3] Mills, R.G. (Editor): "A fusion power plant". MATT-1050, Princeton University, August 1974.
- [8.4] Fraas, A.P.: "Conceptual design of the blanket and shield region and related systems for a full scale toroidal fusion reactor". ORNL-TM-3096.

- [8.5] Steinberg, M., Beller, M., Powell, J.R.: "A survey of applications of fusion power technology to the chemical and material processing industry". BNL 18866 (1974).