

β -GRENZEN IM TOKAMAK

D. Biskamp, O. Gruber, A. Knobloch, F. Wagner, H. Wobig

IPP 6/248

Feb. 1985



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

β -GRENZEN IM TOKAMAK

D. Biskamp, O. Gruber, A. Knobloch, F. Wagner, H. Wobig

IPP 6/248

Feb. 1985

Abstrakt

Der vorliegende Text ist der Abschlussbericht des Ad-hoc Ausschusses, der von der WL im Anschluss an die IAEA Tagung in London beauftragt wurde, eine Übersicht über die gegenwärtige Situation der β -Grenzen im Tokamak zu geben.

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.

Schwierigkeiten, ein Tokamakplasma mit dem für einen ökonomischen Fusionsreaktor erforderlichen β zu erzeugen, wurden seit langem vorausgesagt. Das Problem fand jedoch zunächst relativ wenig Beachtung, solange Tokamaks mangels wirkungsvoller Zusatzheizung unterhalb aller potentieller β -Grenzen operierten und Einschlussprobleme dominierten. Erst in den letzten Jahren, seitdem vor allem Neutralinjektion mit Leistungen von mehreren MW zur Verfügung steht, können β -Werte im Prozentbereich erreicht werden. Hier findet man nun in der Tat ziemlich scharfe β -Grenzen, die mit den in der letzten Zeit wesentlich verfeinerten theoretischen Vorhersagen gut übereinstimmen. Diese theoretischen β -Grenzen ergeben sich aus MHD Stabilitätsrechnungen und sollten daher ziemlich allgemeine Gültigkeit haben, unabhängig von speziellen Plasmaeigenschaften wie zum Beispiel dem Grad der Stossfreiheit oder speziellen Transportprozessen. Da andererseits aus der grossen Zahl der β -Experimente keines bekannt ist, das diesen Voraussagen widerspricht, muss man diese (und ihre Konsequenzen für die Tokamaklinie) ziemlich ernst nehmen, bei aller Skepsis bezüglich der "Endgültigkeit" experimenteller Befunde oder theoretischer Ergebnisse in der Fusionsforschung und angemessenem Optimismus bezüglich sich weiter verfeinernder Experimentierkunst.

Der vorliegende Bericht soll die gegenwärtige Situation beleuchten und einige Empfehlungen geben. Die Gliederung ist wie folgt:

I.) Experimentelle β -Grenzen in Tokamaks	3
a) Übersicht	
b) MHD-Untersuchungen an hoch- β -Plasmen	
II.) Theorie der β -Grenzen in Tokamaks	7
III.) Konsequenzen für die Tokamakreaktorlinie	10
a) β -Effekte bei INTOR	
b) β -Beschränkung am Beispiel von STARFIRE	
c) Zur Reaktorrelevanz des sog. Bohnenquerschnitts	
IV.) β -Grenzen im Stellarator	14
V.) Empfehlungen für das IPP Tokamak-Programm	16
a) Experimentierprogramm an ASDEX	
b) β -Erhöhung in ASDEX und ASDEX-UP	
VI.) Schlussbemerkungen	20
Literaturverzeichnis	22
Abbildungen 1-7	

I. Experimentelle β -Grenzen in Tokamaks

a) Übersicht

In allen Tokamak-Experimenten, die mittels ausreichender Heizleistung den entsprechenden Parameterbereich bisher erreichen konnten, wurde eine Operationsgrenze für den volumengemittelten β -Wert gefunden, die im wesentlichen vom Einschlussregime (L,H,Z-Mode) und vom Stossparameter unabhängig ist,

$$\beta(\%) = \frac{\int p dV / V}{B_t^2 / 2\mu_0} = (2.8 - 3.5) \frac{I}{aB_t} \quad (MA, m, T) \quad (1)$$

Diese β -Grenze zeigt sich teils als eine disruptive ("harte") Grenze, teils als eine Einschlussverschlechterung ("weiche Grenze"), wobei β als Funktion der Heizleistung entweder allmählich in die Sättigung abbiegt (L-Mode) oder ziemlich abrupt sättigt (H-Mode). Die harte Grenze tritt vor allem bei kleinen q -Werten auf. Die Skalierung $\beta_{max} \sim I/aB_t$ wurde auch durch Parametervariation an ein und derselben Maschine (ASDEX, PDX, D III) bestätigt. Insgesamt gilt die Grenze (1) für einen recht weiten Bereich von experimentellen Parametern: $q_s = 2 - 7$, $a = 0.06 - 0.42m$, $b/a = 0.9 - 1.6$, $\beta_p = 0.7 - 3.5$, $A = 3.3 - 5.0$, wobei I/aB_t zwischen 0.2 und 1.5 variierte (s. Tabelle 1).

Die Heizmethode war mit Ausnahme der ECR-Heizung an TOSCA ausschliesslich Neutralinjektion. Hierbei ergeben sich je nach Injektionswinkel Unterschiede zwischen den aus den Gleichgewichts-Vertikalfeldern und den diamagnetischen Flussmessungen abgeleiteten β -Werten, die durch eine von den schnellen beam-Ionen und der Plasmarotation hervorgerufene anisotrope Ionenverteilung erklärt werden kann. Von den gemessenen Dichte- und Temperaturprofilen abgeleitete β -Werte stehen für Entladungen nahe den β -Grenzen praktisch nicht zur Verfügung.

Die oben genannten β -Werte sind die maximalen β -Werte während einer Entladung. β fällt jedoch in den nicht durch Disruptionen beeinträchtigten Entladungen nach Erreichen des maximalen β -Wertes mit einer Zeitkonstante von 1 s ab /1/. Die maximalen β -Werte können von der Stromdichteverteilung abhängen, die sich erst auf einer resistiven Zeitskala auf die breiteren H-Temperaturprofile einstellen können. Hinweise auf eine β -Abnahme mit breiter werdendem Stromdichteprofil ergeben sich aus den MHD-Rechnungen von Degtyarev et al. /20/ und aus Experimenten mit Stromvariation während der Injektionsphase /1/.

Schreibt man obige β -Grenze in $\beta = (2.8 - 3.5)(1 + \kappa^2) 2.5/Aq_a$ um, so ergibt sich bei festem Aspektverhältnis A und Elongation κ eine inverse Abhängigkeit von $q_a = 2.5 (1 + \kappa^2) aB_t/AI$. Experimente bei DIII zeigten, dass in Divertor-Entladungen nur q_a -Werte > 2.5 erreichbar sind, während Limiterentladungen $q_a < 1.5$ und entsprechend höhere β -Werte ermöglichten /6/. PDX-Experimente mit poloidalem Limiter erlaubten sowohl in Limiter- als auch in Divertor-Entladungen $q_a < 2$ Betrieb /10/. Mit toroidalem Limiter waren nur höhere q_a -Werte möglich /11/. Inwieweit der niedrig- q Betrieb ebenso wie die ELM-freie H-Mode /1/ mit Wandstabilisierung durch poloidale Strukturen erleichtert wird, muss noch experimentell untersucht werden. Erwähnenswert ist, dass für die empirische Konstante in der β -Skalierung keine q -Abhängigkeit gefunden wurde, in gewissem Gegensatz zu theoretischen Rechnungen /20/, s. II.

Bohnenförmige Plasmen erlauben bei festgehaltenem q_s -Wert am Plasmarand wesentlich höhere toroidale Ströme als kreisförmige Plasmen mit gleichem Plasmaquerschnitt und, entsprechend der obigen Skalierung, höhere β -Grenzwerte. Im PBX-Experiment wurden bereits β -Werte von 5 % erreicht, verglichen mit 3 % für kreisförmige Plasmen bei gleichem toroidalem Magnetfeld von 9 kG /3/.

Interessanterweise wurde in den stosswellengeheizten Belt-Pinch IIa Experimenten mit Elongationen $b/a = 5 - 8$ gefunden, dass $\beta = (2.5 - 4.5) I/aB_t$, wobei der Parameterbereich von I/aB_t wesentlich erweitert wird (2 - 15) und β -Werte bis 60% erreicht wurden /12/. Allerdings dürften hier wegen der grossen Gyroradius der Ionen $\rho_i/a \sim 0.2$ MHD-Moden mit kürzeren Wellenlängen ($n > 3$) stabilisiert sein.

Tabelle 1

Experiment	$a[m]$	$B_t[T]$	$I[MA]$	$\beta[\%]/\frac{I}{aB_t}$	Lit.
ASDEX	0.4	1.5-2.6	0.2-0.48	≤ 3.5	/1/
PDX / PBX	0.4	0.9-2.2	0.3-0.46	≤ 3.5	/2,3/
DIII	0.4	0.6-2.5	0.3-0.8	≤ 3.5	/4,5,6/
ISX-B	0.26	0.9-1.5	0.2-0.4	≤ 2.7	/7/
T11	0.2	0.87	0.1	≤ 3.5	/8/
TOSCA	0.06	0.5	0.005-0.01	≤ 2.9	/9/
CLEO	0.13	0.5	< 0.018	≤ 2.0	/9/

b) MHD-Verhalten in hoch- β -Plasmen

Für die Bewertung der Frage, ob die theoretischen Stabilitätsgrenzen für ideale kink und ballooning Moden durch die experimentell beobachteten β -Grenzen belegt sind, sind MHD-Fluktuationsmessungen von grosser Bedeutung. Die Uebereinstimmung der β -Grenzen in Absolutwert und Skalierung, s. II., mag allein noch nicht als Beweis ausreichen, wenn man bedenkt, dass β -Untersuchungen aufgrund begrenzter Heizleistung mit niedrig q_a -Entladungen durchgeführt werden, also in der Nähe disruptiver Operationsgrenzen der Maschinen bereits bei niedrig- β . Leider erlauben die vorliegenden MHD-Messungen noch keine Aussage zu der Frage, inwieweit das Plasmaverhalten an der β -Grenze von ballooning oder kink Moden bestimmt ist. Im folgenden werden die wichtigsten Beobachtungsergebnisse kurz geschildert.

Bei Zusatzheizung und erhöhtem β bestimmt die $n = 1$ Mode das MHD-Verhalten des Plasmas entweder - wie im ohmschen Fall - als Vorläufer zum Sägezahn oder als kontinuierliche Oszillation. Die kontinuierliche $n = 1, m = 1$ Mode, die bei JFT2 als resistive innere Mode bestimmt wurde /13/, ist besonders bei Divertorentladungen sowohl im L- und im H-Regime dominant. Einzeluntersuchungen sowie B_t -Scans des globalen Energieeinschlusses zeigen aber, dass diese Moden keinen Einfluss auf den Einschluss nehmen.

Bei erhöhter Heizleistung treten zusätzliche transiente MHD-Vorgänge auf, die als fishbones /14/ und ELMs (edge localized mode) /1/ bezeichnet werden. Fishbones haben eine verkoppelte $n = 1, m \geq 1$ -Struktur, die besonders in PDX während der Injektionsphase beobachtet wurden. Aufgrund der senkrechten Injektionsgeometrie kommt es dort zu einer Resonanz der injizierten Ionen und der $n = 1$ Mode, die zu Verlusten an schnellen Ionen und damit zu einer Begrenzung der Heizleistung führt. Fishbones treten bei PDX für $\beta_t q_a \geq 5.5$ % auf. In diesem Zusammenhang ist es von Bedeutung, dass bei PDX mit bohnenförmigem Plasma nach wie vor fishbone Aktivität beobachtet wird, obwohl die interne $n = 1$ Mode bei der erzielten Indentation von 0.15 stabil sein sollte /3/.

ELMs sind Vorgänge, die in der H-Phase von Divertorentladungen beobachtet werden, charakteristisch für die spezielle Magnetfeldtopologie am Plasmarand sind und von den lokalen steilen Stromdichte- und Druckgradienten getrieben werden. Sowohl fishbones wie ELMs beeinflussen den effektiven Plasmaeinschluss und bestimmen den Verlauf von β bei Annäherung an die β -Grenze. Beide scheinen aber nicht verantwortlich zu sein für die Existenz einer β -Grenze.

Die Untersuchung von MHD-Vorgängen bei hohem β konzentrierte sich durch die

Vorgabe der Theorie auf ideale ballooning und kink Moden. Es existieren keine klaren Vorstellungen darüber, wie sich diese Moden in der Beobachtung dokumentieren und welchen spezifischen Einfluss sie auf die β -Variation nehmen sollten. Als Arbeitshypothesen gelten:

- β -Grenzen, die sich durch Disruptionen ergeben, werden mit kink Moden assoziiert;
- schnelle Vorgänge auf der Zeitskala $< 100 \mu\text{sec}$ gelten als ideal im Gegensatz zu resistiven Abläufen;
- weiche β -Grenzen (Leistungserhöhung führt zu keiner weiteren β -Erhöhung) werden mit resistiven Vorgängen z.B. resistiven ballooning Moden assoziiert;
- Fluktuationen mit dem Aktivitätsschwerpunkt auf der äusseren Plasmaseite oder solche mit hohen Modenzahlen werden als ballooning Moden identifiziert. In vereinzelt Fällen liegen Stabilitätsanalysen experimenteller Plasmaprofile vor.

In der hoch- β Phase gibt es folgende Einzelbeobachtungen:

- Bei PDX werden hochfrequente ($\sim 100\text{kHz}$) Fluktuationen beobachtet, die manchmal Vorläufer zu fishbones sind /15/. Ihre Struktur ist $n = m = 2 - 6$; sie sind an der $q = 1$ -Fläche lokalisiert. Stabilitätsrechnungen zeigen, dass aufgrund der niedrigen Verscherung Moden mit ballooning Charakter dort auftreten können. Moden mit $3 \leq n \leq 5$ und $m \geq 5$, die nicht in allen Fällen an der $q = 1$ Fläche lokalisiert sind, werden an D III beobachtet /6/. Sie treten in hoch- β -Plasmen auf, verursachen allerdings nicht die hoch- β Disruptionen.
- Die hoch- β Disruption bei D III ist häufig mit einer rasch anwachsenden $n = 1$, $m = 2$ Mode verbunden /15/. Noch innerhalb der Periodendauer führt diese Mode zur Disruption. Da diese Mode nur erkennbar ist auf den externen Mirnov-Schleifen aber nicht die zentrale SX-Stahlung moduliert, schliessen die Autoren, dass es sich um eine externe kink Mode handelt. Diese Beobachtung lässt sich allerdings nicht als MHD-Beleg der theoretischen Erwartung eines β -Limits durch kink Instabilitäten verwenden, da dieselben Beobachtungen auch bei ohmschen Plasmen im niedrig- β Bereich gemacht werden.
- Bei PDX /2/ und bei ASDEX ist eine hoch- β Disruption gelegentlich mit einer oszillatorischen $n = 1$, $m = 1$ Mode mit schnell anwachsender Amplitude verbunden. Eine Analyse dieses Vorgangs steht noch aus.

II. Theorie der β -Grenzen im Tokamak

Bei den theoretischen Arbeiten zum Problem der β -Grenzen in Tokamakplasmen handelt es sich um Stabilitätsuntersuchungen im Rahmen der idealen MHD Theorie. Während in der Vergangenheit analytische und numerische Stabilitätsrechnungen in der Regel auf spezielle Gleichgewichtsklassen und auch spezielle Moden beschränkt waren, was naturgemäß zu sehr unterschiedlichen Aussagen über erreichbare β -Werte führte, gibt es seit gut einem Jahr eine Reihe von systematischen Optimierungsrechnungen /16-22/. Die einzige Modenklassifizierung geschieht nach $n \rightarrow \infty$ ballooning Moden, die als die instabilsten internen Moden gelten, und die $n = 1$ Mode bei freiem Plasmarand als dem instabilsten Vertreter der externen kink Moden. Die in diesen Arbeiten vorausgesagten β -Grenzen stimmen recht gut miteinander überein. Sie sind im wesentlichen durch den Plasmastrom I bestimmt und lassen sich für normale D-förmige Plasmaquerschnitte mit Elongation $\kappa \leq 1.6$ und Triangularität $\delta < 0.5$, für die die meisten Rechnungen durchgeführt wurden, in Analogie zu dem experimentellen Befund, Gleichung (1), näherungsweise durch¹

$$\beta_c = \frac{\int p dV}{\int B_t^2 dV / 2\mu_0} = Cg(\psi_s) \frac{I}{aB_t} \quad (2)$$

beschreiben, wo $C \simeq 3$, und $g \simeq 1$ eine schwache Funktion der Plasmaquerschnittsform $\psi_s(R, z) = \text{const}$ ist.

Diese Grenze stimmt offensichtlich gut mit den im I. Abschnitt geschilderten experimentellen Beobachtungen überein, auch wenn die eindeutige Interpretation der Vorgänge an der β -Grenze durch bestimmte MHD Instabilitäten bisher nicht möglich ist. Wenn aber letztere wirklich die β -Grenze bedingen, dann zeigen die Experimente, dass sich bei hinreichend starker Heizleistung im Plasma von selbst (jedenfalls für eine gewisse Zeit) die β -optimalen Druck- und Stromprofile einstellen.

Die β -Optimierung (bei gegebener Plasmaform) der zwei freien Profildfunktionen wird in den genannten Arbeiten unterschiedlich durchgeführt. Entweder durch Parametrisierung dieser Funktionen und Variation der Parameter /17/,/19/, oder durch lokale Optimierung von $p'(\psi)$ bei gegebenem q -Profil, so dass auf jeder Fläche das ballooning-Kriterium marginal erfüllt ist (mit der Zusatzforderung $p' = 0$ auf dem Rand), was einer FCT-Gleichgewichtsfolge entspricht /18/,/20/,/21/. Um zusätzlich Stabilität gegenüber

¹In den theoretischen Arbeiten wird β meistens mit dem volumengemittelten B_t^2 gebildet, während in den experimentellen B_t^2 in der Mitte des Plasmaquerschnitts gewählt wird, s. Gleichung (1). Der Unterschied ist jedoch klein, typischerweise unter 10 %.

externen Kinks zu erreichen, muss dies ballooning-stabile p' -Profil nur im Randbereich herabgesetzt werden, was das erreichbare β etwas reduziert, $\beta_{kink} = 0.8 - 0.9\beta_{ball}$ /20/,/21/. Ballooning Stabilität begünstigt offensichtlich in starkem Masse auch kink Stabilität. Die Methode der lokalen β -Optimierung ist wohl etwas genauer und liefert daher etwas höhere β -Werte. Insgesamt sind jedoch die Unterschiede nicht so gross, dass man von einer weiteren Verfeinerung der Optimierung noch eine nennenswerte Verbesserung erwarten könnte.

Die physikalische Bedeutung der ballooning Moden ist noch unklar. Da ihre Stabilitätsgrenze im allgemeinen einem etwas höheren β entspricht als die der kink Moden, können sie kaum für die weiche β -Grenze in manchen Experimenten verantwortlich sein. Insbesondere kann man ihrer Wirkung nicht die allgemein bei starker Zusatzheizung beobachtete Einschlussverschlechterung zuschreiben, da diese bereits bei Parameterwerten beobachtet wird, die weit unter den (idealen) ballooning Grenzen liegen. Auch resistive Effekte scheinen diese Grenzen nur unwesentlich nach unten zu verschieben /23/.

Der Abstand zwischen dem Plasma und einer leitenden Wand spielt für die Stabilität von externen Moden naturgemäss eine grosse Rolle. Während für grossen Wandabstand $a_w/a \geq 2$ die Relation $\beta_{kink} < \beta_{ball}$ gilt, ergibt sich ein deutlicher stabilisierender Effekt bei dichter am Plasma liegender Wand, $\beta_{kink} \simeq \beta_{ball}$ für $a_w/a = 1.4 - 1.5$ /21/.

Nach Gleichung (2) kann man β vor allem durch einen höheren Plasmastrom verbessern, d.h. durch Erniedrigung von q_s oder durch Vergrösserung der Elongation κ . Der β -Gewinn durch Reduzierung von q_s ist jedoch etwas schwächer, als nach Formel (2) erwartet. Die Stabilitätsrechnungen zeigen nämlich eine gewisse zusätzliche q_s -Abhängigkeit /19-21/, die man als $C(q_s)$ schreiben kann mit $C \sim 2.8$ für $2 < q_s < 3$ und $C \simeq 3.5 - 4$ für $3 < q_s < 4$. Dies bedeutet dass eine Erhöhung des Stromes durch Reduktion von q_s z.B. von 3 auf 2 nicht dieselbe Erhöhung von β bewirkt wie eine Vergrösserung der Elongation von 1 auf 1.4.

Das wirksamste Mittel, um ein deutlich höheres β als in konventionellen Tokamaks zu erreichen, scheint daher eine Vergrösserung von κ auf Werte > 2 zu sein. In diesem Bereich ist g in (2) nicht mehr nahe 1. Nur wenige Untersuchungen wurden bisher in diesem Bereich gemacht /22/, so dass ein allgemeines β -Skalierungsgesetz noch nicht bekannt ist. Wichtig scheint eine hinreichend grosse Triangularität zu sein, also wenigstens D-Form, $\delta \geq 0.3$. Noch höhere β -Werte liefert eine Bohnenform, $\delta \sim 1$, die aber im Reaktor kaum realisierbar ist (s. Abschnitt IIIc). Die in /3/ und /22/ berechneten Konfigurationen mit $\kappa > 2$, z.B. Big Dee mit $\kappa = 2.38$, liefern $\beta \sim 20\%$, aber das dort

gewählte Aspektverhältnis $A < 3$ ist nicht reaktorrelevant. Hinzu kommt das Problem einer reaktorrelevanten Lagestabilisierung.

Es ist oft von dem zweiten Stabilitätsgebiet die Rede, in dem alle β -Wünsche erfüllbar seien, wenn man es nur erreichen könnte. Ein in diesem Zusammenhang diskutiertes Konzept ist, β unter vorübergehender starker Indentierung des Plasmaquerschnitts hochzufahren, um so den instabilen Parameterbereich zu umgehen. Stabilitätsrechnungen /7/ zeigen, dass dies im Prinzip möglich ist, allerdings nur bei Zuhilfenahme kräftiger Wandstabilisierung $a_w/a < 1.4$. Eine weitere Frage ist, wie stabil eigentlich das zweite Stabilitätsgebiet für normale Plasmaquerschnitte ist, in die die indentierte Konfiguration schliesslich relaxieren soll. Vorliegende Rechnungen zeigen nur Stabilität gegen ideale Balloonings, während Kinkstabilität eine dicht am Plasma liegende Wand zu fordern scheint. Darüber hinaus dürfte das gesamte zweite Stabilitätsgebiet instabil gegenüber resistiver Austausch-Moden mit grosser Anwachsrate sein /23/, die auf jeden Fall den Einschluss wesentlich verschlechtern.

III. Konsequenzen für die Tokamakreaktorlinie

a) β -Effekte bei INTOR

Die Auswirkungen der Skalierung $\beta \sim I/aB_t$ werden zur Zeit im Rahmen des INTOR-workshop ausführlich untersucht. Hier sollen nur einige durch vereinfachtes Umskalieren gewonnene Sätze von alternativen Maschinenparametern diskutiert werden, die in Tabelle 2 zusammengefasst sind.

Zielsetzung und Durchsetzbarkeit eines nächsten Entwicklungsschrittes wie INTOR lassen es zweckmässig erscheinen, die erzielbare Neutronenwandbelastung als wichtigen Testparameter und die Reaktorleistung als Mass für den Aufwand nahe bei den gegenwärtigen INTOR-Daten zu halten. Daneben sollten - ebenfalls zur Eingrenzung des Aufwandes - der Plasmastrom und die Abmessungen nicht erheblich ansteigen.

Theoretische und experimentelle Befunde weisen daraufhin, dass zur Unterstützung der von der β -Skalierung geforderten Steigerung des Plasmastromes die Querschnitts-Elongation über $\kappa = 1.6$ hinaus bis etwa 2 erhöht werden könnte (mit zu prüfenden Folgerungen für Vertikalfeld, Kräfte, Lagestabilisierung, Maschinenkonfiguration). Eine geometrie-neutrale β -Erhöhung durch weitere Verringerung von q_a unter 2 erscheint dagegen kaum möglich.

Für die bisherige sog. INTOR-Skalierung der Einschlusszeit - die experimentell nicht bestätigt wird - sowie für eine Einschlusskalierung proportional dem Plasmastrom werden zwei Werte von C/C_0 gewählt, die einer optimistischen und einer realistischen Alternative entsprechen, $C/C_0 = 4/5.1 = 0.8$ und $C/C_0 = 3.5/5.7 = 0.6$. Der Einfluss einer Erhöhung der Induktion im zentralen Solenoid von $\pm 8T$ auf $\pm 10T$ wird gezeigt. Das maximale Toroidalfeld sowie die Dicke der inneren Abschirmung sind konstant wie bei INTOR. Wie Tabelle 2 zeigt, sind die mit $C/C_0 = 0.6$ berechneten Alternativen in allen Fällen ungünstig, entweder ist der Neutronenfluss zu gering oder der Plasmastrom zu hoch. Die aufgeführten Datensätze sind alle für dieselbe Zündsicherheitsmarge wie bei INTOR berechnet. Es lassen sich bei Abweichung von dieser Bedingung auch grössere Maschinenmodelle angeben, bei denen der INTOR-Neutronenfluss erreicht wird um den Preis erheblich grösserer Leistung und wesentlich grösseren Plasmastromes.

Tabelle 2: INTOR-ähnliche Maschinen

a) Alternativen mit $\beta = C \cdot \frac{I}{aB}$ und $\tau \sim na^2 \left(\frac{n\tau}{n_0\tau_0} = 1 \right)$

	$\frac{P}{P_0}$	$\frac{p}{p_0}$	$\frac{I}{I_0}$	$\frac{A}{A_0}$	$\frac{a}{a_0}$	$\frac{R}{R_0}$	$\frac{B}{B_0}$	$\frac{\kappa}{\kappa_0}$	$\frac{\beta}{\beta_0}$	$\frac{q}{q_0}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{\Delta B}{\Delta B_0}$
a1	1.12	0.86	1.22	0.97	1.16	1.12	1.03	1.00	0.82	1	0.8	1.00
a2	1.26	1.18	1.18	1.13	0.89	1.01	1.07	1.25	0.99	1	0.8	1.00
a3	1.07	0.85	1.27	0.91	1.18	1.07	0.98	1.00	0.88	1	0.8	1.25
a4	1.21	1.14	1.23	1.05	0.92	0.96	1.01	1.25	1.06	1	0.8	1.25
a5	1.31	0.71	1.58	0.93	1.40	1.31	1.06	1.00	0.65	1	0.6	1.00
a6	1.46	0.98	1.52	1.09	1.07	1.17	1.10	1.25	0.78	1	0.6	1.00
a7	1.25	0.70	1.65	0.87	1.43	1.25	1.01	1.00	0.69	1	0.6	1.25
a8	1.39	0.97	1.59	1.02	1.09	1.11	1.04	1.25	0.83	1	0.6	1.25

b) Alternativen mit $\beta = C \cdot \frac{I}{aB}$ und $\tau \sim I \left(\frac{n\tau}{n_0\tau_0} = 1 \right)$

	$\frac{P}{P_0}$	$\frac{p}{p_0}$	$\frac{I}{I_0}$	$\frac{A}{A_0}$	$\frac{a}{a_0}$	$\frac{R}{R_0}$	$\frac{B}{B_0}$	$\frac{\kappa}{\kappa_0}$	$\frac{\beta}{\beta_0}$	$\frac{q}{q_0}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{\Delta B}{\Delta B_0}$
b1	1.00	0.82	1.17	0.98	1.12	1.09	1.02	1.00	0.82	1	0.8	1.00
b2	0.73	0.87	0.96	1.17	0.77	0.91	1.04	1.25	0.96	1	0.8	1.00
b3	0.91	0.78	1.20	0.92	1.12	1.03	0.98	1.00	0.87	1	0.8	1.25
b4	0.68	0.83	1.00	1.10	0.79	0.86	0.99	1.25	1.02	1	0.8	1.25
b5	1.02	0.62	1.45	0.94	1.31	1.24	1.05	1.00	0.64	1	0.6	1.00
b6	0.72	0.67	1.18	1.13	0.89	1.01	1.07	1.25	0.75	1	0.6	1.00
b7	0.92	0.60	1.48	0.89	1.31	1.17	1.00	1.00	0.68	1	0.6	1.25
b8	0.66	0.64	1.22	1.06	0.90	0.96	1.01	1.25	0.80	1	0.6	1.25

INTOR-Daten:

Fusionsleistung $P_0 = 620 \text{ MW}$
 Plasmastrom $I_0 = 6.4 \text{ MA}$
 kleiner Radius $a_0 = 1.2 \text{ m}$
 tor. Feld(Achse) $B_0 = 5.4 \text{ T}$
 Beta-Wert $\beta_0 = 5.6(5.0) \%$
 Flussdichtehub $\Delta B_0 = \pm 8 \text{ T}$
 β -Proport.faktor $C_0 = 5.7(5.1)$

Wandbelastung $p_0 = 1.3 \text{ MW/m}^2$
 Aspektverhältn. $A_0 = 4.42$
 grosser Radius $R_0 = 5.3 \text{ m}$
 Elongation $\kappa_0 = 1.6$
 q_a -Wert $q_0 = 2$
 Einschusszeit $\tau_0 = 1.4 \text{ s}$

b) β -Beschränkung am Beispiel von STARFIRE

Die amerikanische Tokamak-Reaktorstudie /24/ geht davon aus, dass in der gewählten Konfiguration $\beta = 6.7\%$ erreicht werden können und kommt damit auf eine Fusionsleistung von 3510 MW. Ein Kostenvergleich ergibt höhere Investitionskosten bezogen auf die Leistung als bei einem herkömmlichen Kernkraftwerk, der Unterschied liegt bei einem Faktor von etwa 1.7. Wendet man auf die STARFIRE-Daten die β -Skalierung proportional I/aB an mit $C = 3.5$, so sinkt die berechnete Leistung (in derselben Konfiguration) auf 753 MW, d.h. um einen Faktor 4.66. Nun enthält STARFIRE eine möglicherweise nutzbare Reserve insoweit, als $q_a = 2.76$ gesetzt wurde. Bei Steigerung des Plasmastromes von 10 MA auf 14 MA wird bei sonst unveränderter Maschine $q = 2$ erreicht und der β -bedingte Reduktionsfaktor sinkt von 4.66 auf 2.45. (Tatsächlich müsste wegen des höheren Stromes die Maschinenkonfiguration geändert werden). Um diesen Faktor 2.45 auszugleichen, wäre statt $C = 3.5$ ein Proportionalitätsfaktor von $C = 5.5$ in der o.g. β -Skalierung erforderlich.

Nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand sind demnach die erreichbaren β -Werte um den Faktor > 1.6 zu klein für die Erreichung einer mit herkömmlichen Kernkraftwerken vergleichbaren wirtschaftlichen Situation. Dabei ist vorausgesetzt, dass die verbesserten β -Werte bei niedrigen q -Werten ($q_a = 2$) erzielt werden.

Bei konsequenter Anwendung der jetzigen β -Skalierung auf einen STARFIRE-artigen Reaktorentwurf resultiert bei etwa denselben Abmessungen eine Maschine mit rund verdoppeltem Plasmastrom.

Im Hinblick auf die sehr frühe Entwicklungsstufe, auf der sich die Fusionsforschung befindet, sind solche Betrachtungen nur orientierender Art. Noch mehr als bei der Bemessung des nächsten Entwicklungsschrittes (z.B. INTOR) können hier Innovationen und eine Änderung der Vergleichsgrundlage nicht ausgeschlossen werden.

Zur Illustration der gegenwärtigen Vergleichssituation kann eine Abbildung aus /25/ dienen (Fig.7), in welcher STARFIRE mit anderen Konzeptentwürfen zusammen dargestellt ist hinsichtlich der direkten Leistungspreise. In erster Annäherung wird man jede β -Verschlechterung gegenüber dem angenommenen Wert in eine β^{-2} -proportionale Verschiebung des STARFIRE-Punktes entlang der gezeigten Kurve übersetzen können.

c) Zur Anwendbarkeit des sog. Bohnenquerschnittes in einem Tokamak-Reaktor

Der sog. Bohnenquerschnitt der Plasmasäule ist ein relativ neues Konzept zur möglichen Steigerung erreichbarer β -Werte. Vorbehaltlich experimenteller Bestätigung wird von einem 2. Stabilitätsbereich gesprochen, der über eine transiente Bohnenform erreichbar sein könnte. Vorläufig liefert hierzu nur PBX Informationen. Der auf der IAEA-Tagung in London 1984 berichtete β -Wert von 3.6% ist bei einer Elongation von 1.7 und bei $q_s = 3.4$ erzielt worden, ohne dass es sich um einen Grenzwert gehandelt hätte. Eine Reaktorextrapolation für eine TFCX-artige Maschine benutzt das extrem kleine Aspektverhältnis 2.5 und eine Elongation von 1.76 bei $q_a = 2$. Dabei resultiert ein Plasmastrom von 10 MA /3/.

1. Bohnenquerschnitt, erzeugt durch eine innenliegende Kupferspule.

- Die Kupferspule muss einen Gesamtstrom von geschätzt $0.3I_p$ führen, d.h. ca. $2 \div 3MA$.
- Die Spule muss, soweit möglich, abgeschirmt (ihre Aktivierung wird trotzdem erheblich sein), keramisch isoliert und in ein vakuumdichtes Gehäuse eingeschlossen werden.
- Sie muss in mindestens zwei Segmente teilbar sein, bei Anpassung an ein Wartungsschema etwa wie bei INTOR z.B. in 12 Segmente. Entsprechend vielfach müssen Stromkontakte, Kühlverbindungen, vakuumdichte Schweissverbindungen vorgesehen werden. Diese alle müssen fernbedienbar sein.
- Die praktikable Stromstärke für die Einspeisung der Spule erfordert zahlreiche Windungen (z.B. $20 \div 40$). Stromkontaktierung vielwinkliger Wicklungen erfordert erheblichen Raum (siehe die Kontaktkonstruktion an den geteilten JET- Poloidalfeldspulen). Im vorliegenden Falle ist mit lokalen Feldstörungen durch die Kontaktierung zu rechnen.
- Stromzuführungen und Kühlleitungen müssen durch die Vakuumwand des Reaktors geführt werden.
- Die transienten Felder der Kupferspule bedeuten eine zusätzliche Belastung für die Auslegung der Toroidalfeldspulen im Bereich der inneren geraden Spulenschenkel.
- Bei Kombination der Bohnenform mit einem poloidalen Divertor bleibt zu prüfen, ob z.B. eine single-O-Divertorkonfiguration gefunden werden kann, die eine praktikable Gestaltung und Wartung der Auffängerelemente erlaubt. Bei stark ausgeprägter Bohnenform rückt die natürliche Divertorkonfiguration in die Ecken oberhalb bzw. unterhalb der

Kupferspule.

- Die Plasma-Lagestabilisierung bei stark ausgeprägtem Bohnenquerschnitt ist erschwert. Voraussichtlich sind (wie bei PBX) passive Stabilisierungselemente zusätzlich in den zu den Bohnenenden benachbarten Gefässecken erforderlich.

- Die Anordnung eines Brutblankets auf der Innenseite wird mit einer innenliegenden Kupferspule nicht verträglich gestaltet werden können: Entweder treibt ein funktionierendes Brutblanket zwischen Spule und Plasma den Abstand Spule-Plasma und damit den Spulenstrom in die Höhe, oder die Kupferspule macht ein ggf. weiter aussen angeordnetes Brutblanket im Bereich ihres Schattens wirkungslos. In beiden Fällen wird der kritisch eingehende Parameter Aspektverhältnis vergrößert.

Insgesamt muss festgestellt werden, dass die Erzeugung eines Bohnenquerschnittes mit Hilfe innenliegender Kupferspule in den jetzigen Reaktorkonzepten kaum realisierbar scheint.

2. Bohnenquerschnitt, erzeugt durch Teile des zentralen Solenoids.

- Eine schwache Bohnenform des Plasmaquerschnittes kann vermutlich durch Konzentration entsprechender Stromanteile etwa in der Mitte des zentralen supraleitenden Solenoids (und Änderung von Spulenströmen im übrigen Poloidalfeldsystem) erzeugt werden. Da der Abstand dieser Zusatzströme vom Plasma relativ gross ist, wird ihre Effizienz gering sein.

- Auch bei dieser Anordnung wird die räumlich-zeitliche Verteilung der Feldschwankungen im Bereich der Toroidalfeldspulen geändert.

- Eine Anpassung der Toroidalfeldspulen-Form an den Bohnenquerschnitt zur Verbesserung der Situation erscheint nicht realistisch.

IV. β -Grenzen im Stellarator

Über die β -Grenzen im nettostromfreien Stellarator gibt es zur Zeit nur wenig Ergebnisse. Die Untersuchung der β -Grenzen im Stellarator war erst möglich, nachdem der stromfreie Zustand etabliert und mit ausreichender Heizleistung aufrechterhalten werden konnte. Im folgenden soll zunächst der Wissenstand über HELIOTRON E und W VII-A kurz geschildert werden.

HELIOTRON E: Maximale Werte von β wurden bei einem Magnetfeld von $B = 0.94$ T erreicht. Dazu wurde ein ECRH - erzeugtes Targetplasma mit Injektionsheizung ($P_{max} = 2.4$ MW) weiter aufgeheizt. Die maximalen Plasmadaten sind $\bar{n} = 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_i = 300 \text{ eV}$, $\bar{\beta} = 2\%$. Wie in den Tokamaks beobachtet man bei Annäherung an die β -Grenze erhöhte MHD Aktivität, insbesondere den Einsatz von Sägezahnoszillationen und minor disruptions.

Nach theoretischen Analysen des MHD-Verhaltens /25-27/ sollte Heliotron E bei $\bar{\beta} = 1 - 2\%$ gegenüber der $n = 1/m = 1$ - Mode instabil werden. Die instabile Mode ist auf die $\tau = 1$ Fläche lokalisiert, was durch die Beobachtung bestätigt wird. Die Rechnungen wurden mit einem spitzen Druckprofil durchgeführt, ein flaches Druckprofil führt zu einer höheren Stabilitätsgrenze. Ob die jetzigen β -Werte durch höhere Heizleistung und Kontrolle des Druckprofils noch gesteigert werden können und wie sich der Plasmaeinschluss an der β -Grenze verhält, darüber gibt es zur Zeit noch keine Aussagen.

W VII-A: Die höchsten β -Werte im W VII-A wurden mit Injektion bei Plasma-Parametern $B = 3.2$ T, $n(0) = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 1 \text{ keV}$ erzielt, $\beta \simeq 0.25\%$ bei $\tau_0 = 0.45$, wobei β von der externen Rotationstransformation abhängt. In den Einschlussminima ($\tau_0 = 0.5, 0.333$) wird β durch erhöhte Verluste limitiert. Stabilitätsrechnungen von Johnson /27/ sagen für W VII-A $\bar{\beta}$ -Grenzen von 0.3 % bei $\tau_0 = 0.45$ und 0.2 % bei $\tau_0 = 0.55$ voraus. Die experimentell erreichten Werte liegen nicht weit von diesen Voraussagen. Es sollte daher auch in W VII-A möglich sein, die theoretischen β -Grenzen zu prüfen.

Voraussagen für zukünftige Experimente

Für ATF wurden mit Hilfe des Princeton Stabilitätscodes Rechnungen durchgeführt, die für das ursprüngliche Konzept eine Grenze von $\bar{\beta} = 2.4\%$ ergaben. Eine Modifikation des Gleichgewichts mit Hilfe externer Zusatzfelder, die für eine konstante Rotationstransformation sorgen, ergibt eine Stabilitätsgrenze von 4.6%. Die Rechnun-

gen basieren auf dem idealen MHD-Modell. Widerstand reduziert die Stabilitätsgrenze nach Nührenberg auf $\bar{\beta} = 1\%$. Für W VII-AS gibt es noch keine Modenanalyse, Stabilitätsrechnungen aufgrund des Mercier-Kriteriums (mit und ohne Widerstand) ergeben auch $\beta \simeq 1\%$.

Gleichgewichte mit helikaler Achse zeigen im geraden Fall sehr hohe Stabilitätsgrenzen bis zu $\bar{\beta} \sim 30\%$. In Torusgeometrie wird jedoch $\bar{\beta}$ mit abnehmendem Aspektverhältnis schnell kleiner.

Auf der Basis des Mercierkriteriums wurden von Nührenberg Parameterstudien durchgeführt. Als Beispiel sei ein Fall mit 8 Perioden genannt (Jahresbericht 1983), der bei $\bar{\beta} = 7.5\%$ Mercier - stabil ist. Plasmawiderstand sollte das Ergebnis nur unwesentlich ändern. Notwendig ist hier noch eine Untersuchung der ballooning-Mode; denn nach Berk und Rosenbluth gibt es Heliac-Konfigurationen die Mercier-stabil aber gegen ballooning instabil sind.

Ungelöst ist noch das Gleichgewichtsproblem in Heliac-ähnlichen Konfigurationen. Wegen der starken Abweichung von der Symmetrie - sowohl helikaler als auch achsialsymmetrischer - ist mit verstärkter Inselbildung und Ergodisierung in der Nachbarschaft rationaler magnetischer Flächen zu rechnen. Dieser Komplex wurde von Boozer und Reiman untersucht, die für Heliac zu recht pessimistischen Aussagen kommen ($\bar{\beta} \leq 1\%$). Die Untersuchung dieses Problems steht aber erst am Anfang, da hier Gleichgewicht und Transport eng verkoppelt sind.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Stellaratoren vom klassischen Typ (d.h. mit nahezu kreisförmiger magnetischer Achse) β -Grenzen zeigen, die bei gleichem Aspektverhältnis denen des Tokamak ähnlich sind. Wegen der Limitierung im Aspektverhältnis ($A \geq 8$) liegen die absoluten Werte aber niedriger als in typischen Tokamaks. Aussicht auf höhere β -Werte geben Stellaratoren mit helikaler magnetischer Achse.

V. Empfehlungen für das IPP-Tokamakprogramm

a) Experimentelles Programm ASDEX

Untersuchung der MHD-Vorgänge an der β -Grenze.

Ob die theoretisch vorhergesagten β -Grenzen tatsächlich durch die experimentellen Befunde belegt werden, verlangt für eine weitergehende Beurteilung auch eine Übereinstimmung in den MHD-Signaturen. Es muss durch MHD-Messungen zusätzlich aufgezeigt werden, dass die β -Grenzen durch ideale MHD-Vorgänge gegeben sind. Es ist Aufgabe der Theorie, klare Vorstellungen zu entwickeln, wie sich ideale ballooning und kink Moden experimentell manifestieren, und es ist Aufgabe der Experimente, das spärliche MHD Material von Plasmen an der β -Grenze zu erweitern und zu systematisieren. Darin sieht der Ausschuss eine vordringliche Aufgabe für ASDEX. Derartige Studien sollten an ASDEX schwerpunktmässig durchgeführt werden, wenn erforderlich auch unter Erweiterung der diagnostischen Möglichkeiten.

Niedrig- q Betrieb bei hohem β

Die theoretischen β -Grenzen wurden mit Limiter- und Divertorplasmen erreicht. Allerdings ist festzustellen, dass es nur in der Limiterkonfiguration möglich zu sein scheint, diese Grenzen bei hohen β -Werten zu untersuchen. Die β -Werte, die in der Divertorkonfiguration erzielbar sind, liegen deutlich unter den Limiterwerten. Die maximalen β -Werte von ASDEX betragen $\sim 1.6\%$ während man mit PDX und D III in der Limiterkonfiguration 4% bzw. 4.6% erreicht hat. Die Gründe für den Unterschied sind teilweise die geringere Heizleistung von ASDEX sowie die Beschränkung auf weitgehend kreisförmige Plasmen. Der wesentliche Unterschied ist jedoch, dass es die Limiterkonfiguration erlaubt, bei gegebenem Toroidalfeld und fester Geometrie höhere Plasmaströme zu betreiben, also niedrigere q_a -Werte zu erzielen. Diese Beschränkung der Divertorkonfiguration wurde deutlich nachgewiesen durch die Arbeiten an D III, die bei gleicher Plasmaform, Plasmagrösse und Heizleistung und bei unverändertem Operationsgeschick der Experimentatoren ein β von 2.5% mit der Divertor- und $\beta = 4.6\%$ mit der Limiterkonfiguration erzielt haben.

Wegen des Zwanges zum niedrig- q -Betrieb für hohes β und gutem Einschluss ist es von Wichtigkeit, Wege zu finden, um auch in der Divertorkonfiguration niedrige q_a und hohe β -Werte fahren zu können. Nur wenn dies gelingt, lässt sich der Vorsprung der Divertorkonfiguration und die Attraktivität des H-Regimes sichern. Die bisherigen

Informationen deuten darauf hin, dass die Ursachen für den niedrig- q_a -Betrieb in den Gegebenheiten am Plasmarand oder in der Randschicht zu suchen sind. Dies wurde deutlich gezeigt durch die Arbeiten an D III /6/ oder durch den Vergleich von toroidalem und poloidalem Limiter an PDX /29/. Die Erfolge im niedrig q -Betrieb mit der Divertorkonfiguration an PDX und - bei eingeschränkter Übertragbarkeit auf grössere Maschinen - an DIVA /30/ und an Tokapole II /31/ mögen darauf hinweisen, dass dieser Versuch erfolgreich sein kann. Deshalb wird empfohlen, das ASDEX-Experimentierprogramm um das Untersuchungsziel, niedrig- q -Betrieb bei hohem β , zu ergänzen.

b) Untersuchungen zur β -Erhöhung in ASDEX und ASDEX-Upgrade

Für ASDEX und ASDEX-Upgrade wurden Konfigurationsuntersuchungen durchgeführt, um die Frage zu untersuchen, inwieweit die Ausbildung bohnenförmiger und stark elongierter ($b/a > 1.6$) Plasmen realisierbar ist. Die Untersuchungen wurden eingeschränkt durch die Randbedingung, nur bereits im Gefäss vorhandene Spulen (ASDEX) bzw. bei ASDEX Upgrade nur eine zusätzliche Spule in der Torusmittelebene (VO bezeichnet) zu verwenden. Auf weitere Ingenieurprobleme, die bei der technischen Realisierung auftreten könnten, wurde nur z.T. eingegangen (s. unten). Ebenfalls wurden Fragen der Verschubungsinstabilität nicht betrachtet. Die Untersuchungen haben orientierenden Charakter; die einzelnen Fälle sind nicht voll optimiert.

Die Gleichgewichtsberechnungen für ASDEX erfolgten durch Herrn Klement. Im 1. Fall wurde das Ausmass untersucht, mit dem die innere Plasmaoberfläche verformt werden kann, dadurch dass die beiden inneren Leiter MC1, die unabhängig vom OH-Kreis von aussen beschaltet werden können, mit dem maximalen Strom von 45 kA beschickt werden (s. Fig. 1). Diese Betriebsart ist an ASDEX ohne Änderung durchführbar. Die Plasmakonfiguration bleibt im wesentlichen erhalten; die innere Separatrix wird in der Mittelebene um 4 cm eingedrückt, was eine geringfügige D-Förmigkeit ergibt (s. Fig. 1). Diese Konfiguration ist für β -Untersuchungen uninteressant.

Im 2. Fall wurde die innere Multipolspule zur Mittelebene des Experiments geführt. Damit lässt sich ein D-förmiges Plasma, jedoch ohne Indentation, bilden (Fig. 2). Die Elongation beträgt 1.5; bei gegebenem Toroidalfeld kann trotz des reduzierten Plasmaquerschnitts ein Plasmastrom von 300 kA erreicht werden.

Im 3. Fall wurde die mittlere Multipolspule zur Mittelebene geführt. Nun kann sich eine Indentation von $i = 0.17$ ausbilden, wobei die Divertorstruktur erhalten bleibt

(Fig. 3). Dies ist wichtig um eine hohe Elektronentemperatur und damit gute elektrische Leitfähigkeit in den Ausstülpungen zu gewährleisten. Bei dieser Indentation bleibt der maximale Plasmastrom auf 300 kA beschränkt, der β -Wert erreicht (für $\beta_p = 2$) 1%. Eine Stabilisierung der inneren kink-Mode könnte erreicht werden, jedoch nicht das 2. Stabilitätsregime.

An ASDEX Upgrade sind Plasmadichten bis $2 \cdot 10^{20} m^{-3}$ erreichbar und bei Erreichen der H-Mode (ASDEX-Skalierung: $\tau_E = 0.11 I[MA] A_i^{1/2} \leq 0.25 s$ für ASDEX Upgrade) aufgrund der Heizleistung β -Werte von 4.5% möglich, die aber bereits über der MHD-Grenze von $\beta_c = 3.5 I/aB \simeq 4\%$ liegen ($I = 1.6 MA$, $B_t = 2.7 T$, $a = 0.5 m$, $b = 0.8 m$, $R = 1.65 m$, $P_H = 12 MW$, SN-Fall). Deshalb wurden Konfigurations- und Festigkeitsstudien durchgeführt (O. Gruber, F. Werner), inwieweit bohnenförmige und stark elongierte Plasmen in ASDEX Upgrade erzeugt werden können.

Benutzt man die OH2- und V1-Spulen als Divertorspulen und eine zusätzliche Spule in der Torusmittelebene (bei $R = 1.2 m$) als Pusher-Spule, können bohnenförmige Plasmen mit Indentationen bis 0.3 erzeugt werden (Fig. 4). Der Staupunkt liegt innerhalb der Gefäßstrukturen (H-Mode!) und das Erreichen des 2. idealen stabilen Regimes könnte für $\beta_p > 1$ möglich sein. Die Daten der in Fig. 1 gezeigten Konfiguration sind:

$$\beta_p = 1.0; \beta = 3.78\%; I = 1.5 MA; B_t = 1.8 T; R_m = 1.77 m; a = 0.41 m; b = 0.85 m; q_0 = 1; q_s = 5.$$

Die Konfigurationen sind noch nicht optimiert bezüglich der Stromdichteverteilung und der radialen Lage der Pusher-Spule. Die auf die OH- und V-Spulen wirkenden Vertikalkräfte wurden berechnet und sind mit den jetzt vorhandenen Spulenabstützungen beherrschbar (Fig. 5).

Unter der Voraussetzung der passiven Stabilisierbarkeit der vertikalen Verschiebungsinstabilität können an ASDEX Upgrade auch Konfigurationen mit höheren Elongationen als in den bisherigen Standardfällen erzeugt werden, ohne dass zusätzliche Spulen notwendig sind, s. Fig. 6. Dabei ergeben sich folgende Gleichgewichtsparameter:

	$\frac{b}{a}$	q_a	q_s	β_p	$\beta[\%]$	$I[MA]$	$B_t[T]$
Standardfall (SN)	1.6	2.4	3.3	2	4.7	1.6	2.7
Bohne	1.9	2.1	4.5	2	6.9	1.5	1.8
Hohe Elongation (SN)	1.9	2.2	3.3	2	6.3	1.5	2.0

q_s = flussflächengemittelter q -Wert an der Plasmaoberfläche für Limiterfall bzw. an der Flussfläche, die 95 % des geschlossenen poloidalen Flusses einschliesst, im Divertorfall.

Diese β -Werte liegen noch über der Stabilitätsgrenze $\beta_c = 3.5I/aB_t$. Der Plasmastrom könnte in dem Fall mit hoher Elongation von den Kräften her noch erhöht werden, um $\beta = \beta_c$ zu erreichen, aber bereits für Plasmaströme von 1.5 MA müsste zum Erreichen von $\beta \simeq 7\%$ die Heizleistung von 12 MW auf mindestens 19 MW erhöht werden.

Ob mit einer bohnenförmigen Plasmakonfiguration das 2. Stabilitätsregime erreicht werden kann, ist von der theoretischen Seite her in Frage gestellt, s.II. Wegen der räumlichen Beschränkung auf der Plasmaintenseite, wo eine zusätzliche normalleitende Spule zu liegen käme, gibt es auch grundsätzliche Einwände zur praktischen Realisierung dieses Konzepts bei INTOR, s.IIIc. Bei der Dringlichkeit des β -Problems stellen wir diese Bedenken jedoch zurück und empfehlen, für ASDEX Upgrade den Betrieb eines stärker elongierten und eventuell bohnenförmigen Plasmas in einer späteren Experimentierphase vorzusehen. Das ASDEX Upgrade-Projekt sollte aufgefordert werden, die ingenieurmässige Realisierung dieser Konzepte zu überprüfen und notwendige Stabilitätsrechnungen im Hinblick auf zusätzliche passive und Feedback-Leiter vorzunehmen. Wegen der nur geringen Indentation von < 0.2 , die bei ASDEX realisierbar wäre, ist der schwerwiegende Eingriff eines entsprechenden Umbaus der Maschine angesichts des vorhandenen Experimentierprogramms nicht vertretbar.

VI. Schlussbemerkungen

Die vorangehenden Darlegungen sollen hier kurz zusammengefasst werden:

1. Alle bisher durchgeführten β -Experimente in Tokamaks lassen eine wohl definierte β -Grenze erkennen, die manchmal weich, in der Mehrzahl der Fälle aber disruptiv erreicht wird, und die sich in recht guter Näherung durch die einfache Formel $\beta_c \simeq 3 - 3.5I/aB_t$ beschreiben lässt. Bei Annäherung an die β -Grenze beobachtet man im allgemeinen erhöhte MHD Aktivität, ohne dass es bisher jedoch möglich ist, einen bestimmten MHD Mechanismus für die β -Begrenzung verantwortlich zu machen.

2. Stabilitätsrechnungen im Rahmen der idealen MHD mit β -optimierten Profilen ergeben ein kritisches β , das bei nicht zu dicht am Plasmarand befindlicher metallischer Wand durch die Stabilität bezüglich der $n = 1$ Kinkmode bestimmt ist und sich ebenfalls gut durch die unter 1. genannte Formel wiedergeben lässt. Als einfachste Möglichkeit, β_c zu erhöhen, bietet sich eine Vergrößerung der Elongation an bei gleichzeitiger Verstärkung der Triangularität (D-Form oder leichte Indentation)

3. Angewendet auf die bestehenden Reaktorkonzepte hätte die β -Skalierung erhebliche Auswirkungen. Mit $C = 3$ halbieren sich die bisher angenommenen β -Werte in etwa, d.h. die Leistungsdichte sinkt auf etwa ein Viertel. Mit der jetzigen β -Skalierung als Grundlage können Reaktorkonzepte aufgestellt werden mit ähnlichen Leistungsdaten wie bisher, allerdings um den Preis erheblich höherer Plasmaströme. Diese hohen (etwa verdoppelten) Ströme werden im Prinzip durch vergrößerte Elongation des Plasmaquerschnittes zugänglich. Im einzelnen müssen die Konsequenzen durch detaillierte Entwurfsstudien festgestellt werden.

4. Die heute in Betrieb befindlichen Stellaratoren vom klassischen Typ zeigen β -Werte, die vor allem wegen des grösseren Aspektverhältnisses unter denen in Tokamaks erreichten liegen. Auch hier scheint die Theorie die experimentellen Werte zu bestätigen. Zukünftige Stellaratoren mit helikaler magnetischer Achse könnten wesentlich höhere β -Werte erreichen, wenn auch zuverlässige Vorhersagen für solche Konfigurationen schwieriger als im Tokamakfall sind.

5. In Anbetracht der Bedeutung der β -Grenzen sollten im IPP-Tokamakpro-

gramm β -Untersuchungen schwerpunktmässig durchgeführt werden. An ASDEX sollten weiterhin die MHD-Vorgänge an der β -Grenze untersucht werden, um die dafür verantwortlichen Mechanismen zu verstehen. Ebenfalls wird empfohlen, das Untersuchungsziel: niedrig q -Betrieb bei hohem β in das Experimentierprogramm aufzunehmen. Von theoretischer Seite sollte ein 3D resistiver MHD Code entwickelt werden, der das nichtlineare Verhalten von MHD-Instabilitäten oberhalb der β -Grenze simuliert und damit Hinweise für entsprechende experimentelle Untersuchungen geben könnte. Für ASDEX-Upgrade wird empfohlen, die Erzeugung von stärker elongierten und eventuell bohnenförmigen Plasmaquerschnitten in einer späteren Experimentierphase vorzusehen, und rechtzeitig die ingenieurmässige Realisierbarkeit zu überprüfen.

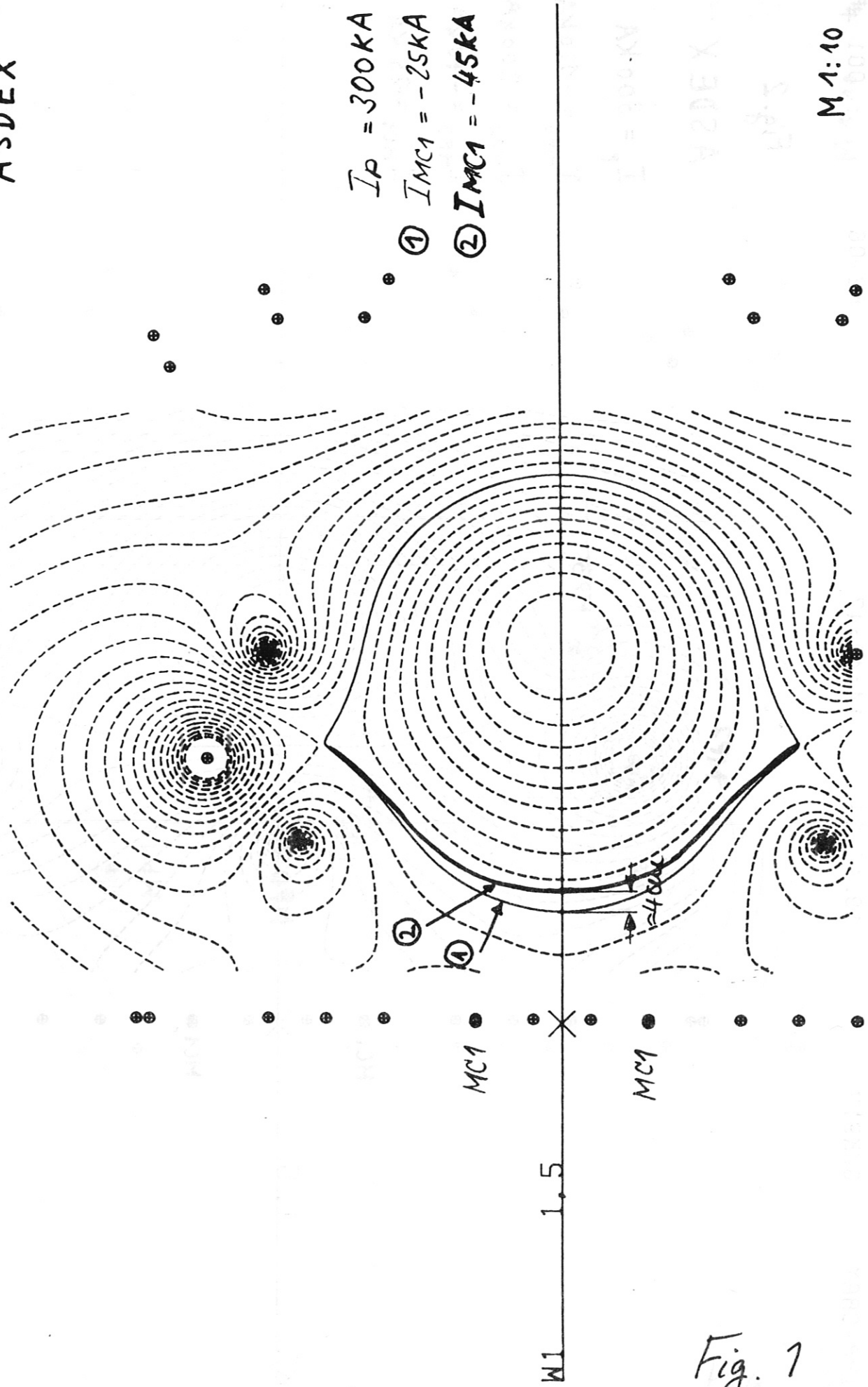
Literaturverzeichnis

- /1/ M. Keilhacker et al., London (1984), IAEA-CN-44/A-II-1
- /2/ K. McGuire et al. *ibid.*/A-II-4
- /3/ M. Okabayashi et al. *ibid.* /A-IV-3
- /4/ A. Kitsunezaki et al. *ibid.* /A-I -4
- /5/ K.H. Burrell et al. *ibid.* /A-II-5
- /6/ R.D. Stambaugh et al. *ibid.* /A-IV-2-1
- /7/ M. Murakami et al. *ibid.* /A-II-2
- /8/ A.G. Barsukov et al. Baltimore (1982), Vol. 1, p.83
- /9/ D.C. Robinson et al. London (1984), IAEA-CN-44/A-IV-1
- /10/ Persönliche Mitteilung von K. McGuire
- /11/ K. McGuire et al. J. Nucl. Material, 121 (1984) 329
- /12/ O. Gruber, G. Becker, Oxford (1979), EP4, p. 145,
G. Becker et al., Nucl. Fusion 18, 1653 (1978)
- /13/ S. Yamamota et al. Nucl. Fusion 21, 993 (1981)
- /14/ K. McGuire et al. Phys. Rev. Lett. 50, 891 (1983)
- /15/ K. McGuire, PPPL - 2134 report
- /16/ P. Rutherford, US-Contribution to INTOR,
FED-INTOR 82-1, Atlanta (1982)
- /17/ F. Troyon et al., in Proc. 11th European Conference
on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983)
- /18/ A. Sykes et al., *ibid.*
- /19/ L.C. Bernard et al., Nucl. Fusion 23, 1475 (1983)

- /20/ L.M. Degtyarev et al., International Conference on Plasma Physics, Lausanne (1984)
- /21/ T. Tuda et al., IAEA London, 1984, CN-44/E-III-4
- /22/ Y. Hamada et al., *ibid.*, CN-44/H-II-3
- /23/ D. Correa-Restrepo, IPP 6/240, 1984
- /24/ STARFIRE-Studie Bericht ANL/FPP-80-1 (Argonne Sept. 1980)
- /25/ Krakowski et al. Bericht LA-10200-MS (Los Alamos Aug. 1984)
- /26/ H.R. Strauss and D. Monticello, *Phys. Fluids* 24, 1148 (1981)
- /27/ K. Uo et al., IAEA London, 1984 CN-44/D-I-2
- /28/ J.L. Johnson et al. *ibid.*, CN-44/E-I-4-2
- /29/ K. McGuire et al., *J. Nucl. Mat.* 121, 329 (1984)
- /30/ Diva Groupe, *Nucl. Fusion* 20, 271 (1980)
- /31/ T.H. Osborne et al., *Phys. Rev. Lett.* 49, 734 (1982)

Fig.1

ASDEX



$I_p = 300 \text{ KA}$
 ① $I_{MC1} = -25 \text{ KA}$
 ② $I_{MC1} = -45 \text{ KA}$

$I_p = 300 \text{ KA}$
 ASDEX
 W1
 M 1:10

Fig. 1

Fig.2

ASDEX

- $I_p = 300 \text{ kA}$
- $I_{MP0} = -120 \text{ kA}$
- $I_{MP2} = 200 \text{ kA}$
- $I_{MP3} = -40 \text{ kA}$
- $I_{MC1} = -25 \text{ kA}$

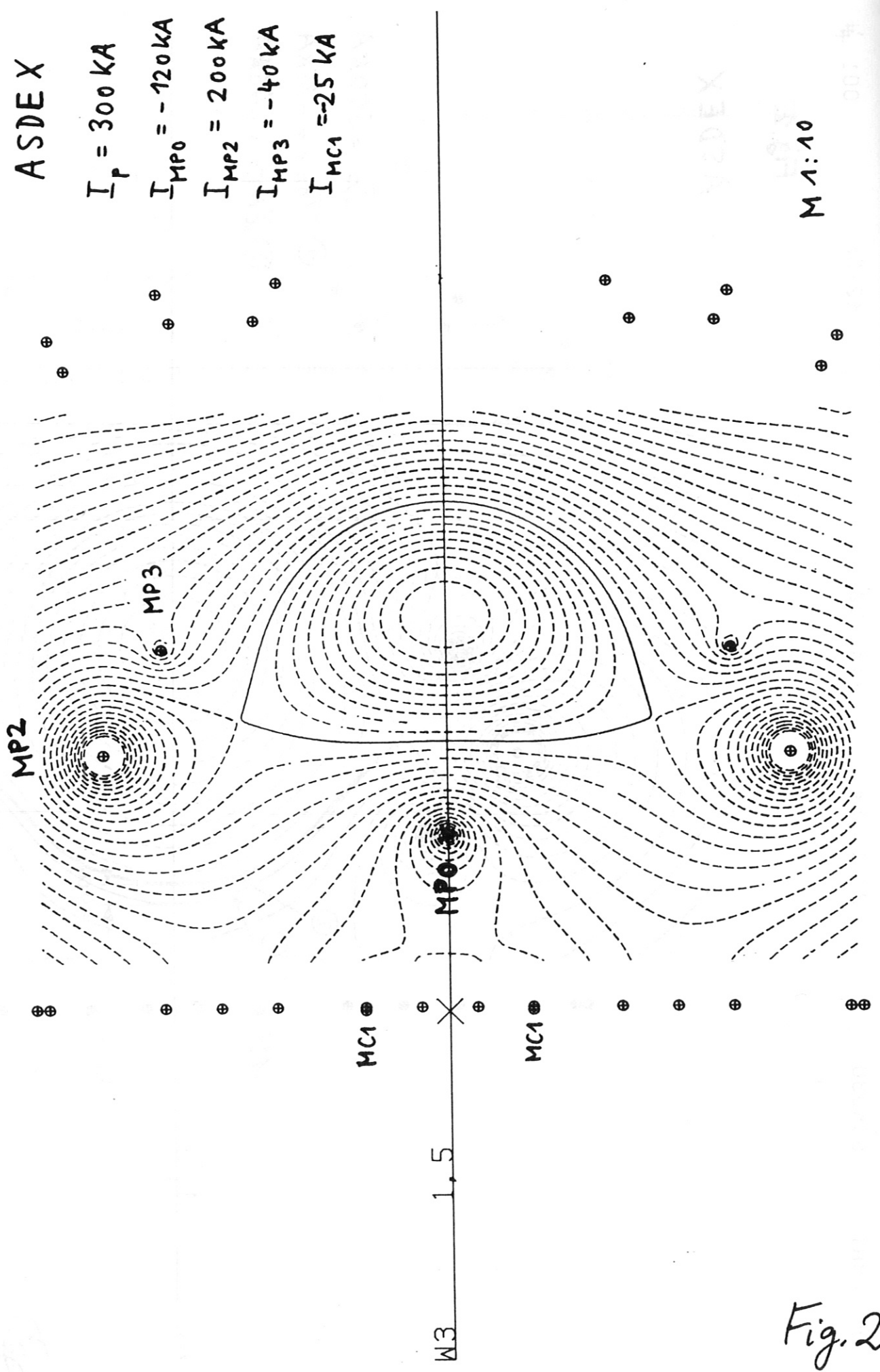


Fig.2

M 1:10

ASDEX

Fig. 3

ASDEX

$$I_p = 300 \text{ kA}$$

$$I_{MPO} = 93.3 \text{ kA}$$

$$I_{MP1} = 66.6 \text{ kA}$$

$$\dot{c} = \frac{d}{2a} = 0.18$$

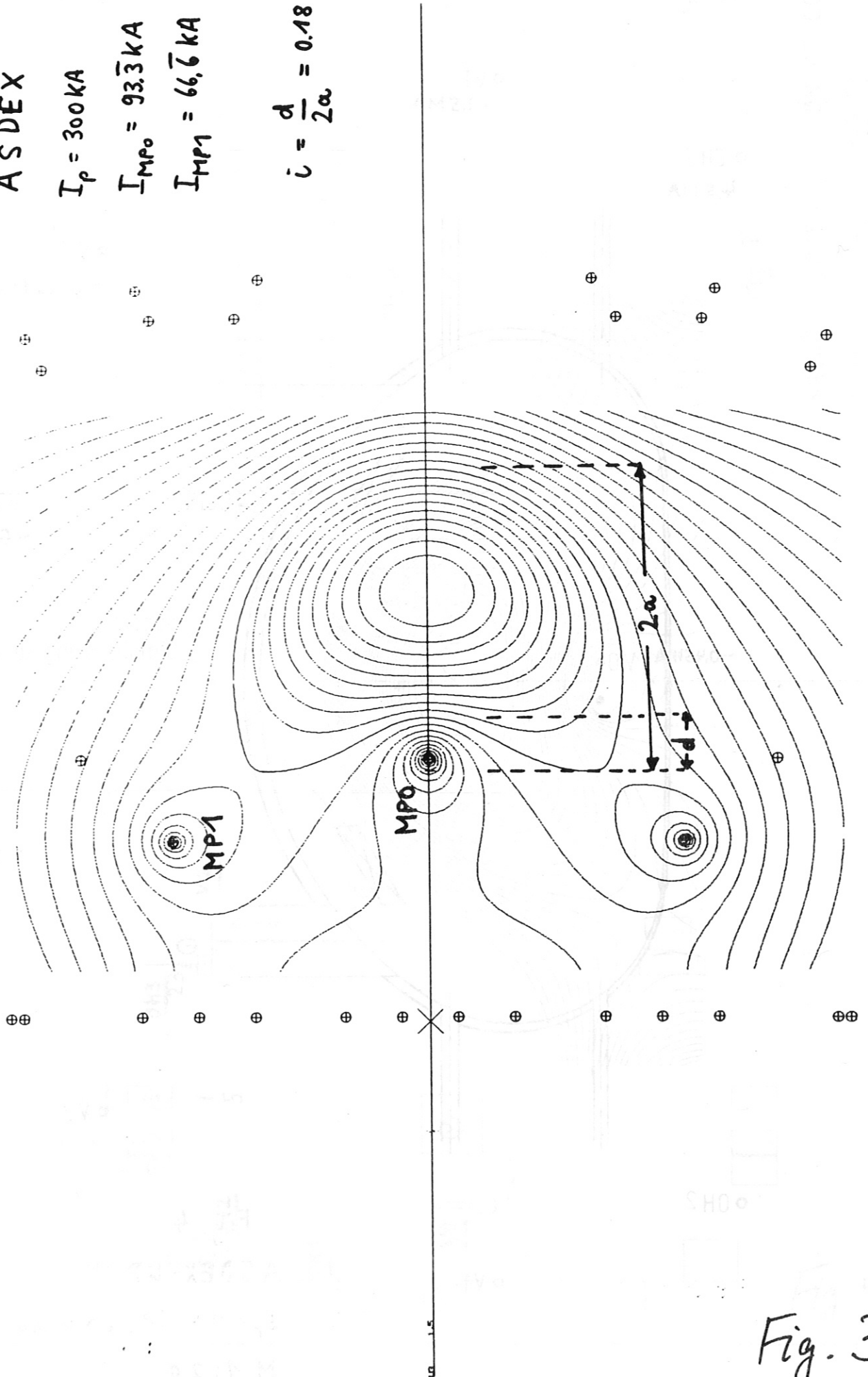
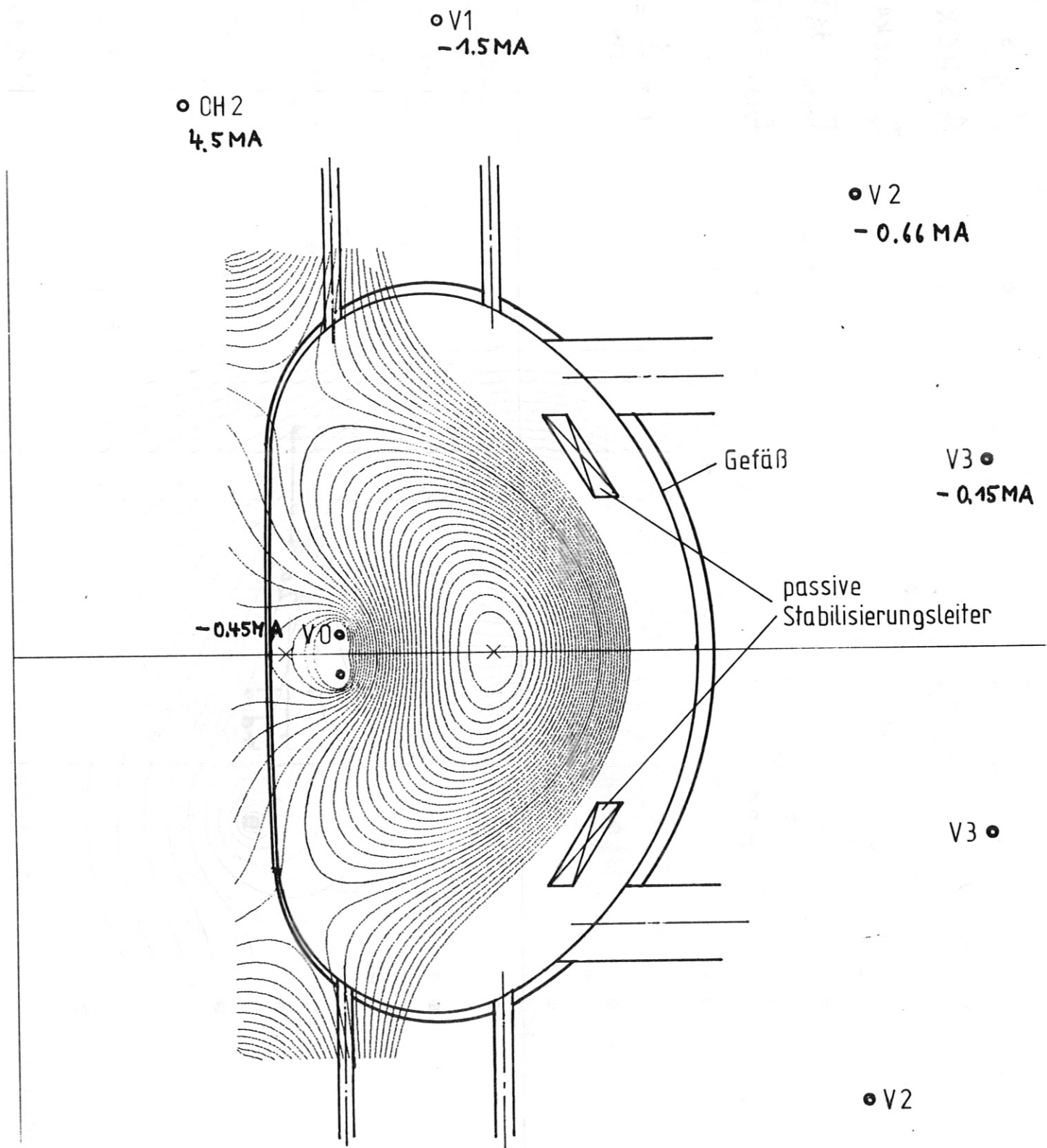


Fig. 3



CH2

V1

Fig. 4

ASDEX-UP

$I_p = 1.5 \text{ MA}; i = 0.26$

M 1:20

- OH (1-5)
- V1 (6-11)
- V2 (12-17)
- V3 (18-19)
- BSC
- PLASMA

Beam shaped plasma (ASDEX-UP)

Vertikalkraftige PF-Spulen
 bei $I_p = 1 \text{ MA}$
 $t = 6.5 \text{ sec}$

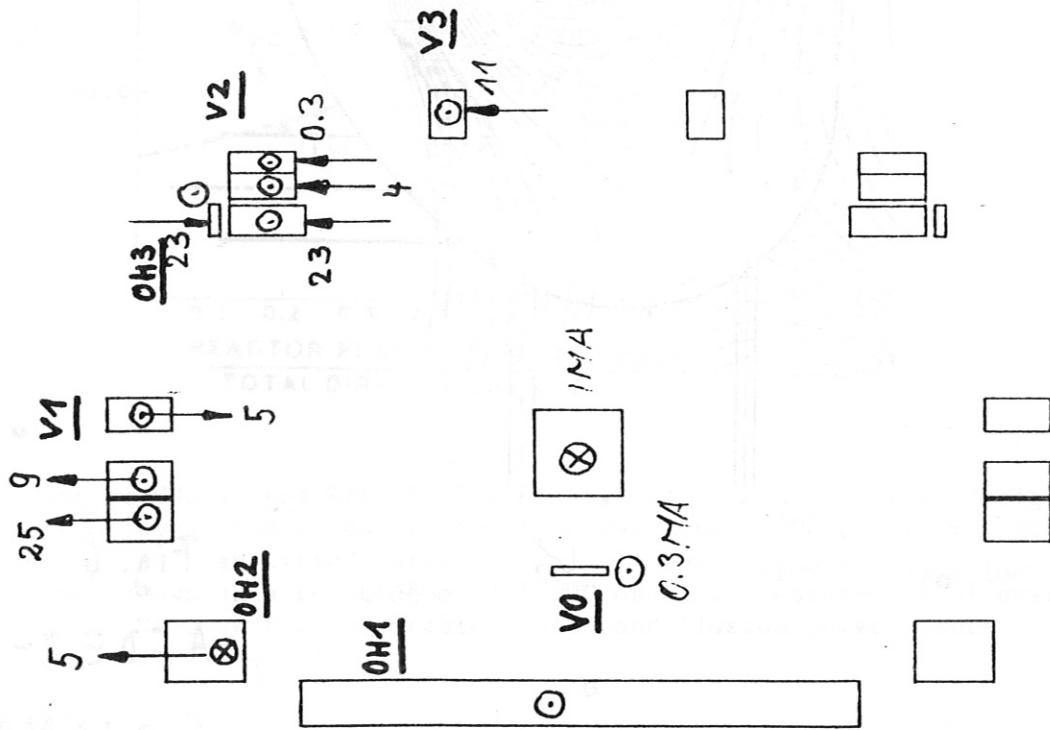


Fig.5

MAGNET: CROSS-SECTION OF CO

XMIN= 0.00, XMAX= 1068.00
 ZMIN= -360.00, ZMAX= 360.00

Fig.5

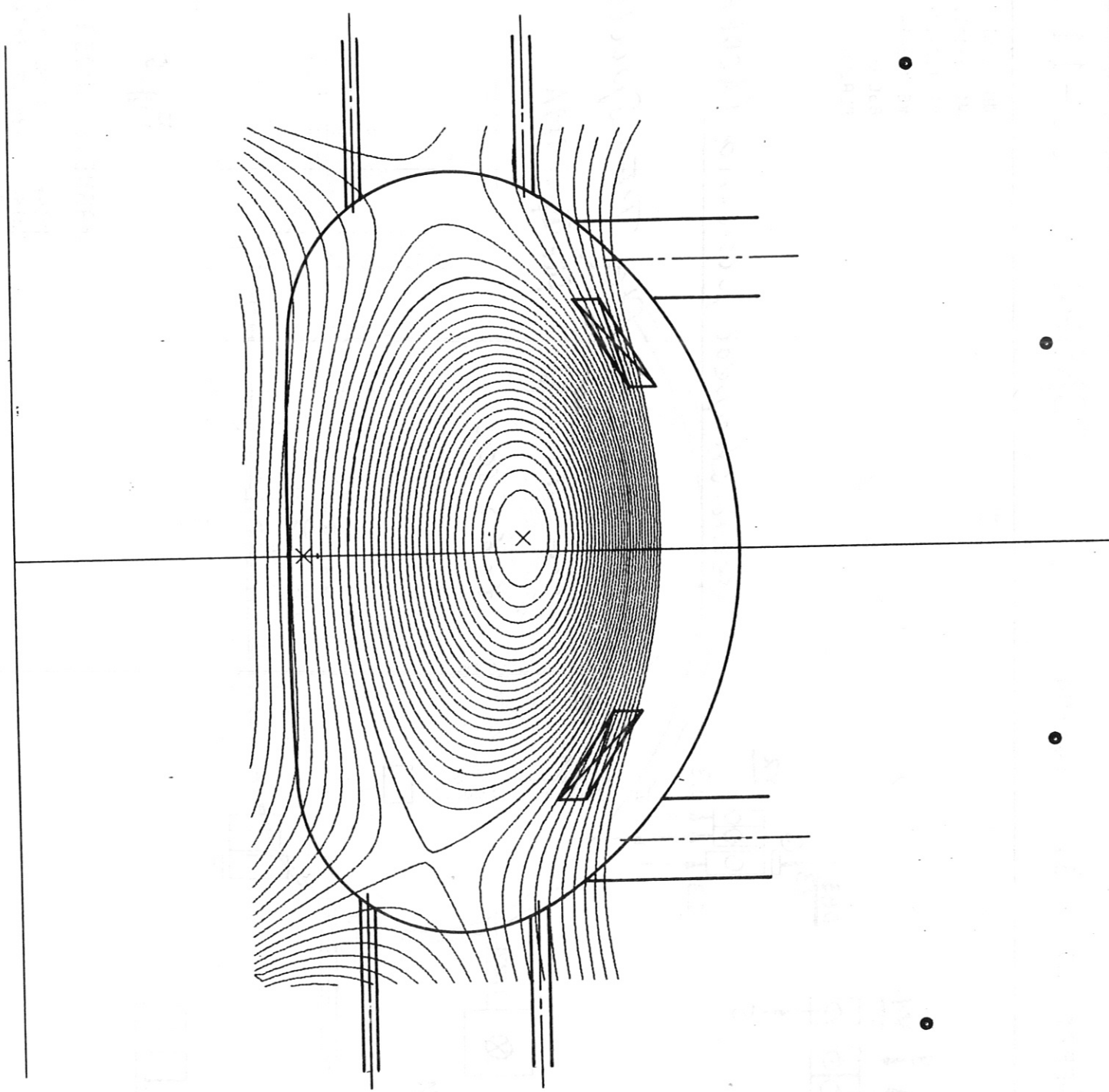
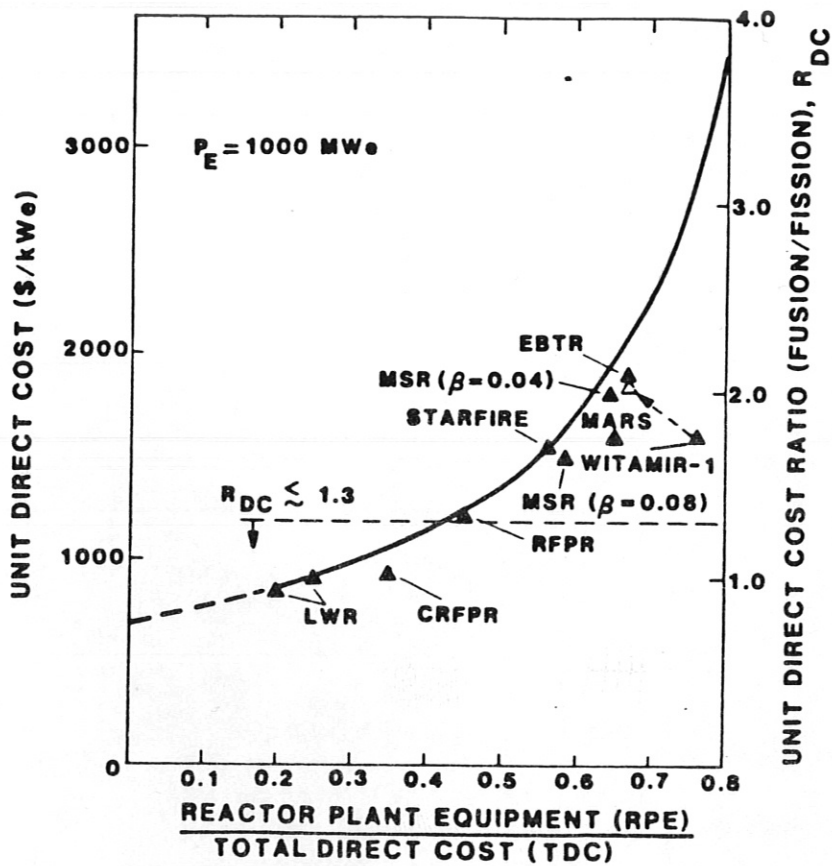


Fig. 6
ASDEX-UP
 $I_p = 1.5 \text{ MA}; \frac{b}{a} = 1.9$
M 1:20



Plot of UDC versus RPE/TDC for a range of fusion reactor designs. Normalizing these costs to the LWR ($UDC \approx 900 \text{ \$/kWe}$, $RPE/TDC \approx 0.25$), the "analytic" curve of $R_{DC} = (UDC)_{FUSION} / (UDC)_{FISSION}$ is also shown as a function of RPE/TDC under the assumption of nearly equal BOP cost for comparable fusion and fission power plants.

Fig. 7