

MHD.PRO - EIN PROGRAMM ZUR
STABILITÄTSANALYSE VON
MHD-GLEICHGEWICHTEN
IM SCREW-PINCH

Tobias Gayer und Hartmut Zohm

IPP 1/301

September 1996



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

MHD.PRO - EIN PROGRAMM ZUR
STABILITÄTSANALYSE VON
MHD-GLEICHGEWICHTEN
IM SCREW-PINCH

Tobias Gayer und Hartmut Zohm

IPP 1/301

September 1996

*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.*

MHD.PRO

A Program for Stability Analysis of MHD-Equilibria in the Screw-Pinch

Tobias Gayer and Hartmut Zohm

Abstract

A program that calculates the stability of a screw-pinch with cylindrical cross-section against small displacements is described. The equilibrium profiles of pressure and current density can be prescribed as arbitrary functions. The stability analysis is done using the energy principle, i.e. by calculating the change in energy associated with the displacement. The program is especially useful to get an overview of MHD stability of the screw-pinch (and therefore, to lowest order, also of the tokamak). A visualization of the equilibrium profiles as well as the perturbed flux surfaces illustrates the results.

MHD.PRO

Ein Programm zur Stabilitätsanalyse von MHD-Gleichgewichten im Screw-Pinch

Tobias Gayer und Hartmut Zohm

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

1 Einleitung

Das IDL-Programm MHD.PRO berechnet für frei wählbare Radialprofile des axialen Stroms eines in $2\pi R$ periodisch angenommenen Screw-Pinchs das q -Profil. Darauf bestimmt es für die gegebene Konstellation zu einem ebenfalls frei wählbaren Druckprofil für eine vorgegebene radiale Verschiebungsfunktion ξ_r , die potentielle Energie δW , deren Vorzeichen im verwendeten Modell ein Maß für die Stabilität des Systems bezüglich der angegebenen Mode ist. Neben den vorgegebenen und berechneten Abhängigkeiten von Stromverteilung $j(r)$, Sicherheitsfaktor $q(r)$, Druck $p(r)$ und radialer Verschiebung ξ_r wird im Querschnitt durch den Plasmazylinder auch die sich aus der Auslenkung ξ_r ergebende Verschiebung der Flußflächen grafisch gezeigt. Für den speziellen Fall eines Stromprofils der Art $f(r) = ((1 - (r/a)^2)^\nu)$ besteht die Möglichkeit, sich für bestimmte Modenzahlen m und n q_{marginal} , den Wert von q auf dem Plasmarand, für den sich das Stabilitätsverhalten des Systems ändert, bestimmen zu lassen.

2 Die Routinen im einzelnen

2.1 Der Start

Sämtliche Routinen und Steuerdateien befinden sich im AFS unter dem Pfadnamen `/u/augidl/idl/user_contrib/haz/mhd` und sind für das AUG-Team lesbar. Weitere Interessenten können sich von Herrn Behler, Datenverarbeitung ASDEX Upgrade, Zugriffsrechte erteilen lassen.

Der Start des Programms geschieht durch Eingabe von `mhd`; dies startet ein Skript, welches die notwendigen IDL-Ressourcen lädt, IDL startet und das Programm `mhd.pro` aktiviert. Nach kurzer Zeit erscheint das Haupteingabefenster, dessen größten Teil die Eingabefelder für die einzelnen Parameter des Screw-Pinchs ausmachen. In der Kopf- und Fußzeile befinden sich jeweils drei Anklickflächen. Unter *File* findet sich die Möglichkeit, eingegebene Parameter unter einem bestimmten Namen abzuspeichern oder zuvor gespeicherte einzulesen, *Info* und *Quit* sind selbsterklärend. Hinter *Options* verbergen sich einige Möglichkeiten der Programmsteuerung. Grundsätzlich gibt es zwei unterschiedliche Eingabemöglichkeiten:

- Aus der Vorgabe eines Stromprofils und einer Druckverteilung werden die übrigen Größen ausgerechnet. Dabei können sowohl die Strom- als auch die Druckverteilung direkt als Funktionen $j(r)$ und $p(r)$ oder als Profile mit einem Skalar als Normierung angegeben werden. Das Stromprofil $f(r)$ wird dabei auf den Gesamtpoloidalstrom I , das Druckprofil $g(r)$ auf den Wert β_{tor} normiert.

- Aus einer Funktion für den Sicherheitsfaktor $q(r)$ und einer Druckfunktion $p(r)$ bzw. $g(r)$ und β_{tor} werden die restlichen Größen bestimmt. Eine genauere Darstellung dieser Prozeduren ist der Inhalt des Kapitels 2.2.

Außerdem lassen sich im Menü *Options* Einstellungen für die gewünschte Schrittweite bei der Auswertung und die Anzahl der dargestellten Flußflächen bei der Ausgabe der Verschiebung wählen und eine Normierungsprozedur für die Verschiebung ξ_r ein- und ausschalten. (siehe dazu Kapitel 2.5) Die Wahl der Schrittweite bestimmt Genauigkeit und Rechenzeit des Programms. Vor allem bei der Auswertung der Verschiebungsfunktion ξ_r und der daraus entstehenden Verschiebung der Flußflächen reagieren die Ergebnisse oft empfindlich auf kleine Veränderungen.

Zusätzlich läßt sich unter *Options* die Ausgabemöglichkeit (PostScript-file, Printer etc.) einstellen. Diese kann dann durch anklicken von *Print* in den Ausgabefenstern aktiviert werden.

Im Haupteingabefenster sind nur die für die jeweils gewählte Eingabeoption nötigen Fenster aktiv und nur sie werden für die Auswertung benutzt. Im oberen der drei Teile lassen sich grundlegende Systemparameter, der kleine und große Plasmaradius a und R und das toroidale Magnetfeld B_{tor} als Skalare angeben. Im mittleren Teil werden die Profile und Normierungswerte für den Strom oder den Sicherheitsfaktor und den Druck eingegeben. Bei der Eingabe von Funktionen ist darauf zu achten, daß eventuell auftauchende Konstanten mit denselben Bezeichnungen wie im oberen Teil verwendet werden (also beispielsweise *Rad* und nicht R) und die Variable r genannt wird. Bei Vorgabe eines Verschiebungsvektors kann auf die bereits berechneten Werte für $j(r)$, $q(r)$ und $p(r)$ einfach durch die Namen der Funktionen verwiesen werden. (z.B. steht $r*p$ für das Produkt des jeweiligen Wertes r mit dem zugehörigen Druckwert.) r , j , q und p sind dabei Vektoren mit jeweils $2step + 1$ Einträgen, wobei $step$ der bei der Wahl der Stützstellenanzahl angegebene Wert (Voreinstellung: 100) ist. r beinhaltet in aufsteigender äquidistanter Reihenfolge die Stützstellen von 0 bis a , j , q und p die Funktionswerte an den entsprechenden Stellen. Auch auf einzelne Werte kann über die übliche Indizierung zugegriffen werden. Es gilt für $k \in \{0, 1, \dots, 2step\}$:

$$r(k) = \frac{ka}{2step} \quad (1)$$

$r(0)$ liefert also den Wert 0, $r(2*step)$ den Wert a , $j(step)$ den Wert für die Stromverteilung an der Stelle $r(step)$. Die doppelte Auflösung des radialen Gitters wird für das Runge-Kutta Verfahren (siehe RUKUXI, Abschnitt 2.4) gebraucht.

Im unteren Eingabefenster können eine Funktion für die Verschiebung ξ_r und die für die Stabilitätsbetrachtungen interessierenden Modenzahlen spezifiziert werden. Wird keine Funktion für ξ_r angegeben, so wird die Standardverschiebung verwendet. (Mehr zur Stabilitätsbetrachtung in Kapitel 2.3 und zur Standardverschiebung in Kapitel 2.4)

Anklicken der Fläche *Show* in der Fußzeile startet die Auswertung und grafische Darstellung der Ergebnisse. Fig. 1 zeigt ein Beispiel, das mit dem Inputfile *intkink.dat* erzeugt wurde. Hier wurde für ξ die Eigenfunktion des internen Kinks angegeben. Das Beispielfile befindet sich im selben Directory und kann mit der Option *File* geladen werden. *q marginal* bringt ein neues Eingabefenster auf den Bildschirm. Diese Prozedur berechnet für Stromprofile der Form $f(r) = ((1-(r/a)^2)^\nu$ zu vorgegebenen Moden und Exponenten einen Grenzwert q_{marg} , an dem das System vom stabilen in den instabilen Zustand wechselt. (siehe dazu Kapitel 2.6)

Im folgenden werden nun die Prozeduren und verwendeten Formeln im einzelnen beschrieben. Dabei geht es nicht darum, die physikalischen Hintergründe in einem neuen Licht zu präsentieren, sondern die Vorgehensweise des Programms zu

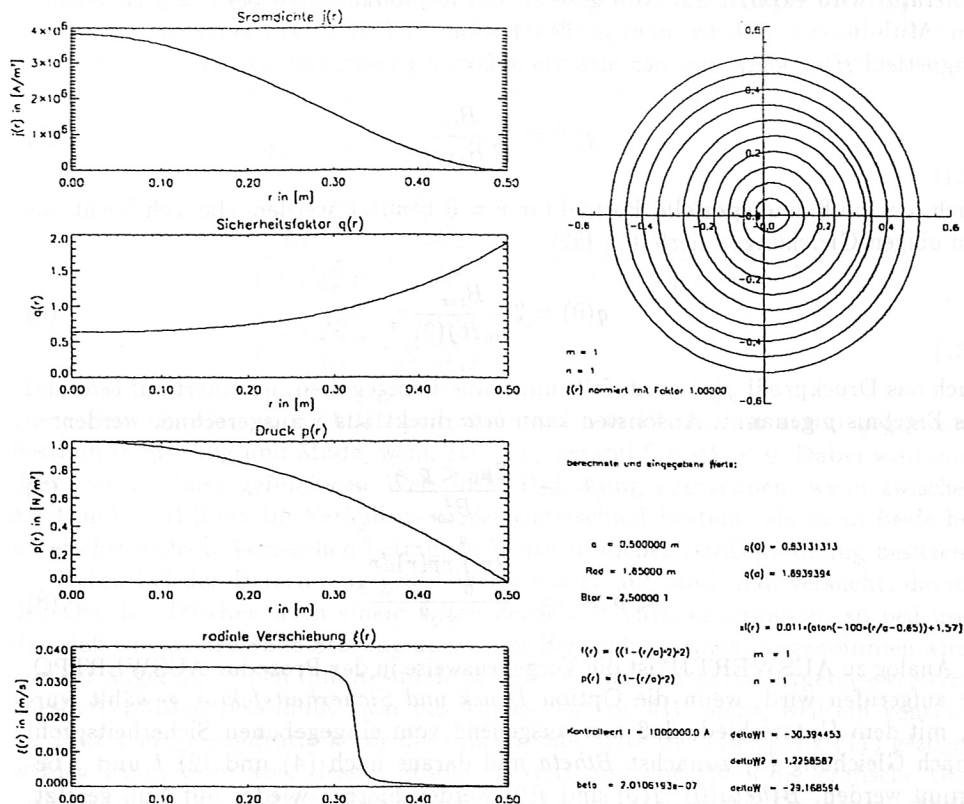


Abbildung 1: *Bespiel für Ein- und Ausgabe einer $m=1$ Mode (interner Kink) mit dem Beispielfile `intkink.dat`.*

verdeutlichen, damit eventuell überraschende Ergebnisse im Zusammenhang richtig interpretiert und die einzelnen Rechenschritte nachvollzogen werden können. Im Text auftauchende Bezeichner werden genauso wie im Programm genannt, wenn es um die Programmstruktur geht, um die Identifizierung zu vereinfachen. In nummerierten Gleichungen dagegen werden die gewohnten Bezeichnungen beibehalten. (R in einer Gleichung beispielsweise entspricht Rad im Text)

2.2 Die Funktionen AUSWERTJP und AUSWERTPQ

Nach Wahl einer der Eingabeoptionen aus *Strom und Druck* im Auswahlmenü *Options* und Eingabe der entsprechenden Parameter wird von der Hauptroutine *AKTION* die Prozedur *AUSWERTJP* aufgerufen. Wurde ein unnormiertes Stromprofil $f(r)$ eingegeben, so wird dieses als erstes auf die Sollstromstärke I_{soll} normiert und die entstehende Stromverteilung j genannt:

$$I_{ist} = 2\pi \int_0^a r f(r) dr \quad (2)$$

$$j(r) = \frac{I_{soll}}{I_{ist}} f(r) \quad (3)$$

Aus dem Ampèreschen Gesetz ergibt sich das poloidale Magnetfeld B_{theta} :

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} \quad (4)$$

$Btheta(0)$ wird explizit auf Null gesetzt, um Komplikationen bei $r = 0$ zu vermeiden. Mithilfe von $Btheta$, dem großen Radius R_{ad} und dem externen toroidalen Magnetfeld B_{tor} kann nun der Sicherheitsfaktor q bestimmt werden:

$$q(r) = \frac{r}{R} \frac{B_{tor}}{B_{\theta}(r)} \quad (5)$$

Auch hier muß eine spezielle Formel für $r = 0$ benutzt werden, die sich leicht aus den obigen Gleichungen herleiten läßt:

$$q(0) = 2 \frac{B_{tor}}{\mu_0 R j(0)} \quad (6)$$

Auch das Druckprofil $g(r)$ wird, falls unnormiert eingegeben, normiert auf $beta$ und das Ergebnis p genannt. Ansonsten kann $beta$ direkt aus p ausgerechnet werden:

$$\beta = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_{tor}^2} \quad (7)$$

$$\langle p \rangle = \frac{2\pi \int_0^a r p(r) dr}{\pi a^2} \quad (8)$$

Analog zu AUSWERTJP ist die Vorgehensweise in der Prozedur AUSWERTPQ, die aufgerufen wird, wenn die Option *Druck und Sicherheitsfaktor* gewählt wurde, mit dem Unterschied, daß hier ausgehend vom eingegebenen Sicherheitsprofil q nach Gleichung (5) zunächst $Btheta$ und daraus nach (4) und (2) I und j bestimmt werden. $Btheta(0)$, $I(0)$ und $j(0)$ werden hierbei wieder auf Null gesetzt. (nach Zohm [2])

Die erhaltenen Vektoren j , $Btheta$, q und p werden in beiden Fällen gemeinsam mit $beta$ und Ist in der Struktur *result* an AKTION zurückgegeben.

2.3 Stabilitätsbewertung durch die Funktion STABIL

Nach der Auswertung des idealen MHD-Gleichgewichts des Screw-Pinchs für die eingegebene Konstellation geht es in der Funktion STABIL darum, wann dieser Gleichgewichtszustand stabil und instabil bezüglich einer vorgegebenen Störung wird. Dazu linearisiert man die MHD-Gleichungen und führt den Verschiebungsvektor $\tilde{\xi}$ ein, der die infinitesimale Verschiebung eines Flüssigkeitselements aus der Ruhelage symbolisiert.

$$\vec{v} = \frac{d\tilde{\xi}}{dt} \quad (9)$$

Entwickelt man diese Verschiebung $\tilde{\xi}$ in Zylinderkoordinaten in eine Fourierreihe, so erhält man

$$\tilde{\xi}(\vec{x}) = \sum_{m,n} \tilde{\xi}_{m,n}(r) e^{-i(m\theta + nz/R)} \quad (10)$$

und kann die Störungen nach ihrer räumlichen Periodizität, also der poloidalen Modenzahl m und der toroidalen Modenzahl n kennzeichnen. Unter der Annahme, daß auf der Oberfläche des Plasmas keine Ströme fließen, läßt sich die potentielle Energie δW in Abhängigkeit vom radialen Anteil ξ_r der Verschiebung für jede Mode so darstellen:

$$\delta W = \frac{2\pi^2 R}{\mu_0} \int_0^a (h\xi_r'^2 + l\xi_r^2) dr + \left| \frac{2\pi^2 B_{tor}^2}{\mu_0 R} \xi_r^2 \left(\frac{n^2 - \frac{m^2}{q^2}}{\frac{n^2}{R^2} + \frac{m^2}{r^2}} + \frac{r^2}{m} \left(\frac{m}{q} - n \right)^2 \right) \right|_{r=a} \quad (11)$$

Nennt man dabei den ersten Summand $\delta W1$, den zweiten $\delta W2$, dann steht $\delta W1$ für das Integral über das Volumen des gestörten Plasmas, während in $\delta W2$ Vakuum- und Oberflächenbeitrag des Systems zur potentiellen Energie zusammengefaßt sind. In dieser sogenannten Standardform des Screw-Pinchs sind h und l :

$$h = r \frac{B_{tor}^2}{R^2} \frac{(\frac{m}{q} - n)^2}{\frac{n^2}{R^2} + \frac{m^2}{r^2}} \quad (12)$$

$$l = \frac{2\mu_0 p'}{1 + (\frac{mR}{nr})^2} + r \frac{B_{tor}^2}{R^2} (\frac{m}{q} - n)^2 \left(1 - \frac{1}{(\frac{nr}{R})^2 + m^2}\right) + \frac{2n^2 B_{tor}^2}{r R^4} \frac{n^2 - \frac{m^2}{q^2}}{(\frac{n^2}{R^2} + \frac{m^2}{r^2})^2} \quad (13)$$

Diese Formeln sind in STABIL programmiert. Das Plasma ist stabil gegen eine bestimmte Störung und Mode, wenn $\delta W > 0$, instabil für $\delta W < 0$. Dabei wird man dem vom Rechner gefundenen Wert mehr Bedeutung zuerkennen, wenn zwischen $\delta W1$ und $-\delta W2$ ein im Verhältnis großer Unterschied besteht, als wenn beide bei unterschiedlichem Vorzeichen betraglich Werte ähnlicher Größenordnung besitzen.

Treten bei der Berechnung große Werte von ξ_r auf, und man versucht, daraus den Ort der Teilchen nach einem festen Zeitschritt zurückzuerhalten, so bedeutet das, daß eine auftretende Störung über große Bereiche als linear angenommen wird, was der angenommenen Infinitesimalität widerspricht und so das Ergebnis verzerrt. Dieses Verhalten beeinflußt zwar das Vorzeichen von δW nicht, weil ein konstanter Faktor in ξ_r quadratisch vor die ganze rechte Seite der Gleichung (11) gezogen werden kann, wohl aber dessen absoluten Wert und vor allem die grafische Darstellung. (siehe Kapitel 2.5) Dessen ungeachtet wird jedes an der Eingabeoberfläche speziell gewählte ξ_r als radiale Verschiebung verwendet. Bleibt die Eingabeoberfläche für ξ_r dagegen frei, so berechnet die Funktion RUKUXI "Standardverschiebung" genannte Werte für ξ_r , die die Euler-Gleichung von $\delta W1$ lösen. Mit dieser Funktion beschäftigt sich das nächste Kapitel. Als Ergebnisse von STABIL werden δW , $\delta W1$ und $\delta W2$ zurückgegeben.

2.4 Die Routine RUKUXI

Wird an der Eingabeoberfläche keine Verschiebungsfunktion eingegeben, so berechnet die Funktion RUKUXI Werte für ξ_r , für die $\delta W1$ und damit δW möglichst klein wird. Die Eulergleichung für $\delta W1$ ergibt sich nach Wesson [1] zu

$$\frac{d}{dr} \left(\left(\frac{1}{q} - \frac{n}{m} \right)^2 r^3 \frac{d\xi_r}{dr} \right) - (m^2 - 1) \left(\frac{1}{q} - \frac{n}{m} \right)^2 r \xi_r = 0. \quad (14)$$

Diese Differentialgleichung zweiter Ordnung steht programmiert als zweidimensionale Differentialgleichung erster Ordnung in der Funktion DIFFERENTIAL, die für einen Skalar x und Werte $q(x)$ und $q'(x)$ die zugehörigen radialen Ableitungen ξ_r' und ξ_r'' zurückgibt. Ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung berechnet den Ergebnisvektor jeweils für eine Schrittweite $r(k+2) - r(k)$, indem die Funktion DIFFERENTIAL an den Stellen $r(k)$, $r(k+1)$ und $r(k+2)$ ausgewertet und daraus eine Näherung für den Wert von ξ an der Stelle $r(k+2)$ abgeleitet wird. Als erste Startwerte (bei $r(2)$) werden $xi(2) = r(2)^{m-1}$ und $xiabl(2) = (m-1)r(2)^{m-2}$ definiert. Dies sind gerade die exakten Startwerte für konstantes Stromprofil, weil die Lösungen des Systems dann die Form $\xi_r = cr^{m-1}$ mit einer Konstanten c haben. Im allgemeinen ist das System jedoch bis auf Normierung von den Startwerten unabhängig, da aus physikalischen Gründen $\xi_r' \rightarrow 0$ und $j'(r) \rightarrow 0$ für $r \rightarrow 0$. Nach *step* Schritten erreicht die Schleife den Plasmarand a und liefert als Resultat den Vektor xi , der *step+1* Einträge $xi(k)$ an den Stellen $r(2k)$ hat.

2.5 Die Verschiebung der Flußflächen

Um eine grafische Vorstellung der Verschiebung zu erhalten, wird in der Funktion KREISVERSCHIEB aus den berechneten oder eingegebenen Werten von ξ_r die tatsächliche Bewegung der Flußflächen bestimmt. Dabei werden zunächst konzentrische Kreise um den Nullpunkt gelegt. Die Anzahl der Kreise ist im Optionmenü wählbar und in der Variable *kreisanz* abgelegt. Aus der Fourierreihenentwicklung erhält man in erster Ordnung die folgende Verschiebung eines Punktes (r, θ) in Polarkoordinaten zurück:

$$(r, \theta) \rightarrow (r, \theta) + (\xi_r \cos m\theta, \xi_\theta / r \sin m\theta) \quad (15)$$

Dabei ist

$$\xi_\theta(r) = -\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial r} (r\xi_r) \cos m\theta \quad (16)$$

Bei der Kreisbildung wird ein dreidimensionales Array kreiert, in dem der Index der jeweiligen Flußfläche von 0 bis *kreisanz-1*, die Radien und zugehörigen Bogenwinkel in Abständen von $2\pi/100$ gespeichert sind. Zu diesem Array wird dann die sich aus diesen Gleichungen ergebende Verschiebung an jedem Punkt hinzuaddiert.

Wie oben bereits erwähnt, kann es hierbei leicht zu stark verfälschten Werten kommen, wenn ξ_r nicht klein genug gewählt wird, da die gesamte Herleitung nur in erster Ordnung, also für infinitesimale Störungen ξ_r gültig ist. Andererseits sieht man überhaupt keine Verschiebung, wenn ξ_r zu klein wird. Das Ergebnis ist stark von kleinen Änderungen an der Normierung von ξ_r abhängig. Wenn die Option *Normierung von xi* aktiviert ist, überprüft eine Schleife, ob es Überschneidungen der Flußflächen gibt und halbiert ξ_r solange, bis die Flächen wieder schnittfrei sind. Diese Prozedur dauert jedoch unter Umständen einige Minuten. Außerdem werden ähnlich gelagerte Fehler durch zu große Werte von ξ_r , wie zum Beispiel gelegentlich auftretende Schleifenbildung dadurch nicht ausgeschlossen. Es empfiehlt sich also, diesen Teil der Darstellung kritisch zu hinterfragen.

2.6 Stabilitätsgrenzen

Für den Spezialfall eines Stromprofils der Form $f(r) = (1 - (r/a)^2)^\nu$ läßt sich mithilfe der obigen Differentialgleichung (14) ein Grenzwert q_{marg} des Sicherheitsfaktors finden, an dem das System bezüglich einer bestimmten Mode bei Annäherung der resonanten Fläche von außen gerade instabil wird und bleibt, bis die resonante Fläche in das Plasma eindringt. Dazu betrachtet man nach Wesson [1] die Randbedingung.

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{dr} (r\xi) = \frac{2 - (m - nq_{\text{marg}})}{m - nq_{\text{marg}}} m \quad r = a \quad (17)$$

Es ist zu beachten, daß dies nicht eine algebraische Gleichung ist, die einfach nach q_{marg} aufgelöst werden könnte, weil $q(r)$ implizit auf der linken Seite der Gleichung vorkommt. Für die Berechnung von ξ , bzw. ξ/ξ' spielt ja $q(r)$ eine entscheidende Rolle. Stattdessen muß man das äußere Magnetfeld B_{tor} oder den Gesamtstrom I so verändern, daß die obige Gleichung gilt. Im vorliegenden Programm wurde dies über eine Schleife gelöst, die numerisch für eine bestimmte Gleichgewichtssituation Gleichung (17) nach q_{marg} auf der rechten Seite auflöst und dann B_{tor} so verändert, daß im neuen Gleichgewicht gerade $q_{\text{marg}/\text{alt}} = q_{\text{neu}}(a)$ gilt.

$$B_{\text{tor}/\text{neu}} = \frac{R B_\theta(a) q_{\text{marg}/\text{alt}}}{a} \quad (18)$$

Als Startwert wird ein Wert dicht unter $q(a) = \frac{m}{n}$ gewählt, nämlich $q_0(a) = \frac{m}{n} - 0.01$. Für $q(a) > \frac{m}{n}$ befindet sich die resonante Fläche im Inneren und das Gleichgewicht

ist ohnehin stabil. Dieser Vorgang wird so lange fortgesetzt, bis $q_{neu}(a)$ und $q_{marg/alt}$ bis zur sechsten Stelle hinter dem Komma gleich sind. Wessons Ergebnisse lassen sich damit sehr genau nachvollziehen.

Um q_{marg} für einen bestimmten Exponenten ν und eine bestimmte Mode zu erhalten benötigt das Programm ein paar Minuten. Interessiert man sich für einen Überblick über eine Reihe von Moden und mehrere Exponenten, so kann mit dem Programm BOUNDARY.PRO ein Datenfile BOUND.DAT erstellt werden, das dann mit dem Programm LESEDAT.PRO gelesen und dargestellt werden kann. Die Rechenzeit hierfür beträgt auch aufgrund der höheren Rechengenauigkeit allerdings mehrere Stunden.

Die Programmierung in IDL erfolgte mit freundlicher Unterstützung durch S. de Peña Hempel und M. Maraschek.

Literatur

- [1] J.A. Wesson: Hydromagnetic stability of tokamaks, Nuclear Fusion 18, pp 87–131, January 1978.
- [2] H. Zohm, MHD-Gleichgewichte und Stabilität heißer Fusionsplasmen, Skript zur Vorlesung, Oktober 1995, im WWW auf der Homepage von H. Zohm verfügbar.