



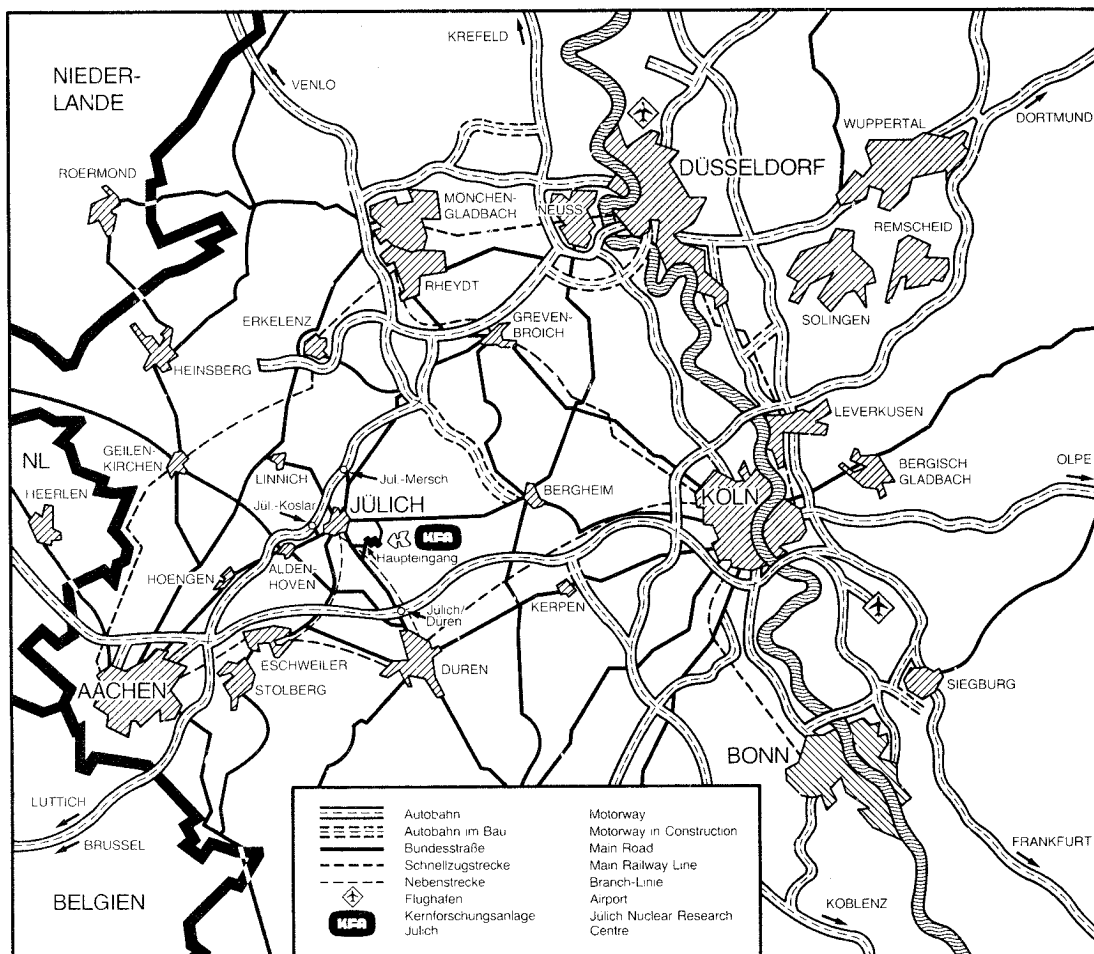
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Plasmaphysik

**Experimentelle Untersuchung der
Stromdiffusion in Tokamak-Entladungen**

von
Walter Brüssau

Jül-2258
Januar 1989
ISSN 0366-0885



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2258
 Institut für Plasmaphysik Jül-2258

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 19 13 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Experimentelle Untersuchung der Stromdiffusion in Tokamak-Entladungen

von

Walter Brüssau

D 10 (Diss. Uni. Düsseldorf)

Abstract

The magnetic confinement of plasma in a tokamak is of growing interest as a concept for controlled thermonuclear fusion. In a tokamak, a toroidally symmetric plasma is confined by an external toroidal field B_t and the poloidal field B_p of a toroidal plasma current I_t . In addition, the current provides ohmic heating of the plasma. Since tokamak discharges are limited in time, the ratio between the current inward diffusion time and the total discharge time, and hence generally the kind and duration of current diffusion processes, is important.

The present work investigates the influence of external discharge parameters like the pulse shape of the total current, the particle density, the toroidal magnetic field, or the plasma contamination on current diffusion processes in the TEXTOR tokamak (plasma radius $a \simeq 0.5$ m, major radius $R_0 \simeq 1.7$ m). Special emphasis is given to the question of in which cases (if any) the current diffusion can be described by a simple Ohm's law (i.e. current density $\propto$ electric field) with a proportionality factor equal to the resistivity of a fully ionized plasma corrected for toroidal effects ("neoclassical resistivity").

For these investigations, the temporal and spatial distributions of the poloidal magnetic field have to be known. This information is obtained from a far-infrared ($\lambda = 337 \mu\text{m}$) polarimeter/interferometer measuring simultaneously Faraday rotation angles and line-averaged electron densities along nine vertical chords. The electron temperature which is required to prove the validity of Ohm's law in this simple form is derived from the measurement of the electron cyclotron radiation.

In all TEXTOR discharges under investigation, the simple Ohm's law with neoclassical resistivity is approximately valid, at least during most of the time that current is diffusing. In contrast to other experiments where strong deviations from this relation have been observed and attributed to the occurrence of resistive plasma instabilities, the law also holds on TEXTOR during such instabilities.

In order to describe the influence of the external discharge parameters on the current diffusion, an "effective" diffusion time τ_{eff} is introduced. In the start-up phase, the dependences are quite well reflected by the scaling law $\tau_{eff} \propto a^{5/2} R_0^{-1} B_t I_{t,stat}^{1/4}$ which does not contain the current ramp rate, the particle density, and the impurity concentration because of their weak influence on τ_{eff} ¹.

For a physical interpretation of this scaling law, a simple theoretical model is formed on the basis of the current diffusion equation and the electron energy conservation equation. The model makes use of the above-mentioned simple relation between current density and electric field and equates the ohmic heating term with the electron heat

¹ the dependence on a and R_0 is checked by comparison with a JET discharge

conduction term. An empirical formula obtained for stationary conditions is adopted for the latter term. Furthermore, an upper limit for the central current density is assumed for cases with periodic instabilities in the plasma center ("sawtooth activity"). The dependences which are derived from the model agree with the experimental scaling law.

Inhaltsübersicht

	Seite
I. Einleitung und Aufgabenstellung	3
II. Theoretische Grundlagen	7
III. Meß- und Auswerteverfahren	...10
III.1. Meßverfahren	...10
III.2. Auswerteverfahren	...11
III.3. Beispiel einer Auswertung	...15
IV. Experimentelle Ergebnisse	...23
IV.1. Vorbemerkungen , Definition von τ_{eff}	...23
IV.2. Auswirkungen verschiedener Parameteränderungen	...25
IV.2.1. <i>Variation der Stromanstiegsrate $\dot{I}_t$ bei Aufwärtsrampen</i>	...25
IV.2.2. <i>Variation der Stromanstiegsrate $\dot{I}_t$ bei Abwärtsrampen</i>	...34
IV.2.3. <i>Variation der zu Ende der Startphase erreichten Gesamtstromwerte $I_{t,stat}$</i>	...38
IV.2.4. <i>Variation des Teilchendichteverlaufs (Elektronendichteverlaufs) $\bar{n}_e(t)$</i>	...42
IV.2.5. <i>Variation des toroidalen Magnetfeldes B_0</i>	...49
IV.3. Zusammenfassung der Ergebnisse	...59
V. Skalierung der Skinzeit	...60
V.1. empirisches Skalierungsgesetz	...60
V.2. Deutung des Skalierungsgesetzes	...63
VI. Zusammenfassung	...67

	Seite
Anhang	...69
A. Messung	...69
A.1. Die Meßapparatur	...69
A.2. Berücksichtigung der Nichtidealität der $\frac{\lambda}{2}$ -Platten	...73
A.3. Berücksichtigung der Doppelbrechung durch das Plasma	...76
A.4. Berücksichtigung der Strahlablenkung durch das Plasma	...78
A.5. Nicht rechnerisch korrigierbare Fehler der Polarimetrie	...82
B. Auswertung	...84
B.1. Die Auswerteprozeduren	...84
B.2. Fehlerfortpflanzung	...89
B.3. zylindersymmetrische Coderechnung	...92
B.4. Fehler durch Annahme der Zylindersymmetrie	...95
Literaturverzeichnis	...96

I. Einleitung und Aufgabenstellung

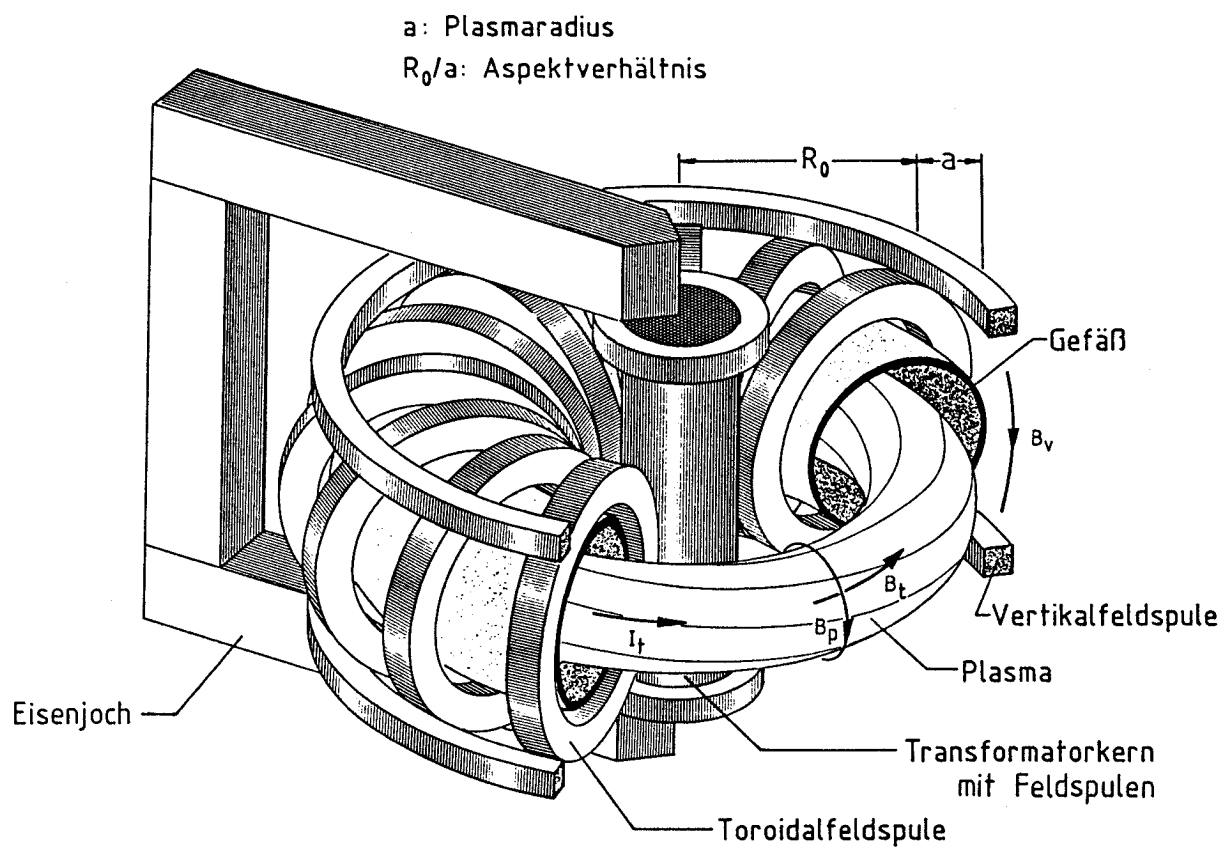
Unter den Konzepten zur Kontrolle von Kernverschmelzungsvorgängen ist dem des magnetischen Einschlusses von Materie in einem sogenannten Tokamak zunehmende Aufmerksamkeit gewidmet worden. Dabei handelt es sich um eine torusförmige Anordnung nach Abb. 1, in welcher ein toroidalsymmetrisches Plasma (meist aus Deuterium) durch ein Magnetfeld zusammengehalten wird. Dieses besteht aus einem äußeren toroidalen Feld B_t , dem das poloidal verlaufende Feld B_p eines toroidalen Plasmastroms I_p überlagert ist. Die entstehende Helizität der Feldlinien ist zur Aufrechterhaltung eines Gleichgewichts-Zustandes des Plasmas erforderlich. Der Strom dient gleichzeitig zur Ohm'schen Aufheizung des Plasmas. Er wird durch magnetischen Flußhub in einem Eisenkern auf der Torusachse aufrechterhalten; die Anordnung gleicht einem Transformator mit dem Plasmaring als Sekundärwicklung. Ein schwaches vertikales Hilfsfeld verhindert die Expansion des Plasmaschlauchs nach außen. Die konstruktiven Kenngrößen einiger größerer Tokamaks sind in Tab. 1 aufgelistet.

Die Änderung des magnetischen Flusses im Transformator kern kann nicht beliebig lange anhalten. Die Betriebsdauer des Tokamaks ist daher bei induktivem Stromtrieb begrenzt. So stellt sich die Frage nach der Zeitdauer bis zum Erreichen eines quasistationären Zustands. Mit Blick auf größere Tokamak-Experimente ($a \gtrsim \frac{1}{4}$ m) entstand Anfang der siebziger Jahre die Befürchtung, die Einwärtsdiffusion des Plasmastroms dauere im Vergleich zu realisierbaren Gesamtentladungszeiten zu lang. Man erwartete einen ausgeprägten Skineffekt durch hohe elektrische Leitfähigkeiten in Verbindung mit großen Plasmadurchmessern /1/.

Bei der wenig später erfolgten Inbetriebnahme des PLT-Tokamaks ($a = 0,4$ m, s. Tab. 1) erwies sich diese Befürchtung als unbegründet, da die erreichbaren Leitfähigkeiten wesentlich niedriger als erwartet ausfielen. Außerdem gab es Anzeichen für zusätzliche stromdiffusionsbeschleunigende Mechanismen in der Startphase /2/. Man sah starke Abweichungen von der einfachen Ohm'schen Proportionalität zwischen Stromdichte und elektrischem Feld (über die neoklassische Leitfähigkeit), wie sie für quasistationäre Entladungszustände des Tokamaks gefunden wurde. Aus diesem Grund wurden Stromdiffusionsvorgänge auch an anderen größeren Tokamaks untersucht (D III, ASDEX, JET, TEXT) /3,4,5,6/. Dabei beschränkte man sich nicht nur auf die Startphase, sondern betrachtete wegen der größeren Sicherheit der Anfangsbedingungen auch Stromrampen aus dem stationären Zustand heraus (D III, JET, TEXT). Eine anomal

Abb. 1

Schema eines Tokamaks



I_t : Plasmastrom
 B_t : toroidales Magnetfeld
 B_p : poloidales Magnetfeld
 B_v : vertikales Hilfsfeld

$$B_t \gg B_p \gg B_v$$

Tab. 1 Konstruktionsparameter einiger größerer Tokamaks

	$\frac{a}{\text{m}}$	$\frac{R_0}{\text{m}}$	$\frac{I_t}{\text{MA}}$	$\frac{B_t}{\text{T}}$
JET	1,5 ¹	3,0	7,0	3,4
TFTR	0,9	2,5	3,0	5,2
D III-D	0,9 ¹	1,7	2,5	2,2
D III	0,5 ²	1,4	0,6	2,4
PLT	0,4	1,3	0,6	3,2
PDX	0,4	1,4	0,5	2,5
TEXT	0,27	1,0	0,3	2,8
TEXTOR	0,5	1,8	0,6	2,8
ASDEX	0,4	1,6	0,5	2,8
T 10	0,33	1,5	0,4	3,0
JT-60	0,9	3,0	2,7	4,8
JFT-2M	0,4 ¹	1,3	0,2	1,3

¹ geometrisches Mittel aus horizontalem und vertikalem Plasmaradius

² bei nahezu kreisförmigem Querschnitt

schnelle Stromdiffusion fand man jedoch nur in der Startphase ³ und dort zumeist ganz im Anfang bei relativ kaltem ($kT_e \lesssim \frac{1}{2} \text{ keV}$), dünnem ($\bar{n}_e \lesssim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) Plasma und hohen Stromanstiegsraten ($\dot{I}_t \gtrsim 1,5 \frac{\text{MA}}{\text{sec}}$). Obwohl eine Reihe von Untersuchungen vorliegen, fehlen systematische Studien über die Auswirkungen äußerer Entladungsparameter auf den Stromdiffusionsvorgang. Insbesondere stellt sich die Frage, in welchen Parameterbereichen eine Anomalie der Stromdiffusion vorherrscht.

Zudem stützen sich die bisherigen Ergebnisse nicht auf eine unmittelbare Messung der Stromdichteverteilung $j_t(\vec{r}, t)$. Bei PLT, ASDEX, D III und TEXT basieren sie auf Co-derechnungen unter Vorgabe gemessener raumzeitlicher Leitfähigkeitsverläufe sowie der durch $I_t(t)$ und $l_t(t)$ ⁴ gegebenen Randbedingungen ⁵. Zumindest bei der Simulation der Stromdiffusion in der Startphase (PLT, ASDEX) ist die Anfangsverteilung des Stroms ungewiß. Bei JET hingegen konnte man aufgrund des D-förmigen Plasmaquerschnitts aus kontinuierlichen Magnetfeldmessungen an verschiedenen Stellen des Plasmarandes auf Momente der Stromverteilung und unter Verwendung von Gleichgewichtsbedingungen auf die gesamte Stromverteilung schließen. Hier war die Unsicherheit hinsichtlich der Anfangsbedingungen für das Stromprofil nicht vorhanden. Andererseits sind die Rückschlüsse auf die Stromdichten im Plasmaminneren nicht sehr genau, da dort weitgehend Zylindersymmetrie vorliegt.

Die an TEXTOR verwendete Kombination von FIR-Interferometrie und -Polarimetrie /7/ mißt kontinuierlich die Phasenverschiebung $\Delta\phi \propto \int_{\text{Sehstrahl}} n_e ds$ (n_e Elektronendichte) sowie den Faraday-Drehwinkel $\alpha \propto \int_{\text{Sehstrahl}} n_e \vec{B}_p \cdot d\vec{s}$ (bei Anfangspolarisation in Toroidalrichtung) das Plasma durchquerender HCN-Laserstrahlen. Das Vorhandensein mehrerer vertikaler Meßstrahlen ermöglicht Rückschlüsse auf die Verteilung des poloidalen Magnetfelds und damit des toroidalen Plasmastroms. Die Diagnostik ist daher - in Verbindung mit einer unabhängigen Abschätzung der elektrischen Leitfähigkeit - in besonderer Weise für ein Studium der Stromdiffusion geeignet.

³ ein Ausnahmefall bei D III ist durch ungewöhnliche Begleitumstände gekennzeichnet

⁴ Induktivität des Stromkanals (längenbezogen); nur bei ASDEX und D III berücksichtigt

⁵ im Falle sog. "Sägezahn-Aktivität" auf der Elektronentemperatur hat man zusätzlich eine Untergrenze für j_t im Plasmazentrum /3/

II. Theoretische Grundlagen

Zur Beschreibung der Stromdiffusion wird von den aus Abb. 2 ersichtlichen Koordinatendefinitionen ausgegangen. Der Index t kennzeichnet die Toroidalrichtung, der Index p die Vektorkomponenten in der Poloidalebene. Vorausgesetzt wird Axialsymmetrie, d.h.

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial \Phi} X \equiv 0, \quad X = \text{Skalar oder Vektorkomponente.}$$

Aus den Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich damit unter Vernachlässigung der Verschiebungsströme (μ_{Plasma} ist in sehr guter Näherung 1)

$$(2) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E}_t = - \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}_p \quad \text{und}$$

$$(3) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B}_p = \mu_0 \vec{j}_t.$$

Einsetzen von (2) in die Zeitableitung von (3) liefert

$$(4) \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} j_t = (\vec{\nabla}^2 - \frac{1}{R^2}) E_t.$$

Zur Lösung dieser Differentialgleichung ist ein weiterer, von ihr unabhängiger Zusammenhang zwischen E_t und j_t erforderlich. Im einfachsten Fall ist dieser Zusammenhang durch ein Ohm'sches Gesetz der Form

$$(5) \quad \begin{aligned} E_t &= \eta j_t \\ \eta &= \text{elektrische Resistivität des Plasmas für Ströme in Toroidalrichtung} \end{aligned}$$

gegeben. Dabei ist aufgrund der Orientierung des Magnetfeldes (s. Abb. 1)

$$(6) \quad \eta \simeq \eta_{\parallel} = \text{elektrische Resistivität für Ströme parallel zu den Magnetfeldlinien.}$$

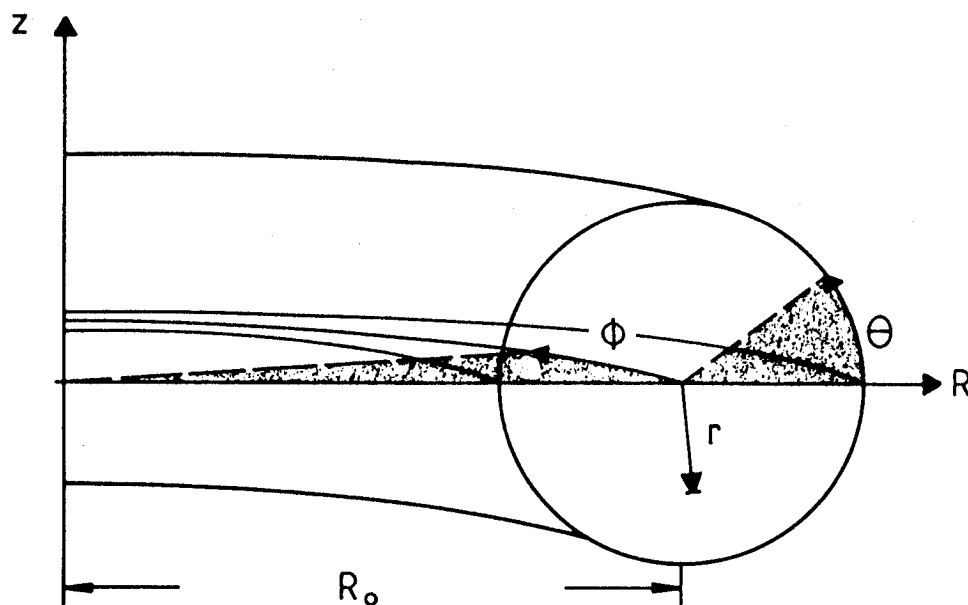
Für die elektrische Resistivität η im magnetfeldfreien Plasma berechnete Spitzer /8/ aus der Fokker-Planck-Gleichung unter Voraussetzung reiner Coulomb-Wechselwirkung die Abhängigkeit von Elektronentemperatur kT_e , Elektronendichte n_e und Plasmazusammensetzung. Charakterisiert man letztere durch eine effektive Ionenladung

$$(7) \quad Z_{\text{eff}} := \frac{1}{n_e} \sum_i \sum_j Z_{ij}^2 n_{ij} \quad (n = \text{Dichte, } Z = \text{Ladung, } i = \text{Kernladungszahl,} \\ j = \text{Ionisationsstufe der Atome),}$$

so ist nach Spitzer

Abb. 2

Definition der Koordinaten



Vektor in Toroidalrichtung: $\vec{X}_t \parallel \vec{e}_\phi$

Vektor in Poloidalebene: $\vec{X}_p \perp \vec{e}_\phi$

$$\eta_S = C_S \gamma(Z_{eff}) \ln \Lambda \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{-3/2}, \quad C_S = 1,031 \cdot 10^{-4} \frac{V^{5/2} m}{A}$$

$$(8) \quad \text{mit } \gamma(Z_{eff}) = Z_{eff} \left(0,29 + \frac{0,457}{1,077 + Z_{eff}} \right)$$

$$\text{und } \Lambda = C_\Lambda \frac{kT_e / e}{Z_{eff} \sqrt{n_e}}, \quad C_\Lambda = 1,09 \cdot 10^{14} \frac{1}{m^{3/2} V} \quad (\text{MKSA}).$$

Beim Übergang zum Plasma im homogenen Magnetfeld $\vec{B}_0$ gilt für die Resistivität $\eta_{||}$ parallel zu den Feldlinien dieselbe Formel, da die Bewegung der Ladungsträger in Feldrichtung durch $\vec{B}_0$ nicht beeinflusst wird. Das Tokamak-Magnetfeld ist jedoch inhomogen: insbesondere ist der toroidale Anteil B_t (s. Abb. 1) proportional zu $1/R$ (R s. Abb. 2). Dem Einfluß dieser Inhomogenität auf die Bewegung der Ladungs-

träger in Feldrichtung wird durch die sogenannte neoklassische Korrektur von η_s Rechnung getragen. Sie ist von B_t und B_p abhängig und lautet einer Abhandlung von Duchs et al. /9/ folgend für niedrige Z_{eff} ($\lesssim 4$)

$$(9) \quad \eta_{\parallel}^{(nk)} = \eta_s / \left(1 - \frac{1,9 \sqrt{\frac{r}{R_0}} - \frac{r}{R_0}}{1 + v_e^*} \right)$$

mit $v_e^* = C_v (1 + Z_{eff}) \frac{B_{t0}}{B_p} R_0 \sqrt{\frac{R_0}{r}} \ln \Lambda \frac{n_e}{(kT_e/e)^2}$,

$C_v = 3,465 \cdot 10^{-18} \frac{V^2 m^2}{sec} \quad (MKSA) .$

Die Formel gilt für nahezu zylindersymmetrische Verhältnisse ($a \ll R_0$, mittlerer Plasmadruck $\langle p \rangle \ll \frac{B_p^2}{2\mu_0}$). B_{t0} ist das toroidale Magnetfeld auf der magnetischen Achse.

In der Nähe der magnetischen Achse ($r \ll R_0$) ist die Korrektur vernachlässigbar; dort ergibt sich $\eta_{\parallel}^{(nk)} \simeq \eta_s$.

Für die stationäre Phase von Entladungen größerer Tokamaks gilt zumindest bei kleinem Z_{eff} ($\lesssim 4$) als gesichert, daß das einfache Ohm'sche Gesetz (Gl. (5)) unter Einsetzen neoklassischer Resistivität $\eta_{\parallel}^{(nk)}$ gültig ist /5,10/.

In der vorliegenden Arbeit wird die Frage behandelt, ob dies auch während eines Stromdiffusionsvorgangs, insbesondere dessen zu Entladungsbeginn, aufrechterhalten werden kann. Ist das der Fall, so soll die Diffusion als normal bezeichnet werden, anderenfalls als anomal. Normale Stromdiffusion läßt sich also durch

$$(10) \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} j_t = (\vec{V}^2 - \frac{1}{R^2}) (\eta_{\parallel}^{(nk)} j_t)$$

beschreiben.

Eine in diesem Sinne anomal schnelle Stromdiffusion wurde in größeren Tokamaks ($a \gtrsim \frac{1}{4}$ m) zuerst bei PLT beobachtet (s.v./2/). Als Grund vermutete man, wie schon vorher bei kleineren Tokamak-Experimenten, eine stark erhöhte Viskosität durch das Auftreten resistiver Instabilitäten (eine theoretische Betrachtung dazu findet sich z.B. in /11/).

Eine weitere, im Zusammenhang mit größeren Tokamaks weniger diskutierte Erklärung besteht in der Annahme einer Viskosität durch Anregung von Ionenschallwellen /12/.

III. Meß- und Auswerteverfahren

III.1. Meßverfahren

Um die gestellten Aufgaben bearbeiten zu können, ist es erforderlich, Stromdichte und elektrisches Feld raum-zeitlich auflösend zu bestimmen. Die Größenordnungen von j_t und E_t ergeben sich in der Startphase (für $t \gtrsim 100$ msec, s.h.) von TEXTOR aus der Abschätzung

$$|j_t| \simeq \frac{I_t}{a^2} \simeq 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2} ; |E_t| \simeq \frac{U_L}{2\pi R_0} \simeq 0,2 \frac{\text{V}}{\text{m}} .$$

Die beiden Größen sind aus dem Verlauf des poloidalen Magnetfelds erhältlich (s.v.) :

$$(2) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E}_t = - \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}_p$$

$$(3) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B}_p = \mu_0 \vec{j}_t .$$

Daraus resultieren für B_p und $\frac{\partial B_p}{\partial t}$ die Abschätzungen

$$|B_p| \simeq \frac{a}{2} \mu_0 |j_t| \simeq 0,3 \text{ T} ; \left| \frac{\partial B_p}{\partial t} \right| \simeq \frac{2}{a} |E_t| \simeq 1 \frac{\text{T}}{\text{sec}} .$$

Für die Zeitauflösung Δt gilt also

$$\Delta t \ll |B_p| / \left| \frac{\partial B_p}{\partial t} \right| \simeq 0,3 \text{ sec} .$$

Gleichzeitig wird eine Raumauflösung von $\Delta r \ll a \simeq 0,5 \text{ m}$ benötigt.

Um das poloidale Magnetfeld im Plasma mit der erforderlichen Raumauflösung zu bestimmen, wurde in der vorliegenden Arbeit eine Meßapparatur verwendet, welche den Faraday-Effekt an einem linear polarisierten FIR-Laserstrahl /13/ ausnutzt. Der Effekt besteht in einer Drehung der Polarisationsrichtung gemäß

$$(11) \quad \alpha = - C_2 \lambda^2 \int_0^L n_e \vec{B}_p \cdot d\vec{s} , \quad C_2 = 2,611 \cdot 10^{-13} \frac{\text{rad}}{\text{T}} ,$$

λ = Laserwellenlänge

n_e = Elektronendichte

$d\vec{s}$ = Wegelement des Strahls .

Für die Wellenlänge $3,366 \cdot 10^{-4}$ m des verwendeten HCN-Lasers und für bei TEXTOR auftretende liniengemittelte Elektronendichten von $\simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ergeben sich bei halbem Plasmaradius mit $|B_p| \simeq 0,3 \text{ T}$, $L_{\text{eff}} \simeq a \simeq 0,5 \text{ m}$ Drehwinkel von der Größenordnung 0,1 rad. In der Startphase der Entladung sind sowohl n_e wie auch B_p beträchtlich kleiner. Dies führt dazu, daß die Faraday-Drehwinkel während der ersten $\simeq 100$ msec der TEXTOR- Startphase zu wenig über die absoluten Meßfehler von 2...3 mrad (s. Anhang Abs. A.5.) hinauskommen. Die Stromdiffusion in dieser Zeitspanne, die durch relativ niedrige Elektronentemperaturen ($\lesssim \frac{1}{2} \text{ keV}$) und Elektronendichten ($\lesssim 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) gekennzeichnet ist, wird daher in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt.

Um aus dem Faraday-Drehwinkel α auf $\vec{B}_p$ zurückschließen zu können, ist die Bestimmung der Elektronendichte n_e erforderlich. Man erhält diese durch interferometrische Messung der Phasenverschiebung

$$(12) \quad \Delta\phi = -C_1 \lambda \int_0^L n_e ds, \quad C_1 = 2,815 \cdot 10^{-15} \text{ rad m}.$$

Unter den oben genannten Bedingungen liegen die Phasenverschiebungen im Bereich von 10 rad.

Der apparative Aufbau zur Messung von $\Delta\phi$ und α ist im Anhang (Abs. A) skizziert; dort werden auch die in ihm auftretenden Meßfehler detailliert behandelt.

III.2. Auswerteverfahren

Um Aufschluß über die räumliche Verteilung von $\vec{B}_p$ und n_e zu erhalten, sind mehrere Meßstrahlen erforderlich (s. Abb. 3). Da die Meßstrahlen alle vertikal sind, können aus den Meßdaten keine Rückschlüsse auf die Verteilung der gesuchten Größen in vertikaler Richtung gezogen werden. Ferner ist zu bedenken, daß $\vec{B}_p = (B_{p,R}; B_{p,z})$ aus zwei Komponenten besteht, von denen nur eine (nämlich $B_{p,z}$) sich auf die gemessenen Drehwinkel auswirkt. Es werden daher zur weiteren Behandlung Annahmen über die Verteilung von n_e und B_p sowie die Orientierung von $\vec{B}_p$ benötigt.

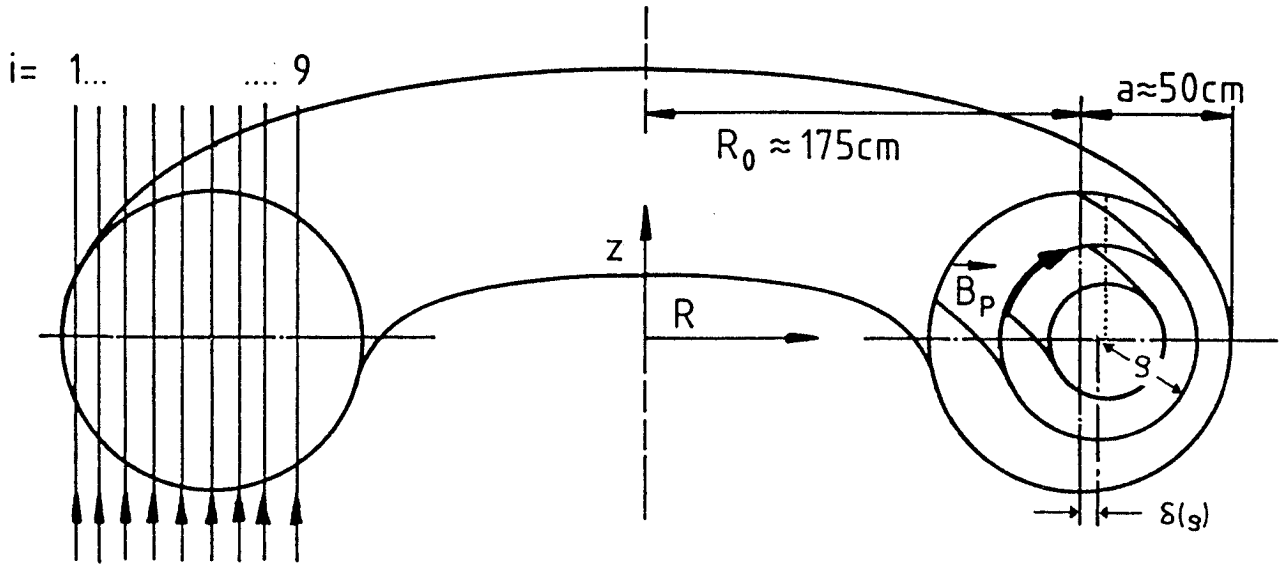
Das poloidale Magnetfeld ist immer tangential zu den Flächen konstanten Poloidalflusses orientiert, der durch

$$(13) \quad \Psi_p(R, z) := \int_{R_L(z)}^R \vec{e}_z \cdot \vec{B}_p(R', z) 2\pi R' dR',$$

$R_L(z) :=$ Flußfläche, auf der die Umfangsspannung U_L gemessen wird
(außerhalb des Plasmas),

Abb. 3

Zum Meß- und Auswerteverfahren



Meßstrahlen des HCN-Lasers

$$\delta(a) = 0$$

exzentrische magnetische Flußflächen

..... Vertikalschnitt durch magnetische Achse

- $R_1 = 222.5 \text{ cm}$
- $R_2 = 215 \text{ cm}$
- $R_3 = 205 \text{ cm}$
- $R_4 = 195 \text{ cm}$
- $R_5 = 185 \text{ cm}$
- $R_6 = 175 \text{ cm}$
- $R_7 = 165 \text{ cm}$
- $R_8 = 157.5 \text{ cm}$
- $R_9 = 144 \text{ cm}$

definiert sei. Einer z.B. von Wesson /14/ skizzierten Näherungsrechnung folgend wird angenommen, diese Flußflächen seien im Plasmabereich ineinandergeschachtelte, zur Äquatorebene des Entladungsgefäßes symmetrische Tori mit kreisförmigem Querschnitt vom Radius ρ (s. Abb. 3). Die Verschiebung $\delta(\rho)$ der Torusseelen gegeneinander läßt sich unter Voraussetzung des MHD-Gleichgewichts $\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B}$ aus Poloidalfeld- und Druckverteilung berechnen (s. Gl. (B6) im Anhang). Diese Annahme wird durch selbstkonsistente Rechnungen zu den Flußflächenkonturen im MHD-Gleichgewicht gestützt /15/. Sie bewirkt insbesondere, daß sich $\Psi_p(R, z)$ ausschließlich als Funktion des Flußflächenradius ρ schreiben läßt. Mit der gegebenen Definition des Poloidalfusses Ψ_p und unter Voraussetzung der beschriebenen Flußflächenstruktur wird Gl. (11) zu

$$(11') \quad \alpha = -C_2 \lambda^2 \frac{1}{2\pi R} \int_0^L \frac{d\Psi_p}{d\rho} \frac{R - R_0 - \delta}{\rho + \frac{d\delta}{d\rho} [R - R_0 - \delta]} n_e dz \quad .$$

Aus dem MHD-Gleichgewicht ergibt sich ferner, daß die Flächen konstanten Poloidalflusses Ψ_p auch Flächen konstanten Gesamtdrucks p sein müssen. Da die Bewegung der Gyrationen zentren der Teilchen entlang der magnetischen Feldlinien viel schneller als senkrecht dazu ist, findet parallel zu den Feldlinien ein schneller Temperaturengleich statt, so daß die Flächen $\Psi_p = \text{const}$ ungefähr auch Flächen konstanter Temperaturen kT_e und kT_i sind. Wegen der Beziehung $p = n_e (kT_e + kT_i)$ müssen dann die Flächen $n_e = \text{const}$ in etwa mit den Flußflächen übereinstimmen. Um diesen Sachverhalt zu testen, werden in der Auswertung der Interferometerdaten Verschiebungen der $n_e = \text{const}$ - Konturen gegen die Flußflächen in R - Richtung (s. Abb. 3) zugelassen. Sieht man vom Plasmarandbereich ab, so erweisen sich diese Verschiebungen in allen Fällen als geringfügig ($\lesssim \frac{a}{20}$).

Dies sind die Voraussetzungen für die Analyse der Meßdaten, welche im wesentlichen aus drei Schritten besteht :

- 1.) Abel-Inversion [16,17] eines durch kubischen spline-fit aus den $\Delta\phi_i$ gewonnenen Phasenverschiebungs-Profiles $\Delta\phi(R)$ zum Erhalt von $n_e(R, z)$,
- 2.) Abel-Inversion von durch kubischen spline-fit aus den α_i gewonnenen Drehwinkelprofilen $\alpha^{(innen)}(R)$, $\alpha^{(außen)}(R)$ der inneren bzw. äußeren Plasmahälfte bei Kenntnis von $n_e(R, z)$ sowie der Flußflächenstruktur zum Erhalt der Funktion $\Psi_p'(\rho) = \frac{d\Psi_p}{d\rho}(\rho)$.

Dabei werden vom Gesamtstrom I_t bestimmte Randbedingungen berücksichtigt; die Flußflächenkenngrößen R_0 und $\delta(\rho)$ werden iterativ aus den Meßdaten, dem mittleren Plasmadruck $\langle p \rangle$ und der zentralen Elektronentemperatur kT_{e0} ermittelt.

Eine genauere Beschreibung der Verfahren findet sich im Anhang (Abs. B).

- 3.) Berechnung der gesuchten Größen $j_i(R, \rho, t)$ und $E_i(R, \rho, t)$ aus $R_0(t)$, $\delta(\rho)$ und $\Psi_p'(\rho, t)$ durch Anwendung der Gln. (13), (2) und (3). Es ergibt sich

$$(14) \quad -\mu_0 j_t = \frac{1}{2\pi R} K^2 (\Psi_p'' + \frac{1}{\rho} \Psi_p' [2 - K(1 - \delta'^2 + \delta'' [R - R_0 - \delta]) - \frac{R - R_0 - \delta}{KR}])$$

$$\text{mit } K = \frac{\rho}{\rho + \delta' [R - R_0 - \delta]} \quad \text{und} \quad X' = \frac{d}{d\rho} X$$

sowie ⁶

$$(15) \quad E_t = \frac{1}{2\pi R} \left[U_L - \left(\frac{\partial \Psi_p}{\partial t} \right)_{\vec{r} = \text{const}} \right]$$

mit U_L = Umfangsspannung (gemessen auf Flußfläche $R_L(z)$, s.v.)

$$\Psi_p = \Delta \Psi_p + \int_a^R \Psi_p'(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho}$$

$\Delta \Psi_p$ = Poloidalfluß zwischen Plasmarand und $R_L(z)$.

Zur Abschätzung von $\Delta \Psi_p$ wird die für den Außenraum aus $\mu_0 \vec{j}_t = \vec{\nabla} \times \vec{B}_p = \vec{0}$ resultierende Gleichung

$$\vec{\nabla}^2 \left(\frac{\Psi_p}{R} \right) - \frac{\Psi_p}{R^3} = 0$$

in Abhängigkeit von den Koordinaten Φ, r, θ (s. Abb. 2) formuliert und unter Vernachlässigung der $\frac{\partial}{\partial \theta}$ - Terme gelöst. Man erhält

$$(16) \quad \Delta \Psi_p = -\Psi_p' \frac{a}{R_0 - a} \frac{1}{1 - \delta'_R} (R_0 \ln \frac{R_0 - R_L(0)}{a} + R_L(0) - R_0 + a) ,$$

$$X' = \frac{d}{d\rho} X , \text{ Index } R : \text{Plasmarand, } R_L(z) \text{ s. Gl. (13) .}$$

Zur Bildung der Zeitableitung in Gl. (15) wird Ψ_p' und $\Delta \Psi_p$ zu zwei Zeitpunkten ($t - 10$ msec) und ($t + 10$ msec) ermittelt. Das Zeitintervall von 20 msec erweist sich im Vergleich zur Zeitskala der Meßgrößenänderungen als hinreichend kurz. Ohnehin ist es aufgrund periodischer Störungen auf den Polarimeterkanälen notwendig, die Meßdaten über 100 msec zeitlich zu mitteln. Näheres dazu sowie eine Abschätzung der sich aus den Meßfehlern ergebenden Fehlergrenzen für j_t und E_t (für den Vertikal-schnitt $R \equiv R_{AX}$, s.u.) befindet sich im Anhang (Abs. A.5., B.2.).

Die beschriebene Analyse der Meßdaten beschränkt sich auf endlich viele Auswertzeitpunkte $t_0 < t_1 < \dots < t_N$, deren Abstände viel kleiner als die charakteristischen Änderungszeiten $|X_k/\dot{X}_k|$ der Meßgrößen X_k sind. Die zu den aufeinanderfolgenden Auswertzeitpunkten anfallenden $j_t(R, \rho)$ und $E_t(R, \rho)$ sollten daher im Rahmen ihrer Fehlergrenzen über die Stromdiffusionsgleichung (4) miteinander verkoppelt sein, ohne innerhalb eines Intervalls sprunghafte Änderungen zu machen.

⁶ $\left(\frac{\partial \Psi_p}{\partial t} \right)_{\vec{r} = \text{const}}$ ist nicht unbedingt gleich $\left(\frac{\partial \Psi_p}{\partial t} \right)_{\rho = \text{const}} \dots !$

Zur Kontrolle dieses Sachverhalts dient eine die Differentialgleichung (4) unter Vorgabe der Anfangs- und Randbedingungen lösende Coderechnung. Zu den Randbedingungen gehört nicht nur der Gesamtstrom, sondern auch die Vorgabe des Verhältnisses $\frac{j_t}{E_t}$ in Raum und Zeit (bei Gültigkeit des einfachen Ohm'schen Gesetzes - Gl. (5) - ist das die Leitfähigkeit $\sigma_{\parallel} = \frac{1}{\eta_{\parallel}}$, s. Kap. II), welches innerhalb der Fehlergrenzen für j_t und E_t variiert werden kann. Die Coderechnung beschränkt sich allerdings auf den zylindersymmetrischen Grenzfall ($R_0 \rightarrow \infty, \delta(\rho) \rightarrow 0$). Dies ist insofern gerechtfertigt, als die entscheidende, die Zeitskala bestimmende Stromdiffusion im hochleitfähigen Plasmainternen ($\rho \lesssim \frac{a}{2}$) stattfindet. Dort sind jedoch die durch Toruskrümmung bedingten Effekte klein ($\frac{\delta(0) - \delta(\rho)}{\rho} \lesssim \frac{1}{16}$) ⁷. Der Vergleich mit den nicht-zylindersymmetrischen Ergebnissen der Datenanalyse erfolgt, indem man diese nur entlang des Vertikalschnitts durch die magnetische Achse $R = R_{AX}$ betrachtet (s. Abb. 3). Sei S_ρ der Schnittpunkt dieser Geraden mit einer Flußfläche vom Radius ρ , dann ist, wie im zylindrischen Fall, der Radius ρ mit dem Abstand zwischen S_ρ und der magnetischen Achse (nahezu) identisch. Außerdem ist j_t und E_t entlang der Geraden $R = R_{AX}$ besonders schwach von $R_0, \delta(\rho)$ bzw. $\dot{R}_0, \dot{\delta}(\rho)$ abhängig.

Eine genauere Beschreibung des Diffusionscodes sowie eine Abschätzung der durch Annahme der Zylindersymmetrie auftretenden Fehler bei der Berechnung von $j_t(R_{AX}, \rho, t)$ und $E_t(R_{AX}, \rho, t)$ findet sich im Anhang (Abs. B.3., B.4.).

Die Kontrolle der Auswertung durch die Coderechnung führt in der Praxis zu einer starken Einengung der Fehlergrenzen des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$, da sich nur wenige der innerhalb der Fehlergrenzen erlaubten j_t - und E_t -Profile ohne sprunghafte Änderungen mit Hilfe des Codes ineinander überführen lassen. Es ergibt sich, daß der Fehler des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ selbst für frühe Entladungszeiten ($\lesssim 150$ msec) unter etwa 30% bleibt. Zu späteren Zeiten ist die Unsicherheit noch geringer (für $t \gtrsim 250$ msec in der Regel um 15%).

III.3. Beispiel einer Auswertung

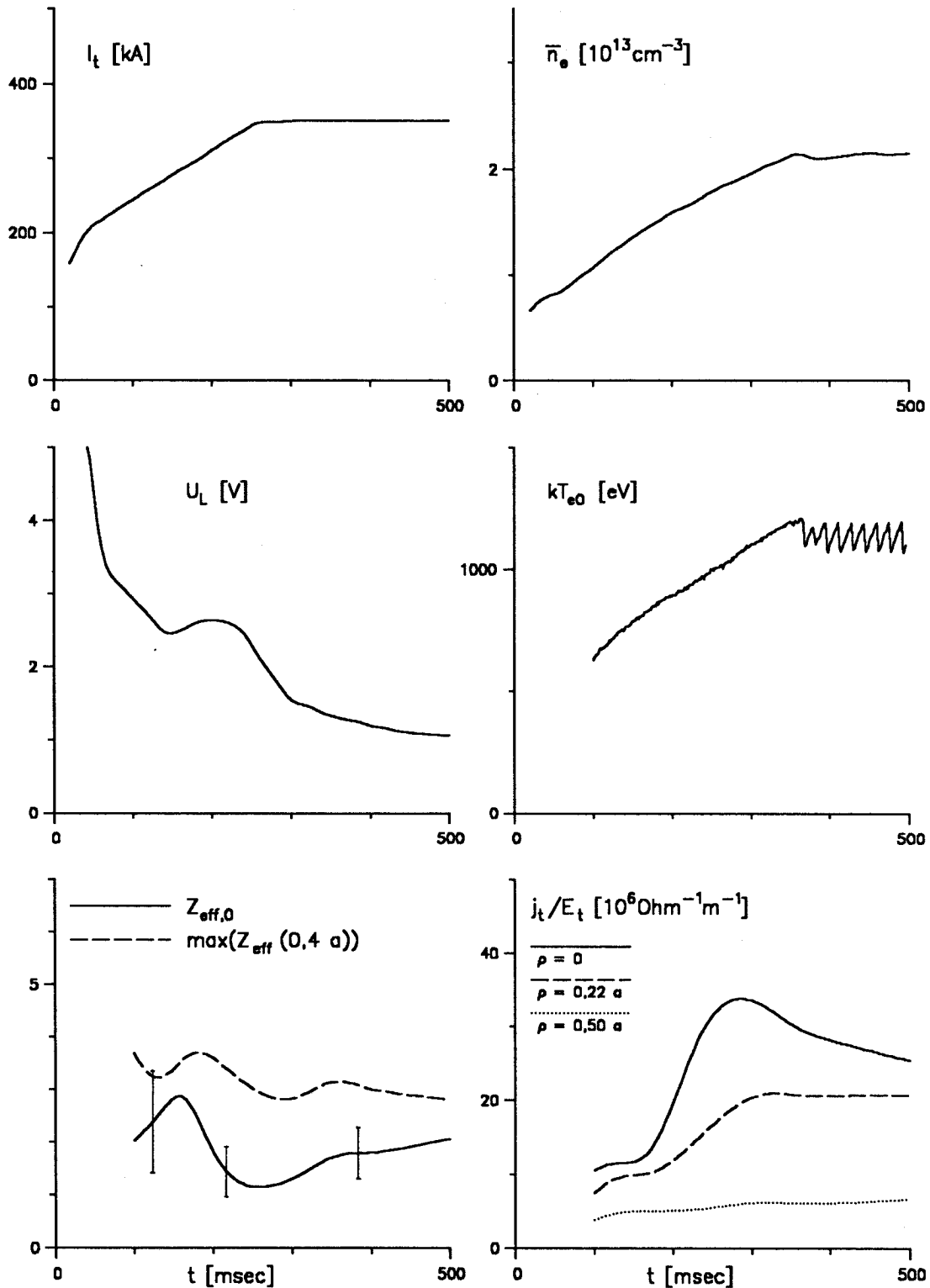
Am Beispiel der Startphase der Entladung Nr. 25853 sollen die Ergebnisse einer Auswertung dargestellt werden.

Die Entladung wird durch die in Abb. 4a gezeigten Verläufe von Plasmastrom I_t , Umfangsspannung U_L , liniengemittelter Elektronendichte $\bar{n}_e$ und zentraler Elektronentemperatur kT_{e0} charakterisiert. Abb. 4b präsentiert die Profile der Stromdichte j_t und des

⁷ bei der Meßdatenanalyse waren die toroidalen Effekte hauptsächlich deswegen zu berücksichtigen, weil die Drehwinkel und Phasenverschiebungen als linienintegrierte Größen auch durch die Außenbereiche des Plasmas ($\rho \gtrsim \frac{a}{2}$) beeinflusst werden

Abb. 4a

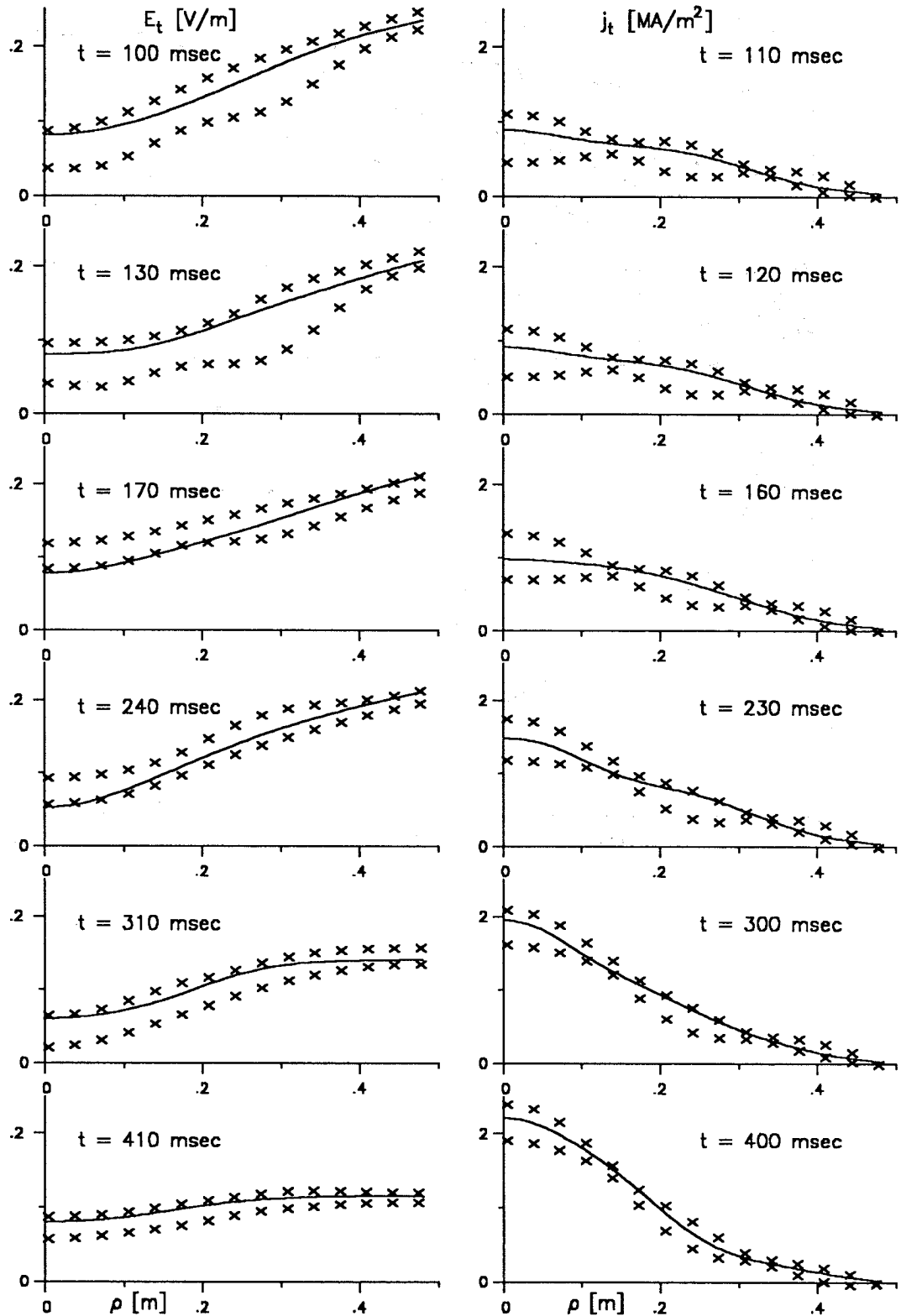
Beispiel einer Auswertung : # 25853



Die Ergebnisse der Auswertung sind in den beiden untersten Graphiken dargestellt. Man erkennt, daß Z_{eff} für $\rho \lesssim 0,4 \text{ a}$ zu keiner Zeit anomal überhöht ist (die gestrichelte Linie im Z_{eff} -Bild ist lediglich als Obergrenze zu verstehen).

Abb. 4b

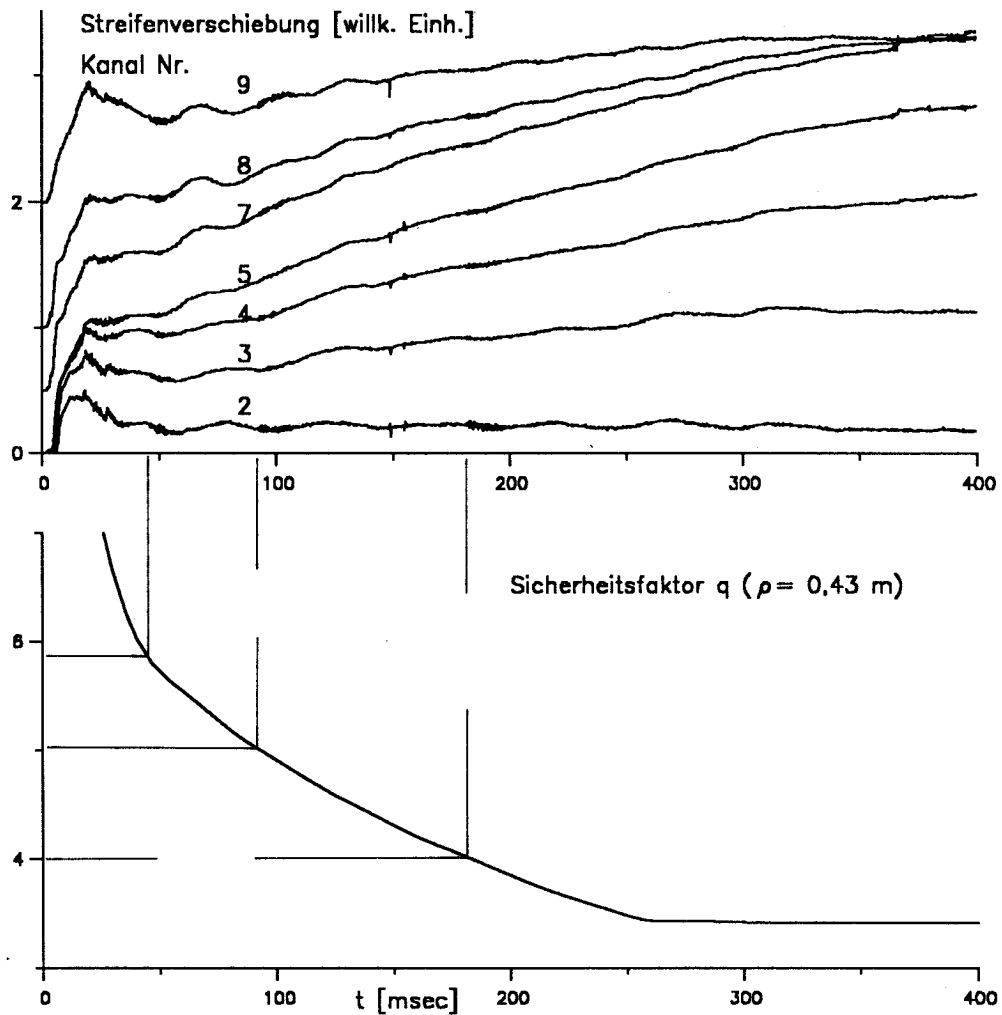
Beispiel einer Auswertung : # 25853



Die Abb. zeigt die Profile von Stromdichte und elektrischem Feld zu unterschiedlichen Auswertzeitpunkten. Die Kreuze geben die ungefähren Fehlergrenzen an.

Abb. 4c

Beispiel einer Auswertung : # 25853



Die Abb. zeigt durch resistive Moden hervorgerufene Oszillationen auf den Interferometerkanälen (Nummern s. Abb. 3; Kanäle 7 - 9 haben Offsets $\neq 0$). Die Moden werden in Plasmarandnähe bei $\rho \simeq 0,43$ m lokalisiert (ganzzahlige q -Werte).

elektrischen Feldes E_t entlang des Vertikalschnitts durch die magnetische Achse zu unterschiedlichen Auswertezeitpunkten ⁸. Die Kreuze geben die ungefähren Fehlergrenzen an; die Kurven ergeben sich aus der Coderechnung unter Verwendung der in Abb. 4a dargestellten Verläufe des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ im Plasmazentrum ($\rho = 0$), bei etwa $\frac{1}{4}$ Radius ($\rho = 0,22 a$) und halbem Radius ($\rho = 0,50 a$) (vgl. Anhang Abs. B.3.).

Wenn zwischen j_t und E_t ein einfacher Ohm'scher Zusammenhang nach Gl. (5) gilt, dann ist der Quotient $\frac{j_t}{E_t}$ gleich der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma_{\parallel} = \frac{1}{\eta_{\parallel}}$. Für $\eta_{\parallel}$ wiederum wird die neoklassische Spitzer-Resistivität $\eta_{\parallel}^{(nk)}$ aus Gl. (8), (9) angenommen; diese hängt in erster Linie von der Elektronentemperatur kT_e und der effektiven Ionenladung Z_{eff} ab. Daher läßt sich aus den Profilen von $\frac{j_t}{E_t}$ und kT_e auf das Profil von Z_{eff} zurückschließen. Sind die so erhaltenen Z_{eff} -Werte mit denen unabhängiger weiterer Messungen - z.B. Messung der weichen Röntgenstrahlung (SXR-Diagnostik) - verträglich, so deutet dies auf die Richtigkeit der gemachten Annahme hin. Sind die Z_{eff} -Werte aber z.B. deutlich zu groß, so ist $\frac{E_t}{j_t}$ größer als $\eta_{\parallel}^{(nk)}$, und die Stromdiffusion ist anomal schnell (s. Kap. II).

Die Elektronentemperatur kT_e wird an TEXTOR mit Hilfe einer üblichen, zu einem einzigen Zeitpunkt während der Entladung registrierenden Thomsonstreuapparat, einer SXR-Diagnostik ähnlich der in /18/ beschriebenen sowie einer Messung der Elektron-Zyklotron-Strahlung (ECE-Diagnostik, /19/) bestimmt. Nur letztere weist den für das Studium der Stromdiffusion erforderlichen kontinuierlichen Betrieb in Verbindung mit hinreichender räumlicher und zeitlicher Präzision auf. Im Zeitraum der vorliegenden Untersuchungen war jedoch nur ein ECE-Meßkanal für das Plasmazentrum vorhanden, so daß sich die obengenannte Z_{eff} -Berechnung auf den Zentralbereich beschränken muß.

Die effektive Ionenladung Z_{eff} wird an TEXTOR mit Hilfe der erwähnten SXR-Diagnostik gemessen. Diese Messung erfordert für hinreichende Präzision eine Zeitmittelung über $\simeq 0,4$ sec und ist ausgründdessen zur Auflösung von Z_{eff} -Schwankungen innerhalb von Stromdiffusionsprozessen (Dauer $\simeq 0,3$ sec) ungeeignet. Sie liefert allenfalls Werte für stationäre Verhältnisse, für die bekannt ist, daß das einfache Ohm'sche Gesetz (Gl. (5)) in Verbindung mit neoklassischer Resistivität (Gl. (8), (9)) gilt (s. Kap. II), d.h. für die Z_{eff} tatsächlich in genannter Weise aus $\frac{j_t}{E_t}$ und kT_e berechenbar ist.

Das stationäre Z_{eff} kann lediglich als Anhaltspunkt für den Bereich dienen, in dem sich Z_{eff} während eines Stromdiffusionsprozesses bewegt. Zur Klärung der Frage, ob anomale

⁸ die leichte Differenz der Auswertezeiten für E_t und j_t von 10 msec erklärt sich daraus, daß die Berechnung von $E_t(t)$ zwei Abel-Inversionen bei $t - 10$ msec und $t + 10$ msec erfordert (s.v.) und j_t zu einem dieser Zeitpunkte abgespeichert wird

Prozesse die Stromdiffusion beherrschen oder ob sie allenfalls leicht mitwirken, erweist sich diese Information jedoch als ausreichend. Die an anderen Tokamaks gefundenen Anomalien ($/2,3,5,6/$, s.v.) zeichnen sich durch vielfache Überhöhung der rechnerischen Z_{eff} - bzw. $\frac{E_t}{j_t}$ - Werte aus. Ob eine solche Überhöhung während eines Stromdiffusionsvorgangs an TEXTOR vorliegt oder nicht, läßt sich auch bei nur grober Kenntnis der wahren Z_{eff} -Werte feststellen.

Den für #25853 erhaltenen Verlauf von $Z_{eff,0}$ zeigt die Abb. 4a. Die Werte zwischen 100 und 400 msec erscheinen im Vergleich zu den stationären Werten nicht ungewöhnlich hoch. Dazu muß bedacht werden, daß das aus $\frac{j_t}{E_t}$ und kT_e berechnete Z_{eff} Fehler aufweisen kann. Die ECE-Messung liefert die Elektronentemperatur absolut bis auf knapp 10% genau; da sie mit der Potenz $3/2$ auf Z_{eff} durchschlägt (s. Gl. (8), $\gamma(Z_{eff}) \simeq Z_{eff}$), hat Z_{eff} allein hierdurch eine Unsicherheit von gut 10%. Berücksichtigt man noch die in der frühen Phase der Entladung ($t \lesssim 150$ msec) auftretende Ungenauigkeit des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ von ca. 30%, so ist für die anfänglichen Z_{eff} -Werte ein Gesamtfehler von etwa 40% möglich. Später ist $\frac{j_t}{E_t}$ - und damit auch Z_{eff} - genauer bekannt.

Im Zentralbereich des Plasmas verläuft die Stromdiffusion also normal, d.h. gemäß den Gln.(10), (9) und (8). Dieser Sachverhalt ist jedoch hinsichtlich einer Zeitabschätzung des gesamten Diffusionsvorgangs weniger bedeutsam, weil die Diffusionszeiten nahe dem Zentrum aufgrund der geringen noch zu überwindenden Distanzen ohnehin vergleichsweise kurz sind. Die Zeitskala der Stromdiffusion wird durch die etwas weiter außen liegenden Bereiche stärker beeinflusst. Die resistiven Instabilitäten, die als Ursache beschleunigten Stromtransports vorgeschlagen wurden (s. Kap. II), sind ebenfalls außerhalb des Zentralbereichs zu erwarten. Daher ist die Frage, ob das aus $\frac{j_t}{E_t}$ und kT_e erhaltliche Z_{eff} dort anomal hoch ist oder nicht, von entscheidender Bedeutung.

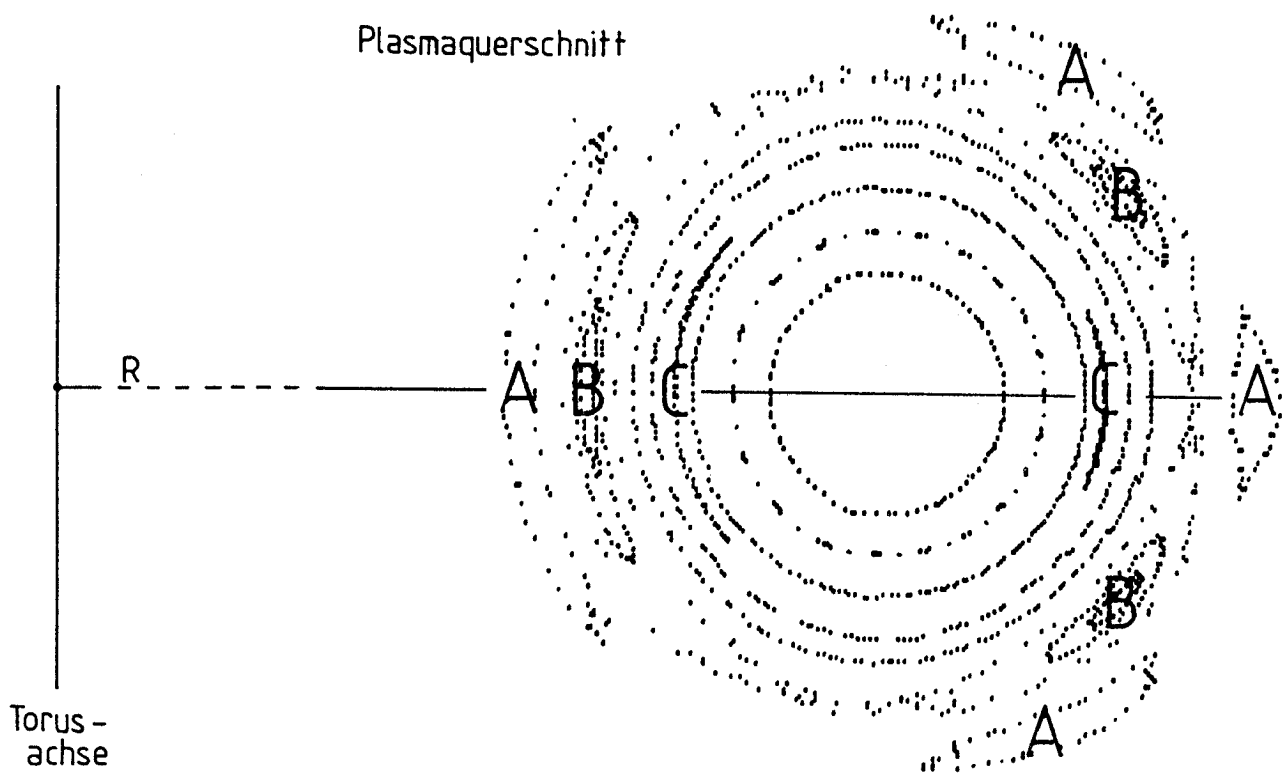
Zur Klärung dieser Frage wäre - über die Messung der Zentraltemperatur hinaus - eine kontinuierliche Messung der Temperaturprofile hilfreich gewesen, zu der im Zeitraum der vorliegenden Untersuchung jedoch die apparativen Voraussetzungen fehlten. Vereinzelte Messungen von kT_e -Profilen mit der Thomsonstreuung ergaben grundsätzlich, daß selbst zu frühen Zeitpunkten einer Entladung ($\simeq 150$ msec) keine ausgeprägten Temperatur-Hohlprofile mehr auftreten. Dies wird durch neuere Temperaturprofil-Messungen mit Hilfe mehrerer ECE-Meßkanäle bestätigt. Geht man von dem Grenzfall eines ebenen Temperaturprofils ($kT_e(\rho) \equiv kT_{e0}$) aus, so erhält man wenigstens eine obere Grenze für Z_{eff} außerhalb des Zentrums. Der Verlauf dieser Obergrenze bei $\rho \simeq 20$ cm ist in Abb. 4a ebenfalls eingezeichnet. Danach können dort keine im Vergleich zum stationären Zentralwert unerklärlich hohen Z_{eff} -Werte auftreten. Die Stromdiffusion ist also auch bei $\rho \simeq 20$ cm ($\frac{\rho}{a} \simeq 0,4$) noch als normal zu bezeichnen.

Gleichzeitig wird in der Startphase von #25853 das Auftreten einer resistiven Instabilität beobachtet.

Eine solche Instabilität äußert sich in einer Störung der Magnetfeldkonfiguration (zu dieser siehe Abb. 1) in der Nachbarschaft einer Feldlinie, welche nach einer endlichen Anzahl von Umläufen um den Torus wieder auf sich selbst trifft. Das Aufeinandertreffen findet nur dann statt, wenn der sogenannte Sicherheitsfaktor $q(\rho) = \left| \frac{d\Psi_t/d\rho}{d\Psi_p/d\rho} \right|$ (Ψ_t = toroidaler magnetischer Fluß) rationale Werte $\frac{m}{n}$ annimmt. Dabei bezeichnet m die Anzahl der toroidalen und n die Anzahl der poloidalen Umläufe der Feldlinie. Man spricht von einer $\frac{m}{n}$ - Mode. Im Plasmaquerschnitt macht sich eine solche Mode durch Inselstrukturen auf der durch $q = \frac{m}{n}$ gekennzeichneten magnetischen Flußfläche bemerkbar (s. Abb. 5). Plasmarotation um die Torusachse führt über die Helizität der Feldlinien (s. Abb. 1) zu einer poloidalen Rotation der Störung im ortsfesten Plasmaquerschnitt.

Wegen der Auswirkungen des Magnetfelds auf den Teilchentransport ist die Inselstruktur auch auf der Elektronendichteverteilung n_e erkennbar. Sie macht sich auf den in Abb. 4c gezeigten Zeitschrieben der Interferometerkanäle in Form schneller Oszillationen deutlich bemerkbar. Dabei sind aufgrund der Linienintegration alle Kanäle betroffen, deren Sehstrahlen Bereiche gestörter Elektronendichte durchqueren. Da selbst der Randkanal 2 sehr deutliche Schwingungen aufweist, befindet sich die Mode in Randnähe (Kanal 1 liegt außerhalb des Plasmas). Dies wird durch die Tatsache gestützt, daß der Sicherheitsfaktor q beim Flußflächenradius von 43 cm zum Einsatzzeitpunkt der jeweiligen Mode etwa ganzzahlige Werte aufweist (Abb. 4c). Im vorliegenden Experiment ist die resistive Instabilität somit am Plasmarand lokalisiert, wo der Plasmastrom aufgrund der hohen Resistivität $\eta_{||}$ ohnehin relativ schnell einwärtsdiffundiert und die erwähnte Abschätzung der Z_{eff} -Obergrenze zu ungenau wird (die Annahme eines ebenen kT_e -Profils liefert zum Rand hin immer größere Fehler). So kann eine eventuelle stromdiffusionsbeschleunigende Wirkung der Instabilität hier nicht ausgeschlossen werden.

Abb. 5 Erscheinungsweise resistiver Instabilitäten



... Durchstoßungspunkte einzelner magnetischer Feldlinien ⁹
 (die Flußflächenkonturen ergeben sich aus der Verbindung
 benachbarter Durchstoßungspunkte einer einzelnen Feldlinie)

A $\frac{4}{1}$ - Mode

B $\frac{3}{1}$ - Mode

C $\frac{2}{1}$ - Mode

⁹ mit einem z.B. in /20/ erläuterten Code für ein TEXTOR-Plasma berechnet

IV. Experimentelle Ergebnisse

IV.1. Vorbemerkungen , Definition von τ_{eff}

Untersucht wurden die Auswirkungen der ohne vollständige Disruption ¹⁰ möglichen Variationen der Entladungsbedingungen auf den Stromdiffusionsprozeß an TEXTOR. Es konnte der Stromverlauf $I_t(t)$ ¹¹, der durch $\bar{n}_e(t)$ gekennzeichnete Gasinhalt und - in Grenzen - das Toroidalfeld B_0 variiert werden. Eine signifikante Veränderung des Limiterradius erwies sich als undurchführbar, da bei Verringerung desselben Disruptionen auftraten.

Aufgrund meßtechnischer Grenzen (s. Kap. III) beschränkte man sich auf Entladungszeiten oberhalb von etwa 0,1 sec und damit auf Plasmen mit $kT_{e0} \gtrsim \frac{1}{2}$ keV, $\bar{n}_e \gtrsim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Es wurden nicht nur Stromrampen in der Startphase, sondern - der besseren Kenntnis der Anfangsbedingungen wegen - auch Stromrampen aus einem bereits stationären Plasmazustand heraus betrachtet. Alle Entladungen, bei denen nichts anderes erwähnt wird, hatten ein Toroidalfeld von $B_0 = 2,0 \text{ T}$.

Im folgenden werden getrennt voneinander zwei Fragestellungen behandelt:

A.) die Frage nach dem Einfluß der jeweiligen Variation auf die Dauer des Diffusionsvorgangs von Strom und elektrischem Feld. Die effektive Dauer soll hier - nur zum Vergleich - definiert sein als

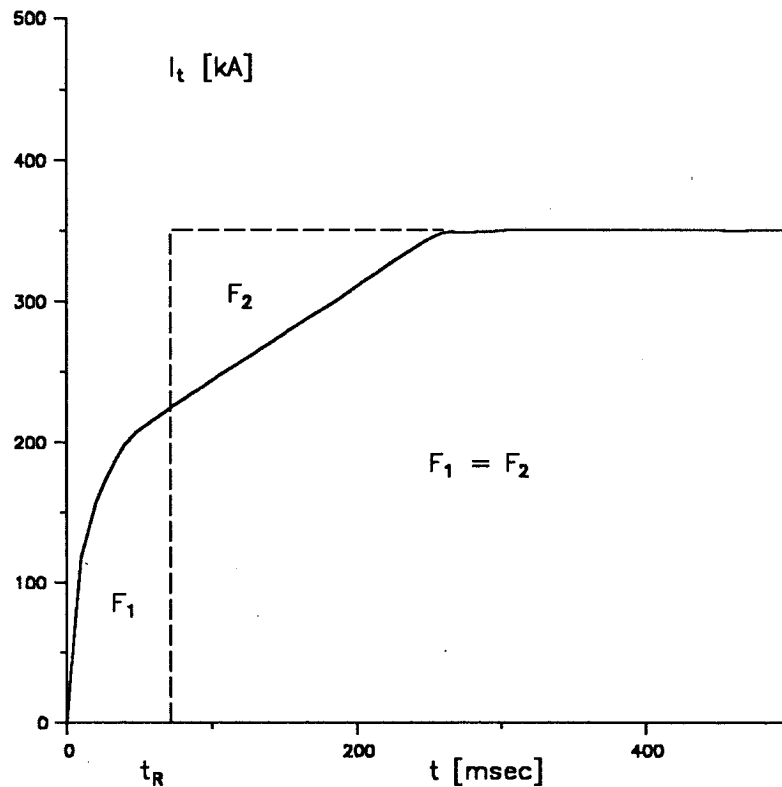
$$\begin{aligned} \tau_{eff} &:= t_{1/e} - t_R, \text{ wobei} \\ t_{1/e} &:= \text{Zeitpunkt, an dem sich die elektrischen Feldstärken von Plasmazentrum} \\ &\quad \text{und -rand relativ bis auf } 1/e \text{ genähert haben} \quad \text{und} \\ (17) \quad t_R &:= \text{Zeitpunkt eines in dem Sinne zur Stromrampe äquivalenten Stromsprungs,} \\ &\quad \text{als } \int_{\text{Rampenintervall}} I_t dt \text{ unverändert bleibt (s. Abb. 6).} \end{aligned}$$

Die Größe t_R wurde in der beschriebenen Weise gewählt, um den Einfluß unterschiedlicher Stromanstiegsraten $|\dot{I}_t|$ bei normalem Ablauf der Stromdiffusion von vornherein zu berücksichtigen. Variation von $|\dot{I}_t|$ sollte daher bei normalem Stromtransport nur geringfügigen Einfluß auf τ_{eff} haben.

¹⁰ Entladungsabbruch auf der Zeitskala von msec durch schnell anwachsende Instabilität des Plasmas

¹¹ die Umfangsspannung $U_L(t)$ wird zum Erhalt eines vorgegebenen Stromverlaufs elektronisch geregelt

Abb. 6

Zur Definition von t_R 

Die Stromdiffusion wird durch den Verlauf des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ (s. Abb. 4a) mitbestimmt. Besonders stark wirkt sich der Quotient im Bereich um $\frac{a}{2}$ auf τ_{eff} aus.

B.) die Frage nach der Vorherrschaft anomaler Stromtransportprozesse gegenüber der normalen Stromdiffusion. Diese Frage wird - wie im Beispiel - anhand der rechnerischen Z_{eff} -Werte beantwortet.

Veränderungen der effektiven Stromdiffusionsdauer τ_{eff} mit den äußeren Entladungsparmetern können sich völlig ohne Mitwirkung anomalen Stromtransports ergeben. Umgekehrt sollte längeres Auftreten einer ausgeprägten Anomalie die Diffusionszeit τ_{eff} merklich beeinflussen.

IV.2. Auswirkungen verschiedener Parameteränderungen

IV.2.1. Variation der Stromanstiegsrate $|\dot{I}_t|$ bei Aufwärtsrampen

Eine Steigerung von $|\dot{I}_t|$ ist bei Aufwärtsrampen disruptionsfrei nur bis ca. $1,1 \frac{\text{MA}}{\text{sec}}$ möglich ¹².

zu Frage A.) Die Steigerung führt bei Rampen aus dem Stationären zu keiner signifikanten Verringerung der effektiven Diffusionsdauer und in der Startphase zu allenfalls leichter τ_{eff} -Verkürzung ($\lesssim 15\%$).

zu Frage B.) Das Vorherrschen anomalen Stromtransports gegenüber der normalen Stromdiffusion kann ausgeschlossen werden.

Die Sachverhalte werden an den sechs Entladungen von Abb. 7 a-f demonstriert.

Beim Betrachten von Abb. 7c fällt der starke Einfluß der Stromanstiegsrate auf den Verlauf des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ in der Umgebung des Plasmazentrums ($\rho \lesssim \frac{a}{4}$) auf. Dennoch ergeben sich praktisch keine Unterschiede in der Diffusionszeit. Dies kann wie folgt erklärt werden:

Aus Untersuchungen stationärer Stromprofile /21/ ist bekannt, daß die Stromdichten im Plasmazentrum die Tendenz haben, den Wert $\frac{2}{\mu_0} \frac{B_0}{R_{AX}}$ nicht mehr wesentlich (in der Regel um 10 ... 20 %) zu überschreiten. Bei $j_0 > \frac{2}{\mu_0} \frac{B_0}{R_{AX}}$ ist der Sicherheitsfaktor q (Definition s. Kap. III) im Zentrum kleiner als 1, was das Auftreten eines stromdichtebegrenzenden Mechanismus ermöglicht. Dieser Mechanismus geht mit der Erscheinung sogenannter "Sägezahn"-Aktivität auf der zentralen Elektronentemperatur kT_{e0} einher. Bei den Stromrampen von Abb. 7c wird diese "Sägezahn"-Aktivität auf kT_{e0} immer beobachtet; d.h. die zentrale Stromdichte ist immer dem begrenzenden Mechanismus unterworfen. Die Diffusion des Plasmastroms beschränkt sich daher im wesentlichen auf die weiter außen liegenden Bereiche, in denen die Stromdichte keiner solchen Einschränkung unterliegt. Das erklärt, warum sich die Verhältnisse in Nähe des Plasmazentrums, die aufgrund der geringen Distanzen ohnehin relativ schwachen Einfluß auf die Gesamtdauer der Stromdiffusion haben, praktisch nicht mehr auf τ_{eff} auswirken.

Unter den sechs aufgeführten Entladungen spielt #17077 eine Sonderrolle. Das wird an einer Reihe von Merkmalen erkennbar (s. Abb. 7e). Da ist zunächst die merkwürdige Umkehr in der $\bar{n}_e$ -Entwicklung zwischen 280 und 420 msec, die ungewöhnlich hohe Umfangsspannung nach Ende der Stromrampe (160 msec) und das Fehlen der norma-

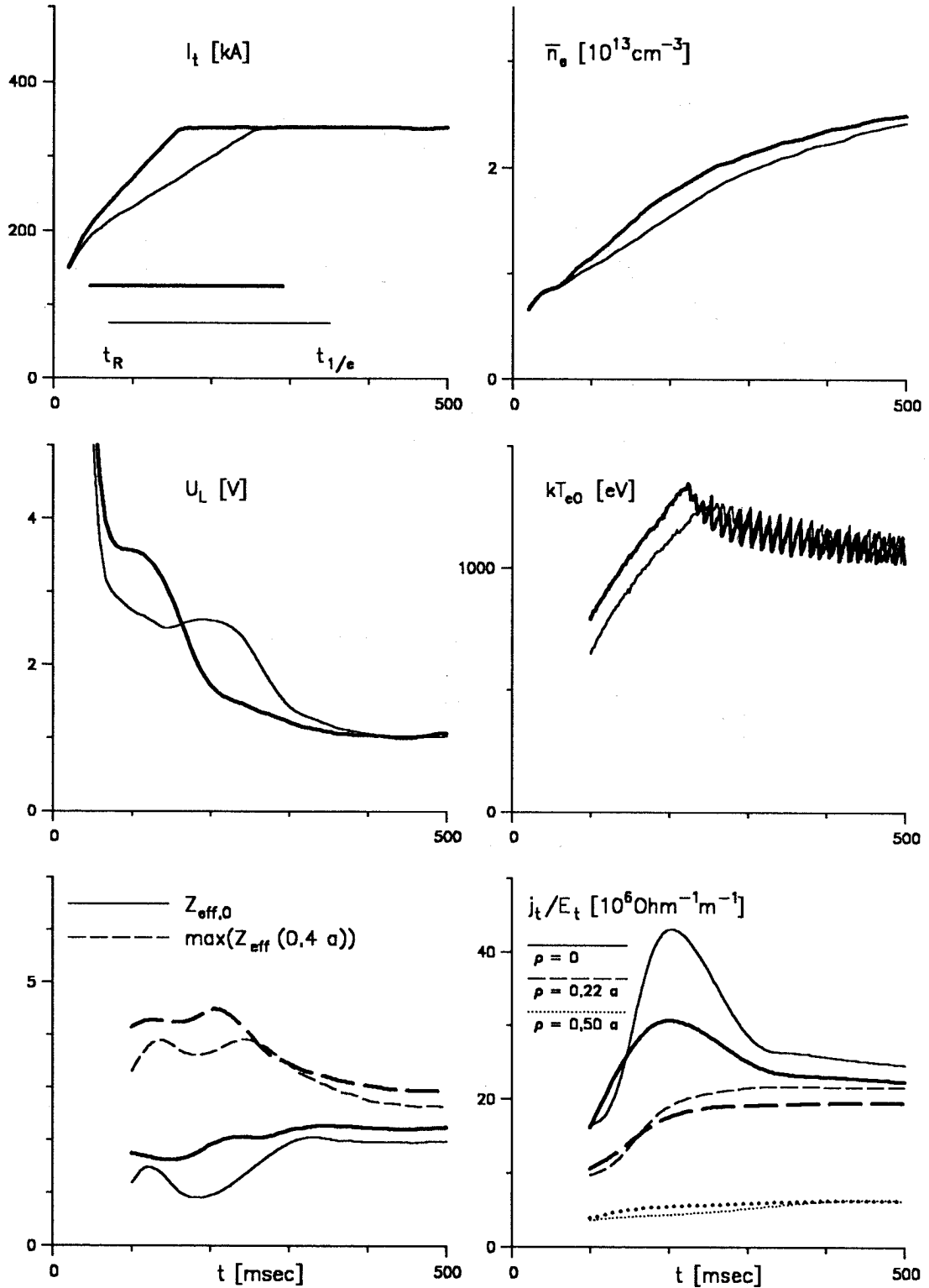
¹² Ausgenommen wird der erste, sehr steile Stromanstieg zwischen 0 und 40 msec. Der Wert $1,1 \frac{\text{MA}}{\text{sec}}$ gilt für $B_0 = 2,0 \text{ T}$.

lerweise zwischen 200 und 350 msec einsetzenden "Sägezahn"-Aktivität auf der zentralen Elektronentemperatur kT_{e0} . Der Normalzustand wird erst nach Ablauf der Stromdiffusion erreicht, wobei der Übergang ziemlich abrupt ist (bei etwa 420 msec). Ferner ist ausgeprägte Modentätigkeit vorhanden, wie aus den Interferometersignalen in Abb. 8 hervorgeht. Die bei 45, 70 und 125 msec einsetzenden Moden können wie bei #25853 im Bereich des Plasmarands lokalisiert werden. Anders ist es mit der nach ca. 150 msec zuerst auf Kanal 4 und 8 registrierten Mode. Sie hat auf den Randkanal 2 kaum Auswirkungen, sitzt also weiter innen. Die Sehstrahlen von Kanal 4 und 8 tangieren Flußflächen mit einem Radius ρ von etwa 20 cm (s. Abb. 8, vgl. Abb. 3). Bei 150 msec ist dort der Sicherheitsfaktor q ungefähr 2, was auf die $\frac{m}{n} = \frac{2}{1}$ - Mode hindeutet. Der $q = 2$ - Radius wandert zeitlich nach außen, weswegen die $\frac{2}{1}$ - Mode auch sehr bald Kanal 3 und 9 ($\rho \simeq 30$ cm) beeinflusst. Das Erscheinungsbild der $\frac{2}{1}$ - Mode im Plasmaquerschnitt (vgl. Abb. 5) fordert, daß die Einflüsse in Sehstrahlen, welche dieselbe Flußfläche innen ($\theta = \pi$) und außen ($\theta = 0$) tangieren, gleichphasig auftreten. Die Flußfläche mit $\rho = 30$ cm wird in etwa von den Sehstrahlen 3 (außen) und 9 (innen) tangiert; die Signale sind tatsächlich in Phase (Abb. 8). Für die Sehstrahlen 4 und 8 ($\rho \simeq 20$ cm) gilt dies zumindest bei $t \simeq 300$ msec nicht mehr; die Kanäle 5 und 7 ($\rho \simeq 10$ cm) zeigen zu diesem Zeitpunkt sogar gegenphasigen Verlauf, was eher dem Erscheinungsbild einer Mode mit ungeradem m entspricht (vgl. Abb. 5). Die zusätzliche Anregung einer $\frac{m}{n} = \frac{3}{2}$ - Mode bei $t \simeq 190$ msec erscheint daher plausibel.

Es findet also ausgedehnte Modentätigkeit bei etwa halbem Plasmaradius statt. Die Z_{eff} -Werte für #17077 (Abb. 7e) schließen jedoch eine dominante Anomalie bei $\rho \simeq \frac{a}{2}$ aus. Ebenso müßte eine eventuelle anomale Erhöhung des Stromtransports bei halbem Plasmaradius die effektive Gesamtdiffusionszeit deutlich verkürzen. Es wird jedoch gegenüber dem modenfreien Fall (#17081) keine signifikante Änderung von τ_{eff} beobachtet (Abb. 7e,f). Der Quotient $\frac{j_t}{E_t}$ (bei $\rho = \frac{a}{2}$) wird durch die Moden im Rahmen der Genauigkeit nicht beeinflusst. Die resistiven Moden bewirken hier also weder direkt, d.h. durch Erzeugen eines zusätzlichen (anormalen) Stromtransportprozesses, noch indirekt, d.h. durch Beeinflussung des Wärmetransports, der Temperatur kT_e und damit der elektrischen Resistivität $\eta^{(nk)}$, eine signifikante Stromdiffusionsbeschleunigung.

Abb. 7a

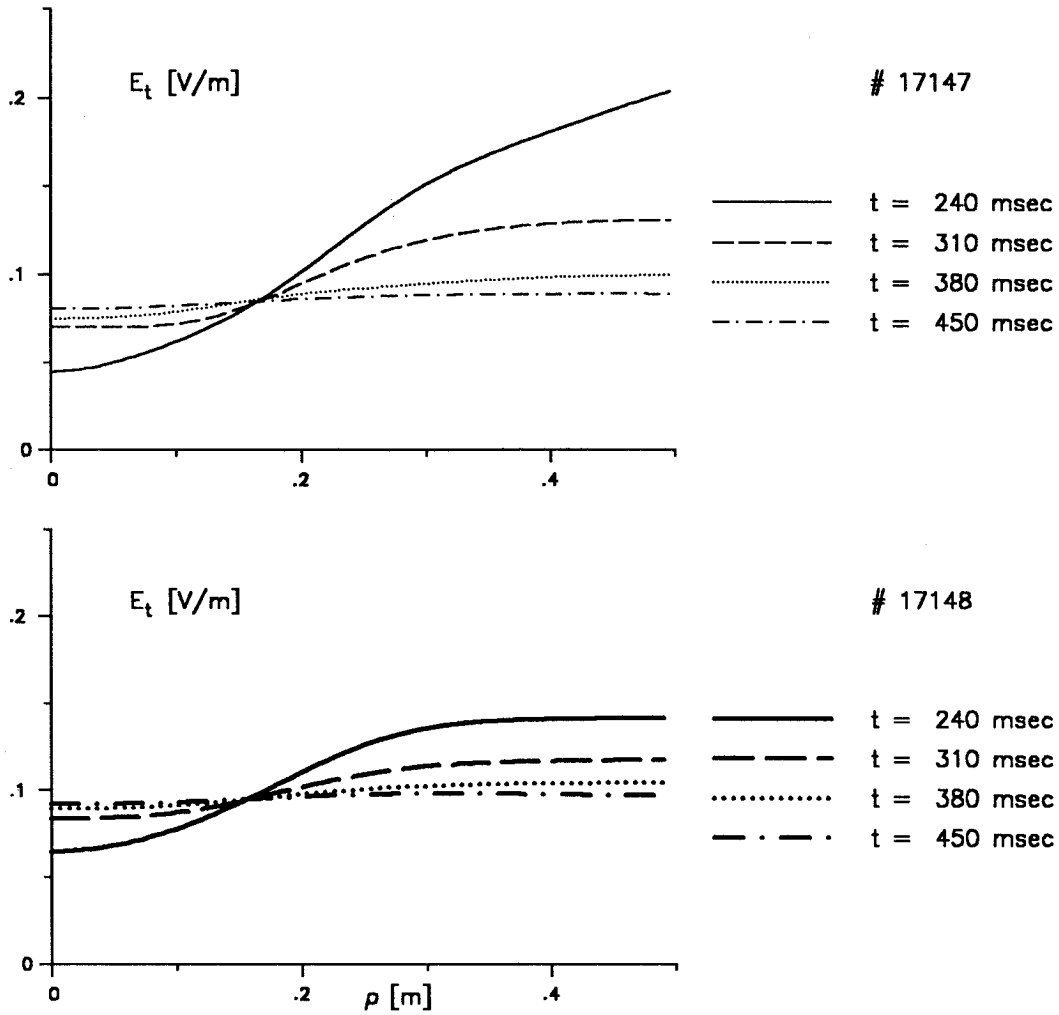
Variation der Stromanstiegsrate (Startphase)



schmäler Strich : # 17147 , breiter Strich : # 17148
 Bildaufbau wie in Abb. 4a. Variation von I_t hat kaum Einfluß auf die eff. Strom-
 diffusionsdauer $t_{1/e} - t_R$ (links oben; Def. s. Gl. (17)). - Z_{eff} ist nicht anomal überhöht.

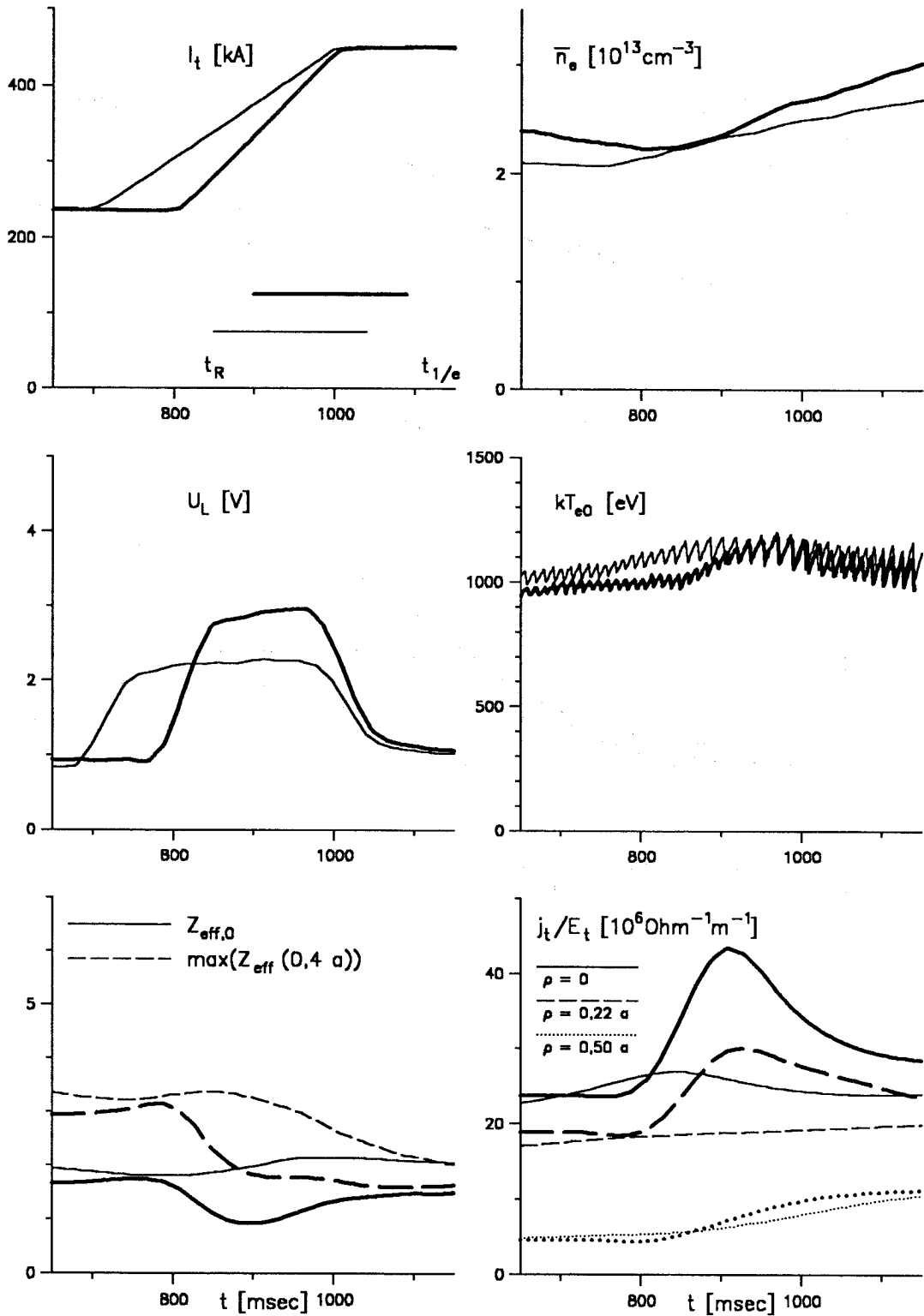
Abb. 7b

zur Variation der Stromanstiegsrate (Startphase)



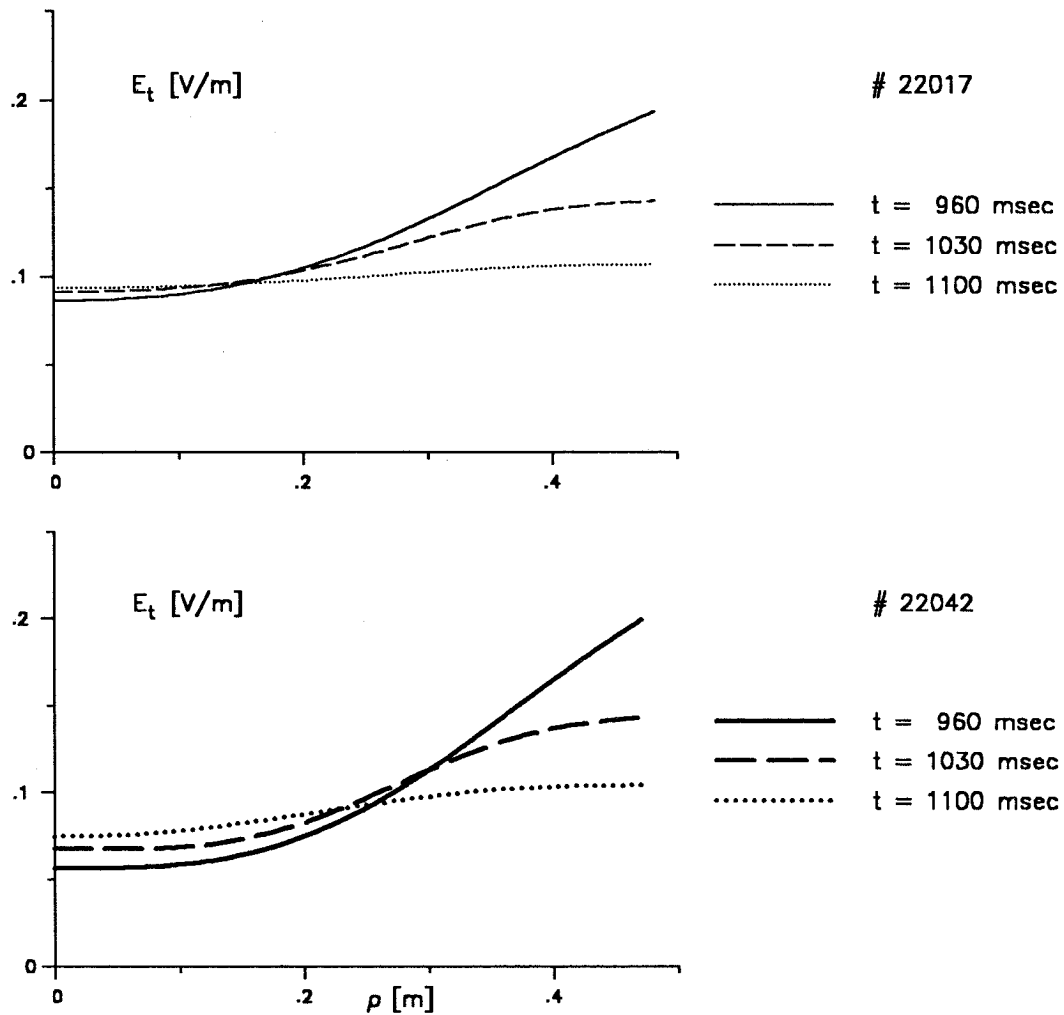
Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

Abb.7c Variation der Stromanstiegsrate (Rampe aus dem Stationären)



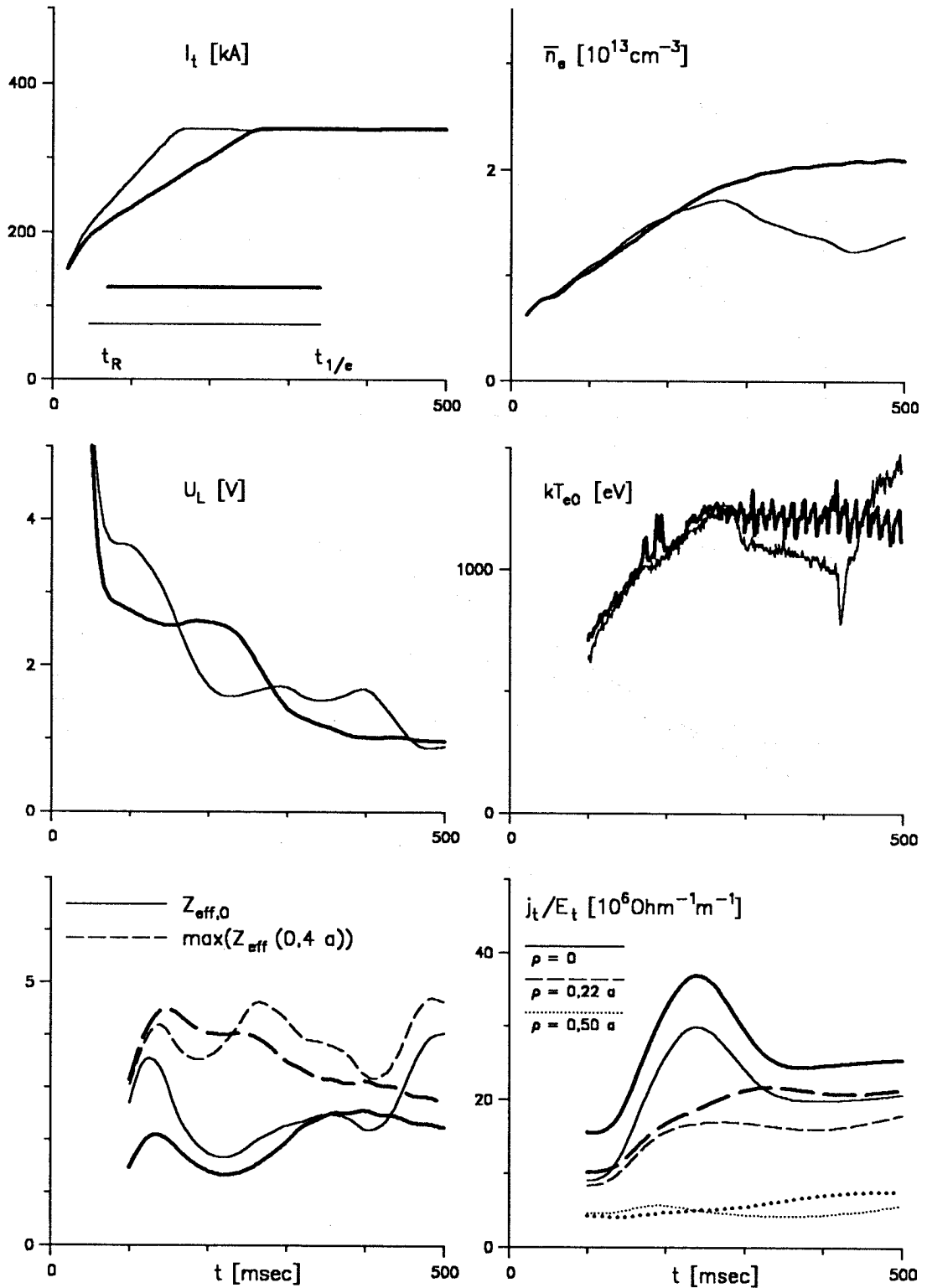
schmäler Strich : # 22017 , breiter Strich : # 22042
 Bildaufbau wie in Abb. 7a. Variation von I_t hat auch hier kaum Einfluß auf $t_{1/e} - t_R$: man beachte die geringen Unterschiede im j_t/E_t -Verlauf bei $a/2$ (rechts u.).

Abb. 7d zur Variation der Stromanstiegsrate (Rampe aus dem Stationären)



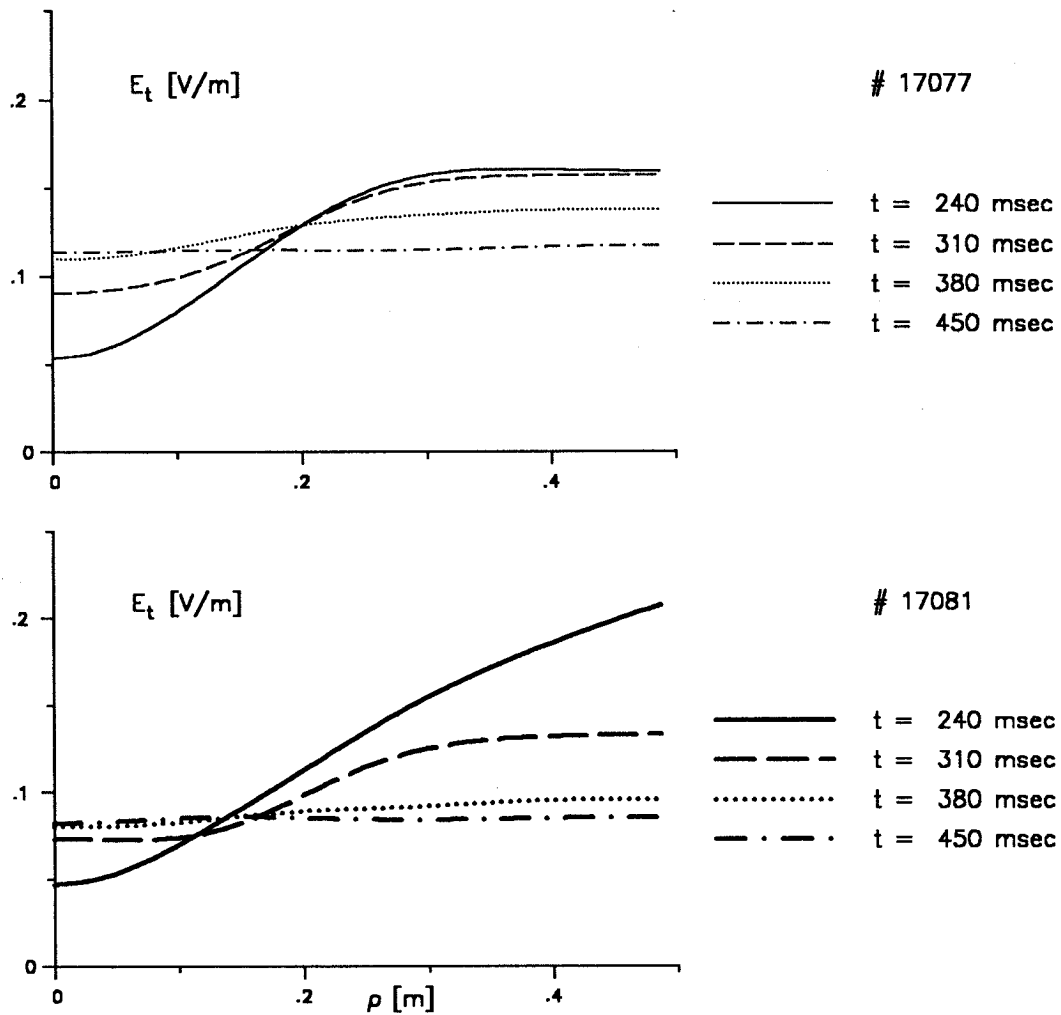
Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

Abb. 7e Variation der Stromanstiegsrate (Fall mit Modenaktivität)



schmäler Strich : # 17077 , breiter Strich : # 17081
 Bildaufbau wie in Abb. 7a. Steigerung von I_t führt hier zu Modenaktivität im
 Plasmaminneren (# 17077, vgl. Abb. 8). Der Einfluß auf $t_{1/e} - t_R$ und Z_{eff} bleibt gering.

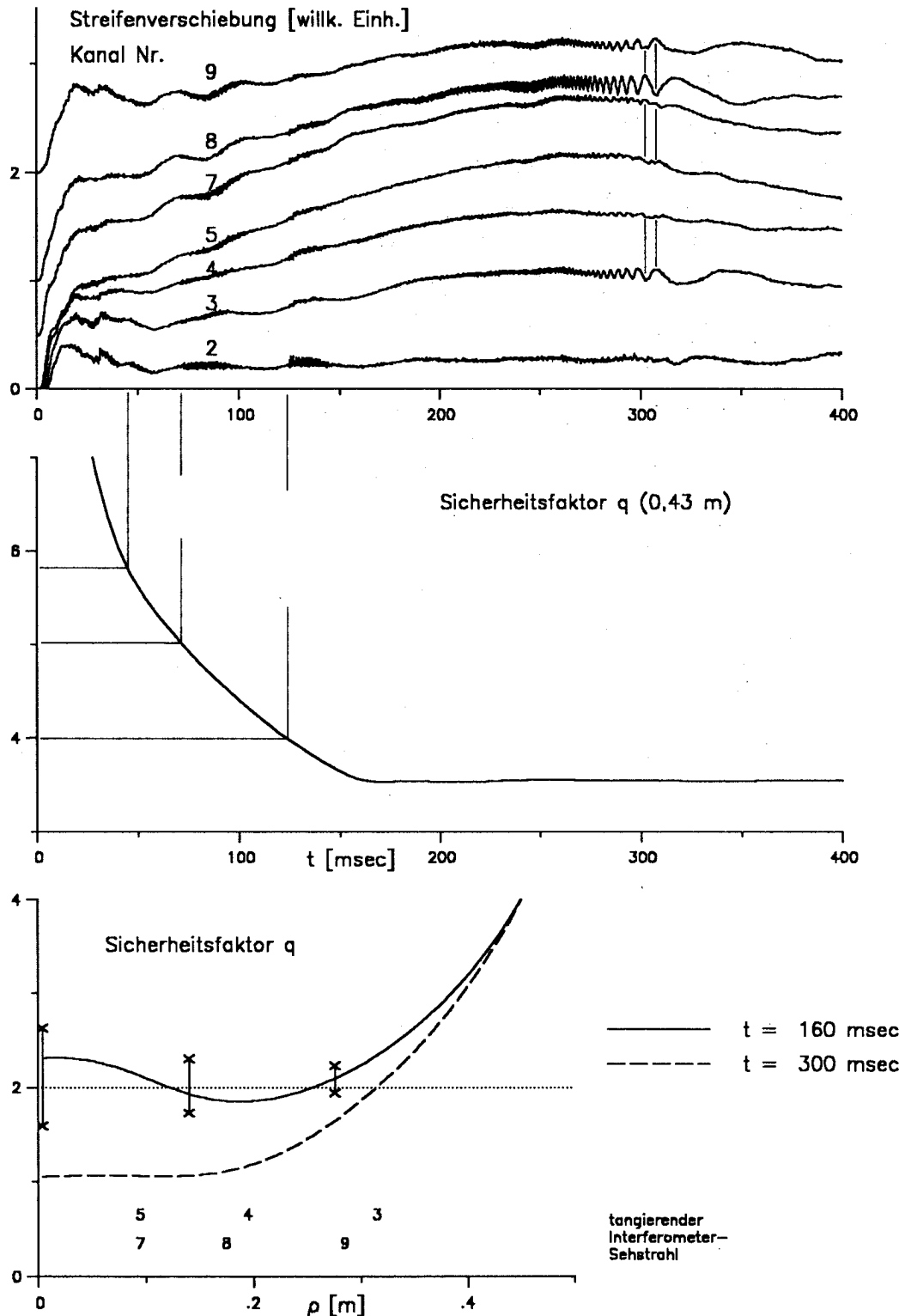
Abb. 7f zur Variation der Stromanstiegsrate (Fall mit Modenaktivität)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

Abb. 8

Modenaktivität in # 17077 (Startphase)



Die Abb. zeigt durch resistive Moden hervorgerufene Oszillationen auf den Interferometerkanälen. Die frühe Modenaktivität wird in Plasmarandnähe ($\rho \approx 0,43$ m), die spätere im Plasmaminneren ($\rho \approx a/2$) lokalisiert.

IV.2.2. Variation der Stromanstiegsrate $|\dot{I}_t|$ bei Abwärtsrampen

Eine Steigerung von $|\dot{I}_t|$ ist bei Abwärtsrampen disruptionsfrei bis ca. $1,4 \frac{\text{MA}}{\text{sec}}$ möglich (zumindest für $B_0 = 2,0 \text{ T}$).

zu Frage A.) Dabei wird eine leichte Verringerung der effektiven Diffusionsdauer festgestellt (Abb. 9a,b). Sie ist auf die drastische Verminderung des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ bei halbem Plasmaradius nach Ende der Stromrampe zurückzuführen.

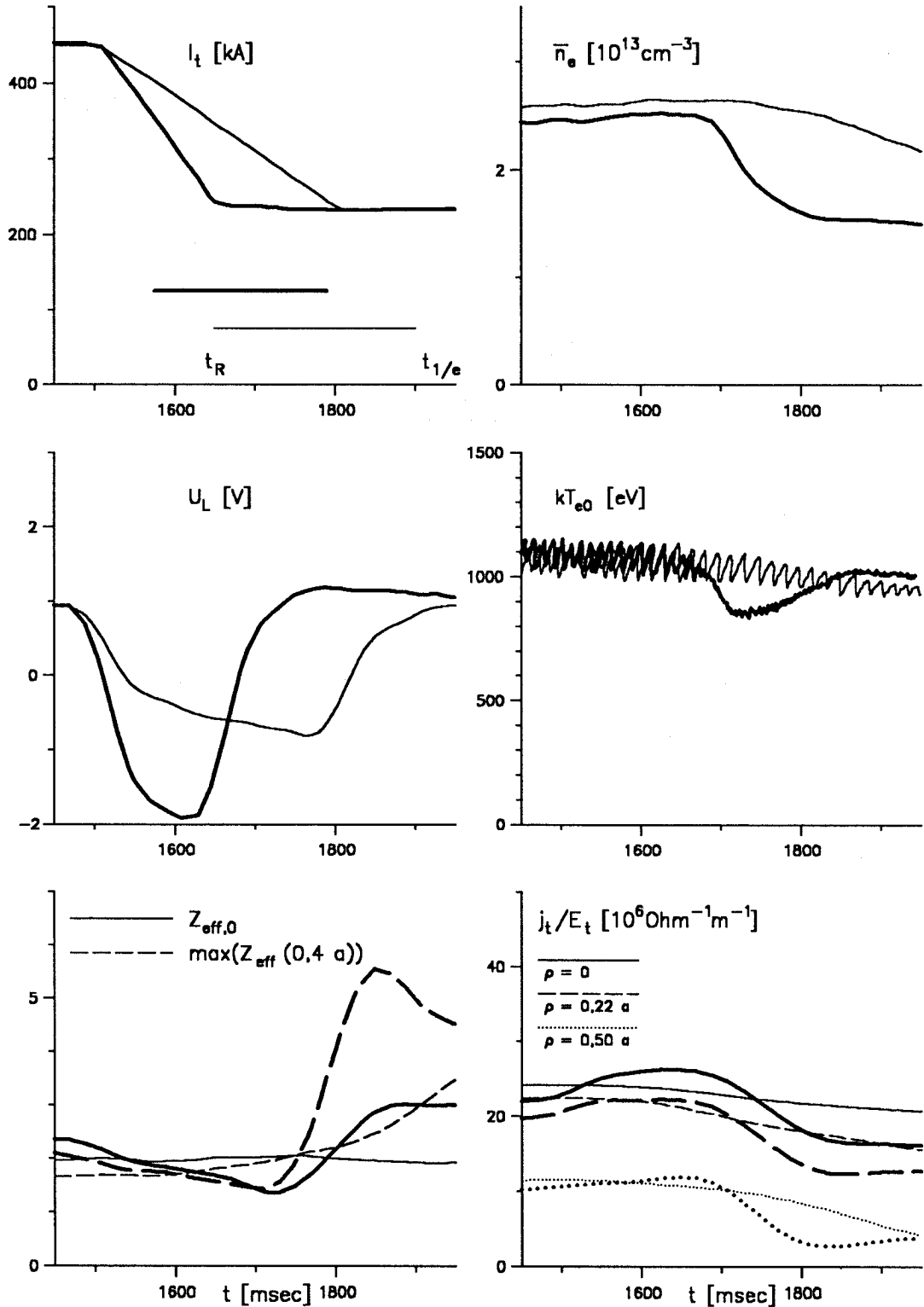
zu Frage B.) Eine Dominanz anomaler Prozesse bei der Stromdiffusion kann im vorliegenden Experiment (#22913) im Plasmazentrum und fast immer auch bei $\rho \simeq 0,4 a$ ausgeschlossen werden (ausgenommen bei $t \simeq 1850 \text{ msec}$ ¹³).

Gegen Ende der Stromrampe wird in #22913 eine $\frac{m}{n} = \frac{2}{1}$ - Mode angeregt (Abb. 9c). Die Modenaktivität ist stark ausgeprägt und liegt bei etwa halbem Plasmaradius. Ihr Einsetzen koinzidiert mit der Verminderung von $\frac{j_t}{E_t}$ ($\rho = \frac{a}{2}$) gegenüber dem modenfreien Fall (vgl. Abb. 9a). Dies ist ein Indiz für das Mitwirken der Mode am Stromtransport. Diese Mitwirkung besteht jedoch nicht in der Erzeugung eines ausgeprägten zusätzlichen Stromdiffusionsmechanismus, da dieser sich im Verlauf des rechnerischen Z_{eff} bemerkbar machen müßte. Z_{eff} weicht jedoch im Zeitraum der stärksten Modenamplituden (1680...1800 msec) sowohl für $\rho = 0$ als auch für $\rho = 0,4 a$ um weniger als einen Faktor 2 vom stationären Zentralwert ab. Der Einfluß der Mode auf die Stromdiffusion geschieht daher vermutlich indirekt über Erhöhung des Wärmetransports zum Rand und Absenken der Elektronentemperatur bei halbem Plasmaradius.

¹³ die Abschätzung der Obergrenze von Z_{eff} bei $\rho = 0,4 a$ ist hier sehr ungenau, da die Vermutung naheliegt, daß nach steilen Abwärtsrampen die kT_e -Profile besonders schmal sind

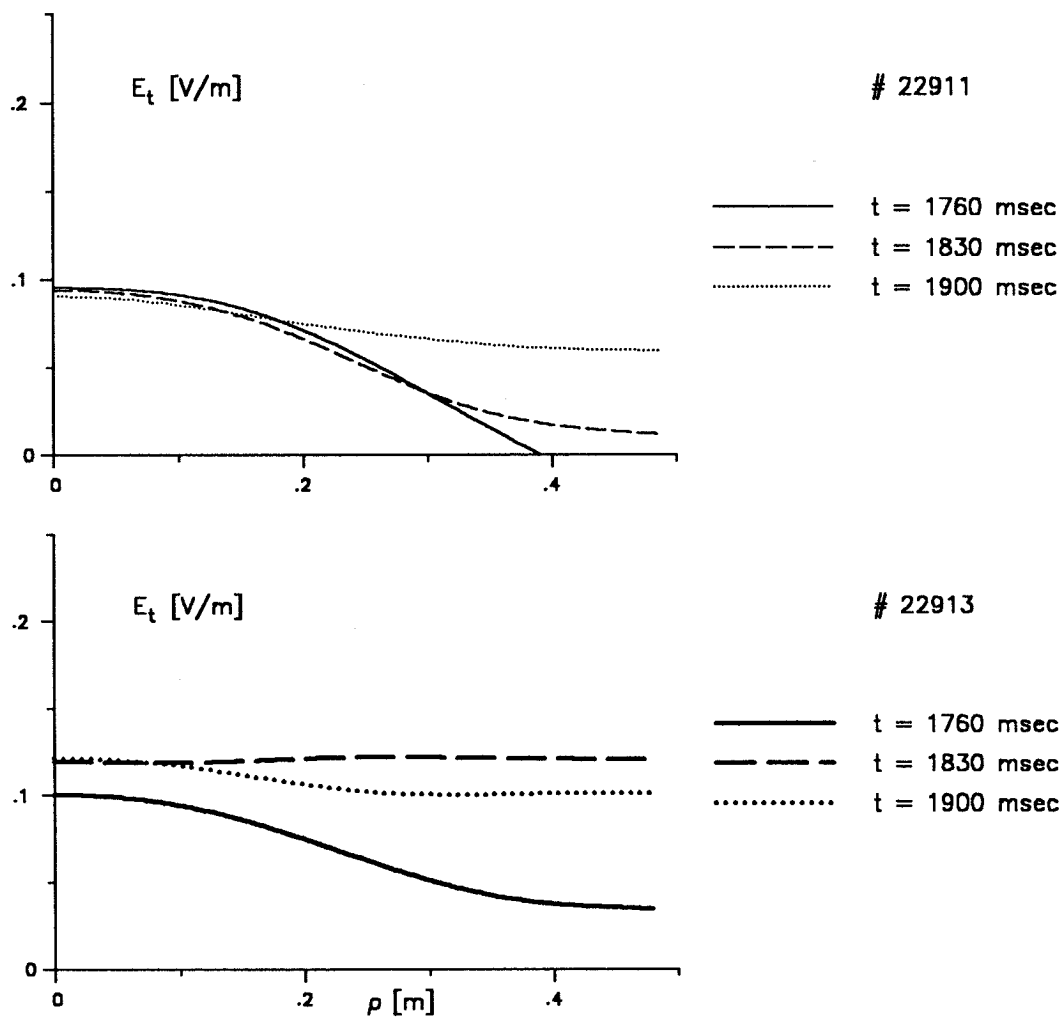
Abb. 9a

Variation der Stromanstiegsrate (Abwärtsrampe)



schmäler Strich : # 22911 , breiter Strich : # 22913
 $|\dot{I}_t|$ -Steigerung führt hier zu einem Einbruch in $j_t/E_t(a/2)$ und damit zu einer leichten Verringerung von $t_{1/e} - t_R$. - Das Hochlaufen von $\max(Z_{\text{eff}}(0,4 a))$ ist künstlich.

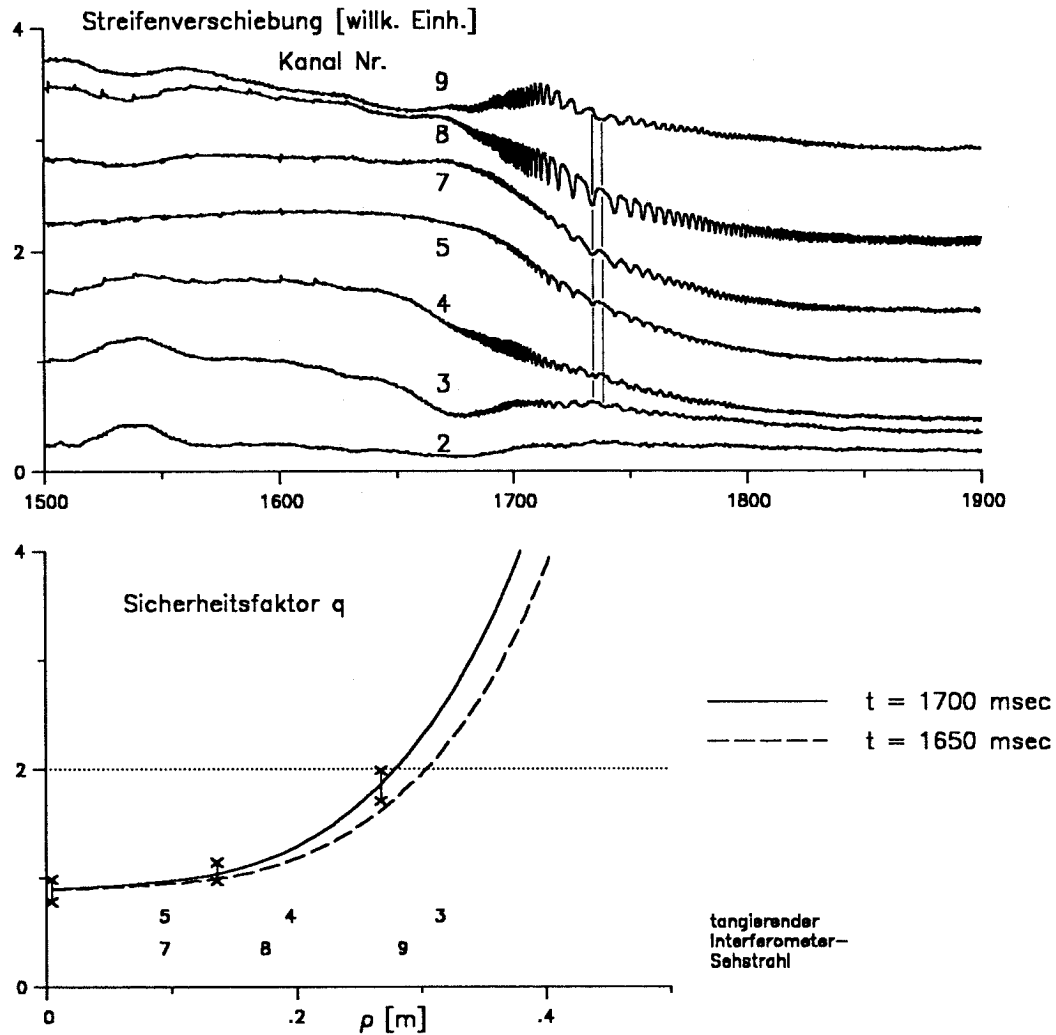
Abb. 9b zur Variation der Stromanstiegsrate (Abwärtsrampe)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

Abb. 9c

Modenaktivität in # 22913 (Abwärtsrampe)



Die Abb. zeigt durch resistive Moden hervorgerufene Oszillationen auf den Interferometerkanälen (Nummern s. Abb. 3; Offsets vorhanden!). Die Modenaktivität wird im Plasmainneren ($\rho \simeq a/2$) lokalisiert.

IV.2.3. Variation der zu Ende der Startphase erreichten Gesamtstromwerte $I_{t,stat}$

Diese Veränderung ist zwischen ca. 200 und 500 kA möglich (zumindest für $B_0 = 2,0$ T).

zu Frage A.) Die Änderung von $I_{t,stat}$ sollte zu starken Unterschieden in der effektiven Stromdiffusionsdauer führen, da unterschiedliche Strommengen einwärtsdiffundieren müssen und die $\frac{j_t}{E_t}$ -Verläufe während der Diffusion ähnlich sind. Dennoch ergeben sich für τ_{eff} nur relativ geringfügige (wenn auch erkennbare) Differenzen. Zur Illustration dieses Sachverhalts dienen die beiden Entladungen von Abb. 10a,b.

Eine Erklärung für diesen unerwarteten Befund ist die folgende :

Die effektive Diffusionsdauer τ_{eff} wird bei hohen Strömen dadurch begrenzt, daß die Stromdichten im Plasmazentrum die Tendenz haben, den Wert $\frac{2}{\mu_0} \frac{B_0}{R_{AX}}$ nicht mehr wesentlich zu überschreiten. Das liegt am Einsetzen eines stromdichtebegrenzenden Mechanismus, der mit dem Auftreten von "Sägezahn"-Aktivität auf der zentralen Elektro-
nentemperatur einhergeht (s. Punkt IV.2.1.).

zu Frage B.) Eine Vorherrschaft anomaler Diffusionsmechanismen gegenüber der normalen Stromdiffusion kann bei der kurzen Stromrampe (#22017) ganz und bei der langen Rampe fast ganz (Ausnahme : bei $\rho \simeq 0,4$ a für $t \lesssim 220$ msec) ausgeschlossen werden (Abb. 10a).

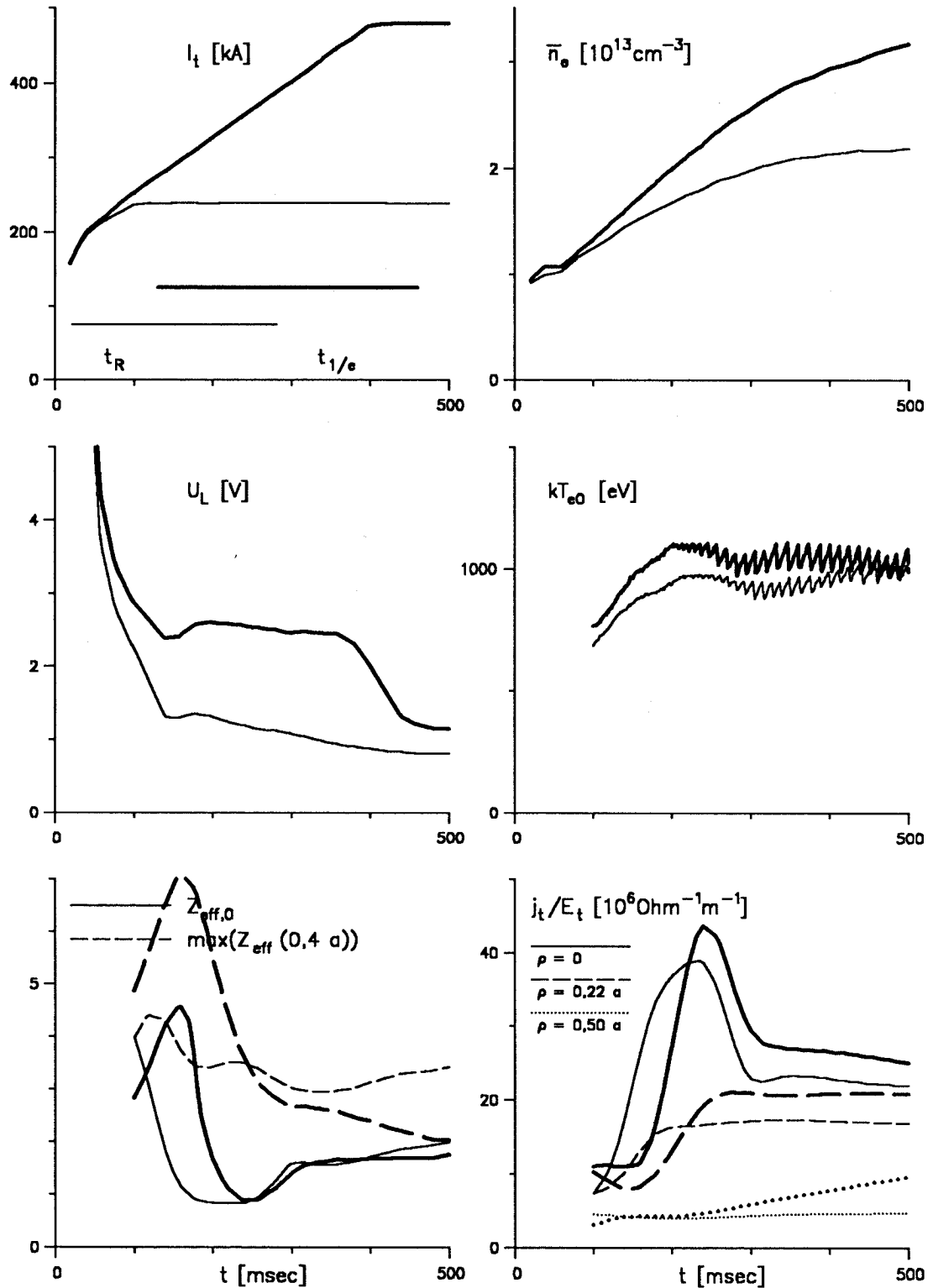
In Entladung 22017 erfährt der rechnerische Wert von $Z_{eff,0}$ zwischen $t = 100$ msec und $t = 150$ msec eine sehr starke Änderung. Solche drastischen Änderungen des rechnerischen Z_{eff} werden sonst nicht beobachtet und stehen daher im Verdacht, nicht mehr ausschließlich Änderungen des wahren Z_{eff} zu sein. Für $t \simeq 100$ msec liegt also ein Indiz für das Mitwirken (nicht die Dominanz !) anomaler Prozesse bei der Stromdiffusion in der Nähe des Plasmazentrums vor.

Bei #22062 hat man dasselbe Indiz für $t \simeq 150$ msec.

Diese positiven Anzeichen für das Mitwirken anomaler Diffusionsprozesse hängen allerdings nicht mit dem besonders niedrigen oder hohen Endstrom $I_{t,stat}$ zusammen, da sich der unterschiedliche Verlauf des Gesamtstroms bei $t \lesssim 150$ msec noch kaum bemerkbar macht. Das zeigt auch der Vergleich mit anderen Entladungen, welche zwar einen fast gleichen Stromverlauf $I_t(t)$ haben, nicht aber die genannten Merkmale der rechnerischen Z_{eff} -Verläufe (Abb. 10c). Es stellt sich die Frage, wodurch sich die beiden Entladungen mit großem $\left| \frac{dZ_{eff,0}}{dt} \right|$ von den übrigen Entladungen unterscheiden. Ein wesentlicher Unterschied besteht im Zündgasgehalt, der für #22017, 22062 um einen Faktor 1,5 höher liegt als für die anderen bisher aufgeführten Entladungen. Anzeichen dafür können auf den $\bar{n}_e$ -Schrieben kurz nach der Zündung (Abb. 10c) festgestellt werden. Tatsächlich bestätigt sich die Korrelation mit der Kaltgasfüllung auch bei allen weiteren Entladungen (z.B. #26208, 26211; s. Abb. 14c).

Abb. 10a

Variation der Stromrampenhöhe in der Startphase

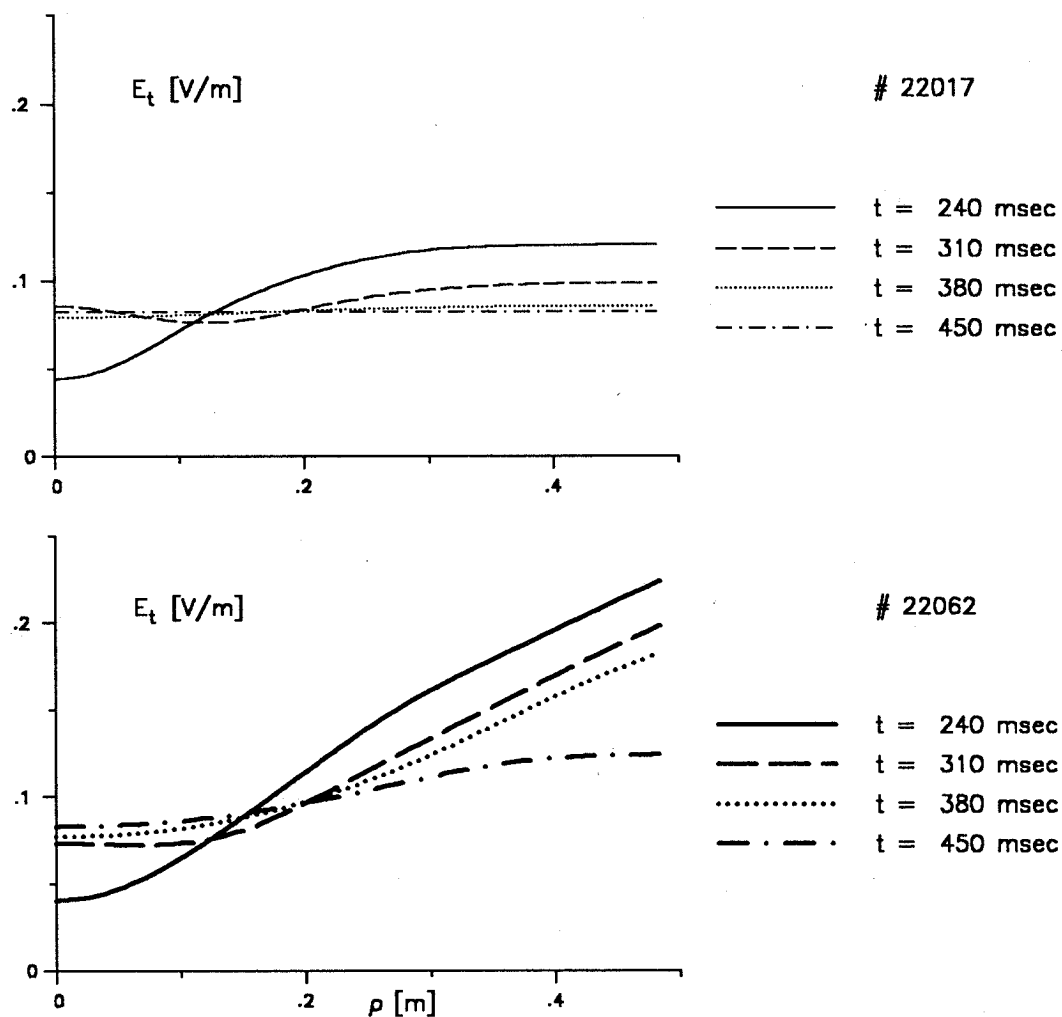


schmäler Strich : # 22017 ,

breiter Strich : # 22062

Erhöhung des Endstroms $I_{t,stat}$ verlängert die Diffusionszeit $t_{1/e} - t_R$ nur wenig (trotz ähnlicher j_t/E_t -Verläufe). - Man beachte den steilen Abfall von $Z_{eff,0}$.

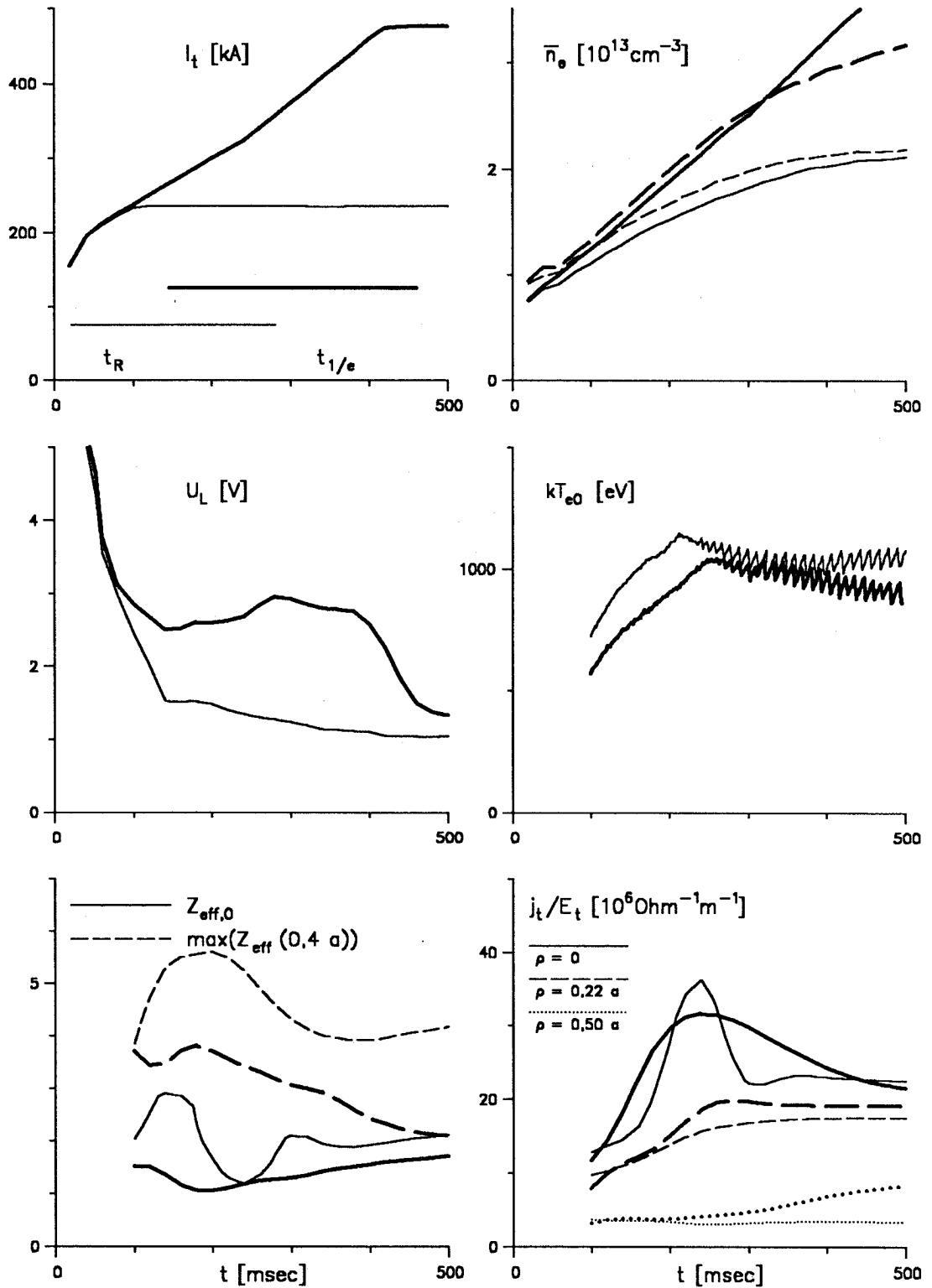
Abb. 10b zur Variation der Stromrampenhöhe in der Startphase



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

Abb. 10c

Variation der Stromrampenhöhe in der Startphase



schmaler Strich : # 25120 , breiter Strich : # 26346

Die Abb. ist ähnlich der Abb. 10a. Der steile Abfall von $Z_{eff,0}$ tritt hier jedoch nicht auf. - Zum Vergleich im $\bar{n}_e$ -Bild gestrichelt: # 22017 (schmal), # 22062 (breit).

IV.2.4. Variation des Teilchendichteverlaufs (Elektronendichteverlaufs) $\bar{n}_e(t)$

Die Auswirkung dieser Veränderung in der Startphase soll anhand der in Abb. 11a,b,c gezeigten Entladungen demonstriert werden.

zu Frage A.) Oberhalb eines gewissen Schwellwertes von $\bar{n}_e/I_t$ ($\simeq 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ MA}^{-1}$ für TEXTOR-Entladungen) ist die Stromdiffusionsdauer kaum veränderbar (#17734, 17741). Ein Unterschreiten des Schwellwertes hat demgegenüber deutliche Einflüsse auf den die Diffusion bestimmenden $\frac{j_t}{E_t}$ - Verlauf (#17731, Abb. 11b). Sie drücken sich in einer Verlängerung von τ_{eff} aus (Abb. 11b,c).

Das Unterschreiten von $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ MA}^{-1}$ geht mit dem Auftreten resistiver Moden ähnlich denen von #17077 einher (Abb. 12, vgl. Abb. 8). Ob die Moden ursächlich mit der Verlängerung der Diffusionszeit verbunden sind, bleibt hier ungeklärt. Da resistive Moden üblicherweise für eine Verkürzung von τ_{eff} verantwortlich gemacht werden, liegt die Vermutung nahe, daß sie an der gefundenen τ_{eff} -Erhöhung gänzlich unbeteiligt sind.

zu Frage B.) Die gerechneten Z_{eff} -Werte schließen in allen Fällen eine Vorherrschaft anomaler Prozesse aus, insbesondere in dem Fall mit Modenaktivität.

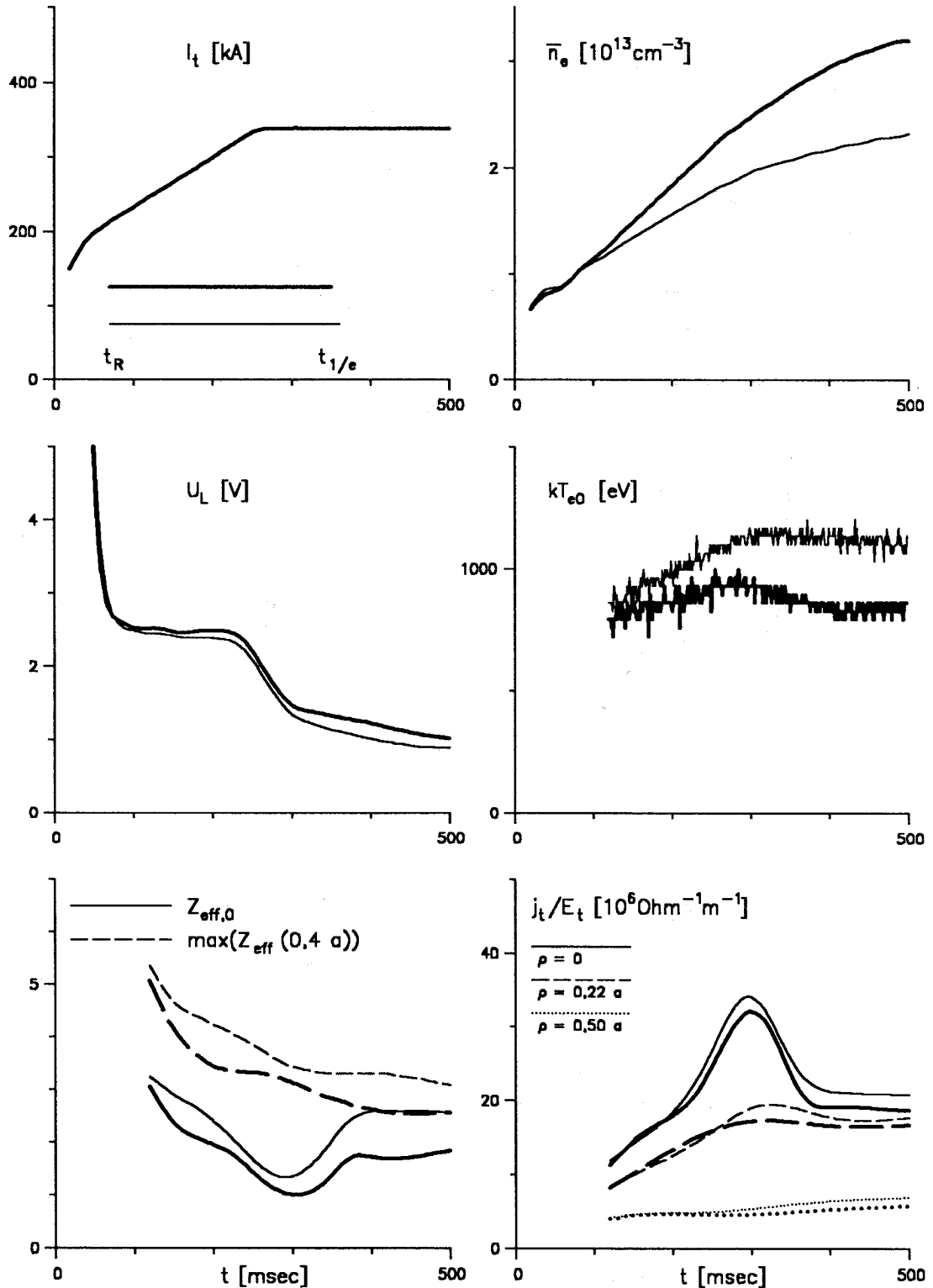
Damit festigt sich der Eindruck, daß - zumindest bei TEXTOR-Plasmen ab $t \simeq 0,1 \text{ sec}$ - resistive Instabilitäten keinen zusätzlichen starken Stromtransportmechanismus erzeugen.

Die Aussage, daß die Stromdiffusionsdauer für $\bar{n}_e/I_t \gtrsim 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ MA}^{-1}$ durch Variation des $\bar{n}_e(t)$ - Verlaufs kaum beeinflusst wird, bestätigt sich durch Experimente mit Stromrampen aus dem Stationären (Abb. 13a,b). Auch dort kann die Dominanz anomaler Stromtransportvorgänge ausgeschlossen werden.

Die geringe Abhängigkeit des τ_{eff} von der Elektronendichte kann nur im Rahmen einer geschlossenen Beschreibung der Stromdiffusion (s. Kap. V) erklärt werden.

Abb. 11a

Variation des Elektronendichteverlaufs (Startphase)



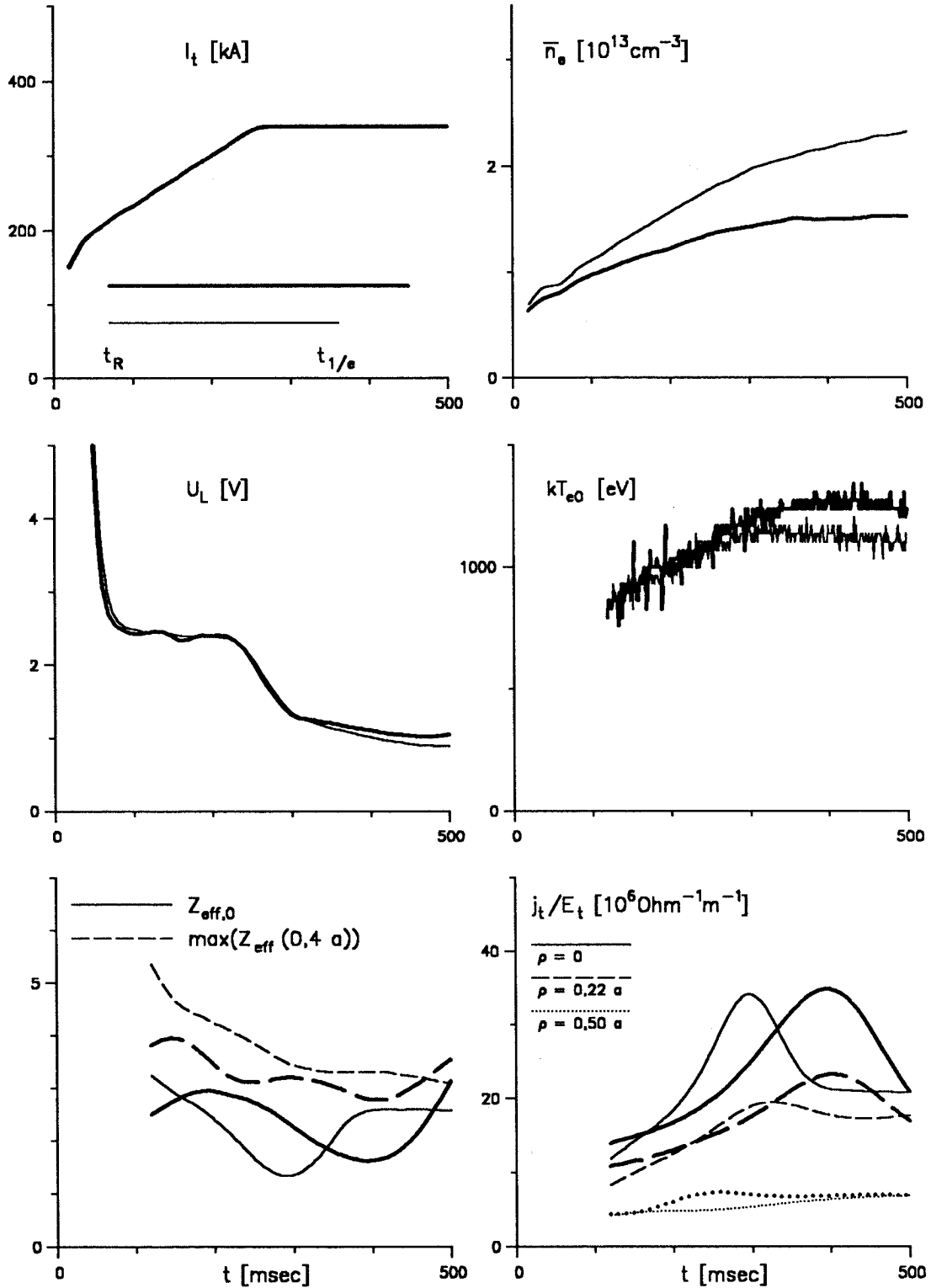
schmäler Strich : # 17734 ,

breiter Strich : # 17741

Veränderung von $\bar{n}_e(t)$ ist für $\bar{n}_e/I_t \gtrsim 4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3} \text{MA}^{-1}$ praktisch ohne Wirkung auf $t_{1/e} - t_R$. Z_{eff} bleibt normal. - kT_{e0} ist m. e. unempfindlicheren System aufgenommen.

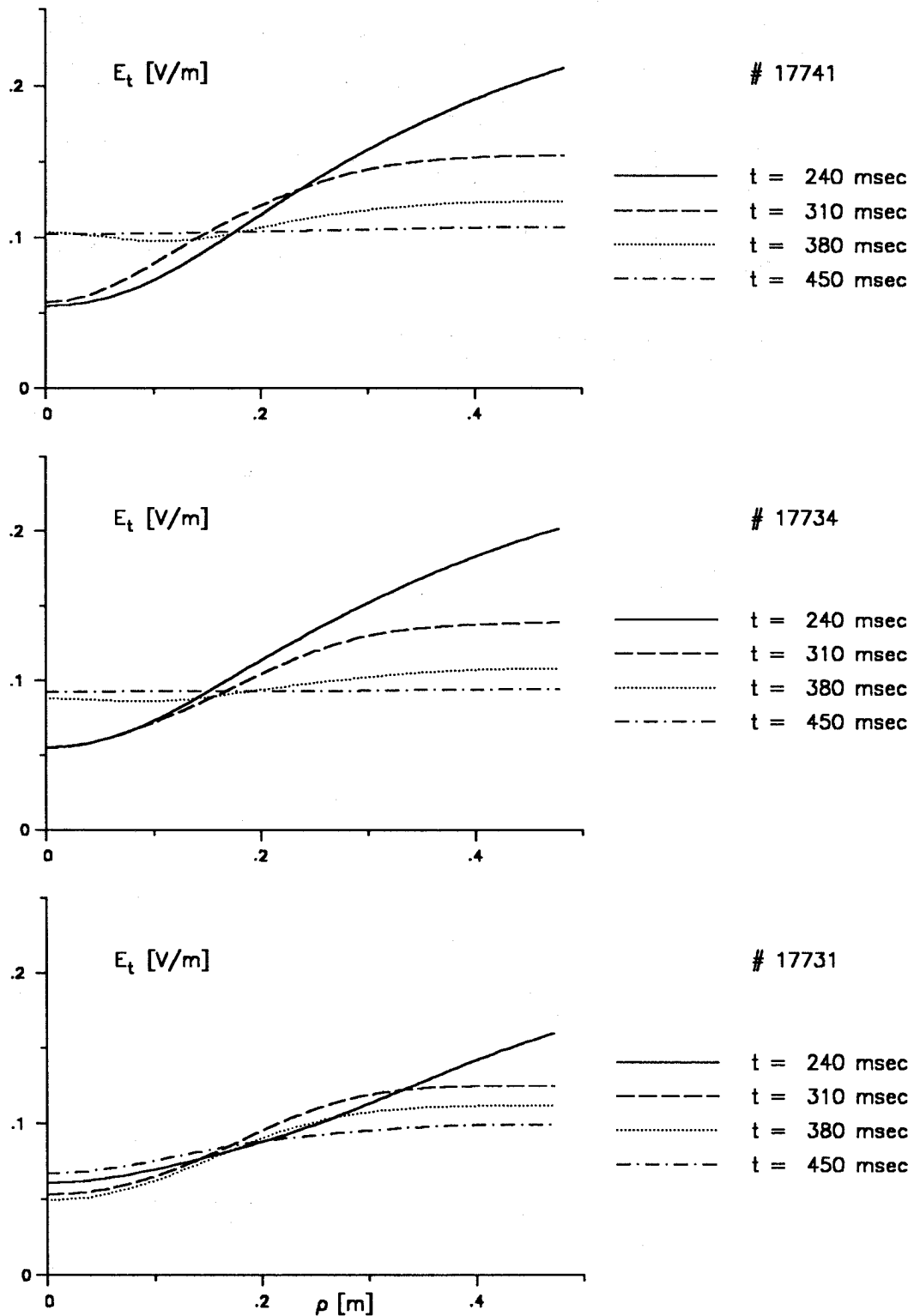
Abb. 11b

Variation des Elektronendichteverlaufs (Startphase)



schmäler Strich : # 17734 , breiter Strich : # 17731
 Unterschreiten von $\bar{n}_e/I_t \simeq 4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3} \text{MA}^{-1}$ führt zu Modenaktivität im
 Plasmainneren (# 17731, vgl. Abb. 12). $t_{1/e} - t_R$ wird (hier) größer; Z_{eff} bleibt normal.

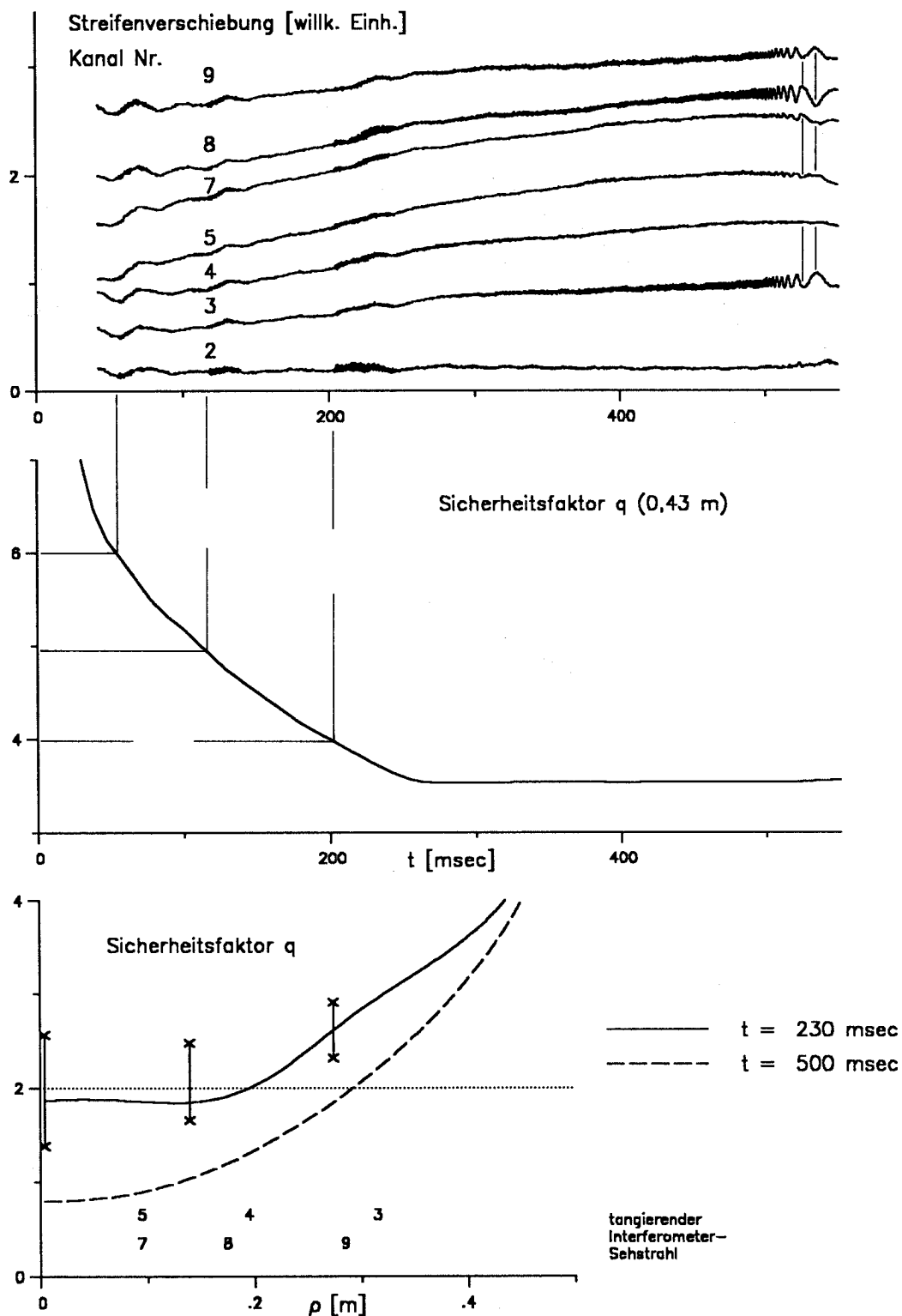
Abb. 11c zur Variation des Elektronendichteverlaufs (Startphase)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

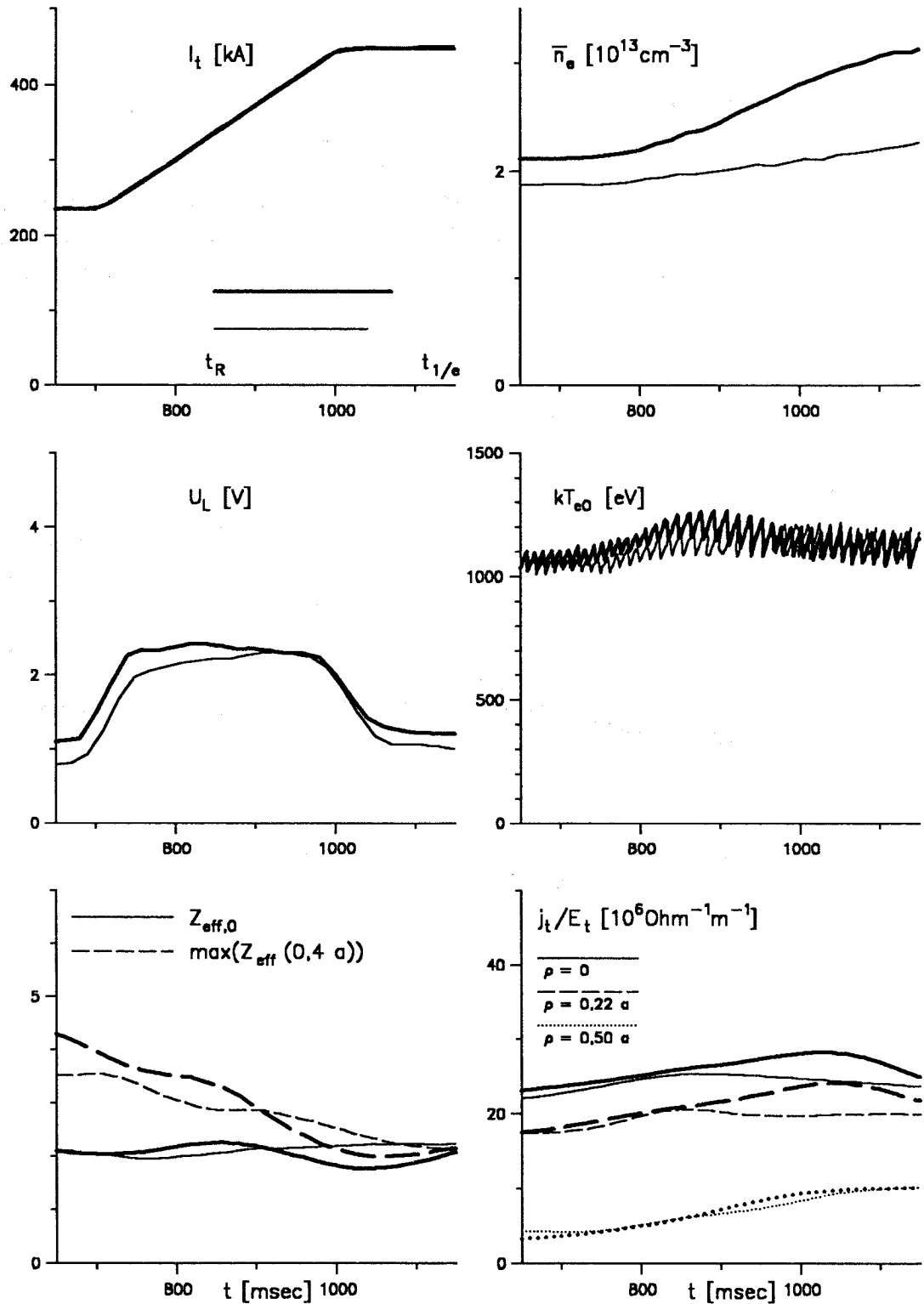
Abb. 12

Modenaktivität in # 17731 (Startphase)



Die Abb. zeigt durch resistive Moden hervorgerufene Oszillationen auf den Interferometerkanälen. Die frühe Modenaktivität wird in Plasmarandnähe ($\rho \approx 0,43$ m), die spätere im Plasmainneren ($\rho \approx a/2$) lokalisiert.

Abb. 13a Variation des Elektronendichteverlaufs (Rampe aus dem Stationären)

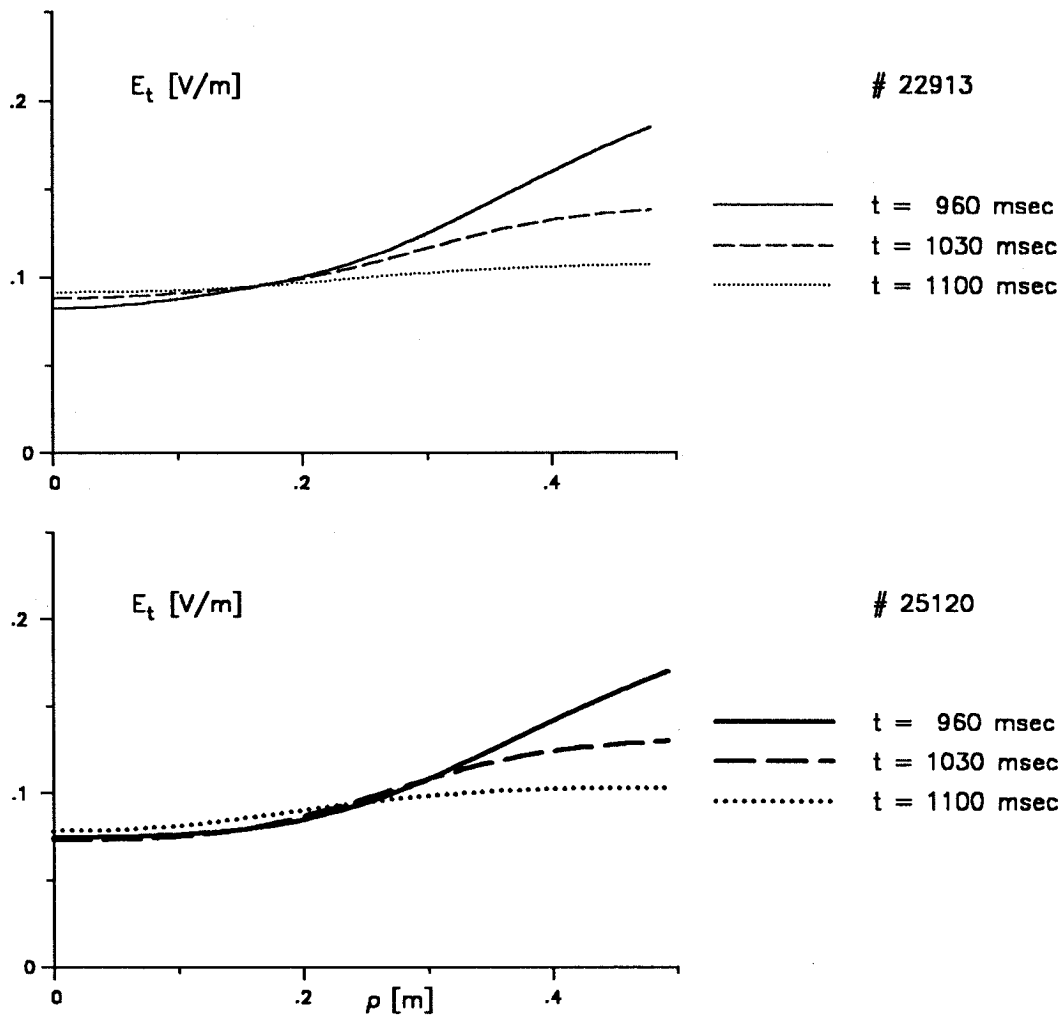


schmaler Strich : # 22913 ,

breiter Strich : # 25120

Auch bei Rampen aus dem Stationären hat eine Veränderung von $\bar{n}_e(t)$ für $\bar{n}_e/I_t \gtrsim 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ MA}^{-1}$ kaum Einfluß auf die Diffusionszeit $t_{1/e} - t_R$.

Abb. 13b zur Variation des Elektronendichteverlaufs (Rampe aus dem Stationären)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

IV.2.5. Variation des toroidalen Magnetfeldes B_0

Es wurden Entladungen mit Toroidalfeldern B_0 von 2,0 T und 2,6 T durchgeführt. Zur Diskussion der Auswirkung der B_0 -Änderung auf die Stromdiffusion dienen die in Abb. 14 a-d und 15 a-d aufgeführten Entladungen.

zu Frage A.) An ihnen wird zunächst erkennbar, daß es in der Startphase tatsächlich zu Änderungen der Diffusionsdauer mit B_0 kommt. Anders ist es bei Stromrampen aus dem Stationären.

Dies kann wie folgt erklärt werden:

Wie bereits unter Punkt IV.2.1. erwähnt, stellen sich die Stromdichten im Plasmazentrum bei gewöhnlichen TEXTOR-Entladungen bei etwa $1,1 \dots 1,2 \cdot \frac{2}{\mu_0} \frac{B_0}{R_{AX}}$ ein. Erhöht man nun B_0 , so wird dieser Wert ebenfalls erhöht.

(a.) In der Startphase muß dann mehr Strom ins Plasmazentrum einwärtsdiffundieren, was bei ähnlicher Diffusionsgeschwindigkeit sowie ähnlichen Anfangsprofilen von j_t und E_t einfach länger dauert. Die Geschwindigkeit der Stromdiffusion wird - bei ähnlichen Randbedingungen $\dot{I}_t$ - durch eine Art räumlichen Mittelwert des Quotienten $\frac{j_t}{E_t}$ bestimmt und wird daher recht gut durch $\frac{j_t}{E_t} (\rho = \frac{a}{2})$ repräsentiert.

In den beiden aufgeführten Fällen #25117, 25120 und #26208, 26211 bringt die Änderung von B_0 keine signifikanten Unterschiede im Verlauf von $\frac{j_t}{E_t} (\rho = \frac{a}{2})$ mit sich (Abb. 14a, 14c). Dasselbe gilt für die anfänglichen, bei $t \approx 150$ msec ausgewerteten j_t - Profile (Abb. 14b, 14d). Die $\dot{I}_t$ - Verläufe sind gleich (14a, 14c).

(b.) Bei Stromrampen aus dem Stationären muß *nicht* mehr Strom ein- oder auswärtsdiffundieren, wenn B_0 erhöht wird. Das liegt daran, daß hier die Stromdichtewerte im Plasmazentrum während des jeweiligen Diffusionsvorgangs unverändert bleiben. Die Stromdiffusion spielt sich auf den Flanken der j_t - Profile ab. Bei ähnlichen $\frac{j_t}{E_t} (\rho = \frac{a}{2})$ sind daher ähnliche τ_{eff} zu erwarten.

zu Frage B.) Im Zeitraum der vorliegenden Untersuchungen war eine Messung der zentralen Elektronentemperatur mit dem ECE-System nur bei $B_0 = 2,0$ T möglich. Für $B_0 = 2,6$ T müssen die über 400 msec gemittelten Temperaturwerte der SXR-Diagnostik zu Hilfe genommen werden. Die Mittelung wichtet die höheren Temperaturen wesentlich stärker, so daß praktisch die Maximalwerte des jeweiligen Zeitintervalls gemessen werden. Ein Vergleich dieser Temperaturen mit denen von Referenzentladungen mit 2,0 T ergibt für stationäre Verhältnisse sowie Aufwärtsrampen aus dem Stationären, daß die Zentraltemperaturen bei 2,6 T immer um einen Faktor 1,1 höher sind als bei der Vergleichsentladung mit 2,0 T. Diese Beziehung wird nun allgemein - auch für die

Startphase ab ca. 200 msec ¹⁴ und für Abwärtsrampen - angenommen, um Z_{eff} mit Hilfe der ECE-Temperaturen von Referenzentladungen zu berechnen.

Geht man von der Richtigkeit dieser Annahme aus, so führt für $\rho \simeq 0$ eine B_0 - Änderung nicht zur Vorherrschaft anomaler Prozesse bei der Stromdiffusion (ab $t \simeq 200$ msec). Dies wird für die angeführten Entladungen in Abb. 14a,c sowie 15a,c dokumentiert ¹⁵. Für $\rho \simeq 0,4$ ist dieser Schluß nur noch bei Aufwärtsrampen aus dem Stationären möglich (Abb. 15a). Zumindest eine länger anhaltende Dominanz anomalen Stromtransports bei $\rho \simeq 0,4$ ist jedoch auch in der Startphase und für Abwärtsrampen unwahrscheinlich, da sie gegenüber Vergleichsfällen ohne Anomalie deutlich verkürzte Diffusionszeiten mit sich bringen müßte. Dies wird jedoch nicht beobachtet :

vgl. #25117, 25120 mit #22017 (Abb. 10a),

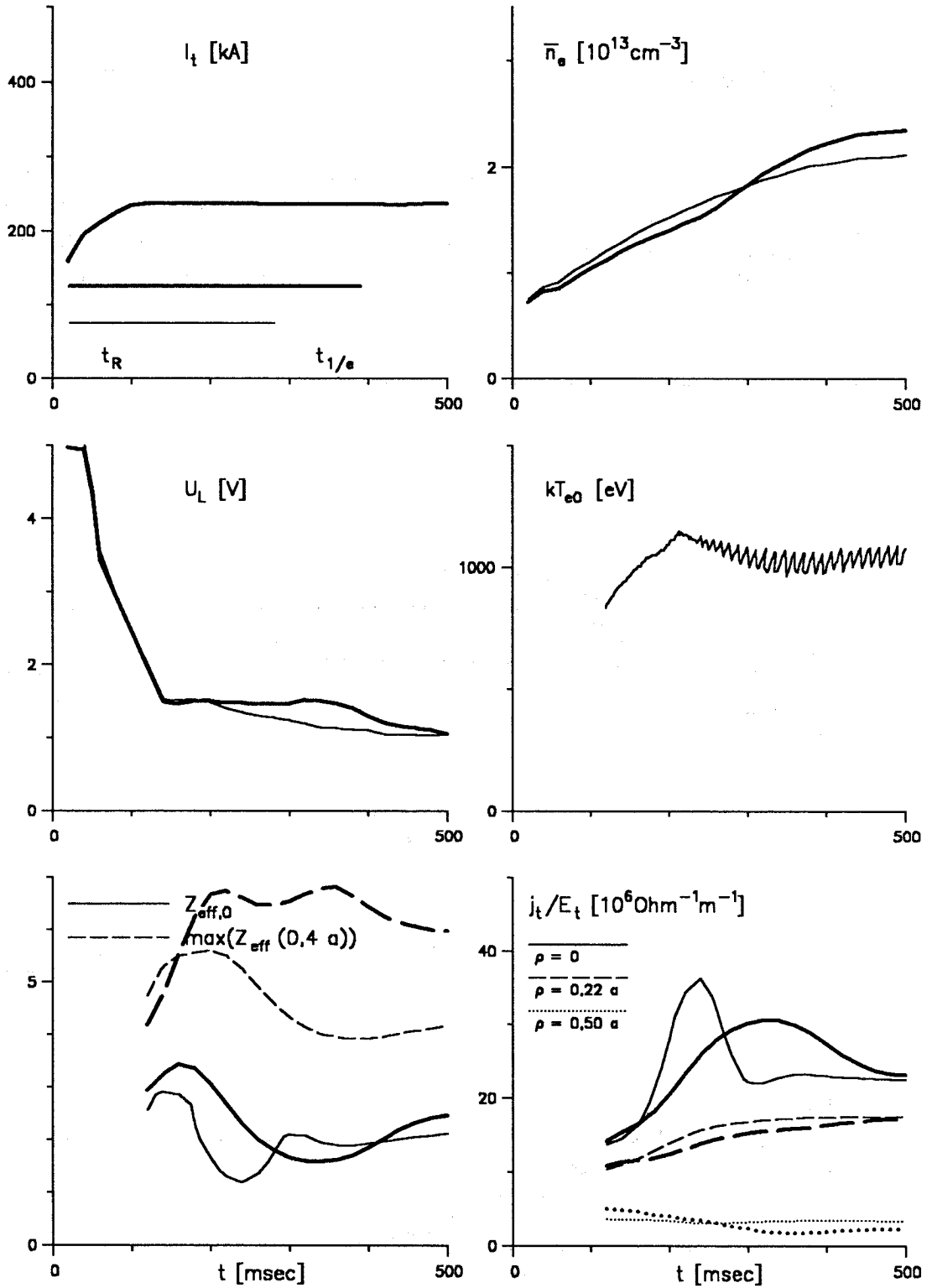
vgl. #26208, 26211 mit #17147 (Abb. 7a), #17081 (Abb. 7e) sowie #17734, 17741 (Abb. 11a)

und für die Abwärtsrampe vgl. #25118, 25120 mit #22911 (Abb. 9a).

¹⁴ vorher sind die Zentraltemperaturen deutlich kleiner als im Stationären

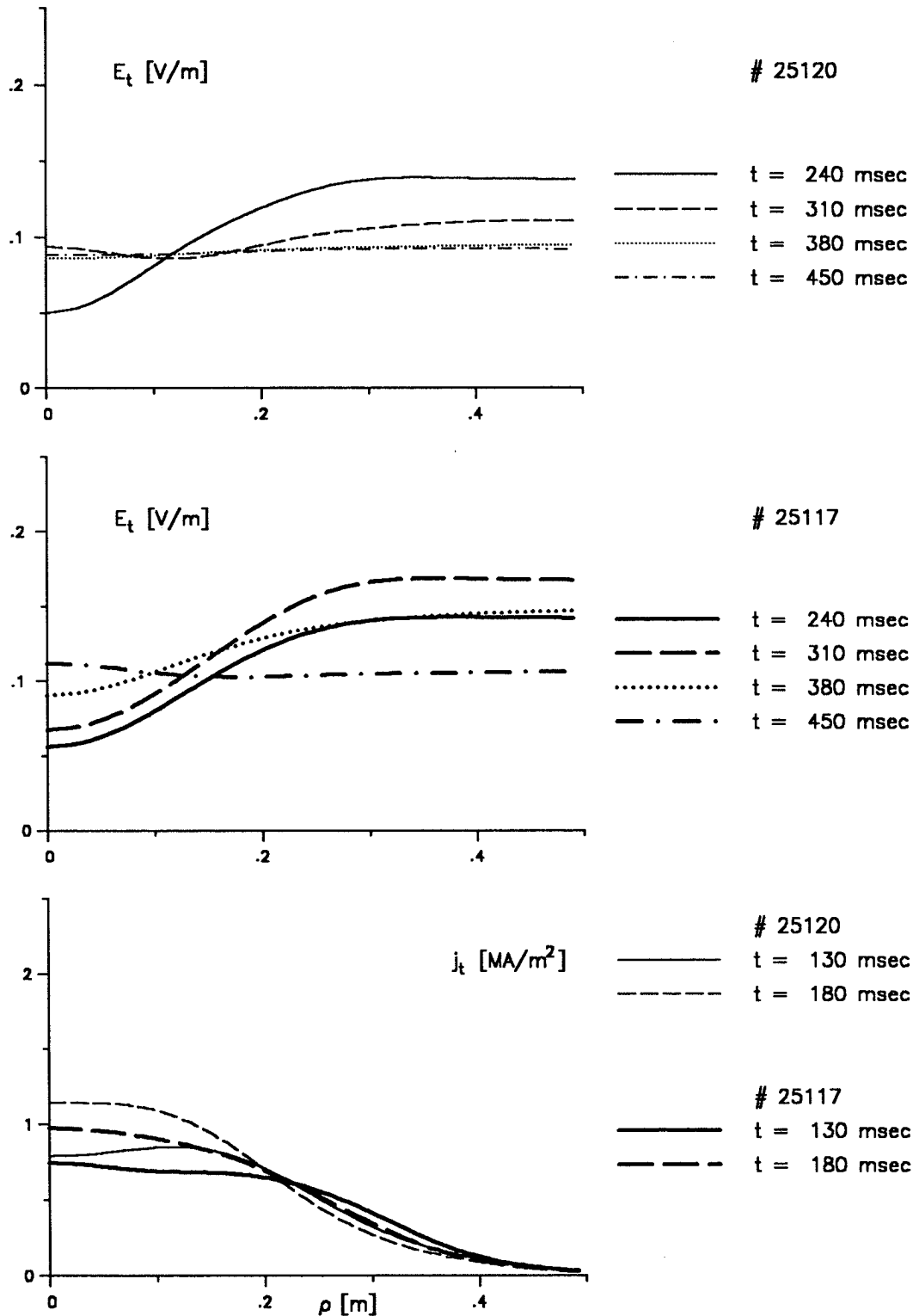
¹⁵ für den sich bei #26208 um $t \simeq 180$ msec ergebenden und sich auch bei #26211 andeutenden steilen Z_{eff} - Abfall siehe Punkt IV.2.3.

Abb. 14a

Variation des Toroidalfeldes (Startphase, $I_{t,stat} = 240$ kA)

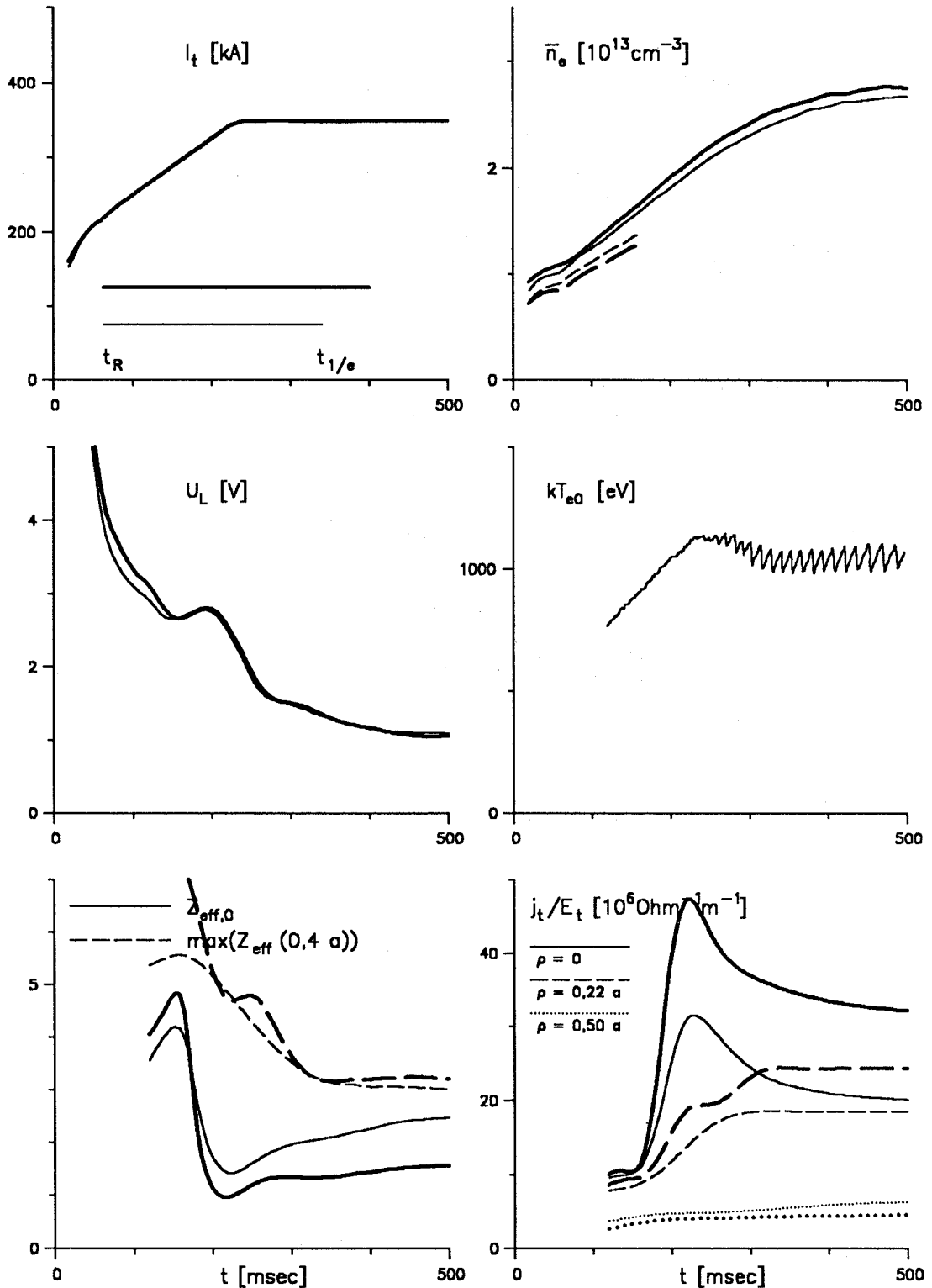
schmäler Strich : # 25120 (2,0 T), breiter Strich : # 25117 (2,6 T)
 B_{00} -Erhöhung führt in der Startphase zu einer Verlängerung von $t_{1/e} - t_R$. - Die
 Obergrenze für $Z_{eff}(0,4 a)$ ist bei 2,6 T künstlich überhöht (spitze kT_e -Profile).

Abb. 14b

zur Variation des Toroidalfeldes (Startphase, $I_{t,stat} = 240$ kA)

Oben die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende der Stromdiffusion (zur Dokumentation von $t_{1/e}$). Unten: Die Stromdichteprofile sind im frühen Stadium der Entladung ähnlich.

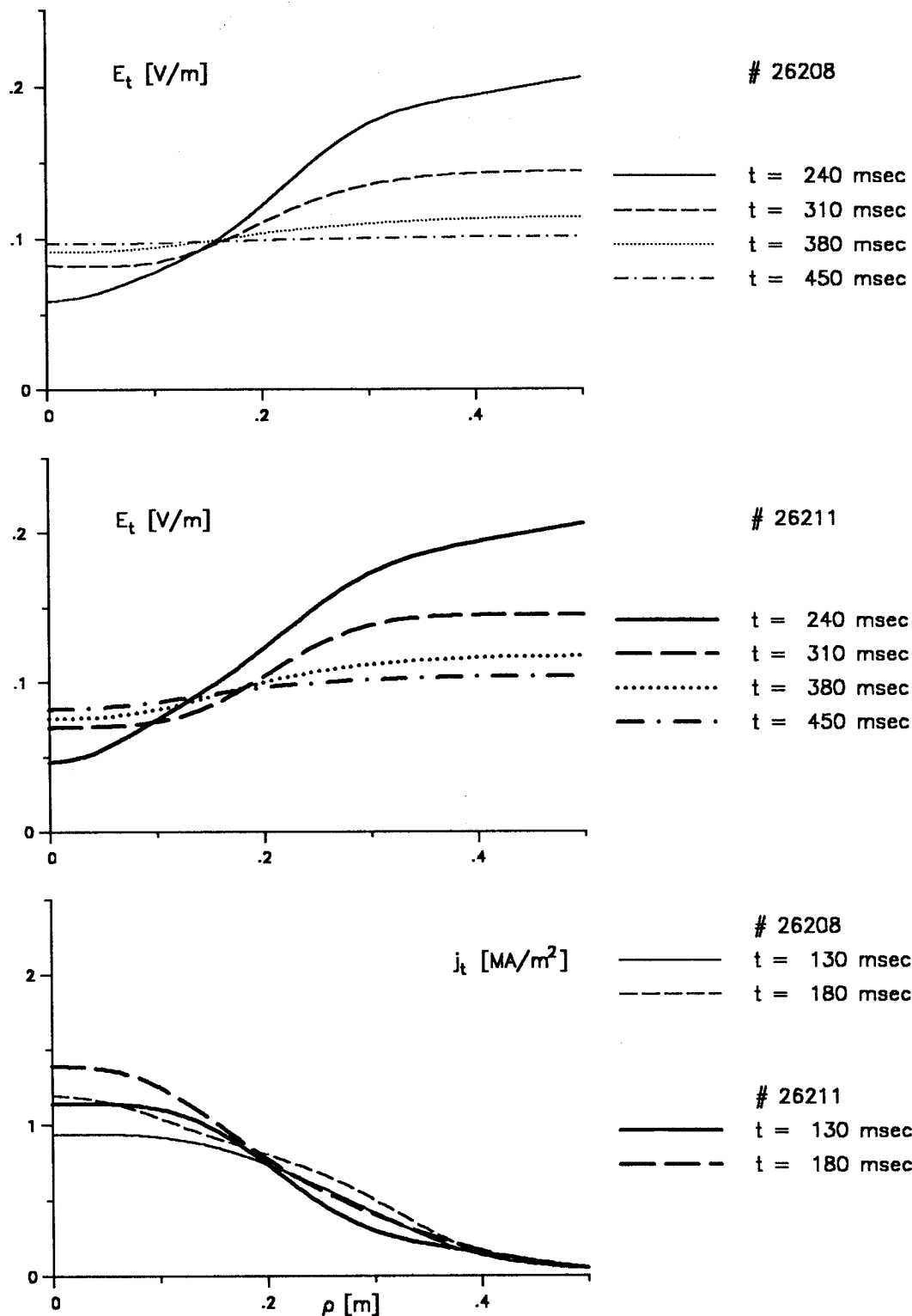
Abb. 14c

Variation des Toroidalfeldes (Startphase, $I_{t,stat} = 350$ kA)

schmäler Strich : # 26208 (2,0 T), breiter Strich : # 26211 (2,6 T)

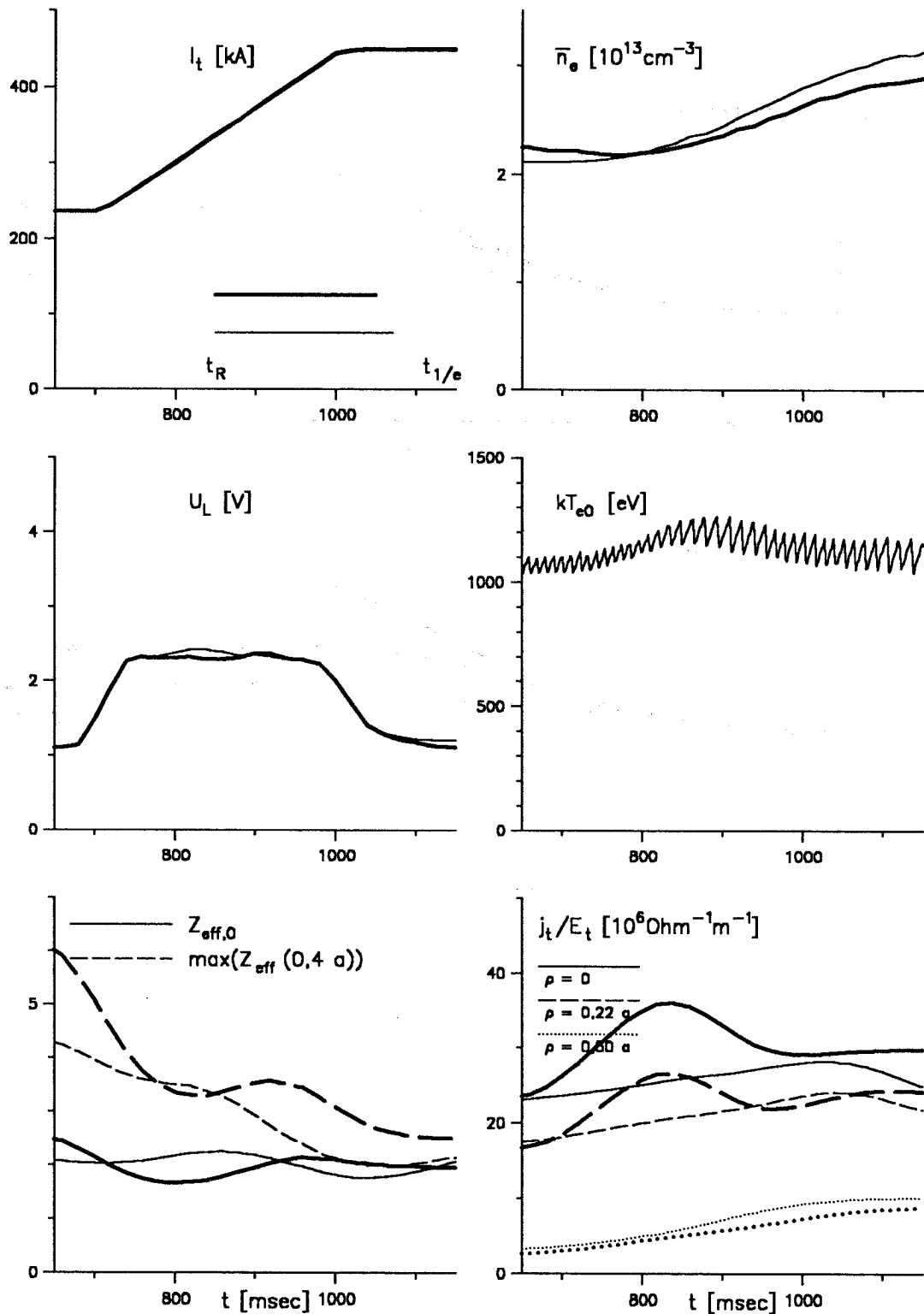
Die Abb. ist ähnlich der Abb. 14a. Man beachte den steilen Abfall von $Z_{eff,0}$ ($\neq$ Abb. 14a !). - Zum Vergleich im $\bar{n}_e$ -Bild gestrichelt: # 25120 (schmal), # 25117 (breit).

Abb. 14d

zur Variation des Toroidalfeldes (Startphase, $I_{t,stat} = 350$ kA)

Oben die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende der Stromdiffusion (zur Dokumentation von $t_{1/e}$). Unten: Die Stromdichteprofile sind im frühen Stadium der Entladung ähnlich.

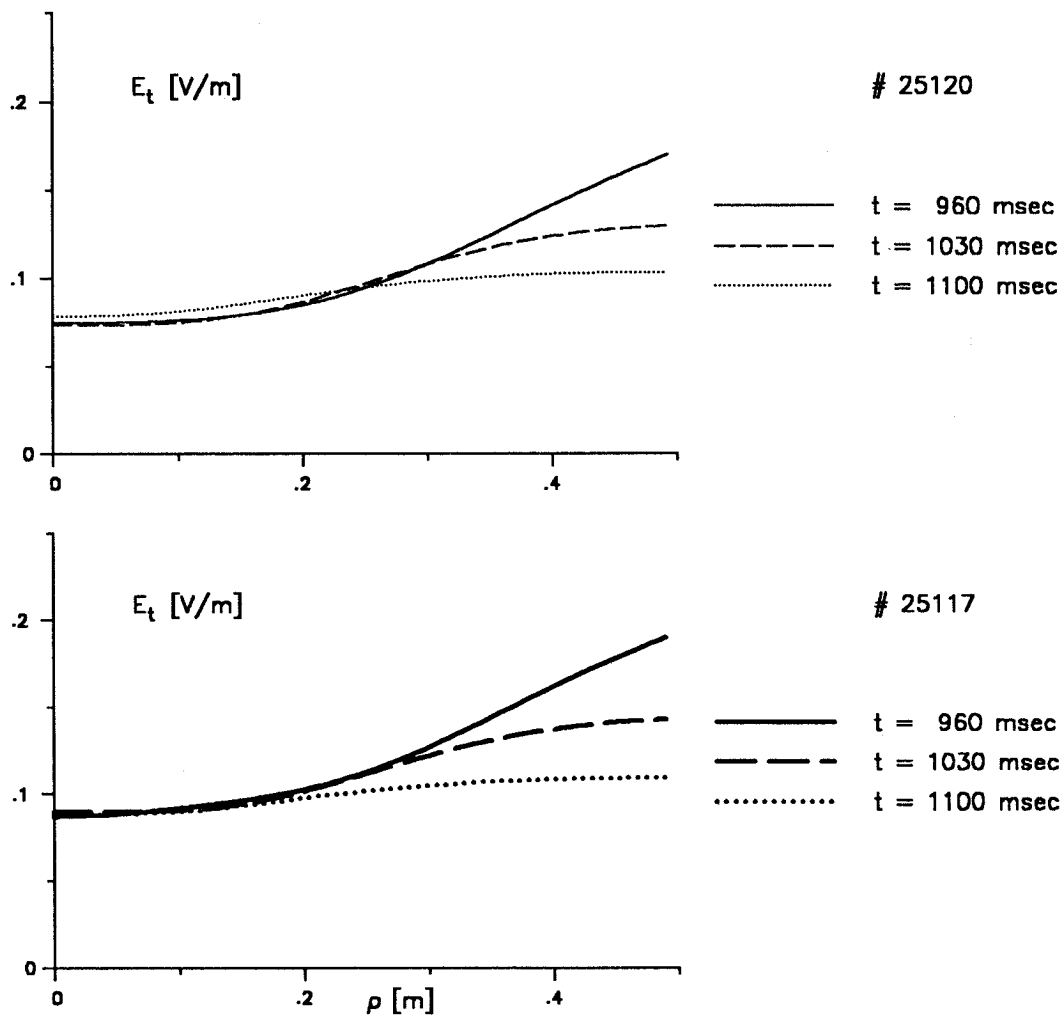
Abb. 15a Variation des Toroidalfeldes (Rampe aus dem Stationären)



schmaler Strich : # 25120 (2,0 T), breiter Strich : # 25117 (2,6 T)
 Im Gegensatz zur Startphase hat B_0 -Variation bei Rampen aus dem Stationären kaum Einfluß auf $t_{1/e} - t_R$. Der j_t/E_t -Verlauf bei $a/2$ ist fast gleich.

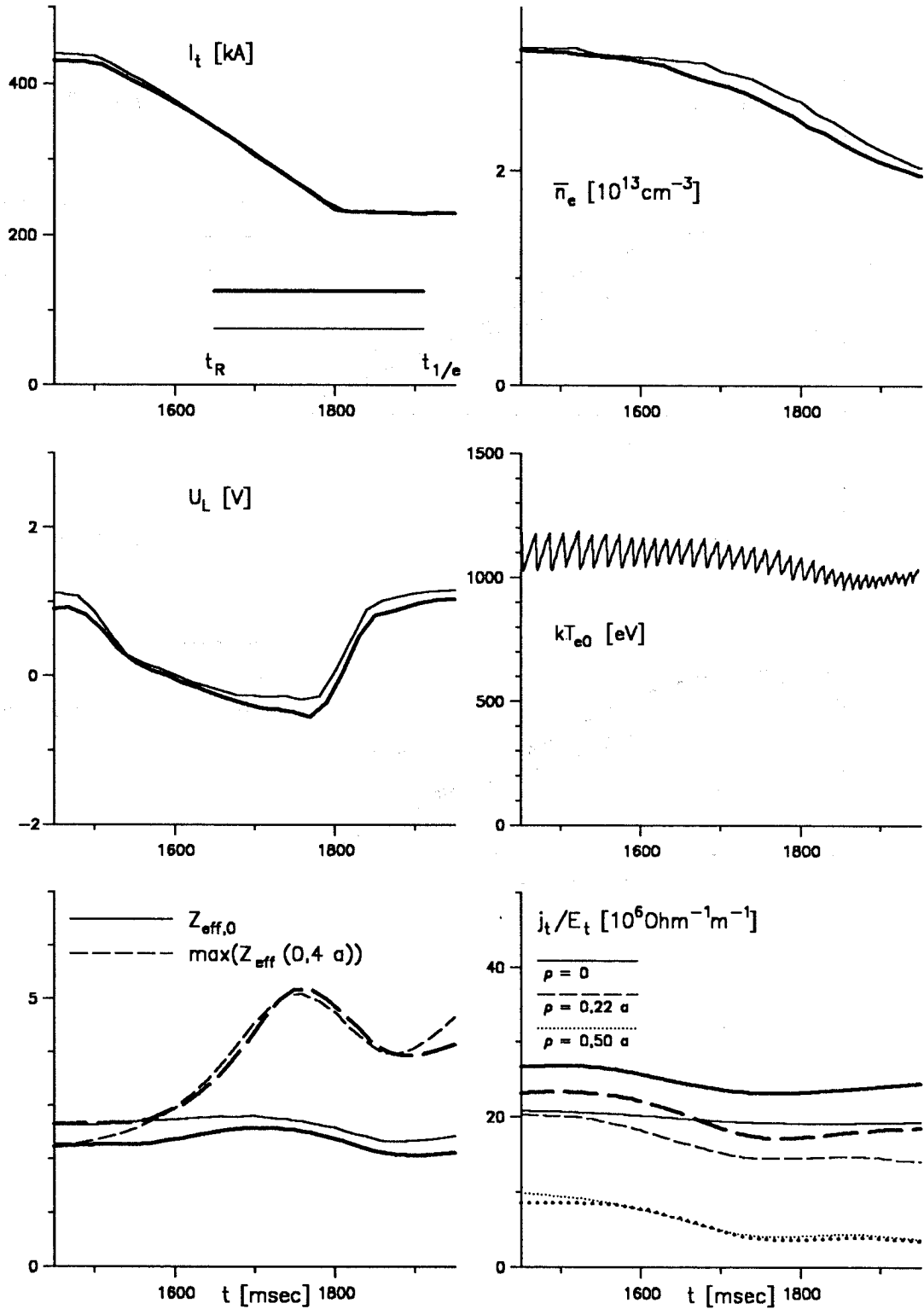
Abb. 15b

zur Variation des Toroidalfeldes (Rampe aus dem Stationären)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

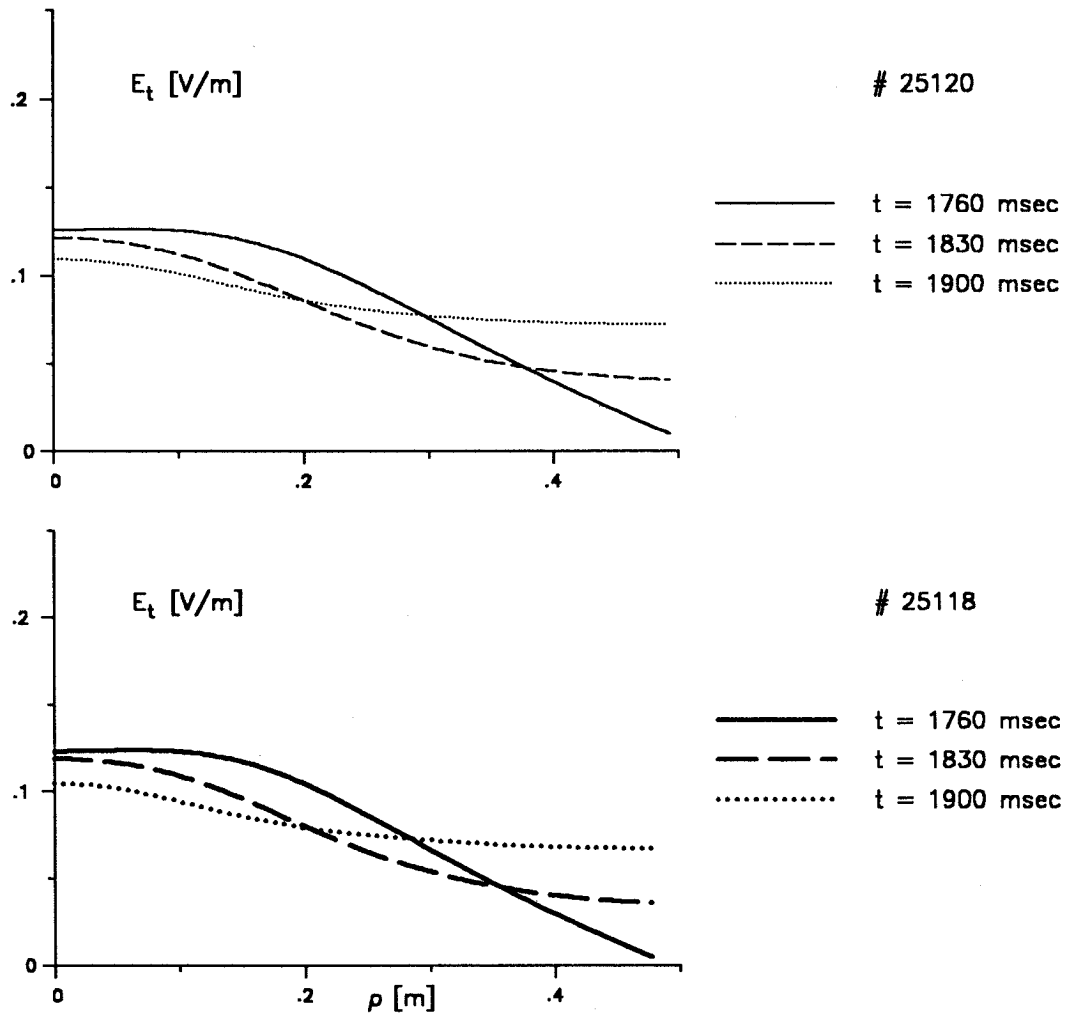
Abb. 15c Variation des Toroidalfeldes (Abwärtsrampe)



schmäler Strich : # 25120 (2,0 T), breiter Strich : # 25118 (2,6 T)
 Die geringe Wirkung von $B_{\theta 0}$ -Änderungen auf $t_{1/e} - t_R$ zeigt sich auch bei Abwärtsrampen. - Das Hochlaufen von $\max(Z_{\text{eff}}(0,4 a))$ ist künstlich (spitze kT_e -Profile).

Abb. 15d

zur Variation des Toroidalfeldes (Abwärtsrampe)



Die Abb. zeigt die Profile des elektrischen Feldes gegen Ende des Stromdiffusionsvorgangs (zur Dokumentation des Endzeitpunkts $t_{1/e}$, Def. s. Gl. (17)).

IV.3. Zusammenfassung der Ergebnisse

A.) *Einfluß der Parametervariationen auf die Stromdiffusionsdauer*

Variation der Stromanstiegsrate von Stromrampen in TEXTOR-Entladungen führt zu allenfalls leichter Änderung der effektiven Stromdiffusionsdauer τ_{eff} ($\lesssim 15\%$). Variation der Teilchendichte hat oberhalb eines Schwellwertes von $\bar{n}_e/I_t \simeq 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ MA}^{-1}$ keinen signifikanten Einfluß auf die Diffusionszeit. Unterschreiten des Schwellwertes führt bei TEXTOR-Entladungen zu ausgeprägter Modenaktivität und - vermutlich unabhängig davon - zu einer Erhöhung von τ_{eff} . Drastische Variation der Stromrampenhöhe bringt nur mäßige Unterschiede in der effektiven Diffusionsdauer hervor, was auf das Einsetzen eines stromdichtebegrenzenden Mechanismus im Plasmazentrum zurückzuführen ist. Eine Erhöhung des Toroidalfeldes bleibt ohne signifikante Auswirkung auf die Geschwindigkeit des Stromtransports. Da die kritische Stromdichte des obengenannten begrenzenden Mechanismus jedoch proportional zu B_0 ist, führt eine Erhöhung von B_0 in der Startphase zu einer Diffusionszeitverlängerung, wenn zu Beginn (d.h. bei $\simeq 0,1 \text{ sec}$) gleiche Stromprofile vorliegen.

B.) *Frage nach der Vorherrschaft anomaler Stromdiffusionsprozesse*

In allen untersuchten Fällen von Stromdiffusion in TEXTOR-Plasmen ab $t \simeq 0,1 \text{ sec}$, d.h. für $kT_{e0} \gtrsim \frac{1}{2} \text{ keV}$, $\bar{n}_e \gtrsim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ kann eine länger anhaltende ($\gtrsim 0,1 \text{ sec}$) Dominanz anomalen Stromtransports gegenüber der normalen Stromdiffusion im Plasmainterinneren ($\rho \lesssim \frac{a}{2}$) ausgeschlossen werden. Insbesondere während des Auftretens ausgeprägter resistiver Moden wird keine Vorherrschaft anomaler Prozesse beobachtet. Positive Anzeichen für das Mitwirken anomaler Diffusionsvorgänge ergeben sich lediglich in Fällen hohen Zündgasgehalts und dort nur zu Beginn der Startphase ($t \lesssim 0,15 \text{ sec}$). Die Mitwirkung ist zeitlich begrenzt und erreicht allenfalls dieselbe Größenordnung wie die Wirkung des normalen Stromdiffusionsmechanismus. Ihr Einfluß auf die Diffusionsdauer ist nicht signifikant.

Für eine Abschätzung der Diffusionszeiten kann also in jedem Fall von normaler Stromdiffusion ausgegangen werden. Dies gilt auch für die Startphase, da der nicht untersuchte erste Teil ($t \lesssim 0,1 \text{ sec}$) im Vergleich zu den Gesamtdiffusionszeiten kurz ist.

V. Skalierung der Skinzeit

V.1. empirisches Skalierungsgesetz

Um die Einflüsse der verschiedenen äußeren Parameter auf die effektive Stromdiffusionsdauer zu erhalten, wurden bisher immer nur Variationen einzelner solcher Parameter unter möglichst weitgehender Beibehaltung aller übrigen Parameterwerte diskutiert. Ein umfassenderer Vergleich ist durch Regressionsanalyse von Daten eines repräsentativen Querschnitts von Stromdiffusionsvorgängen möglich. Eine solche Analyse soll für die Startphase zum Erhalt eines Skalierungsgesetzes für τ_{eff} (die "Skinzeit", Definition s. Gl. (17)) durchgeführt werden. Dabei wird im wesentlichen von den bisher aufgeführten Entladungen ausgegangen, wobei Experimente mit ungewöhnlichen Merkmalen wie starker Modenaktivität oder Hoch-Z-Verunreinigungen von der Analyse ausgenommen werden. Das Skalierungsgesetz sollte - neben einer Bestätigung der bereits gefundenen Abhängigkeiten - zusätzlich eine Aussage über eventuelle Auswirkungen des Verunreinigungsgrades auf τ_{eff} liefern.

Ein Maß für die Teilchendichte während der Stromdiffusionsperiode $[0, t_{1/e}]$ ist die liniengemittelte Dichte $\bar{n}_e(t_{1/e})$. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente ist $\bar{n}_e(t_{1/e})$ jedoch kein unabhängiger äußerer Parameter, da sein Wert stark vom (unabhängig einstellbaren) Plasmastrom $I_{t,stat}$ beeinflusst wird. Das liegt daran, daß die das Plasma begrenzende, mit amorphem Kohlenstoff beschichtete Wand in der Lage ist, einen Teil des Füllgases D_2 an sich zu binden /22/. Beim Anwachsen des Plasmastroms in der Startphase wird mehr Gas aus der Wandschicht herausgelöst als von ihr adsorbiert. Für TEXTOR-Entladungen ergibt sich in etwa ein Zusammenhang $\bar{n}_e(t_{1/e}) \propto I_{t,stat}^{3/4}$, wobei der Proportionalitätsfaktor vom Gaseinlaß-Programm und der aktuellen Wandschicht-Konditionierung abhängig ist. Ein unabhängiger äußerer Parameter zur Beschreibung der Teilchendichte ist daher für TEXTOR-Bedingungen eher durch $\bar{n}_e(t_{1/e})/I_{t,stat}^{3/4}$ gegeben.

Als Maß für den Verunreinigungsgrad während der Diffusion dient der zeitliche Mittelwert $\langle Z_{eff,0} \rangle_{t_{1/e}} := \frac{1}{t_{1/e}} \int_0^{t_{1/e}} Z_{eff,0}(t) dt$. Auch er ist kein unabhängiger äußerer Parameter. Eine Korrektur auf die Einflüsse anderer äußerer Parameter auf $\langle Z_{eff,0} \rangle_{t_{1/e}}$ erübrigt sich jedoch, da $\langle Z_{eff,0} \rangle_{t_{1/e}}$ fast ohne Auswirkung auf τ_{eff} bleibt :

Die Regressionsanalyse der in Tab. 2 aufgelisteten Daten führt nämlich zu

$$(18) \quad \tau_{eff} = 0,167 I_{t,stat}^{0,23} B_{r0}^{0,89} \langle Z_{eff,0} \rangle_{t_{1/e}}^{-0,02} \left(\frac{\bar{n}_e(t_{1/e})}{I_{t,stat}^{3/4}} \right)^{0,13}$$

(τ_{eff} in sec, $I_{t,stat}$ in MA, B_{r0} in T, $\bar{n}_e(t_{1/e})$ in 10^{13} cm^{-3}) .

Tab. 2

Skalierung der Skinzeit

Entladung Nr.	$\frac{I_{t,stat}}{\text{MA}}$	$\frac{B_{r0}}{\text{T}}$	$\langle Z_{eff,0} \rangle_{t_{1/e}}$	$\frac{\bar{n}_e(t_{1/e})}{10^{13} \text{ cm}^{-3}}$	$\frac{\tau_{eff}}{\text{sec}}$ (gemessen)	$\frac{\tau_{eff}}{\text{sec}}$ (geschätzt)
17147	0,34	2,0	1,5 ($\pm 30\%$)	1,84	0,28 ($\pm 10\%$)	0,29
17148	0,34	2,0	1,9	1,84	0,24	0,29
22017	0,24	2,0	1,7	1,71	0,26	0,27
22062	0,48	2,0	2,0	2,70	0,33	0,32
24422	0,35	2,0	1,4	2,17	0,32	0,30
17734	0,34	2,0	2,2	1,84	0,29	0,29
17741	0,34	2,0	1,7	2,38	0,28	0,30
26208	0,35	2,0	2,5	2,14	0,28	0,29
26211	0,35	2,6	1,9	2,35	0,34	0,38
25853	0,35	2,0	1,8	1,87	0,34	0,29
26346	0,48	2,0	1,4	3,13	0,31	0,32
17081	0,34	2,0	1,8	1,74	0,27	0,28
25117	0,24	2,6	2,3	1,93	0,37	0,35
25120	0,24	2,0	2,0	1,55	0,26	0,27

Abb. 16

Skalierung der Skinzeit

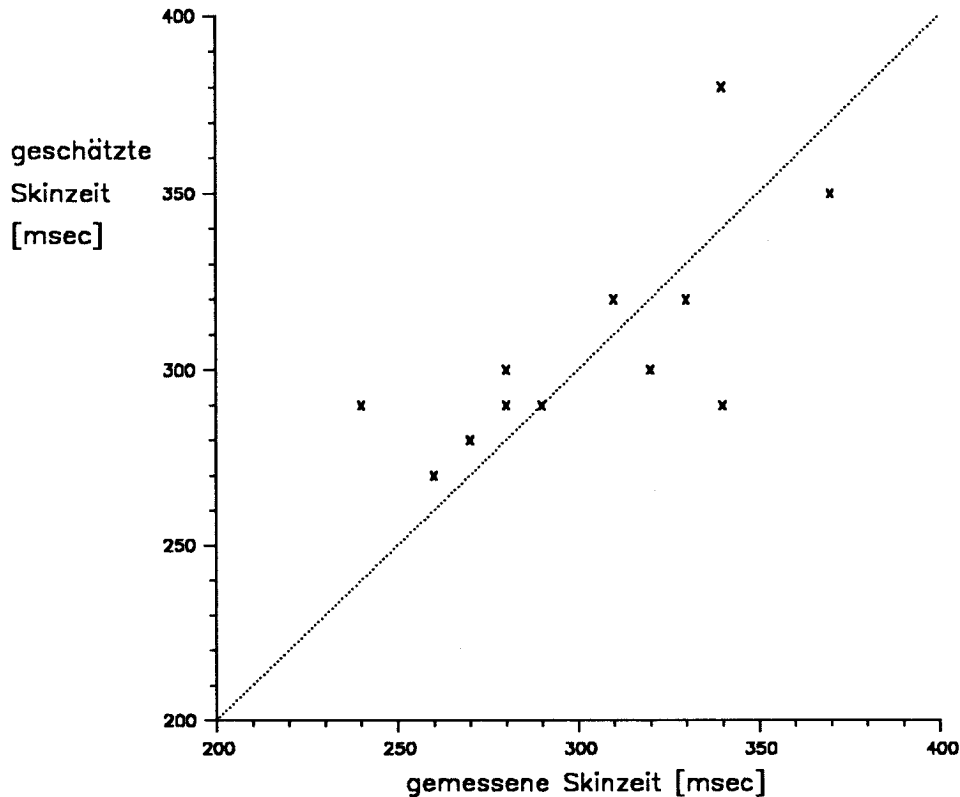


Abb. 16 zeigt die Korrelation zwischen dem gemessenen und dem mit Hilfe von Gl. (18) abgeschätzten τ_{eff} . Obwohl die Übereinstimmung in einzelnen Fällen schlecht ist, werden die in Kap. IV erhaltenen Trends richtig wiedergegeben. Insbesondere spiegelt sich der schwache Einfluß der Teilchendichte wieder. Die für TEXTOR spezifische Gasfreisetzung der Wandschicht bleibt daher praktisch ohne Auswirkungen auf die Skinzeit. Zusätzlich ergibt sich, daß eine Korrelation zwischen τ_{eff} und dem Verunreinigungsgrad offenbar nicht vorliegt. Das ist zunächst erstaunlich, da Z_{eff} ja stark in die Resistivität $\eta_{||}$ (Gl. (8), (9)) eingeht: es gilt etwa $\eta_{||} \propto Z_{eff}$. Eine reine Erhöhung von Z_{eff} sollte also die Diffusionszeit verkürzen. Die Verhältnisse sind jedoch komplizierter. Eine Erhöhung von Z_{eff} vergrößert auch die Ohm'sche Heizleistungsdichte $\eta_{||} j_t^2$ und damit wiederum die Elektronentemperatur kT_e . Das aber verringert wegen $\eta_{||} \propto kT_e^{-3/2}$ die Resistivität.

V.2. Deutung des Skalierungsgesetzes

Zur Klärung der Einflüsse der einzelnen Parameter auf die Stromdiffusion ist eine geschlossene Beschreibung aller beteiligten Vorgänge erforderlich. Eine solche Beschreibung wird im folgenden versucht. In ihr sollen nur die wesentlichen Effekte berücksichtigt werden. Aufgrund der Ergebnisse des vorigen Kapitels kann man davon ausgehen, daß die Stromdiffusion während des größten Teils der Startphase im wesentlichen normal verläuft, also durch Gl. (10) beschrieben wird. Diese lautet in zylindrischer Näherung

$$(10') \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} j_t = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} [\eta_{\parallel}^{(nk)} j_t] \right) ,$$

wobei $\eta_{\parallel}^{(nk)}$ die durch Gl. (8), (9) gegebene neoklassische Resistivität ist.

Eine weitere für die Stromdiffusion maßgebliche Gleichung ist die Elektronen-Wärmebilanz. Die Zeitskala der Diffusionsvorgänge wird durch das hochleitfähige Plasmaminnere ($r \lesssim \frac{a}{2}$) bestimmt. Dort können bei den untersuchten TEXTOR-Plasmen ($kT_e \gtrsim \frac{1}{2} \text{ keV}$, $\bar{n}_e \gtrsim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) die Strahlungsverluste in der Bilanz vernachlässigt werden. Das gleiche gilt für die Änderung der inneren Energie; die Wärmebilanz ist während der betrachteten Entladungszeiten ($t \gtrsim 0,1 \text{ sec}$) quasistationär. Es bleiben vier Terme: der Ohm'sche Heizterm, der Wärmeleitungsterm, der Konvektionsterm und der Wärmeübertragsterm auf die Ionen. Üblicherweise wird der die Konvektion beschreibende ambipolare Diffusionskoeffizient deutlich kleiner ($\frac{1}{2}$ Größenordnung) angenommen als der Temperatur-Leitwert. Der Wärmeübertragsterm ist im Plasmaminneren zwar von derselben Größenordnung wie der Wärmeleitungsterm, wird jedoch im räumlichen Mittel von diesem überwogen. Daher wird für $r \lesssim \frac{a}{2}$ ansatzweise Ohm'sche Heizung und Wärmeleitung bilanziert:

$$(19) \quad \eta_{\parallel}^{(nk)} j_t^2 \simeq - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r n_e \chi_e \frac{\partial}{\partial r} kT_e \right) \\ (\chi_e = \text{Elektronen-Temperaturleitwert}) .$$

Für χ_e soll eine experimentelle Formel nach /23/ angenommen werden, welche mit Erfolg zur Erklärung stationärer Temperaturprofile bei JET verwendet wurde /24/. Sie lautet vereinfacht ¹⁶

$$(20) \quad \chi_e = K \frac{a}{r} \frac{B_p}{n_e kT_e} \quad (K = \text{Proportionalitätskonstante}) .$$

¹⁶ Eine Abhängigkeit von der Ionen-Massenzahl wird vernachlässigt, da nur D₂-Plasmen betrachtet werden. Die Potenz von n_e lautet eigentlich -0,8 statt -1. Der Unterschied spielt im Rahmen der Genauigkeit der folgenden Betrachtungen jedoch keine Rolle.

Berücksichtigt man den Zusammenhang $B_p = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_t r' dr'$ (zylindrische Näherung), so wird Gl. (19) zu

$$(19') \quad \eta_{\parallel}^{(nk)} j_t^2 = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{Ka}{kT_e} \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_t r' dr' \frac{\partial kT_e}{\partial r} \right).$$

Zur genauen Bestimmung der zeitlichen Entwicklung im Einzelfall müßte das aus Gl. (8), (9), (10') und (19') bestehende Differentialgleichungssystem unter Vorgabe der Anfangs- und Randbedingungen sowie von $Z_{eff}(r, t)$ nach den unbekannten Funktionen kT_e und j_t gelöst werden. Die Elektronendichte $n_e(r, t)$ geht explizit nur schwach ein (siehe Gl. (8), (9)); ihr zeitlicher Verlauf kann daher unberücksichtigt bleiben.

Um Trends zu erklären, welche durch Änderung äußerer Parameter entstehen, genügt eine einfache Skalierungsüberlegung. Seien für den gesamten Diffusionsvorgang charakteristische dimensionsbehaftete Größen durch eckige Klammern [] gekennzeichnet (für [r] z.B. bietet sich der Plasmaradius a an), so führt ein Ersetzen der Variablen bzw. Funktionen durch diese Größen im Falle der Gl. (10') zu

$$(10'') \quad [t] \propto \frac{a^2}{[\eta_{\parallel}^{(nk)}]}$$

und im Falle der Gl. (19') zu

$$(19'') \quad \frac{1}{[\eta_{\parallel}^{(nk)}]} \propto a \cdot [j_t].$$

Da bei dieser Vorgehensweise die durch $\dot{I}_t(t)$ gegebenen Randbedingungen der Stromdiffusion nicht berücksichtigt werden können, ist es sinnvoll, für [t] die effektive (d.h. von $\dot{I}_t$ nahezu unabhängige) Diffusionsdauer τ_{eff} einzusetzen. Damit ergibt sich insgesamt

$$(21) \quad \tau_{eff} \propto a^3 \cdot [j_t].$$

Wie erwähnt, beschränkt sich die Betrachtung auf den hochleitfähigen inneren Plasmabereich. In der Startphase findet die Stromdiffusion im gesamten Plasmainternen statt (im Gegensatz zu Stromrampen aus dem Stationären, wo sie sich praktisch nur auf den Flanken der Stromprofile abspielt). Als für den gesamten Stromdiffusionsvorgang charakteristische Stromdichte $[j_t]$ kann daher in der Startphase der raum - zeitliche Mittelwert über die innere Plasmahälfte angesehen werden. Dieser Mittelwert skaliert im wesentlichen mit dem Endwert der zentralen Stromdichte $\frac{2}{\mu_0} \frac{B_0}{R_{AX}} \cdot C$ ($C \simeq 1,1 \dots 1,2$). Mit $R_{AX} \simeq R_0$ ergibt sich daher

$$(22) \quad [j_t] \propto \left(\frac{B_{r0}}{R_0} \right)^v, \quad v \simeq 1.$$

Da die gegen Ende der Stromdiffusion erreichten Stromprofile bei höherem Endstrom $I_{t,stat}$ breiter sind, ist noch eine geringe Abhängigkeit des j_t -Mittelwerts von der mittleren End-Stromdichte $\frac{I_{t,stat}}{\pi a^2}$ zu erwarten, so daß

$$(23) \quad [j_t] \propto \left(\frac{B_{r0}}{R_0} \right)^v \left(\frac{I_{t,stat}}{\pi a^2} \right)^\varepsilon, \quad v \simeq 1, \quad 0 < \varepsilon \ll 1$$

angesetzt wird. Damit wird Gl. (21) zu

$$(21') \quad \tau_{eff} \propto a^{3-2\varepsilon} \left(\frac{B_{r0}}{R_0} \right)^v I_{t,stat}^\varepsilon [Z_{eff}]^0 [n_e]^0, \quad v \simeq 1, \quad 0 < \varepsilon \ll 1.$$

Diese Beziehung stimmt gut mit dem empirischen Befund von Gl. (18) überein.

Gl. (21') ergänzt Gl. (18) hinsichtlich des Einflusses von R_0 und a auf τ_{eff} . Für die vorgestellten TEXTOR-Entladungen ist $R_0 = 1,7$ m und $a = 0,45$ m (Limiterradius), so daß sich Gl. (18) mit $v = 0,89$, $\varepsilon = 0,23$ zu

$$(18') \quad \tau_{eff} = 2,03 a^{2,54} R_0^{-0,89} I_{t,stat}^{0,23} B_{r0}^{0,89} < Z_{eff,0} >_{t_{1/e}}^{-0,02} \left(\frac{\bar{n}_e(t_{1/e})}{I_{t,stat}^{3/4}} \right)^{0,13}$$

(τ_{eff} in sec, a und R_0 in m, $I_{t,stat}$ in MA, B_{r0} in T, $\bar{n}_e(t_{1/e})$ in 10^{13} cm^{-3})

erweitert.

Zum Test der erhaltenen Abhängigkeit von R_0 und a wird eine Entladung von JET herangezogen [25]. Die gemessene Diffusionszeit wird hier aus den Verläufen der Umfangsspannungen im Plasmazentrum und am Plasmarand gewonnen (diese sind bis auf den Faktor $2\pi R_{Ax}$ den elektrischen Feldern gleich). Im Falle von Entladung JET-4591 hat man die Daten

$$R_0 = 3,0 \text{ m}, \quad a = 1,36 \text{ m}^{17}, \quad I_{t,stat} = 4,0 \text{ MA}, \quad B_{r0} = 3,4 \text{ T}, \quad < Z_{eff,0} >_{t_{1/e}} \simeq 4, \quad \bar{n}_e(t_{1/e}) = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

und damit $\tau_{eff} = 6,6$ sec. Dieser Wert stimmt recht gut mit dem gemessenen Wert von etwa 6 sec überein, was die angeführte Deutung des empirischen Skalierungsgesetzes unterstützt.

Die gute Übereinstimmung zwischen empirischem und aus dem Modell hergeleitetem Skinzeit-Skalierungsgesetz ist insbesondere ein Hinweis darauf, daß die Modellvorstel-

¹⁷ horizontaler Limiterradius $\times$ Wurzel aus der Elongation der inneren Flußflächen-Querschnitte

lung von der Elektronen-Wärmebilanz (Gl. (19), (20)) nicht nur im Stationären, sondern auch während des größten Teils der Startphase richtig ist.

VI. Zusammenfassung

Untersucht wurde der Einfluß äußerer Entladungsparameter auf Stromdiffusionsprozesse im TEXTOR-Tokamak ($a \simeq 0,5$ m, $R_0 \simeq 1,7$ m). Insbesondere wurde die Frage behandelt, ob die jeweilige Stromdiffusion durch ein einfaches Ohm'sches Gesetz mit neoklassischer Resistivität beschrieben werden kann oder ob anomale Stromtransportvorgänge dominieren. Dabei wurde auch die Rolle resistiver Instabilitäten studiert.

Zur Durchführung der Untersuchungen war eine kontinuierliche und raumauflösende Bestimmung des poloidalen Magnetfeldes erforderlich. Sie wurde durch die Verwendung einer 9 Meßstrahlen aufweisenden, im fernen Infrarotbereich ($\lambda = 337 \mu\text{m}$) arbeitenden Polarimeter- Interferometer- Anordnung zur simultanen Messung von Faraday-Drehwinkel und Phasenverschiebung ermöglicht. Mit der Apparatur konnte lediglich der anfängliche, im Vergleich zu den Stromdiffusionszeiten kurze Teil der Entladung mit $\bar{n}_e \lesssim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $kT_{e0} \lesssim \frac{1}{2} \text{ keV}$ nicht hinreichend genau vermessen werden.

Zur Beantwortung der Frage nach der Vorherrschaft anomalen Stromtransports brauchte man zusätzlich die Kenntnis der Elektronentemperatur. Diese wurde durch Messung der Elektron-Zyklotron-Strahlung bestimmt.

Es wurden Stromrampen sowohl in der Startphase als auch aus einem bereits stationären Entladungszustand heraus untersucht, letztere mit positiver und negativer Steigung. An äußeren Entladungsparametern wurden der Gesamtstromverlauf, die Teilchendichte und das toroidale Magnetfeld variiert. Außerdem variierte mit unterschiedlichen Experimentierterminen die Wandschicht-Konditionierung und mit ihr der Verunreinigungsgrad des Plasmas.

In allen untersuchten Fällen kann für $\bar{n}_e \gtrsim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $kT_{e0} \gtrsim \frac{1}{2} \text{ keV}$ eine länger als ein Drittel der Stromdiffusionszeit anhaltende Dominanz anomalen Stromtransports gegenüber der neoklassischen Stromdiffusion im Plasmainternen ($\rho \lesssim \frac{a}{2}$) ausgeschlossen werden. Insbesondere während des Auftretens ausgeprägter resistiver Instabilitäten wird keine Vorherrschaft anomaler Prozesse gefunden. Positive Anzeichen für das Mitwirken anomaler Diffusionsvorgänge ergeben sich lediglich in Fällen, in denen der Gasgehalt bei der Zündung hoch ist, und dort nur zu Beginn der Startphase. Die Mitwirkung bleibt ohne meßbaren Einfluß auf die Stromdiffusionsdauer. Für eine Abschätzung der Diffusionszeiten kann in jedem Fall von neoklassischem Stromtransport ausgegangen werden.

Zur Beschreibung des Einflusses der äußeren Entladungsparameter auf die Stromdiffusion wird eine "effektive" Diffusionsdauer τ_{eff} eingeführt. Die Definition von τ_{eff} wird so gewählt, daß der Einfluß der Stromrampen-Steigung $\frac{dI_t}{dt}$ nahezu vollständig verschwindet. Die übrigen Abhängigkeiten werden in der Startphase recht gut mit dem Skalierungsgesetz

$$\tau_{eff} \propto a^{5/2} \frac{B_{t0}}{R_0} I_{t,stat}^{1/4}$$

(a Plasmaradius, R_0 großer Radius, B_{t0} toroidales Magnetfeld, $I_{t,stat}$ stationärer Plasmastrom) wiedergegeben, welches insbesondere den schwachen Einfluß von Teilchendichte und Verunreinigungsgrad dokumentiert ¹⁸.

Das Skalierungsgesetz steht im Einklang mit einem einfachen Modell zur Berechnung der Stromdiffusion, welches aus der Stromdiffusionsgleichung und der Elektronen-Wärmebilanz besteht. Das Modell setzt neoklassischen Stromtransport voraus und bilanziert die Ohm'sche Heizleistung mit der Elektronen-Wärmeleitung. Für letztere wird eine empirische Formel aus der Literatur angenommen, die für den stationären Fall gewonnen wurde. Experimentell wird so die Hypothese unterstützt, daß dieses Modell nicht nur für stationäre Tokamak-Plasmen, sondern auch während des größten Teils der Startphase gilt.

¹⁸ die Abhängigkeit von a und R_0 wurde durch Vergleich mit einer Entladung von JET getestet

Anhang

A. Messung

A.1. Die Meßapparatur

Das verwendete 9-Kanal-Polarimeter/Interferometer wird in /26/ detailliert beschrieben. Zum Zwecke der Fehlerdiskussion soll hier auf einige Details des Meßverfahrens eingegangen werden. Die Nomenklatur entspricht dabei weitgehend der in /26/ verwendeten. Eine schematische Darstellung der Meßanordnung für einen einzelnen Meßstrahl zeigt Abb. A1. Das vom HCN-Laser ausgehende linear polarisierte FIR-Licht ($\nu = 890$ GHz) wird zu gleichen Teilen in Meßlicht $\vec{E}_p$ und Referenzlicht $\vec{E}_r$ aufgespalten. Um Aufschluß über das Vorzeichen der Änderung der Phasenverschiebung $\Delta\phi$ im Meßarm zu erhalten, wird das Referenzlicht mit Hilfe des an einem rotierenden Gitter auftretenden Dopplereffekts leicht frequenzverschoben ($\Delta\nu \simeq 10$ kHz). Nach Wiedervereinigung mit dem Meßlicht im Strahlvereiniger entsteht eine Schwebung mit der Differenzfrequenz $\Delta\nu$. Eine ähnliche Schwebung ergibt sich in einem Referenzkanal, dessen Meßarm außerhalb des Plasmas liegt. Die gesuchte Phasenverschiebung ist die Phasendifferenz zwischen den Schwebungen von Meßkanal und Referenzkanal. Das Vorzeichen von $\frac{\partial\Delta\phi}{\partial t}$ resultiert eindeutig, weil die Schwebungsperiode $\frac{1}{\Delta\nu}$ sehr viel kleiner als die Zeitskala der Meßgrößenänderungen ist.

Der aus einem Wolframdrahtgitter (Gitterkonstante $\simeq \frac{\lambda}{2}$) bestehende Strahlvereiniger hat die Eigenschaft, senkrecht zu den Drähten polarisiertes Licht (s-Licht) unverändert durchzulassen, während der parallel zu den Drähten polarisierte Lichtanteil (p-Licht) zur Hälfte durchgelassen und zur Hälfte reflektiert wird (wobei Phasensprünge von $\frac{\pi}{4}$ bzw. $\frac{3\pi}{4}$ zu berücksichtigen sind). Das aus dem Plasma austretende Meßlicht ist im wesentlichen p-polarisiert mit einer kleinen, durch Faraday-Rotation entstandenen s-Komponente (s. Abb. A1). Soll nun nur diese neue Komponente in den Polarimeter-Detektor gelangen, so sind bei der angegebenen Orientierung des Strahlvereinigers s- und p-Komponente des Meßlichts zu vertauschen. Dies geschieht mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte aus Quarzkristall, deren optische Achse in 45°-Richtung zu s und p verläuft (s. Abb. A1). Vor dem Polarimeter-Detektor überlagern sich die p-Komponente des Referenzlichts und die durch Faraday-Drehung entstandene Komponente des Meßlichts (jeweils intensitätsgeschwächt).

Das Signal des Interferometer-Detektors soll Aufschluß über die Phasenverschiebung zwischen Meß- und Referenzlicht liefern. Hierbei kommt es auf ein möglichst großes

Überlagerungssignal an. Da das aus dem Strahlvereiniger austretende Referenzlicht p-polarisiert, das austretende Meßlicht aber im wesentlichen s-polarisiert ist, wurde ein in 45°-Richtung orientierter Analysator zwischengesetzt (s. Abb. A1; eine Intensitätsschwächung um den Faktor 2 wird in Kauf genommen).

Das Einfügen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte hat noch einen weiteren Grund: es ermöglicht eine in situ -Eichung des Polarimeters. Verdreht man nämlich bei fehlendem Plasma die Platte aus ihrer 45°-Position um einen definierten Winkelbetrag $\Delta\psi$, so wird im weiteren Strahlengang ein Faraday-Drehwinkel α von $+2\Delta\psi$ simuliert. Die entstehende Eichkurve setzt das Ausgangssignal V_{out} der Signalverarbeitungs-Elektronik (s.u.; Abb. A2) in direkte Beziehung zum Drehwinkel α . Die Kurve ist nahezu eine Gerade, deren Steigung durch die Detektorempfindlichkeiten sowie den Justierzustand von Strahlengängen und Signalverarbeitungs-Elektronik bestimmt wird.

Eine Berechnung der sich ergebenden Signale erfolgt z.B. in [26]. Sind ψ_p und ε_p Polarisationswinkel und Elliptizität des aus der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte austretenden Meßlichts (Definition von ψ_p in Abb. A1, $\varepsilon_p > 0$ für rechtsdrehend polarisierte Welle ¹⁹), so wird das Interferometersignal nach Wegfiltern von HF- und dc-Anteilen zu ²⁰

$$(A1) \quad \begin{aligned} S_I &= V_I \cos (\Delta\omega(t-t_0) + \Delta\phi + \Phi_I) \\ \text{mit } V_I &= +D_I \frac{T_C - T_W}{2} a_r a_p \sqrt{1 - K\varepsilon_p} \sqrt{1 - K\psi_p} \\ \text{und } \Phi_I &= -\arctan \frac{1 - K\psi_p}{1 - K\varepsilon_p} \simeq -\frac{\pi}{4} \end{aligned}$$

wobei D_I := Detektorempfindlichkeit (die Signale sind alle in Volt anzugeben),

T_C := Transmissivität des Analysators in Durchlaßrichtung,

T_W := Transmissivität des Analysators in Sperrichtung,

a_p := Amplitude des Meßlichts hinter der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte,

a_r := Amplitude des Referenzlichts,

$$K := +\frac{T_C + T_W}{T_C - T_W} \simeq +1,05$$

und $\Delta\omega := 2\pi \Delta\nu$ (Schwebungsfrequenz $\cdot 2\pi$).

Durch Vergleich mit einem Referenzkanal, dessen Signal sich zu $S_{I,R} \propto \cos (\Delta\omega(t-t_{0,R}) - \frac{\pi}{4})$ ergibt, erhält man leicht die zu messende Phasenverschie-

¹⁹ schaut man in Ausbreitungsrichtung $\vec{k}^0$ auf eine ortsfeste Ebene, welche zu $\vec{k}^0$ orthogonal ist, so dreht sich der Feldvektor $\vec{E}$ darauf im Uhrzeigersinn

²⁰ bei der Berechnung wurde $|\psi_r|, |\varepsilon_r|, |\psi_p|, |\varepsilon_p| \ll 1$ ausgenutzt (der Index r kennzeichnet das Referenzlicht, s. Abb. A1)

Abb. A1 Schema der Meßanordnung für einen Meßstrahl

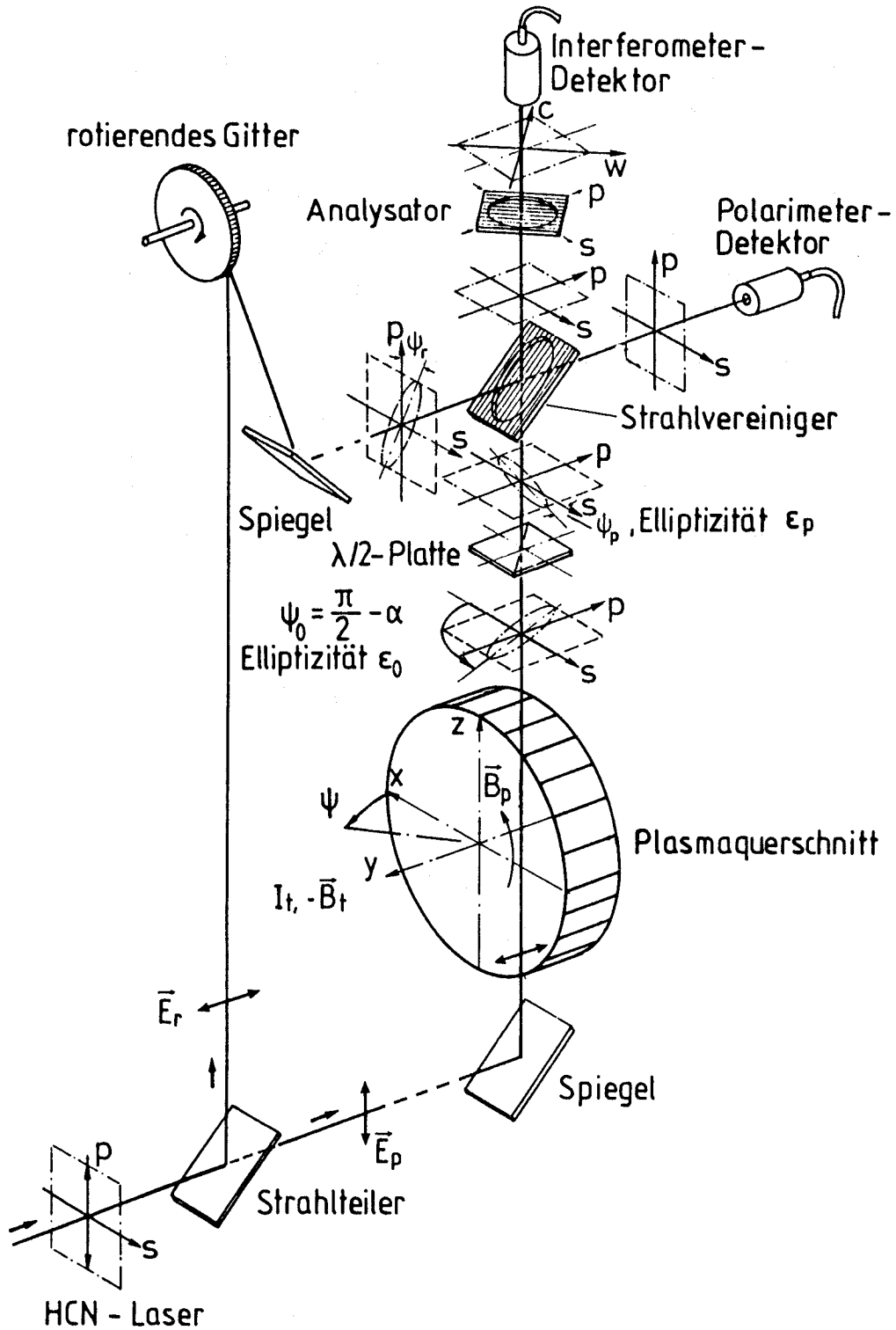
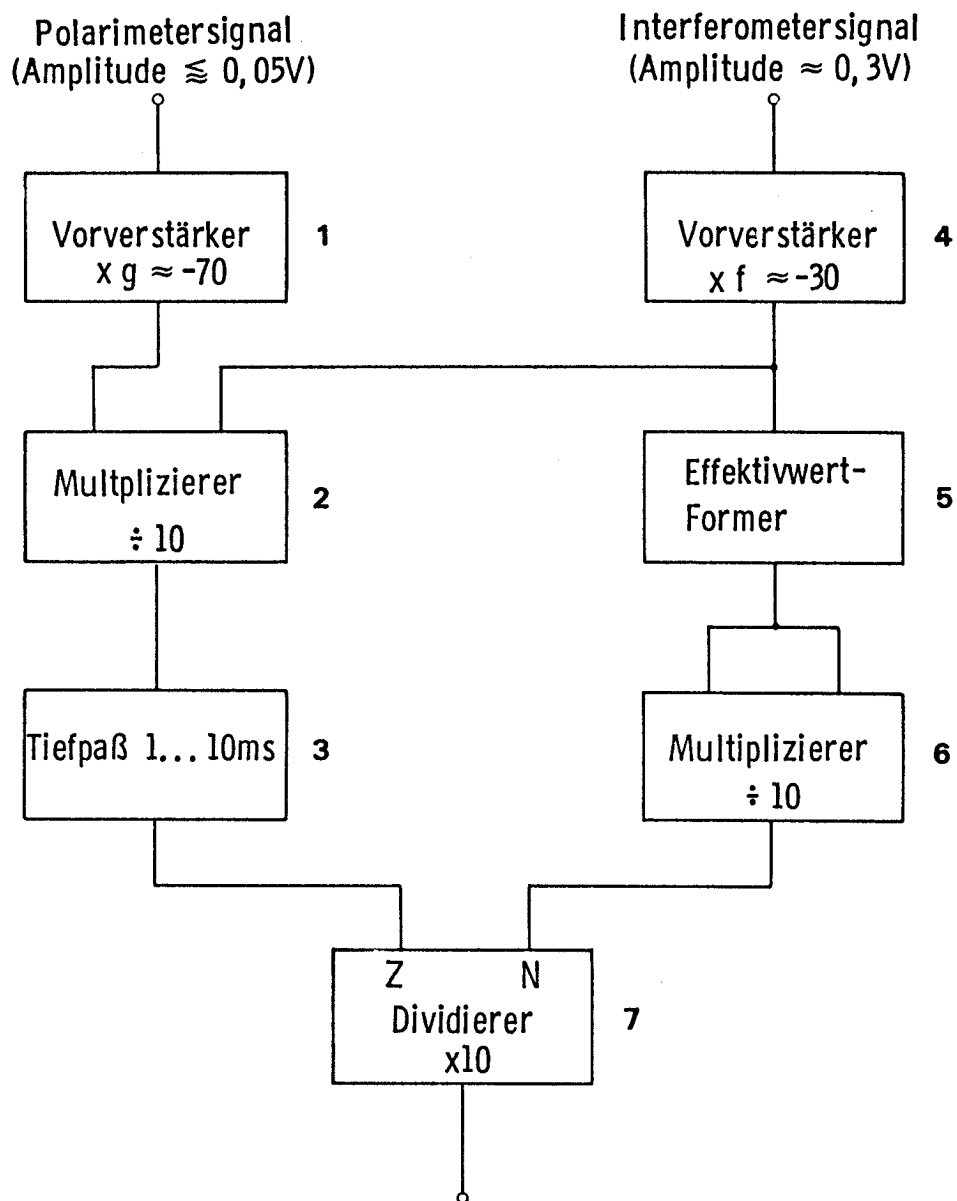


Abb. A2 Schema der Signalverarbeitung für einen Meßkanal



bung $\Delta\phi$. Der Fehler $|\Phi_I - (-\frac{\pi}{4})|$ hält sich dabei unter 0,06 rad (vgl. /26/). Zu diesem Fehler tritt noch ein durch die Vergleichsprozedur bedingter Fehler von ebenfalls $\lesssim 0,06$ rad hinzu.

Das Polarimetersignal ist ohne HF- und dc-Anteile ²⁰

$$(A2) \quad \begin{aligned} S_P &= V_P \sin (\Delta\omega(t-t_0) + \Delta\phi + \Phi_P) \\ \text{mit } V_P &= + D_P a_r a_p \operatorname{sgn} \psi_p \sqrt{\psi_p^2 + \varepsilon_p^2} \\ \text{und } \Phi_P &= + \arctan \frac{\varepsilon_p}{\psi_p} \end{aligned}$$

Die weitere Signalverarbeitung zum Erhalt von ψ_p ist in Abb. A2 schematisch dargestellt. Für die auftretenden ψ_p, ε_p ergibt sich das Ausgangssignal

$$(A3) \quad V_{out} = 10 \frac{g}{f} \frac{V_P}{V_I} \sin (\Phi_P - \Phi_I) \simeq \frac{D_P}{D_I} \frac{g}{f} \frac{10}{T_C - T_W} (\psi_p + \varepsilon_p + 2,1 \psi_p \varepsilon_p) \quad .$$

Läßt man Offsetspannungen $\Delta V_1, \Delta V_2, \dots, \Delta V_7$ an den Ausgängen der elektronischen Bauelemente (Abb. A2) zu, so wird Gl. (A3) unter der Voraussetzung $|\Delta V_i| \lesssim |V_i|$ zu

$$(A3') \quad \begin{aligned} V_{out}(\psi_p, \varepsilon_p) &\simeq H(\psi_p + \varepsilon_p + 2,1 \psi_p \varepsilon_p + \frac{D_I}{D_P} (T_C - T_W) \frac{20 \Delta \tilde{V}}{f g V_I^2}) + \Delta V_7 \\ \text{mit } \Delta \tilde{V} &= \Delta V_2 + \frac{\Delta V_1 \Delta V_4}{10} \\ \text{und } H &= \frac{D_P}{D_I} \frac{g}{f} \frac{10}{T_C - T_W} (1 - \frac{2\sqrt{2} \Delta V_5}{f V_I} - \frac{20 \Delta V_6}{f^2 V_I^2}) \quad . \end{aligned}$$

Eventuelle Offsetspannungen führen also lediglich zu Änderungen des Vorfaktors H und des Signaloffsets. Sie lassen sich durch die genannte in situ - Eichung der Meßapparatur kompensieren.

Um die vorhandene Apparatur optimal auszunutzen, müssen die systematischen Fehler so weit wie möglich korrigiert werden. Auf diese Fehler soll im folgenden eingegangen werden.

A.2. Berücksichtigung der Nichtidealität der $\frac{\lambda}{2}$ -Platten

Aufgrund einer Abweichung des Brechungsindex der gelieferten $\frac{\lambda}{2}$ -Platten vom Literaturwert ergibt sich, daß die in ihnen stattfindende Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Licht nur 3,070 anstelle von π beträgt. Das hat zur Folge, daß in der Platte eine Elliptizität des Meßstrahls erzeugt wird, welche vom Winkel zwischen Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes und optischer Achse des Quarzkristalls abhängt. Diese Elliptizität wird bei der Eichung der Apparatur nicht ge-

nau simuliert, da zur Simulation eines Faraday-Drehwinkels α die Platte nur um $\Delta\psi = +\frac{\alpha}{2}$ gedreht wird (s.v.). Der Winkel zwischen Einfallspolarisation und optischer Kristallachse ist also etwas anders als bei tatsächlicher Messung einer Faraday-Rotation. Im folgenden sollen daher die durch Nichtidealität der $\frac{\lambda}{2}$ -Platten auftretenden Unterschiede zwischen Eichung und Messung betrachtet werden.

Zunächst ist es erforderlich, die Abhängigkeit der Austrittspolarisation (ψ_p, ε_p) von der Eintrittspolarisation (α, ε_0) bei der Platte zu berechnen (Definitionen s. Abb. A1). Dazu wird der z.B. von Segre [27] beschriebene Formalismus verwendet. In ihm wird der Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle durch einen Vektor

$$(A4) \quad \vec{s} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} \cos 2\chi \cos 2\psi \\ \cos 2\chi \sin 2\psi \\ \sin 2\chi \end{pmatrix} \quad \text{beschrieben,}$$

wobei ψ = Polarisationswinkel (Definition s. Abb. A1)

und $\chi = \arctan \varepsilon$, ε = Elliptizität (> 0 bei rechtsdrehend polarisierter Welle)

ist. Findet die Wellenausbreitung in z-Richtung statt, dann wird die Änderung der Polarisation mit

$$(A5) \quad \frac{d\vec{s}}{dz} = \vec{\Omega} \times \vec{s} \quad \text{beschrieben,}$$

wobei $\vec{\Omega} = \frac{\omega}{c} (n_l - n_s) \vec{s}_{c,s}$ ist

(die Indizes l,s kennzeichnen die langsame bzw. schnelle charakteristische Lichtwelle).

Im Falle der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte aus einem einachsigen positiven Kristall ist

$$(A6) \quad \vec{\Omega} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \vec{s}_{ord} \quad (\vec{s}_{ord} = \text{Polarisation des ordentlichen Lichts}).$$

Es ist - bei idealer Ausrichtung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte -

$$\psi (\text{optische Achse}) = \frac{3\pi}{4}, \Rightarrow \psi (\text{ordentliches Licht}) = \frac{\pi}{4}, \Rightarrow \vec{s}_{ord} = \begin{pmatrix} 0 \\ +1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

An dieser Stelle ist anzumerken, daß der Strahlengang des der Torusachse am nächsten gelegenen Meßkanals 9 aufgrund baulicher Gegebenheiten gegenüber den anderen Kanälen leicht modifiziert ist. Bei ihm muß man sich in Abb. A1 den Strahlvereiniger um 90° um die Hochachse gedreht vorstellen; der Referenzstrahl kommt von hinten anstatt

von links. Entsprechend anders ist die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte orientiert; ihre optische Achse verläuft hier in s-Richtung (bezogen auf den gedrehten Strahlvereiniger). Für Kanal 9 ist dann

$$\psi(\text{optische Achse}) = \frac{\pi}{2} \quad , \Rightarrow \quad \psi(\text{ordentliches Licht}) = 0 \quad , \Rightarrow \quad \vec{s}_{ord} = \begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} .$$

Der Formalismus ergibt mit $|\varepsilon_0|, |\alpha| \ll 1$

$$(A7) \quad \begin{array}{l} \text{für Kanal 1...8} \quad \psi_p \simeq +\alpha \quad , \quad \varepsilon_p \simeq -\varepsilon_0 + 0,0358(1 - 2\alpha^2) \\ \text{und für Kanal 9} \quad \psi_p \simeq +\alpha \quad , \quad \varepsilon_p \simeq -\varepsilon_0 + 0,0716\alpha \end{array} .$$

Dies gilt für ideale Ausrichtung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte (genau -45° bzw. 0° zu s). In Wirklichkeit ist die Platte jedoch um einen kleinen Winkel $\psi_{\lambda/2}$ ($\lesssim 0,02$ rad) aus der Idealposition verdreht. Um diesen Winkel verändert sich der für die Berechnung der Elliptizität maßgebliche Winkel zwischen optischer Kristallachse und Polarisationsrichtung des in die Platte einfallenden Lichtes. Außerdem verschiebt sich der Austrittswinkel ψ_p um $2\psi_{\lambda/2}$, so daß man insgesamt

$$(A7') \quad \begin{array}{l} \text{für Kanal 1...8} \quad \psi_p \simeq +\alpha + 2\psi_{\lambda/2} \\ \quad \quad \quad \varepsilon_p \simeq -\varepsilon_0 + 0,0358(1 - 2[\alpha + \psi_{\lambda/2}]^2) \\ \text{und für Kanal 9} \quad \psi_p \simeq +\alpha + 2\psi_{\lambda/2} \\ \quad \quad \quad \varepsilon_p \simeq -\varepsilon_0 + 0,0716(\alpha + \psi_{\lambda/2}) \end{array} \quad \text{erhält.}$$

Dies ist der gesuchte Zusammenhang zwischen (α, ε_0) und (ψ_p, ε_p) . Dabei ist α der Faraday-Drehwinkel α_F plus eine kleine Korrektur α_A , welche durch ungenaue Nullage der Polarisation des in das Plasma eintretenden Meßlichts (nicht genau in y-Richtung, s. Abb. A1) entsteht.

Einsetzen von (A7') in die Formel für das Ausgangssignal der Elektronik (Gl. (A3')) und Inversion nach $\alpha_F = \alpha - \alpha_A$ liefert unter Berücksichtigung der Größenordnungen der auftretenden α, ε_0 und $\psi_{\lambda/2}$

$$(A8) \quad \begin{array}{l} \text{für Kanal 1...8} \quad \alpha_F \simeq \frac{\frac{V_{out} - V_{off}}{H} + \varepsilon_0}{1,075 - 2\varepsilon_0} \\ \text{und für Kanal 9} \quad \alpha_F \simeq \frac{\frac{V_{out} - V_{off}}{H} + \varepsilon_0 - 0,14\left(\frac{V_{out} - V_{off}}{H}\right)^2}{1,072 - 2\varepsilon_0} \end{array} ,$$

wobei V_{off} einen konstanten Offsetwert darstellt, der vor Zündung des Plasmas bei $\alpha_F = 0, \varepsilon_0 = 0$ gemessen wird und in dem $\alpha_A, \psi_{\lambda/2}$ sowie die in Kanal 1...8 unabhängig von α, ε_0 auftretende Elliptizität des aus der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte austretenden Lichts enthalten sind.

Außerdem berücksichtigt V_{off} eventuelle Offsetspannungen der Bauelemente der Elektronik (s. Gl. (A3')).

Zur Bestimmung der Proportionalitätskonstanten H wird eine Eichprozedur durchgeführt. Bei dieser wird ein Polarisationswinkel α_E des aus dem Plasma austretenden Meßlichtes dadurch simuliert, daß man die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte um $\Delta\psi = +\frac{\alpha_E}{2}$ verdreht (s.o.). Der für die Berechnung der Elliptizität maßgebliche Winkel zwischen optischer Kristallachse und Polarisationsrichtung des in die Platte einfallenden Lichtes ist also $+\frac{\alpha_E}{2} + \psi_{\lambda/2}$. Da die Elliptizität ε_0 des Meßlichts bei fehlendem Plasma vernachlässigbar ist, ergibt sich in Analogie zu (A7') bei der Eichung

$$(A9) \quad \begin{aligned} &\text{für Kanal 1...8} \quad \psi_p \simeq +\alpha_E + 2\psi_{\lambda/2} \\ &\quad \quad \quad \varepsilon_p \simeq +0,0358 \left(1 - 2 \left[\frac{\alpha_E}{2} + \psi_{\lambda/2} \right]^2 \right) \\ &\text{und für Kanal 9} \quad \psi_p \simeq +\alpha_E + 2\psi_{\lambda/2} \\ &\quad \quad \quad \varepsilon_p \simeq +0,0716 \left(\frac{\alpha_E}{2} + \psi_{\lambda/2} \right) \end{aligned}$$

Anstelle von Gl. (A8) erhält man Eichkurven, die im Bereich $-\frac{1}{5} \text{ rad} \lesssim \alpha_E \lesssim +\frac{1}{5} \text{ rad}$ in sehr guter Näherung durch Ausgleichsgeraden

$$(A10) \quad \begin{aligned} \alpha_E &\simeq \frac{\frac{V_{out} - V_{off}}{H}}{1,069} && (\text{Kanal 1...8}) \\ \text{bzw.} \quad \alpha_E &\simeq \frac{\frac{V_{out} - V_{off}}{H}}{1,033} && (\text{Kanal 9}) \end{aligned}$$

beschrieben werden können.

Setzt man Gl. (A10) in Gl. (A8) ein, so erhält man einen Zusammenhang $\alpha_F = f(\alpha_E, \varepsilon_0)$, an dem das Ausmaß der Korrektur deutlich wird. Für $\varepsilon_0 = 0$ ist sie im Falle der Kanäle 1...8 praktisch vernachlässigbar ($< 1\%$), bei Kanal 9 jedoch nennenswert ($\simeq 4\%$).

Die Elliptizität ε_0 des aus dem Plasma austretenden Meßlichts ist jedoch nicht Null. Auf sie soll im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden.

A.3. Berücksichtigung der Doppelbrechung durch das Plasma

Aus dem letzten Abschnitt wird ersichtlich, daß die Messung des Faraday-Drehwinkels α_F durch die Elliptizität ε_0 des aus dem Plasma austretenden Meßlichts beeinflusst wird. Diese entsteht durch die Eigenschaft des Plasmas, beim Vorhandensein einer zur Lichtausbreitungsrichtung orthogonalen Magnetfeldkomponente doppelbrechend zu wirken.

Der Schwingungsvektor $\vec{E}$ des Lichts kann in zwei Anteile parallel und senkrecht zu besagter Magnetfeldkomponente zerlegt gedacht werden. Die Lichtanteile werden mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit durchgelassen (z.B. /28/).

Die Faraday-Drehwinkel skalieren mit λ^2 (s. Gl. (11)), was möglichst große Laserwellenlängen wünschenswert macht. Die entstehende Elliptizität skaliert jedoch mit λ^3 ($\propto \frac{1}{\omega^3}$, s. Gl. (A11)) und setzt damit der Wellenlänge eine obere Grenze, die für TEXTOR-Plasmen ($a \simeq 0,5 \text{ m}$, $\bar{n}_e \lesssim 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 \simeq 2 \text{ T}$, $|B_r| \simeq 0,2 \text{ T}$) im Bereich der HCN - Laserwellenlänge $336,6 \mu\text{m}$ liegt. Eine grobe Abschätzung von ϵ_0 liefert unter den gegebenen Umständen $|\epsilon_0| \lesssim 0,004$. Das macht im Endergebnis für den Faraday-Drehwinkel α_F (Gl. (A10)) eine Abweichung von $\Delta\alpha_F \lesssim 0,004 \text{ rad}$ ($\simeq 0,2^\circ$) gegenüber dem doppelbrechungsfreien Fall aus.

Es ist daher wünschenswert, die Auswirkungen des Plasmas auf den Polarisationszustand des Meßlichts nicht nur hinsichtlich der Polarisationsrichtung, sondern auch hinsichtlich der Elliptizität zu kennen. In der bereits erwähnten Abhandlung von Segre /27/ wird die Veränderung des Polarisationszustands einer Lichtwelle im Plasma durch die Gln. (A4), (A5) (s.vorne) sowie

$$(A11) \quad \vec{\Omega} \simeq \frac{\omega_p^2}{2 c \omega^3} \left(\frac{e}{m_e c} \right)^2 \begin{pmatrix} B_y^2 - B_x^2 \\ -2 B_x B_y \\ 2 \omega B_z m_e c / e \end{pmatrix} \quad (\text{cgs - System})$$

beschrieben. Darin ist $\omega_p^2 = (\text{Plasmafrequenz})^2 = 3,182 \cdot 10^9 \frac{n_e(R, z)}{\text{cm}^{-3}} \text{ sec}^{-2}$

$$\omega = 2\pi \cdot \text{Laserfrequenz} = 5,596 \cdot 10^{12} \text{ sec}^{-1}$$

$$(\Rightarrow c \omega^3 = 5,254 \cdot 10^{48} \text{ cm sec}^{-4})$$

$$\frac{e}{m_e c} = 1,759 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1} \text{ kG}^{-1}$$

sowie B_x, B_y, B_z = Komponenten des Gesamtmagnetfelds. Diese sind

$$(A12) \quad \begin{aligned} B_x &= \frac{-1}{2\pi R} \Psi_p'(\rho) \frac{z}{\rho + \delta' [R - R_0 - \delta]} \quad [X' = \frac{d}{d\rho} X] \\ B_y &= + B_0 \frac{R_{AX}}{R} \quad [B_0 = B_t \text{ bei } R = R_{AX} \simeq 175 \text{ cm}] \\ B_z &= \frac{1}{2\pi R} \Psi_p'(\rho) \frac{R - R_0 - \delta}{\rho + \delta' [R - R_0 - \delta]} \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Elliptizität ϵ_0 ist es also notwendig, die Elektronendichteverteilung $n_e(R, z)$, die Ableitung $\Psi_p'(\rho)$ der Poloidalflußfunktion und die durch R_0 und $\delta(\rho)$ fixierte Flußflächengeometrie zu kennen. $n_e(R, z)$ kann unabhängig von der Behandlung der Polarimeterdaten aus den interferometrisch gewonnenen Phasenverschiebungen $\Delta\phi_i$ gewonnen werden. $R_0, \Psi_p'(\rho)$ und $\delta(\rho)$ werden aus den (nicht auf ϵ_0 korrigierten) Rohdaten

α_i der Polarimetrie zunächst grob abgeschätzt (vgl. Abs. B.1., insbesondere Gl. (B6), (B8)). ε_0 kann daher erst nur näherungsweise berechnet werden. Da jedoch die Abel-Inversion der Polarimeterdaten in mehreren Iterationsschritten erfolgt (s. Abs. B.1.), ist ε_0 sehr genau erhältlich.

Die eigentliche Berechnung von ε_0 besteht in einer numerischen Lösung der Differentialgleichung (A5) unter Voraussetzung der Gln. (A11) und (A12). Der Anfangspolarisationswinkel $\psi_A = \frac{\pi}{2} - \alpha_A$ des einfallenden Meßlichts beträgt $\simeq 90^\circ$ und wurde für jeden Meßstrahl gesondert vermessen. Eine Anfangselliptizität ε_A war nicht mehr meßbar.

Ein weiterer systematischer Fehler der Polarimetrie, welcher in Verbindung mit Justierfehlern von Strahlengang oder Elektronik auftritt, entsteht durch Brechung des Meßstrahls im Plasma vermöge der auftretenden Dichtegradienten. Die Korrektur dieses Fehlers wird im folgenden Abschnitt behandelt.

A.4. Berücksichtigung der Strahlablenkung durch das Plasma

Zufolge des Gradienten der Elektronendichte senkrecht zur Lichtausbreitungsrichtung $\vec{e}_z$ erfährt jeder Meßstrahl eine Ablenkung mit den Ablenkungswinkeln /29/

$$(A13) \quad \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{pmatrix} = \int_{-a}^{+a} \frac{1}{n} \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \end{pmatrix} n \, dz \quad (\xi_x, \xi_y \ll 0,1 \text{ rad}).$$

Dabei ist n der lokale Brechungsindex des Plasmas. Dieser ist im wesentlichen durch die Elektronendichte n_e bestimmt; nach /30/ ist

$$(A14) \quad n = 1 - \frac{e^2}{2\pi m_e c^2} \lambda^2 n_e \quad (\text{cgs - System}),$$

wobei $\lambda = \text{Laserwellenlänge} = 0,0337 \text{ cm}$

$$(\Rightarrow \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m_e c^2} = 5,09 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3 =: v_\lambda).$$

Für TEXTOR-Plasmen ist $v_\lambda n_e \ll 1$, d.h. $\frac{1}{n} \simeq 1$. Aufgrund der Toroidalsymmetrie ist $\frac{\partial n}{\partial y} = 0$, also $\xi_y = 0$. Übrig bleibt

$$\xi_x = -v_\lambda \int_{-a}^{+a} \frac{\partial n_e}{\partial x} dz = -v_\lambda \frac{\partial}{\partial x} \int_{-a}^{+a} n_e dz,$$

was unter Verwendung von Gl. (12) für die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ zu

$$(A15) \quad \xi_x = + \frac{v_\lambda}{C_1 \lambda} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \phi \quad (C_1 = 2,815 \cdot 10^{-13} \text{ cm rad})$$

wird. Es ergeben sich Ablenkwinkel von $\lesssim 0,004$ rad. Diese Lichtablenkung wird durch die Gauß'sche Abbildung der in der Äquatorebene ($z = 0$) befindlichen Strahltille auf die Detektionsfläche im Interferometer- bzw. Polarimeterast größtenteils kompensiert. Da die Gauß'sche Abbildung nicht genau einer geometrisch-optischen Abbildung entspricht, ist diese Kompensation nicht hundertprozentig. Sie wird durch eventuell auftretende Justierfehler weiter verschlechtert. Bei der vorliegenden Apparatur muß mit einem Auswandern des Strahltille-Scheibchens auf den Detektionsflächen von etwa $60 \text{ mm} \cdot \xi_x$ (ξ_x in rad) gerechnet werden. Das ist bei $|\xi_x| \simeq 0,004$ rad ungefähr $\frac{1}{4}$ mm, was rund die Hälfte des Strahltille-Radius ausmacht. Meß- und Referenzlicht können sich auf der Detektionsfläche merklich anders überlagern. Die Intensität I_{int} des Interferenzlichts ändert sich (ohne Vignettierungseffekte) gemäß

$$(A16) \quad I_{int}(d) = I_{int,0} \exp\left(-\frac{d^2}{4r_0^2}\right) \simeq I_{int,0} \left(1 - \frac{d^2}{4r_0^2}\right) \quad [d \ll 2r_0] ,$$

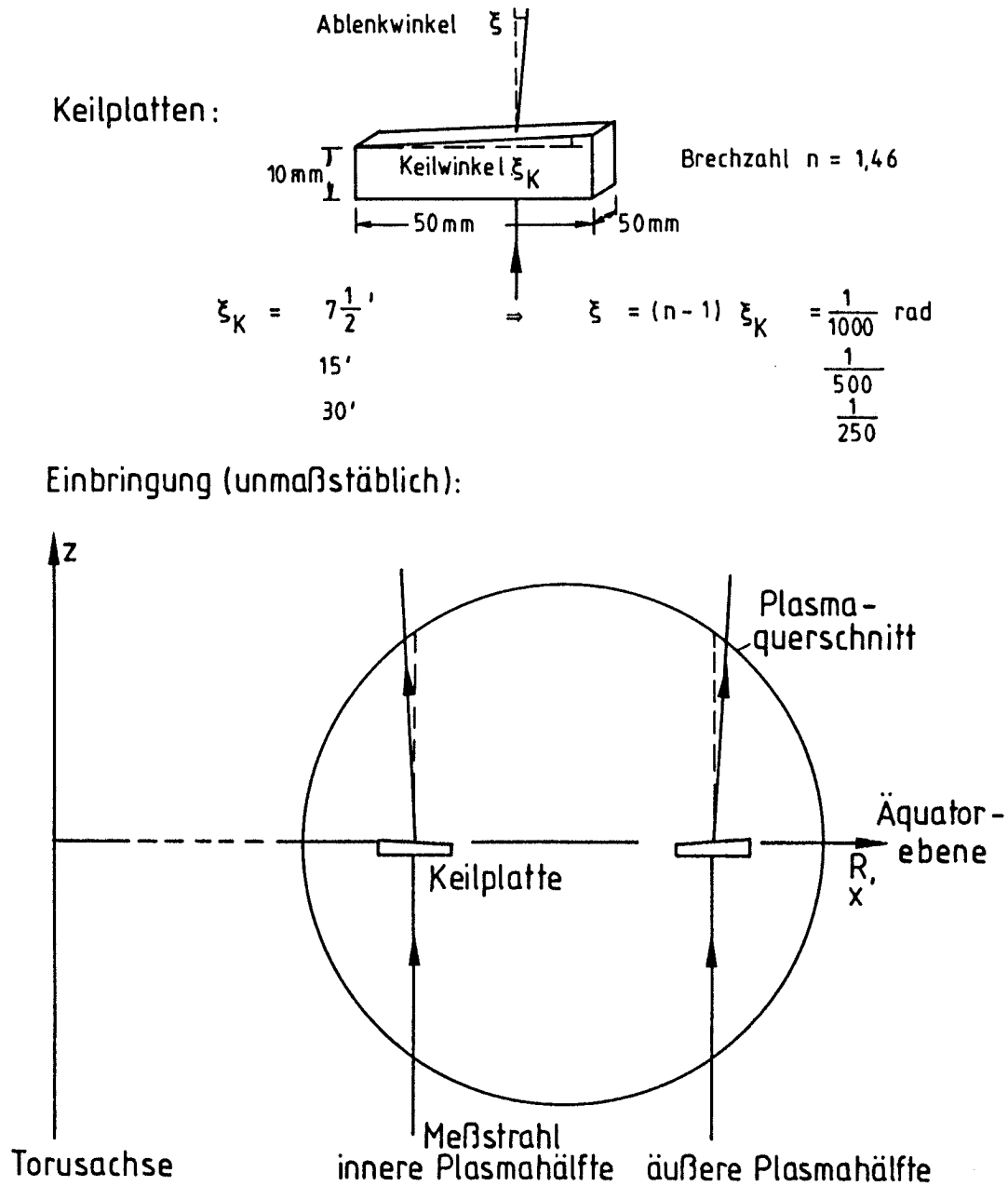
d = Abstand der Intensitätsmaxima von Meß- und Referenzlicht auf der Detektionsfläche ,
 r_0 = Radius der Strahltille

Wird das Meßlicht so abgelenkt, daß sich d ändert, so hat dies Auswirkungen auf das Signal.

Die Lichtablenkung hat noch einen weiteren Effekt. Sie bewirkt eine Verlängerung des Strahlweges zwischen Äquatorebene des Torus (wo man sich die Ablenkung entstanden denken kann) und Detektor. Die *optische* Weglänge wird jedoch praktisch nicht verlängert, da die Äquatorebene fast genau geometrisch-optisch auf die Detektionsebene abgebildet wird (s.o.) und alle Strahlen zwischen Objektpunkt und Bildpunkt unabhängig von ihrer Richtung dieselbe optische Weglänge durchlaufen. Die Phasendifferenz zwischen Meß- und Referenzstrahl wird also hierdurch nicht beeinträchtigt.

Es läßt sich zeigen, daß bei optimaler Justierung von Strahlengang und Elektronik keine Rückwirkungen der Strahlablenkung auf das Ausgangssignal V_{out} existieren. Um die in der Realität trotz sorgfältiger Justierung verbleibenden Auswirkungen der Strahlablenkung zu ermitteln, wurden diese simuliert. Dies geschah mit Hilfe dreier unterschiedlicher Keilplatten aus Polyäthylen (PE ; $n(337 \mu\text{m}) = 1,46$), welche in der Äquatorebene in den Strahlengang eingebracht wurden (s. Abb. A3). Die Simulation wurde in einer Umbauphase von TEXTOR, während der die Meßapparatur nach Demontage am Entladungsgefäß unter genauer Beibehaltung der Justierung im Labor aufgebaut war, durchgeführt.

Abb. A3 Simulation der Strahlablenkung mit Keilplatten



Bei den verwendeten PE-Keilplatten muß eine leichte Intensitätsabschwächung (um $\simeq \frac{1}{5}$) berücksichtigt werden. Sie hat Auswirkungen auf die Korrektur des $\frac{\Delta V}{V_I^2}$ -Terms in Gl. (A3').

Die auf den Keilplatten-Oberflächen auftretenden Interferenzen gleicher Dicke bleiben ohne Auswirkungen auf das Simulationsverfahren.

Es stellte sich heraus, daß die Keilplatten depolarisierende Wirkung auf das Meßlicht hatten, und zwar in Abhängigkeit vom Winkel ψ_K , den man die Platte um die Hochachse (z-Achse, s. Abb. A3) verdrehte. Es ergab sich eine Abhängigkeit von der Form

$$(A17) \quad \varepsilon_K = \hat{\varepsilon}_K \sin 2(\psi_K - \hat{\psi}_K) \quad ,$$

wie man sie bei doppelbrechenden Medien findet. Dabei ist für alle Keile $\hat{\varepsilon}_K \lesssim 0,03$. Eine meßbare Veränderung der Polarisationsrichtung fand sich nicht.

Um die Wirkung der Keilplatten bei allgemeiner Positionierung ψ_K auf das Ausgangssignal V_{out} darzustellen, wird zunächst mit Hilfe von Gl. (A16) unter Zulassung einer Dejustierung der Strahlteile auf der jeweiligen Detektionsebene ein Zusammenhang zwischen der relativen Intensitätsänderung $\delta := \frac{I_{int} - I_{int}^{(0)}}{I_{int}^{(0)}} = \frac{V - V^{(0)}}{V^{(0)}}$ und der durch $\xi := \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}$ sowie ψ_K beschriebenen Strahlablenkung formuliert:

$$(A18) \quad \delta = A \xi \sin(\psi_K - \tilde{\psi}_K) + B \xi^2$$

Dies geschieht für δ_I ($\rightarrow A_I, B_I, \tilde{\psi}_{KI}$) und $\delta_P - \delta_I$ ($\rightarrow A_{PI}, B_{PI}, \tilde{\psi}_{KPI}$). Setzt man die so umgeformten δ_I und $(\delta_P - \delta_I)$ in Gl. (A3') ein²¹ und berücksichtigt ferner die bei der Simulation auftretende Strahlelliptizität durch Keilplatte (Gl. (A17)) sowie die Auswirkungen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte (Gl. (A9)²²), so erhält man eine Formel

$$V_{out} = f(\xi, \alpha, \psi_K)$$

mit den in erster Näherung auftretenden unbekannten Parametern

$$A_{PI}, B_{PI}, \tilde{\psi}_{KPI}, A_I \Delta \tilde{V}, B_I \Delta \tilde{V}, \tilde{\psi}_{KI} \text{ sowie } \hat{\varepsilon}_K, \hat{\psi}_K \quad .$$

Die Simulation wurde bei den von der Strahlablenkung betroffenen Kanälen 3, 4, 5, 7, 8 und 9 für unterschiedliche Ablenkwinkel ξ (entsprechend den vorhandenen Keilplatten, s. Abb. A3) und unterschiedliche Drehwinkel α (simuliert durch Verdrehen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte wie bei der Eichung) durchgeführt. Dabei wurde V_{out} in Abhängigkeit von der Stellung

²¹ man beachte dabei $\psi_p + \varepsilon_p + 2,1 \psi_p \varepsilon_p \propto \frac{V_p}{V_I} \sin(\Phi_p - \Phi_I)$

²² die Simulation von Drehwinkeln α erfolgt wie bei der Eichprozedur

ψ_K der jeweiligen Keilplatte aufgezeichnet. Die in der theoretisch erstellten Formel auftretenden unbekannten Parameter wurden an die Meßdaten angepaßt. Um die bei Messungen am Plasma vorhandenen Ausgangssignale V_{out} zu erhalten, wurde die sich ergebende aktuelle Formel unter Weglassen der künstlichen $\hat{\epsilon}_K$ -Terme an der Stelle $\psi_K = 0$ (Kanäle 3, 4, 5) bzw. $\psi_K = \pi$ (Kanäle 7, 8, 9) ausgewertet.

Die größten Korrekturen $\Delta\alpha$ ergaben sich für Kanal 9, da bei ihm Dejustierung der Elektronik und relativ starke Strahlablenkung (bis zu 0,004 rad) zusammenwirkten: $|\Delta\alpha_9| \lesssim 0,014 \text{ rad } (0,8^\circ)$. In den anderen Kanälen blieb $|\Delta\alpha|$ unter etwa 0,007 rad ($0,4^\circ$).

Die so beschriebene Korrektur auf Auswirkungen der Strahlablenkung ist mit bestimmten Restfehlern behaftet. Das liegt zum einen an der Unvollständigkeit der Korrekturformel ²³, was eine nur unvollkommene Anpassung der 8 freien Parameter A_{PI} etc. an den sehr viel umfangreicheren Meßdatensatz zur Folge hat. Zum anderen ist die Laserleistung an den unterschiedlichen Experimentiertagen nicht genau gleich; sie variiert um etwa $\pm 25\%$. Die Interferometeramplitude V_I ist zur Laserleistung proportional ($V_I \propto a_r a_p$, s. Gl. (A1)). Das hat zur Folge, daß der zu $\frac{1}{V_I^2}$ proportionale Korrekturterm in der Formel für α eine Ungenauigkeit von $\pm 50\%$ aufweist.

Die sich ergebenden Restfehler sind $\frac{1}{2}$ - 1 Größenordnung kleiner als die Korrekturen selbst.

Die bisherigen Ausführungen beziehen sich auf systematische Fehler der Polarimetrie, welche einer Korrekturrechnung zugänglich sind. Im folgenden sollen die anderen Fehler behandelt werden.

A.5. Nicht rechnerisch korrigierbare Fehler der Polarimetrie

Fehler, für die keine Korrekturrechnung möglich ist, sind bedingt durch

a.) Ungenauigkeit der Winkelbeträge $\Delta\alpha$, um welche die $\frac{\lambda}{2}$ -Platten bei der Eichprozedur schrittweise verdreht werden. Dieser Fehler entsteht durch Nichtidealität des verwendeten Schrittmotors sowie der mechanischen Übertragung. Aufgrund der vielen Meßpunkte bei der Eichung (ca. 30) sind die Auswirkungen auf die Steigung der ausgleichenden Eichgeraden jedoch vernachlässigbar.

b.) thermisches Wandern der Detektorempfindlichkeiten. Der resultierende Polarimeterwinkel-Fehler konnte durch häufiges Ausführen der Eichprozedur unter ca. 2 % gehalten werden.

²³ in ihr bleiben z.B. Vignettierungseffekte formal unberücksichtigt

c.) einen mit der jeweiligen Phasenverschiebung $\Delta\phi_i$ periodischen Ripple auf den Polarimeterkanälen, welcher an verschiedenen Experimentiertagen unterschiedlich stark auftrat. Seine Amplitude erreichte in ungünstigen Fällen 4 mrad. Die Ursache des Fehlers konnte nicht geklärt werden; er hängt möglicherweise mit einem optischen Übersprechen der Meßkanäle zusammen.

Die mit $\Delta\phi$ periodische Störung kann zumindest während der Stromdiffusion, wo sich ja $\Delta\phi$ verändert, durch Zeitmittelung der Drehwinkel über 100 msec signifikant gedämpft werden (diese Mittelungsperiode erweist sich als hinlänglich kurz verglichen mit $|\Delta\phi_i/\dot{\Delta\phi_i}|$, $|\alpha_i/\dot{\alpha_i}|$). So wird wenigstens für nichtstationäre Entladungszustände eine Verringerung des Fehlers erreicht; insbesondere wird der Fehler von $\frac{\partial}{\partial t} \alpha_i$ kleiner. Für stationäre Verhältnisse bleibt der Meßfehler unverändert (im Mittel 2 - 3 mrad).

Die Zeitmittelung der α_i über 100 msec führt ihrerseits zu Fehlern. Diese können dadurch teilweise kompensiert werden, daß alle weiteren Meßgrößen ebenfalls gemittelt werden, weil die in der Auswertung verwendeten Beziehungen zwischen den Zeitmittelwerten der Meßgrößen nahezu denen zwischen den Meßgrößen selbst entsprechen. Der Unvollständigkeit der Kompensation wird dadurch Rechnung getragen, daß auch für nichtstationäre Entladungszustände eine Ungenauigkeit der (gemittelten) Drehwinkel α_i von 2 - 3 mrad angenommen wird.

d.) Detektorrauschen auf den Polarimeterkanälen. Da die Rauschfrequenzen sehr viel größer als 10 Hz sind, wird das Detektorrauschen durch die bereits genannte Zeitmittelung über 100 msec eliminiert.

B. Auswertung

B.1. Die Auswerteprozeduren

Im folgenden Abschnitt sollen die Verfahren zur Gewinnung der Elektronendichteprofile aus den Interferometerdaten sowie der Poloidalflußfunktion aus den Polarimeterdaten (unter Voraussetzung bekannter n_e -Profile) näher beschrieben werden.

Die Elektronendichte hängt mit den Phasenverschiebungen $\Delta\phi_i = \Delta\phi(R_i)$ ($i = 1, 9$) gemäß Formel (12) zusammen (s. Kap. III). Sie wird aus ihnen mit einem Inversionsverfahren nach Gottardi /17/ gewonnen, welches den in Kap. III genannten Einschränkungen Rechnung trägt.

Dazu wird die n_e -Verteilung auf dem Plasmaquerschnitt durch aufeinandergestapelte flache Kreisscheibchen, deren jeweils gleiche Höhe (in Einheiten der Teilchendichte) viel kleiner als die maximale Dichte ist, angenähert. Die Scheibchen-Mittelpunkte sollen alle in der Äquatorebene $z \equiv 0$ liegen. Das äußerste Kreisscheibchen mit dem größten Durchmesser (dem Plasmadurchmesser) füllt den ganzen Plasmaquerschnitt aus. Durchmesser und Lage der Mittelpunkte der nächsthöheren Kreisscheibchen bestimmt man wie folgt :

Man verschafft sich mit einem kubischen spline-fit durch die Meßdaten $\Delta\phi_i$ einen Vorschlag für ein Phasenverschiebungs-Profil $\Delta\phi^{(0)}(R)$. Dieses Profil fällt an den Rändern auf Null herunter. Sodann berechnet man den Anteil an $\Delta\phi^{(0)}(R)$, den das äußerste Kreisscheibchen ausmacht. Dieser Anteil wird von $\Delta\phi^{(0)}(R)$ subtrahiert, und man erhält ein $\Delta\phi^{(1)}(R)$. $\Delta\phi^{(1)}$ nun hat, da es überall kleiner als $\Delta\phi^{(0)}$ ist, in der Nähe der Ränder zwei Nullstellen. Diese dienen in der Äquatorebene als linker und rechter Rand für das nächste Kreisscheibchen, dessen Durchmesser und Position damit festliegt. Daraufhin berechnet man den Anteil an $\Delta\phi^{(1)}(R)$, den das neu aufgelegte Scheibchen liefert, zieht ihn von $\Delta\phi^{(1)}$ ab und erhält ein $\Delta\phi^{(2)}$. In dieser Weise wird fortgefahren, bis es ein $\Delta\phi^{(n)}$ gibt, welches ganz negativ ist.

Dieses Schema funktioniert allerdings nur für Dichteprofile mit einem einzigen Maximum. Hohlprofile z.B., wie sie in der Startphase einer Entladung auftreten, werden damit nicht erfaßt.

Ein solches Hohlprofil mit im allgemeinen unebenem Kraterrand hat für den Scheibchenaufbau zur Folge, daß sich beim Erreichen des Kraterrandes eine der beiden Nullstellen der $\Delta\phi^{(n)}$ -Folge stark verschiebt. Der Durchmesser des neu aufzulegenden Kreisscheibchens ist dann sehr viel kleiner als der des zuletzt aufgelegten. Dieser Sachverhalt wird dazu genutzt, das Inversionsverfahren zu erweitern : Ändert sich der Scheibchendurchmesser um mehr als einen Faktor 2, so wird der Scheibchenaufbau nach oben nicht mehr fortgesetzt. Stattdessen wird versucht, den Krater eines eventuell auf-

tretenden Hohlprofils nachzubilden. Dies geschieht ebenfalls durch eine Folge kleiner werdender Kreisscheibchen, deren Dichtebeiträge man nun jedoch subtrahiert, anstatt sie zu addieren.

Ein solches Schema führt allerdings immer zu Hohlprofilen mit ebenem Kraterrand. Es läßt sich jedoch abschätzen, daß die durch diese Einschränkung bedingten eventuellen Fehler viel kleiner als die durch Meßfehler möglichen Abweichungen sind.

Der poloidale magnetische Fluß Ψ_p hängt mit den Faraday-Drehwinkeln $\alpha_i = \alpha(R_i)$ ($i = 1, 9$) gemäß Gl. (11') zusammen (s. Kap. III). Bei bekanntem $n_e(R, z)$ und $\delta(\rho)$, R_0 kann $\Psi_p'(\rho)$ aus den α_i -Werten durch Abel-Inversion gewonnen werden. Dabei ist zu beachten, daß über den Verlauf von $\Psi_p'(\rho)$ die Faraday-Drehwinkel von Innenseite ($R_i < R_{Ax}$) und Außenseite ($R_i > R_{Ax}$) des Torus miteinander verknüpft sind. Das bedeutet, daß die Kenntnis von Drehwinkeln auf einer der beiden Seiten allein schon zum Erhalt eines Ψ_p' -Verlaufs ausreicht.

Ferner ist zu beachten, daß $\Psi_p'(\rho)$ bestimmten Randbedingungen unterworfen ist. Wegen $\int_{\partial A} \vec{B}_p \cdot d\vec{s} = \mu_0 I_t$ läßt sich mit

$$(B1) \quad \vec{B}_p(R, \rho = a) = \frac{1}{2\pi R} \Psi_p'{}_R \frac{a}{a + \delta'_R [R - R_0]} \vec{e}_\theta, \quad \int d\vec{s} = \int_\pi^0 a d\theta \vec{e}_\theta$$

(Index R : Plasmarand)

der Poloidalfluß am Plasmarand zu

$$(B2) \quad \Psi_p'{}_R = -\mu_0 I_t \frac{(a - R_0 \delta'_R) \sqrt{R_0^2 - a^2} \sqrt{1 - \delta'^2_R}}{a (a \sqrt{1 - \delta'^2_R} - \delta'_R \sqrt{R_0^2 - a^2})}$$

schreiben.

Außerdem ergibt sich, daß bei der vorgegebenen Einschränkung der Flußflächenstruktur die mit $\mu_0 \vec{j}_t = \vec{\nabla} \times \vec{B}_p$ berechnete toroidale Stromdichte auf der äußersten Flußfläche nicht durchweg zu Null gemacht werden kann. Die Abweichungen lassen sich jedoch durch die Bedingung, daß

$$(B3a) \quad -a \Psi_p''{}_R / \Psi_p'{}_R = 1 + \delta'_R + \frac{1}{2} \frac{a^2 (1 + \delta'^2_R) - 2 a \delta'_R R_0}{R_0^2 - a^2}$$

und

$$(B3b) \quad \delta''_R = \left(\frac{a \delta'_R - R_0}{R_0^2 - a^2} + \frac{\delta'_R}{a} \right) (1 - \delta'^2_R)$$

ist, überall unter ca. $0,03 \frac{\text{MA}}{\text{m}^2}$ halten. Gleichung (B3b) ergibt sich aus der Bedingung $R j_t(R = R_0 - a, \rho = a) = R j_t(R_0 + a, a)$, (B3a) folgt dann aus $R j_t(R_0 \pm a, a) + R j_t(R_0, a) = 0$ (s. Gl. (14)).

Damit liegen Wert und Ableitung der gesuchten Funktion $\Psi_p'(\rho)$ am Plasmarand ($\rho = a$) schon fest.

Die genannten Randbedingungen ergeben sich aus der Vorstellung, daß der Rand des Stromkanals mit einer Flußfläche (der "äußersten") zusammenfalle und daß diese kreisförmigen Querschnitt habe (Radius a). Diese Vorstellung ist genaugenommen nicht mit der Annahme eines MHD-Gleichgewichts verträglich: sie widerspricht der Grad-Shafranov-Gleichung (z.B. in [31]). Die Fehler sind jedoch geringfügig und wirken sich praktisch nicht auf den Zentralbereich des Plasmas aus.

Die Abel-Inversion der Polarimeterdaten wird wie folgt durchgeführt :

Zunächst wird ein kubischer spline-fit durch die Meßdaten der Kanäle 2 - 7 (äußere Plasmahälfte) gelegt ²⁴. Sodann wird der Plasmaquerschnitt in 100 durch Flußflächenkonturen ρ_i voneinander getrennte Segmente aufgeteilt (Abb. B1). Man approximiert nun das Integral in Gl. (11') (s. Kap. III) als Summe

$$(B4) \quad \alpha(R) = -C_2 \lambda^2 \frac{1}{2\pi R} \sum_{i=2}^n \Psi_p' i \frac{R - R_0 - \delta_i}{\rho_i + \delta'_i [R - R_0 - \delta_i]} n_e(R, \bar{z}_i) \Delta z_i .$$

Danach werden die R -Werte gemäß Abb. B1 diskretisiert.

Wertet man den kubischen spline-fit in der äußeren Plasmahälfte aus, so erhält man 101 diskrete α -Werte

$$\alpha_j = \alpha(R_j) , \quad j = 1, \dots, 101 = \text{Index der Flußfläche.}$$

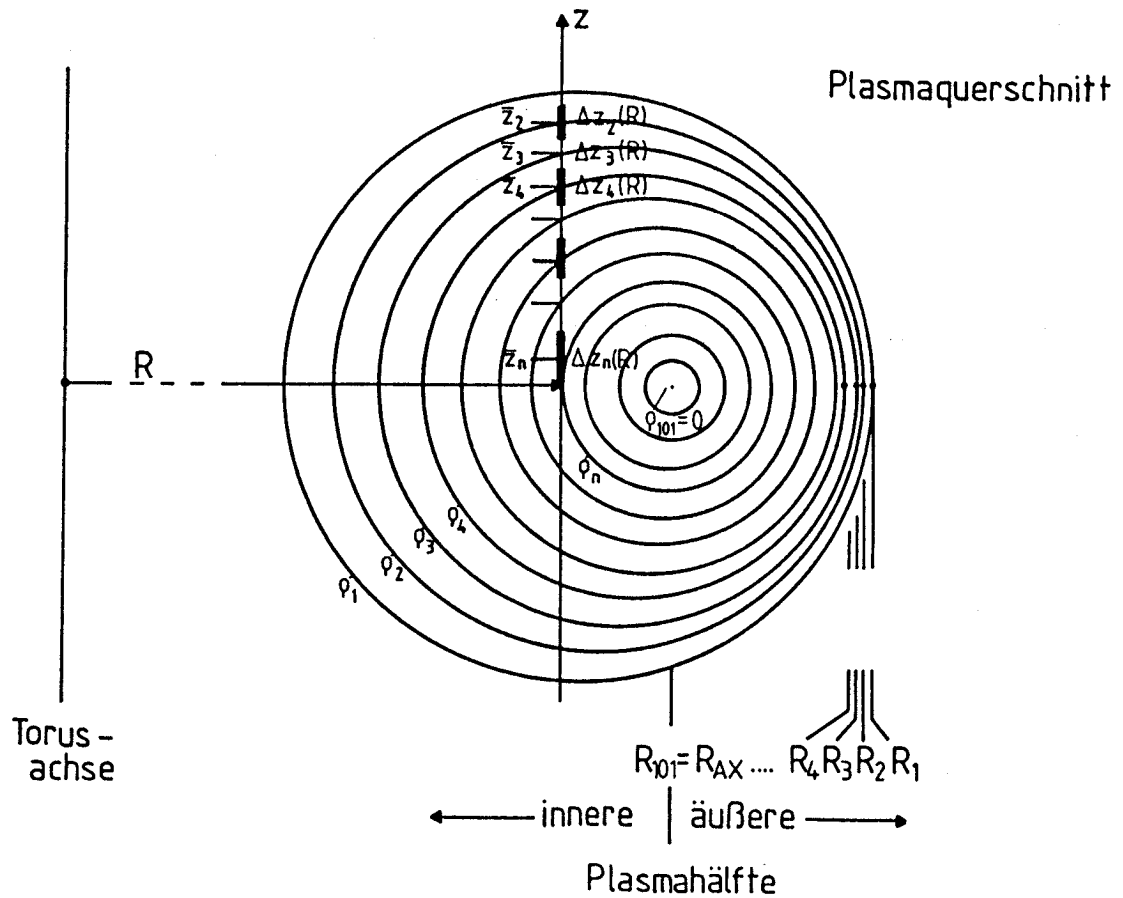
Man kommt so zu 99 Gleichungen des Typs

$$(B5) \quad \alpha_j = -C_2 \lambda^2 \frac{1}{2\pi R_j} \sum_{i=2}^j \Psi_p' i \frac{R_j - R_0 - \delta_i}{\rho_i + \delta'_i [R_j - R_0 - \delta_i]} n_e(R_j, \bar{z}_i(R_j)) \Delta z_i(R_j) ,$$

$j = 2, \dots, 100$.

Dieses Gleichungssystem kann bei bekanntem $n_e(R, z)$ und bekannter Flußflächenstruktur (d.h. $R_0, \delta(\rho)$) sukzessive nach den unbekannten $\Psi_p' i$ aufgelöst werden : man beginnt bei der Gleichung für $j=2$, die nur einen Summanden aufweist, und löst diese nach $\Psi_p' 2$ auf. Dieses Ergebnis setzt man nun in die Gleichung für $j=3$ ein und kann diese nach $\Psi_p' 3$ auflösen. In dieser Weise werden nacheinander alle Gleichungen bis zur Gleichung für $j=100$ gelöst.

²⁴ Kanal 1 liegt außerhalb des Plasmas



chung für $j = 100$ behandelt. Der Wert für $\Psi_p'_{101}$ ist Null, und $\Psi_p'_{101} = \Psi_p'_{100}$ ist ohnehin bekannt (s.o.).

Dasselbe Verfahren wird sinngemäß zur Auswertung der Meßdaten der inneren Plasmahälfte (spline-fit durch Daten der Kanäle 5 - 9) angewendet, so daß man zwei Kurven $\Psi_p'_{(innen)}(\rho)$ und $\Psi_p'_{(außen)}(\rho)$ erhält.

Um einen möglichst gut mit den Meßdaten verträglichen Verlauf der Poloidalflußfunktion zu erhalten, wird die Mittelwertkurve $\overline{\Psi_p'}(\rho)$ der beiden Inversionsresultate $\Psi_p'_{(innen)}$, $\Psi_p'_{(außen)}$ gebildet. Sie wird dabei an folgende Nebenbedingungen angepaßt :

a.) $\Psi_p'(\rho = a)$ und $\Psi_p''(\rho = a)$ liegen mit dem Gesamtstrom und der Flußflächenstruktur fest (s.v., Gl. (B2) und (B3));

b.) bei Vorhandensein von "Sägezahn"-Aktivität auf der zentralen Elektronentemperatur ist $|\Psi_p''(\rho=0)| > |\Psi_p''(\rho=0)|_{q(0)=1} = |2\pi B_t(R_{AX})|$, weil dann der Sicherheitsfaktor $q(\rho)$ (Definition s. Kap. III) im Plasmazentrum ($\rho=0$) unter 1 sein muß;

c.) $\frac{j_t}{E_t} > 0$;

d.) die geringe Zahl der Meßstrahlen fordert Einschränkung der lokalen Krümmung Ψ_p''' .

Es werden zwei spline-fits durch die Stützpunkte $\rho = 0 \mid 0,3a \mid 0,6a \mid a$ bzw. $0 \mid 0,2a \mid 0,4a \mid 0,6a \mid a$ gelegt und der Mittelwert der beiden fits gebildet. (a.) und (b.) können durch Randbedingungen der fits erzwungen werden; (d.) wird durch die geringe Stützstellenzahl Rechnung getragen. Die Anpassung an die ursprüngliche Kurve bleibt dabei hinreichend gewährleistet: die Summe der relativen Abweichungsquadrate von den gemessenen Faraday-Drehwinkeln $\sum_{i=2}^9 \left(\frac{\Delta\alpha_i}{\text{Unschärfe}(\alpha_i)} \right)^2$ bleibt unter der Zahl der Meßwerte (8).

Bei der Abel-Inversion der Polarimeterdaten wird die Kenntnis der Flußflächenstruktur, d.h. des Werts R_0 und der Funktion $\delta(\rho)$, vorausgesetzt. Beides ist jedoch zunächst unbekannt. Die Flußflächenstruktur hängt zufolge der Gleichgewichts-Bedingung $\vec{j} \times \vec{B} = \vec{\nabla}p$ von der Magnetfeld- und Druckverteilung ab. Nach Wesson /14/ beispielsweise gilt für Tokamaks bei großen Aspektverhältnissen ($|\frac{\rho}{R_0}| \ll 1$) für die Verschiebung der Flußflächenzentren $\delta(\rho)$ näherungsweise

$$(B6) \quad \delta'(\rho) \simeq -\frac{\rho}{R_0} \frac{2\mu_0 (<p> - p) + \frac{1}{2} <B_p^2>}{B_p^2}.$$

Dabei kennzeichnet $< >$ den über das Volumen innerhalb der Flußfläche mit dem Radius ρ gemittelten Wert; $B_p \simeq \frac{1}{2\pi R_0} \Psi_p'(\rho)$. Die Verschiebung selbst ist $\delta(\rho) = \int_0^\rho \delta'(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho} - \int_0^a \delta'(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho}$ ($\Rightarrow \delta(a) = 0$).

Das Druckprofil $p(\rho)$ wird als Produkt einer Dichtefunktion

$$(B7) \quad \hat{n}_e(\rho) = \frac{1}{2} [n_e(R_0 + \delta(\rho) - \rho, 0) + n_e(R_0 + \delta(\rho) + \rho, 0)]$$

und einem realistischen Ansatz für das Temperaturprofil

$$(B8) \quad k(T_e + T_i)(\rho) = (kT_{e0} + kT_{i0}) (0,9 [1 - \frac{\rho^2}{a^2}]^{\bar{w}} + 0,1 [1 - \frac{\rho^2}{a^2}]^{1/2})$$

(erster Summand: Zentralpeak; zweiter Summand: Sockel) gewonnen.

$(kT_{e0} + kT_{i0})$ wird in grober Näherung als $1,6 kT_{e0}$ abgeschätzt und durch ECE-Messung ermittelt; $\bar{w}$ wird derart bestimmt, daß $\beta_p = \frac{2\mu_0 <p>}{B_p^2} \big|_{\rho=a}$ den mit dem Verfahren der kompensierten magnetischen Schleife /32/ gemessenen Wert erreicht.

Die Ableitung der Flußfunktion $\Psi_p'(\rho)$ wird zu Beginn der Auswertung durch

$$(B9) \quad \Psi_p'(\rho) \simeq -\mu_0 I_t \frac{R_0}{\rho} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho^2}{a^2} \right)^{w+1} \right]$$

angenähert. Darin ist w ($\simeq 2...5$) ein unmittelbar aus den Meßdaten erhältlicher Parameter zur groben Beschreibung des Stromdichteprofiles /33/.

Mit Formel (B6) läßt sich die Funktion $\delta(\rho)$ jetzt ungefähr angeben. Der Einschränkung (B3b) wird mit Hilfe eines an eine entsprechende Randbedingung gekoppelten spline-fits Rechnung getragen. Das Zentrum der äußersten Flußfläche R_0 wird zu Beginn der Auswertung durch den Nulldurchgang der $\alpha(R)$ -Kurve minus 4,5 cm festgelegt. Nun kann die oben angegebene Inversionsprozedur der $\alpha(R)$ -Kurve durchgeführt werden. Sie liefert ein $\overline{\Psi_p'}(\rho)$, durch dessen Einsetzen in (B6) eine genauere Abschätzung der Verschiebungsfunktion möglich ist. Auch die Lage von R_0 kann durch die Forderung, daß $\Psi_p'(\text{innen})$ und $\Psi_p'(\text{außen})$ für $\rho \rightarrow 0$ gegen Null konvergieren müssen, genauer bestimmt werden. Unter Voraussetzung dieser genaueren Flußflächenstruktur wird $\alpha(R)$ noch einmal abelinvertiert. Die Inversion wird solange wiederholt, bis keine Veränderung von $\delta(\rho)$ mehr auftritt. So kann die Flußflächengeometrie iterativ ermittelt werden.

B.2. Fehlerfortpflanzung

Um ein Maß für die Genauigkeit der errechneten Stromdichten j_i und elektrischen Felder E_i zu erhalten, ist ein Zusammenhang zur Genauigkeit der Meßgrößen, insbesondere der α_i und $\frac{\partial}{\partial t} \alpha_i$, herzustellen. Dies soll im folgenden geschehen.

Die Fehlergrenzen von j_i werden wie folgt abgeschätzt :

Man variiert die Funktion $\Psi_p'(\rho)$ um den durch Abel-Inversion gewonnenen Vorschlag $\overline{\Psi_p'}(\rho)$, berechnet mit Hilfe von Gl. (11') die zugehörige $\alpha(R)$ -Kurve und fragt, ob diese Kurve angesichts der Fehlerbalken der α_i eine hinreichende Wahrscheinlichkeit aufweist. Die Variation des Vorschlags $\overline{\Psi_p'}$ erfolgt unter den Einschränkungen (a.) - (d.) (s. Abs. B.1.). Der Bedingung (d.) wird hierbei Rechnung getragen, indem man nur spline-fits durch vier Stützstellen $\rho = 0 \mid 0,3 a \mid 0,6 a \mid a$ zuläßt.

Hinreichend wahrscheinlich sollen alle solchen Variationen Ψ_p' sein, für die

$$\sum_{i=2}^9 \left(\frac{\Delta \alpha_i}{s_{\alpha i}} \right)^2 < c^2 + \left[\sum_{i=2}^9 \left(\frac{\Delta \alpha_i}{s_{\alpha i}} \right)^2 \right]_{\min}$$

gilt. Dabei ist $\Delta \alpha$ = Abweichung vom jeweiligen α -Meßwert,

s_{α} = Unschärfe der α -Messung (s. Abs. A, insbesondere A.5.)

und $c^2 = 2 \ln 2$.

Die Konstante c^2 ist so gewählt, daß alle Kurven mit mehr als halber Maximalwahrscheinlichkeit berücksichtigt werden.

Außer $\Psi_p'(\rho)$ können noch andere Funktionen oder Größen variiert werden, nämlich $n_e(R, z)$, R_0 und $\delta(\rho)$.

Starke Variationen der Dichteverteilung $n_e(R, z)$ sind aufgrund der kleinen Fehlerbalken der Phasenverschiebungen $\Delta\phi_i$ unmöglich. Die Auswirkung der verbleibenden Unschärfe auf die Drehwinkel bei festgehaltenem Ψ_p' ist mit einem relativen Fehler von $\frac{\Delta\alpha_i}{\alpha_i} \simeq 2\%$ hinreichend berücksichtigt. Ferner haben Variationen der Flußflächenstruktur (d.h. von R_0 und $\delta(\rho)$) bei festgehaltenem n_e, Ψ_p' nur geringe Rückwirkungen auf die Drehwinkel. Ein Vergleich der für die Flußflächen-Konturen verwendeten Näherung mit einer selbstkonsistenten Berechnung der Konturen im MHD - Gleichgewicht /15/ liefert $\frac{\Delta\alpha_i}{\alpha_i} \lesssim 2\%$. Eine Verbreiterung der Fehlerbalken um $0,04 |\alpha_i|$ erweitert die Möglichkeiten für die Variation von Ψ_p' .

Variation der Flußflächenstruktur hat nicht nur über die Funktion Ψ_p' , sondern auch direkt (s. Gl. (14)) Auswirkungen auf $j_t(R, \rho)$, die aber in dem Schnitt $R \equiv R_{AX}$ vernachlässigbar sind.

Aus den angesichts der Meßfehler wahrscheinlichen Ψ_p' werden die $j_t(R_{AX}, \rho)$ -Kurven mit Hilfe von Gl. (14) berechnet und sodann überlagert. Die Hüllkurven der überlagerten Verläufe sind die angegebenen Fehlergrenzen. Dabei ist zu bedenken, daß nicht alle innerhalb der Hüllkurven liegenden j_t -Verläufe erlaubt sind (z.B. ist $\int j_t dA_t = I_t$ einzuhalten).

Aufgrund der Ungewißheit der Steigung von $\Psi_p'(\rho)$ im Plasmazentrum sind die Fehlerbalken von j_t dort am größten. Der Fehler bleibt jedoch auch bei $\rho = 0$ in den meisten Fällen unter $0,3 \frac{\text{MA}}{\text{m}^2}$.

Um die Fehlergrenzen von E_t ($\propto \frac{\partial}{\partial t} \Psi_p$, s. Gl. (15)) abzuschätzen, wird die Zeitableitung von Gl. (11') gebildet ($\dot{X} := \frac{\partial}{\partial t} X$):

$$(B10) \quad \int_{-a}^a \dot{\Psi}_p' \left(\frac{\partial \rho}{\partial R} \right)_z n_e dz \Big|_{R_i} =$$

$$- \frac{2\pi R_i}{C_2 \lambda^2} \dot{\alpha}_i - \int_{-a}^a \Psi_p' \left(\frac{\partial \rho}{\partial R} \right)_z \dot{n}_e dz \Big|_{R_i} - \int_{-a}^a \Psi_p' \left(\frac{\partial \rho}{\partial R} \right)_z \dot{n}_e dz \Big|_{R_i}$$

$$\text{Darin ist } \left(\frac{\partial \rho}{\partial R} \right)_z = + \frac{R - R_0 - \delta}{\rho + \delta' [R - R_0 - \delta]} .$$

Die Fehler von E_i sind durch die Fehler von $\dot{\Psi}_p$ (s. Gl. (15)) und damit des Terms auf der linken Seite von (B10) bestimmt ²⁵. Diese wiederum setzen sich aus den Fehlern der drei Terme auf der rechten Seite zusammen. Die wichtigste Rolle spielen dabei die Fehler der $\dot{\alpha}_i$. Sie entstehen durch

- 1.) relative Fehler bei der Drehwinkelmessung wegen Ungenauigkeit der Eichfaktoren sowie Ungenauigkeit der Korrektur auf Strahlablenkung (s. Abs. A.4.) und
- 2.) einen mit der Phasenverschiebung periodischen Ripple auf den Polarimeterkanälen, der möglicherweise auf eine wechselseitige Beeinflussung der Meßstrahlen zurückzuführen ist (s. Abs. A.5.).

Die Fehler durch (1.) sind verhältnismäßig klein (je $\lesssim 2\%$) und werden gegenüber denen durch (2.) vernachlässigt. Der Ripple tritt in den unterschiedlichen Kanälen mit unterschiedlicher Amplitude und Phasenlage auf. Um ein Maß für die durch ihn zustandekommende Ungenauigkeit von E_i zu bekommen, werden die mit dem Inversionsverfahren für $\alpha(R)$ gewonnenen zwei Ψ_p -Verläufe der Torusinnen- und -außenseite einzeln betrachtet. Die Unterschiede in den Zeitableitungen von $\Psi_p^{(innen)}$ und $\Psi_p^{(außen)}$ dienen als Maß für die E_i -Ungenauigkeit durch Ripple. Danach liegt diese in den meisten Fällen unter $20 \frac{\text{mV}}{\text{m}}$.

Fehler der elektrischen Feldstärke durch Fehler von $\dot{n}_e$ (s. Gl. (B10)) werden durch

$$\Delta E_i \simeq 1 \frac{\text{mV}}{\text{m}} \frac{|\dot{\vec{n}}_e|}{10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}} \quad \text{hinreichend berücksichtigt.}$$

Fehler der elektrischen Feldstärke durch Fehler von $(\frac{\partial \rho}{\partial R})_z$ (s. Gl. (B10)) sowie durch bei Änderung der Flußflächenstruktur auftretende Rechenungenauigkeiten ²⁶ und Abschätzungsfehler von $\Delta \dot{\Psi}_p$ (s. Gl. (16)) werden mit

$$\Delta E_i \simeq 4 \frac{\text{mV}}{\text{m}} \frac{|\dot{\beta}_p|}{\text{sec}^{-1}} \quad \text{nach oben abgeschätzt.}$$

Weitere Fehler treten auf der rechten Seite von Gl. (B10) durch ungenaue Kenntnis von Ψ_p' auf. Selbst bei wohlbekannten $\dot{\alpha}_i$ -Werten ist Ψ_p' aufgrund der Fehler der α_i in Grenzen variabel. Die Fortpflanzung dieser Unschärfe auf E_i wird, ähnlich wie beim

²⁵ die Fehler der außer $\dot{\Psi}_p'$ in diesem Term auftretenden Größen $(\frac{\partial \rho}{\partial R})_z$ und $n_e(R, z)$ werden vernachlässigt

²⁶ durch Vernachlässigung der Steigung $(\frac{\partial z}{\partial R})_p$ der Flußflächenkonturen $\rho = \text{const}$ auf der ortsfesten Geraden $R = R_{AX}$, die zum Auswertzeitpunkt durch die magnetische Achse verläuft (diese Gerade ist die Abszisse aller Profildarstellungen, vgl. Kap. III)

Ripple, durch die Zeitableitung verschiedener Ψ_p -Vorschläge ($\Psi_p^{(innen)}$, $\bar{\Psi}_p$, $\Psi_p^{(außen)}$) abgeschätzt. Die sich allein durch Ripple ergebende E_t -Ungenauigkeit von $\lesssim 20 \frac{\text{mV}}{\text{m}}$ wird durch die Hinzunahme von $\bar{\Psi}_p$ in der Regel nur unwesentlich erhöht. Schließlich gibt es einen Fehler der elektrischen Feldstärke von bis zu etwa $5 \frac{\text{mV}}{\text{m}}$ durch Meßungenauigkeit der Umfangsspannung U_L .

B.3. Zylindersymmetrische Coderechnung

Im für die Zeitskala der Stromdiffusion maßgeblichen inneren Bereich der betrachteten TEXTOR-Plasmen herrscht in guter Näherung Zylindersymmetrie. Die in den beiden vorigen Abschnitten beschriebene Auswertung der Meßdaten zum Erhalt der Poloidalflußfunktion $\Psi_p(\rho, t)$ und mit ihr der Stromdichte j_t (s. Gl. (14)) und des elektrischen Feldes E_t (s. Gl. (15)) sowie deren Fehlergrenzen kann daher durch eine eigenständige zylindersymmetrische Coderechnung kontrolliert werden. Da sich nur wenige der innerhalb der Fehlergrenzen erlaubten j_t - und E_t -Profile aufeinanderfolgender Auswertezeitpunkte ohne sprunghafte Änderungen ineinander überführen lassen, führt die Coderechnung zu einer weiteren Einengung der Fehlergrenzen.

Die 1-dimensionale Coderechnung beschreibt die Stromdiffusion in zylindersymmetrischen Leitern bei gegebener, zeitlich und räumlich veränderlicher elektrischer Leitfähigkeit σ . Die zugrundeliegenden Formeln sind

$$(B11) \quad \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t}(r, t) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \Big|_{r, t} \quad \text{und}$$

$$(B12) \quad E(r, t) = \frac{j(r, t)}{\sigma(r, t)},$$

wobei r = Abstand von der Zylinderachse,
 t = Zeit,
 j = elektrische Stromdichte in Längsrichtung,
 E = elektrisches Feld in Längsrichtung.

Als Randbedingungen ergeben sich

$$(B13) \quad \int_0^a j r dr = \frac{1}{2\pi} I \quad (a = \text{äußerer Radius des Leiters, } I = \text{Gesamtstrom})$$

sowie durch Integration von (B11)

$$(B14) \quad \frac{\partial E}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\mu_0}{2\pi a} \frac{\partial I}{\partial t}.$$

Die Coderechnung hat zum Ziel, solche Funktionen $\sigma(r, t)$ zu finden, für die zu den Auswertezeitpunkten $t_0 < t_1 < \dots t_k \dots < t_N$ die errechneten Kurven $E(r, t_k), j(r, t_k)$ innerhalb der Fehlerbalken der experimentell gefundenen $E_t(R_{AX}, \rho, t_k)$ bzw. $j_t(R_{AX}, \rho, t_k)$ liegen. Dabei sollen die Funktionen $\sigma(r, t)$ keine großen räumlichen oder zeitlichen Sprünge aufweisen, d.h. es soll $|\frac{\partial^2 \sigma}{\partial r^2}|, |\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2}|$ nicht zu groß sein.

Um $|\frac{\partial^2 \sigma}{\partial r^2}|$ klein zu halten, wird $\sigma(r, t)$ durch einen spline-fit durch nur 5 Stützstellen $r = 0 | 0,22 a | 0,50 a | 0,75 a | a$ approximiert²⁷. Im Programm liegt $\sigma(r, t)$ in Form dreier Zeitschriebe $\sigma(r_0 = 0, t), \sigma(r_1 = 0,22 a, t), \sigma(r_2 = 0,50 a, t)$ sowie einer Konstanten $F_3 := \frac{\sigma(0,75 a, t)}{\sigma(0,50 a, t)} (\simeq 0,3)$ vor. Die drei Zeitschriebe ihrerseits kommen als spline-fits bestimmter Stützwerte zu Zeitpunkten $\hat{t}_i$, die im wesentlichen mit den Auswertezeitpunkten t_k übereinstimmen, zustande.

Zu Anfang des Programmablaufs werden diese Stützwerte $\sigma(r_i, \hat{t}_i)$ für die Zeitpunkte $\hat{t}_i = t_k$ zwischen den Grenzen für $\frac{j_t}{E_t}(R_{AX}, \rho = r_i, t = t_k)$ derart gewählt, daß die sich durch spline-fit ergebenden Zeitschriebe möglichst glatt sind, d.h. $|\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2}|$ möglichst klein ist.

Danach wird für den Anfangszeitpunkt $t_k = t_0$ ein innerhalb der Fehlerbalken für $E_t(R_{AX}, \rho = r, t_0)$ liegender Startverlauf $E(r, t_0)$ festgelegt. Dabei wird beachtet, daß $j(r, t_0) = E(r, t_0) \sigma(r, t_0)$ innerhalb der für $j_t(R_{AX}, \rho = r, t_0)$ abgeschätzten Grenzen bleibt. Sodann berechnet man mit Hilfe eines numerischen Verfahrens zur Lösung des Differentialgleichungs-Systems (B11), (B12) unter Vorgabe von $I(t) = I_t(t)$ die Kurven $E(r, t_1), j(r, t_1)$. Liegen diese Kurven nicht innerhalb der Grenzkurven für t_1 , so variiert man die Zeitschriebe $\sigma(r_i, t)$ im Intervall $[t_0, t_1]$ in geeigneter Weise und berechnet $E(r, t_1), j(r, t_1)$ neu. Dies wird so lange wiederholt, bis die Grenzkurven zum Zeitpunkt t_1 eingehalten werden.

In analoger Weise wird nun, ausgehend von t_1 , die Leitfähigkeit im Intervall $[t_1, t_2]$ behandelt; danach folgen $[t_2, t_3]$ bis $[t_{N-1}, t_N]$. Ein Schema des numerischen Verfahrens zur Lösung des Differentialgleichungs-Systems zeigt Abb. B2.

Das beschriebene Vorgehen ist nur dann sinnvoll, wenn die Kontroll-Zeitpunkte t_k so dicht beieinander liegen, daß der σ -Verlauf zwischen ihnen durch einen kubischen spline-fit mit Stützstellen bei $\hat{t}_i \simeq t_k$ angenähert werden kann. Dies ist bei der Auswahl der Auswertezeitpunkte t_k zu bedenken.

Das Ergebnis $\sigma(r, t)$ der Prozedur ist nicht eindeutig. Es können sich alle mit den Fehlergrenzen von E_t und j_t verträglichen Funktionen ergeben. Die im Hauptteil angegebenen zahlreichen Verläufe von $\frac{j_t}{E_t}(R_{AX}, \rho, t)$ sind $\sigma(r = \rho, t)$ -Kurven mit besonders schwachen Krümmungen.

²⁷ das entspricht dem Verfahren zur Glättung von $\Psi_p'(\rho)$ (s. Abs. B.1.)

Vorgegeben :

$$\Delta r := \frac{a}{30} \simeq 1,6 \text{ cm} , \quad \Delta t := 0,03 \text{ msec}$$

Gesamtstrom $I(t)$

Leitfähigkeit $\sigma(r, t)$

Start-Profil $E(r, t_0)$

Iterationsschleife :

$$\rightarrow \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \Big|_{30 \frac{1}{2} \Delta r, t} = \frac{\mu_0}{2 \pi} \frac{\partial I}{\partial t}(t)$$

Für $m = 1, 2, \dots, 30$:

$$\left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \Big|_{[m - \frac{1}{2}] \Delta r, t} = (m - \frac{1}{2}) \Delta r \frac{E(m \Delta r, t) - E([m - 1] \Delta r, t)}{\Delta r}$$

$$j(m \Delta r, t + \Delta t) =$$

$$j(m \Delta r, t) + \Delta t \frac{1}{\mu_0 m \Delta r} \frac{\left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \Big|_{[m + \frac{1}{2}] \Delta r, t} - \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) \Big|_{[m - \frac{1}{2}] \Delta r, t}}{\Delta r}$$

$$E(m \Delta r, t + \Delta t) = \frac{j(m \Delta r, t + \Delta t)}{\sigma(m \Delta r, t + \Delta t)}$$

$$j(0, t + \Delta t) = j(\Delta r, t + \Delta t) - \frac{j(2 \Delta r, t + \Delta t) - j(\Delta r, t + \Delta t)}{3}$$

$$E(0, t + \Delta t) = \frac{j(0, t + \Delta t)}{\sigma(0, t + \Delta t)}$$

← Ersetze t durch $t + \Delta t$

B.4. Fehler durch Annahme der Zylindersymmetrie

Das TEXTOR-Plasma ist nur näherungsweise zylindersymmetrisch. Um die systematischen Fehler der Näherungsbeschreibung abzuschätzen, wird diese mit dem genaueren Modell mit exzentrischen kreisförmigen Flußflächen verglichen.

Dazu liegt es nahe, die Zylinderachse des Näherungsmodells mit der magnetischen Achse zu identifizieren und r formal mit dem Flußflächenradius ρ gleichzusetzen. Leider hat die Variable ρ die Besonderheit, daß die Konturen $\rho = \text{const}$ im ortsfesten Bezugssystem im allgemeinen zeitabhängig sind (vermöge der Zeitabhängigkeit von R_0 und $\delta(\rho)$ - vertikale Plasmaverschiebungen können vernachlässigt werden), was im zylindrischen Modell für $r = \text{const}$ nicht gilt. Am wenigsten bemerkbar macht sich diese Zeitabhängigkeit auf einer ortsfesten Geraden ($R = R_{AX}$),²⁸ da sowohl die Linien $\rho = \text{const}$ als auch deren eventuelle Bewegung auf dieser Geraden praktisch senkrecht stehen, die Schnittpunkte zwischen $R = R_{AX}$ und $\rho = \text{const}$ also kaum wandern (für $\rho \leq \frac{a}{2}$ weniger als $0,01 \frac{\text{mm}}{\text{msec}}$). Die Gerade $R = R_{AX}$ hat den weiteren Vorteil, daß die zwei Schnittpunkte mit einer Kontur $\rho = \rho_1$ sehr genau (für $\rho_1 \leq \frac{a}{2}$ bis auf weniger als 1 mm) den Abstand ρ_1 von der magnetischen Achse haben, wie es auch im zylindersymmetrischen Fall für durchs Zentrum verlaufende Geraden und Linien $r = \rho_1$ gegeben wäre.

Es bietet sich daher an, die Funktionen $E(r), j(r)$ des Näherungsmodells mit den Funktionen $E_t(R = R_{AX}, \rho = r), j_t(R = R_{AX}, \rho = r)$ des exakteren Modells zu vergleichen. Sind die Funktionen im Plasmazentrum, d.h. für $\rho = r = 0$, identisch, so ergeben sich für $r \leq \frac{a}{2}$ Unterschiede von

$$|j(r) - j_t(R_{AX}, r)| \lesssim 0,01 |j(r)| \quad \text{bzw.} \\ |E(r) - E_t(R_{AX}, r)| \lesssim 2 \frac{\text{mV}}{\text{m}}.$$

Verglichen mit den aus der Fehlerfortpflanzung (s. Abs. B.2.) gewonnenen Fehlerbalken für E_t und j_t (typische Fehlergrenzen zeigt z.B. die Abb. 4b) erscheinen diese Differenzen vernachlässigbar. Die Forderung, die Kurven E und j der Coderechnung sollten innerhalb der Fehlergrenzen von E_t bzw. j_t bleiben, ist daher für den Innenbereich des Plasmas ($r \lesssim \frac{a}{2}$) gerechtfertigt. Im Plasmarandbereich ($r \simeq a$) kann es dagegen zu wesentlich größeren Fehlern der zylindersymmetrischen Rechnung kommen, so daß die Forderung dort ihren Sinn verliert.

²⁸ Aufgrund möglicher Verschiebungen der magnetischen Achse ist die Gerade $R = R_{AX}(t)$ im allgemeinen nicht ortsfest. Hier ist diejenige ortsfeste Gerade gemeint, die zum Auswertzeitpunkt durch die magnetische Achse verläuft.

Literaturverzeichnis

- /1/ Düchs, D.F., Furth, H.P., Rutherford, P.H., Nuclear Fusion 12 (1972) 341
- /2/ Hawryluk, R.J., Bretz, N., Dimock, D., Hinnoy, E., et al., Princeton Plasma Physics Laboratory Report No. PPPL-1572 (1980)
- /3/ Stambaugh, R.D., Blau, F.P., Ejima, S., Jahns, G.L., et al., Nuclear Fusion 22 (1982) 395
- /4/ Gruber, O., Lackner, K., Wunderlich, R., in: Proc. 12th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics Budapest 1985, Europhys. Conf. Abstr., EPS Genf (1985), Bd. 9F, Teil I, S. 279
- /5/ Campbell, D.J., Christiansen, J.P., Cordey, J.G., Lazzaro, E., et al., JET Joint Undertaking Report No. JET-P(86)46 (1986)
- /6/ Porter, J.L., Phillips, P.E., McCool, S.C., Kim, S.B., et al., Nuclear Fusion 27 (1987) 205
- /7/ Soltwisch, H., Rev. Sci. Instr. 57 (1986) 1993
- /8/ Spitzer, L., Härm, R., Phys. Rev. 89 (1953) 977
- /9/ Düchs, D.F., Post, D.E., Rutherford, P.H., Nuclear Fusion 17 (1977) 565
- /10/ Soltwisch, H., Graffmann, E., Schlüter, J., Waidmann, G., in: 1984 Int. Conf. on Plasma Physics Lausanne, Proceedings/Invited Papers, ed. by M.Q. Tran and R.J. Verbeek, CEC Brüssel (1984), Bd. 1, S. 499
- /11/ Hitchcock, D.A., Mahajan, S.M., Hazeltine, R.D., Phys. Fluids 24 (1981) 307
- /12/ Schmidt, J., Yoshikawa, S., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 753
- /13/ DeMarco, F., Segre, S.E., Plasma Physics 14 (1972) 245
- /14/ Wesson, J., Tokamaks, Oxford Engineering Science Series 20, Oxford Science Publications, Clarendon Oxford (1987), S. 70 - 73

- /15/ Börner, P., Kaleck, A., in: Proc. 12th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics Budapest 1985, Europhys. Conf. Abstr., EPS Genf (1985), Bd. 9F, Teil I, S. 187
- /16/ Lochte-Holtgreven, W., Evaluation of Plasma Parameters, in: Plasma Diagnostics, ed. by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Amsterdam (1968), S. 135
- /17/ Gottardi, N., J. Appl. Phys. 50 (1979) 2647
- /18/ Silver, E.H., Bitter, M., Brau, K., Eames, D., et al., Rev. Sci. Instr. 53 (1982) 1198
- /19/ Waidmann, G., KFA Jülich Report No. Jül-1898 (1984)
- /20/ Fuchs, G., Steffen, B., Blenski, T., Grosman, A., Samain, A., KFA Jülich Report No. Jül-1993 (1985)
- /21/ Soltwisch, H., Stodiek, W., Manickam, J., Schlüter, J., in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), IAEA Wien (1987), Bd. 1, S. 263
- /22/ Winter, J., J. Nucl. Mater. 145–147 (1987) 131
- /23/ Gruber, O., Nuclear Fusion 22 (1982) 1349
- /24/ Bickerton, R.J., Taroni, A., Watkins, M.L., Wesson, J., JET Joint Undertaking Report No. JET-P(86)28 (1986)
- /25/ Bartlett, D.V., Bickerton, R.J., Brusati, M., Campbell, D.J., et al., Nuclear Fusion 28 (1988) 73
- /26/ Soltwisch, H., KFA Jülich Report No. Jül-1638 (1980)
- /27/ Segre, S.E., Plasma Physics 20 (1978) 295
- /28/ Heald, M.A., Wharton, C.B., Plasmadiagnostics with Microwaves, Wiley N.Y. (1965)

- /29/ Wolter, H., Schlieren-, Phasenkontrast- und Lichtschnittverfahren, in:
Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Springer Berlin (1956), Bd. XXIV,
S. 555
- /30/ Alpher, R.A., White, D.R., Optical Interferometry, in: Plasma Diagnostic
Techniques, ed. by R.H. Huddleston and S.L. Leonard, Academic N.Y. (1965),
S. 431
- /31/ Dolan, T.J., Fusion Research, Vol. I : Principles, Pergamon N.Y. (1982),
S. 175 - 177
- /32/ Fuchs, G., Cosler, A., Reuß, W., Waidmann, G., KFA Jülich Interner Bericht
KFA-IPP-IB-1/84 (1984)
- /33/ Brüssau, W.D., Soltwisch, H., J. Phys. E : Sci. Instrum. 20 (1987) 1243

Dank

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH. Herrn Prof. Dr. F. Waelbroeck, einem der Direktoren des Instituts, verdanke ich die Möglichkeit zur Durchführung der Experimente und Anfertigung der Dissertation.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H. Soltwisch für die Stellung des Themas und die Bereitstellung der Meßapparatur. Durch seine zahlreichen Anregungen und Diskussionsbeiträge ist die Arbeit wesentlich gefördert worden.

Bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanke ich mich für ihre Hilfsbereitschaft bei der Erörterung von Einzelfragen.

Herrn Prof. Dr. G. Decker von der Universität Düsseldorf danke ich für sein beständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.

