



Institut für Plasmaphysik
EURATOM Association, Trilateral Euregio Cluster

***Verbesserung des Energie- und
Teilcheneinschlusses nach
Pelletinjektion***

Jörg Hobirk

Verbesserung des Energie- und Teilcheneinschlusses nach Pelletinjektion

Jörg Hobirk

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3680

ISSN 0944-2952

Institut für Plasmaphysik Jül-3680

EURATOM Association, Mitglied im Trilateral Euregio Cluster

D 465 (Diss. Univ.-GH Essen, 1999)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluß von Pellets auf die Energieeinschlußzeit in verschiedenen Entladungstypen untersucht. Durch die Ablation eines Pellets wird die Elektronendichte im Plasma kurzzeitig erhöht und die Elektronentemperatur wird abgesenkt, da Energie aus dem Plasma zur Ionisation und Aufheizung der ablatierten Teilchen des Pellets benutzt wird.

In ohmschen Plasmen mit hoher Dichte werden in der Wiederaufheizphase nach der Pelletablation Teilchen in das Plasmazentrum transportiert, so daß die Dichte und die Temperatur im Zentrum gleichzeitig steigen. Diese Druckerhöhung im Plasmazentrum entspricht einer Erhöhung des Energieinhaltes im Plasma und damit einer Erhöhung der Energieeinschlußzeit im Vergleich zu den Werten vor der Pelletinjektion. Der einwärts gerichtete Nettotransport von Teilchen ist mit einer Reduktion der Sägezahnaktivität nach Einschluß des Pellets korreliert; nach dem Wiedereinsetzen der Aktivität wird der Transport im Plasma wieder normalisiert und die Plasmaparameter realxieren.

Bei stark extern geheizten Plasmen mit mäßigem Einschluß (L-Mode) und ohmschen Plasmen mit niedriger Dichte bewirkt ein erhöhter Transport im Plasma, daß die Dichteerhöhung durch das Pellet schnell abgebaut wird. Die Erhöhung des Energieinhaltes im Plasma ist gering oder bleibt aus.

Bei der Injektion von Pellets in Plasmen mit verbesserten Energieeinschluß durch Strahlungskühlung (RI-Mode) führt ein Pellet zu quasistationärem verbesserten Energieeinschluß, sofern keine Modenaktivität oder MARFE-Aktivität den Effekt zerstört. Die Dichteerhöhung durch das Pellet wird zunächst so schnell wie in L-Mode-Plasmen abgebaut, aber Gegensatz zu allen anderen bekannten Entladungstypen nicht vollständig. Später werden Teilchen von außen in das zentrale Plasma transportiert, so daß die Dichte für den Rest der Entladung erhöht bleibt. Da die Temperatur nicht gesunken ist, ist mit der Dichte auch die Energie im Plasma erhöht worden. Weiterhin werden keine zusätzlichen Verunreinigungen in das Zentrum transportiert, so daß das Z_{eff} abgesenkt wird und die Neutronenrate ansteigt. Die Änderung der Plasmaparameter findet hauptsächlich im Plasmazentrum statt während Randschichtparameter sich nur geringfügig ändern.

Modelrechnungen legen nahe, daß die ITG (Ionentemperatur-Gradienten-Instabilität) durch Verunreinigungen im Plasma und ein steiles Elektronendichteprofil stabilisiert werden kann. Da durch die Pelletinjektion das Dichteprofil zugespitzt wird - also eine zur RI-Mode führende vorteilhafte Eigenschaft weiter verbessert wird - bauen erste Erklärungsansätze auf der weiteren Stabilisierung der ITG mit Hilfe einer Änderung des Elektronendichteprofiles durch die Pelletinjektion auf.

Abstract

In this work, the influence of pellet injection on the energy confinement time in different types of discharges has been investigated. During the ablation of a pellet, the electron density is increased. At the same time the electron temperature is decreased because the energy of the plasma is used to ionize and heat the ablated particles of the pellet.

After the pellet injection the plasma is reheated. In ohmic plasmas with high density particles are transported into the core during this phase. In this way the density and the temperature in the core are increased leading to a pressure increase and an increase in the energy content of the plasma and to an increase in the energy confinement time. The inward transport of particles can be stopped by reappearing of sawtooth activity which was stopped by the pellet injection; the plasma relaxes to the initial state.

In strongly heated plasmas with low confinement (L-mode) and ohmic discharges with low density, the increased transport causes a rapid loss of the additional density coming from the pellet. Because of this the energy increase is much smaller or vanishes.

In radiation cooled discharges with improved confinement (RI-mode), the pellet injection leads to a quasi stationary improved energy confinement provided that no mode activity or MARFE's are excited destroying the confinement improvement. Also here the initial increase in plasma density is reduced similar to L-mode discharges however in contrast to all other discharge types the reduction stops. Later, particles are transported from outside into the plasma core establishing and enhanced core density for the rest of the discharge. Because the temperature has been recovered quickly after the pellet injection, the energy in the plasma is increased together with the density. Furthermore, no additional impurities are transported into the plasma core so that the Z_{eff} is decreased and the neutron production rate is increased. The change in plasma parameters takes place only in the core plasma and the plasma edge is not influenced significantly.

Model calculations show that the ITG (Ion-Temperature-Gradient instability) can be stabilized by impurities and a steep electron density profile. Because the pellet injection increases the central density and the density profile steepens more - meaning the positive characteristics of the RI-mode are improved - the first explanations for the observed improvement after the pellet injection are based on stabilizing the ITG mode further by changing the electron density profile due to pellet injection.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung zur kontrollierten Kernfusion	1
1.2	Magnetischer Einschluß	2
1.3	Der Tokamak	2
1.3.1	TEXTOR-94	3
1.4	Pellets	4
1.4.1	Der Pelletinjektor an TEXTOR-94	4
1.4.2	Ablation	7
1.4.3	Pellets bei anderen Experimenten	8
2	Pellets und ohmsche Plasmen	11
2.1	Ohmsche Plasmen	11
2.2	Pellets und ohmsche Plasmen	12
2.3	Diskussion	17
3	Pellets und L-Mode	19
3.1	L-Mode	19
3.2	Pellets und L-Mode	20
3.3	Diskussion	21
4	Pellets und RI-Mode	23
4.1	RI-Mode	23
4.1.1	Einführung	23
4.1.2	Übergang von L-Mode zu RI-Mode Plasmen	24
4.1.3	Physikalische Grundlagen der RI-Mode	27
4.2	Pellets und RI-Mode	29
4.2.1	Charakteristische Eigenschaften	29
4.2.2	Entladung mit mehr als einem Pellet	43
4.2.3	Entladung an der β -Grenze	46
4.2.4	Entladung mit reduziertem Einschluß	47
4.2.5	Statistische Auswertung	52

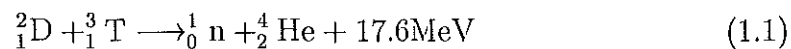
4.2.6	Diskussion der experimentellen Ergebnisse	55
4.2.7	Theoretische Überlegungen	57
5	Zusammenfassung	61
	Anhang	63
	Abbildungsverzeichnis	66
	Literaturverzeichnis	70
	Index	81

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung zur kontrollierten Kernfusion

Der ständig wachsende Energiebedarf motiviert zur Suche nach neuen Wegen zur Energiegewinnung. Als zukünftige Ergänzung und Alternative wird die Fusion leichter Elemente wie Deuterium und Tritium untersucht. Diese spezielle Reaktion hat den Vorteil, schon bei niedrigen Teilchenenergien stattzufinden und eine hohe Energieausbeute pro Reaktion zu versprechen. Bei der in Gleichung 1.1 beschriebenen Reaktion entsteht ein Heliumion mit einer Energie von 3.4MeV, das zum Heizen des umgebenden Plasmas eingesetzt werden kann, sowie ein Neutron mit einer Energie von 14.2MeV, die es direkt in dem Gefäßmantel mit einer eine Turbine antreibenden Kühlflüssigkeit deponiert.



Die Aktivierung der später zu entsorgenden Wandmaterialien stellt einen der Nachteile von Neutronen als Energieträger dar. Durch die Wahl des Materials der Wand kann die Halbwertszeit klein gehalten werden. Der große Brennstoffvorrat von Deuterium und Lithium¹ und die inhärente Sicherheit [Rae95] sind die Hauptvorteile dieser Energiequelle gegenüber fossilen Brennstoffen oder gegenüber der Kernspaltung.

Damit Fusionsreaktionen in ausreichendem Maße stattfinden, müssen genügend Teilchen in einem Volumen (die Dichte n), mit einer genügend hohen Energie (Temperatur T), lange genug (Energieeinschlußzeit τ) wechselwirken können. Dies wird durch das an die Arbeit von Lawson[Law56] angelehnte Brennkriterium (Gleichung 1.2) beschrieben.

$$n \cdot T \cdot \tau \geq 3 \cdot 10^{21} \text{m}^{-3} \text{s keV} \quad (1.2)$$

¹zum Erbrüten von Tritium

Es werden in heutigen Experimenten zwei verschiedene Ansätze bei der Fusionsforschung verfolgt: Zum einen wird der Brennstoff unter hohen Drücken in Glaskügelchen (Pellets) eingefüllt und mit starken Lasern oder Teilchenstrahlen beschossen. Dabei wird die von außen zugeführte Energie zum Aufheizen und zur Kompression der Pellets benutzt. Bei einem anderen Ansatz wird der Brennstoff aufgeheizt und magnetisch eingeschlossen; dies ist im folgenden näher beschrieben.

1.2 Magnetischer Einschuß

In den heutigen Experimenten wird meistens eine torus-ähnliche Konfiguration mit einem helikalen Magnetfeld eingesetzt, um die Plasmaenergie lang genug einzuschließen [Wol89]. Die wichtigsten Experimenttypen sind dabei der Stellerator und der Tokamak.

Bei einem Stellerator wird das Magnetfeld entweder durch helikale Spulen entlang des Vakuumgefäßes, oder durch komplizierte, dreidimensionale, modulare Spulen erzeugt. Das nur durch äußere Spulen erzeugte Feld ermöglicht einen kontinuierlichen Betrieb ohne einen Netto-Plasmastrom.

1.3 Der Tokamak

Eine technisch einfachere Alternative zum Stellerator stellt der in Rußland erfundene Tokamak dar (Grundlagen zur Tokamakphysik in [Wes87]). Die in Abbildung 1.1 dargestellte Konfiguration ist eine axialsymmetrische Anordnung, bei der im Plasma ein Strom I_p in toroidaler Richtung, also senkrecht zum großen Radius R fließen muß. Technisch wird dies realisiert, indem das Plasma als eine sekundäre Schleife eines Transformators benutzt wird. Der toroidale Strom erzeugt ein poloidales Magnetfeld (B_p), also toroidal senkrecht zum kleinen Radius a (siehe auch Abbildung 1.1). Die Teilchen, die den Strom bilden, bewegen sich in toroidaler Richtung, und die durch B_p erzeugte Lorentzkraft, die entgegengesetzt zum Druck gerichtet ist, trägt zum magnetischen Einschuß bei. Zusätzlich wird ein toroidales Magnetfeld (B_T) zum Ausgleich der durch eine Drift hervorgerufene Ladungstrennung und zur Unterdrückung von Instabilitäten benötigt. Da das poloidale Feld nach außen hin etwa umgekehrt proportional zum großen Radius abnimmt, wird ein vertikales Magnetfeld (B_v) benötigt, um den Magnetfelddruckunterschied von Hoch- und Niederfeldseite zu kompensieren. Der magnetische Einschuß ist nicht perfekt, da durch Stöße und Mikroinstabilitäten heiße Teilchen nach außen transportiert werden, wo sie auf einen Limiter oder Divertor treffen.

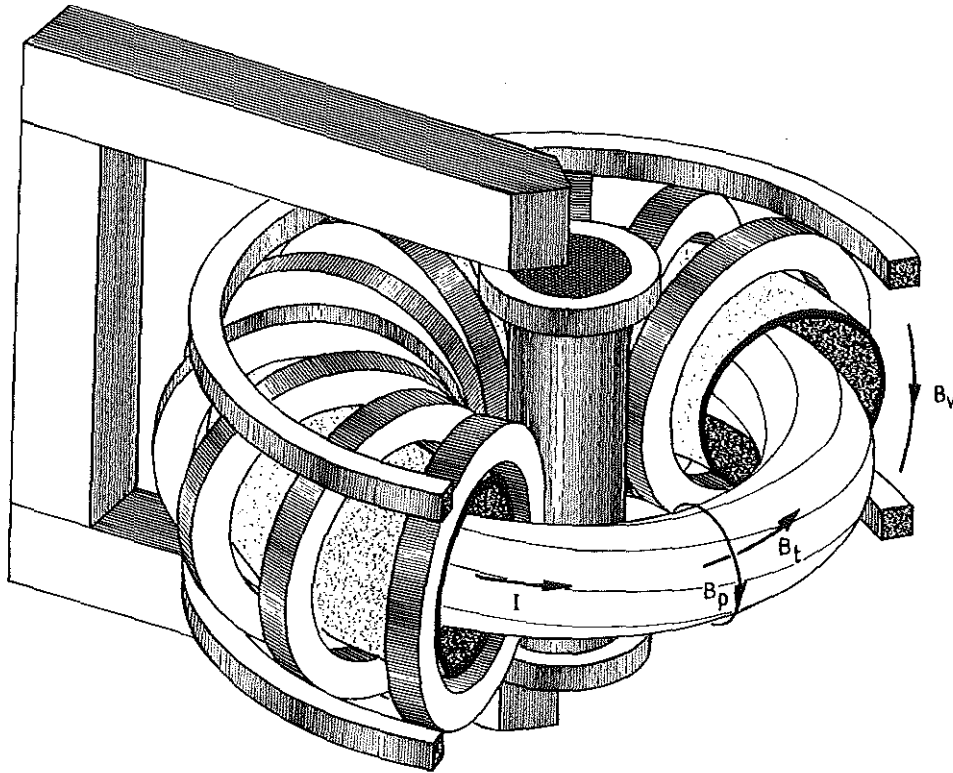


Abbildung 1.1: Das Prinzip der Tokamak-Magnetfeld-Topologie

An diesen Materialien werden die Teilchen neutralisiert und zum größten Teil wieder ins Plasma reflektiert.

1.3.1 TEXTOR-94

Das in Abbildung 1.2 während einer Umbauphase fotografierte jülicher Experiment TEXTOR-94² besitzt eine Tokamak-Magnetfeldkonfiguration mit einem kreisförmigen poloidalen Querschnitt, einem großen Radius von 1.75m und einem kleinen Radius von 0.46m. Bei den bis zu 10s langen Entladungen können das Magnetfeld zwischen 1.8T und 2.8T und der Plasmastrom zwischen 200kA und 800kA variiert werden. Zur externen Heizung verfügt das Experiment über zwei Antennenpaare zur Ionen-Zyklotron-Heizung [Sti75, VOBD⁺87] (ICRH) mit jeweils bis zu 2MW Heizleistung sowie zwei tangential angeordnete Neutralteilcheninjektoren [Spe89, ELPU89, UO99] mit jeweils 2MW Heizleistung, die zusätzlich durch einen Impulsübertrag eine Beein-

²Torus EXperiment for Technology Oriented Research

flussung der toroidalen Plasmarotation ermöglichen. Als Plasmabegrenzung fungiert der toroidale PumpLIMITER ALT-II [CGC⁺89, DFH⁺89, GCC⁺89, CRC⁺90]. Dieser gepumpte LIMITER ist auf der Außenseite des Torus (Niederfeldseite) nach unten versetzt (unter 45° zur Mittelebene) angebaut.

1.4 Pellets

Pellets sind kleine Körper aus fester Materie, die in Experimenten zur Plasmaphysik in ein Plasma injiziert werden [MHLM95]. Pellets aus Verunreinigungen wie z.B. Kohlenstoff oder Metallen werden zur Untersuchung des Transports von Verunreinigungen, zur Wandbeschichtung oder zur zeitbestimmten Beendigung einer Entladung eingesetzt.

Pellets aus Deuterium oder Wasserstoff werden zum Nachfüllen des Betriebsgases oder auch zur gezielten Beeinflussung von Plasmametern wie z.B. des Dichteprofiles eingesetzt. Deuteriumpellets werden in einem mit flüssigem Helium gekühlten Kryostaten bei ca. 14K eingefroren. An anderen Experimentieranlagen werden die Pellets mit einer Zentrifuge beschleunigt und mit hohen Wiederholraten - an ASDEX-U mit bis zu 80Hz [ABC⁺93] - hauptsächlich zur Dichtekontrolle eingesetzt.

1.4.1 Der Pelletinjektor an TEXTOR-94

Der an TEXTOR-94 verwendete Pelletinjektor [DCL⁺92] ist in Abbildung 1.3 als Foto und in Abbildung 1.4 schematisch dargestellt. Alle im folgenden von links nach rechts beschriebenen Systeme sind neunmal vorhanden und unabhängig voneinander. Das zur Beschleunigung notwendige Gas, Deuterium oder Wasserstoff, wird zur besseren Kontrolle des Gasdrucks in ein Vorratsgefäß eingelassen. Bei Öffnung der Antriebsventile strömt das Gas entlang des Flugrohres und beschleunigt das in den Einfrierzellen vorbereitete Pellet. Der Gasdruck wird mit Hilfe eines Diffusors und eines Expansionsvolumens stark reduziert. Durch eine Lichtschranke im Diffusor wird das Schließen der schnellen Ventile ausgelöst und die Geschwindigkeitsmessung des Pellets gestartet [KBB⁺90]. Das Pellet fliegt vor der Front des Beschleunigungsgases, kurz nach dem Passieren des Pellets werden die Ventile geschlossen und blockieren dem mitgeströmten Gas den Weg. Dabei wird das Pellet im ersten, schnellen Ventil von einer weiteren Lichtschranke erkannt. Aus der Zeitdifferenz wird die Geschwindigkeit errechnet. Zwischen den beiden schnellen Ventilen ist ein Mikrowellenhohlraumresonator angebracht, in dem ein Meßsignal proportional zur Teilchenzahl im Pellet durch eine Änderung der Resonanzfrequenz erzeugt wird. Die Kombination von Expansionsvolumina und zwei

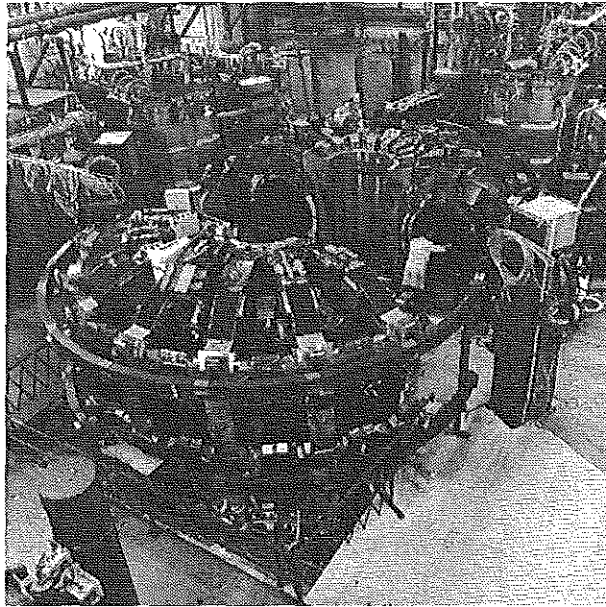


Abbildung 1.2: TEXTOR während der Umbauphase

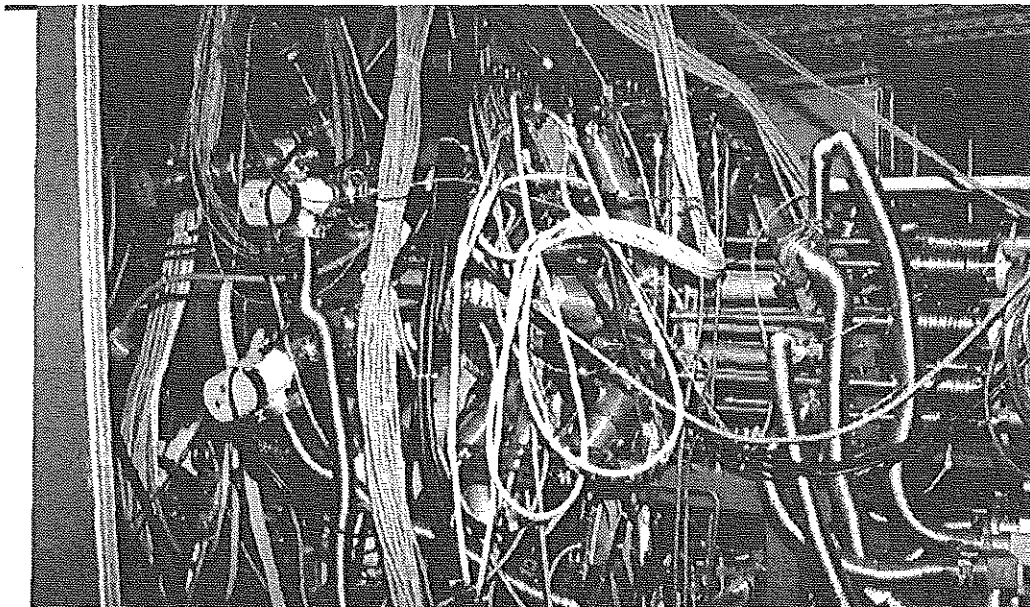


Abbildung 1.3: Bild des Pelletinjektors

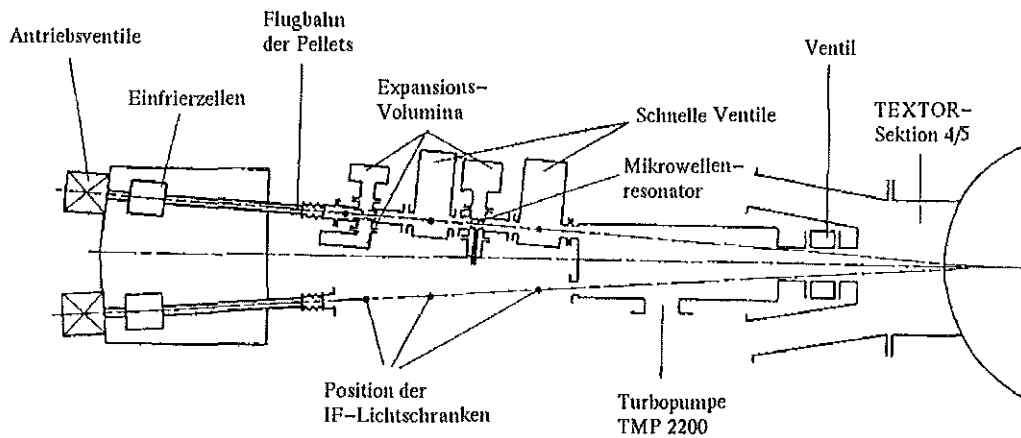


Abbildung 1.4: Schematische Skizze des Pelletinjektors

schnellen Ventilen ermöglicht es, die mit dem Pellet einströmende Gasmenge auf 5% der Pelletmasse zu beschränken, obwohl die Ausgangsmenge zehn mal größer als die Pelletmasse ist.

Die in dieser Arbeit benutzte Eindringtiefe des Pellets wird mit Hilfe eines im Flugrohr angebrachten Lichtleiters bestimmt, der das D_α -Licht des Pellets aufnimmt. Die daraus entnommene Dauer des Ablationsprozesses wird mit der Pelletgeschwindigkeit multipliziert und ergibt die Eindringtiefe des Pellets. Zusätzlich stehen verschiedene Kamerasysteme zur Verfügung, mit denen die toroidale und poloidale Ablenkungen des Pellets von einer geraden Flugbahn beobachtet werden können. Die Einfülleeffizienz ist das Verhältnis von den im Plasma angekommenen Teilchen zu den im Pellet befindlichen Teilchen. Die Messungen mit der hohen Zeitauflösung ($100\mu\text{s}$) des Interferometers an TEXTOR-94 haben für einige Beispiele eine Einfülleeffizienz von eins ergeben, die im weiteren so angenommen wird, da ein signifikanter Transport von Teilchen aus dem Plasma heraus an TEXTOR-94 auf dieser Zeitskala noch nicht stattfindet.

Das Kühlsystem des Pelletinjektors

Bei dem mit flüssigem Helium betriebenen Kühlsystem [VR92] kühlt das in einem Vorratsgefäß befindliche Helium neun Kupferstäbe. Die daran angeschlossenen Kupferbänder leiten die Wärme aus einer Gefrierzelle in ein Vorratsgefäß ab, so daß die Temperatur dort auf 14K gesenkt wird. Die Pelletgröße läßt sich über einen veränderlichen Gasdruck (20-50mbar) in der

Gefrierzelle und durch eine einige Zentimeter entfernt angebrachte Heizung regulieren.

1.4.2 Ablation

Wenn ein Pellet in ein Plasma eindringt, beginnt es zu verdampfen und sich aufzulösen. In der ersten, weniger als eine Mikrosekunde dauernden Phase ist es den Energieflüssen aus dem Plasma direkt ausgesetzt. Die verdampfte oder ablatierte Materie beginnt das Pellet abzuschirmen. Dieser Vorgang kann mit dem historisch ältesten Modell der Neutral-Gas-Abschirmung (NGS) [FPT77] aus Abbildung 1.5 beschrieben werden.

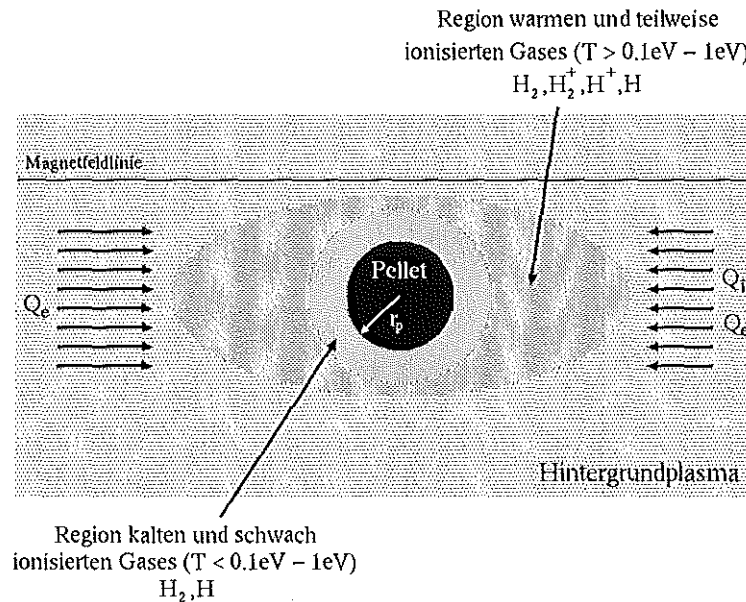


Abbildung 1.5: Neutral-Gas-Abschirmungsmodell

Die vom Pellet ablatierten Teilchen strömen mit lokaler Schallgeschwindigkeit vom Pellet weg und werden in einiger Entfernung von diesem ionisiert. Die quasistationäre Wolke aus Neutralgas bremst die Teilchen aus dem Plasma ab und reduziert dadurch den Wärmeübertrag vom Plasma zum Pellet. Der Energieübertrag vom Plasma zum Pellet erfolgt in erster Linie durch die Elektronen, da sich die Energieflüsse von Ionen und Elektronen proportional zur Wurzel aus dem umgekehrten Verhältnis ihrer Massen verhalten.

$$\frac{q_e}{q_i} \propto \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$$

Zu diesem Modell existieren viele Erweiterungen, die z.B. die abschirmende Wirkung der Aufladung der Wolke betrachten [HMA88]. Das ursprüngliche Modell ohne Erweiterungen liefert schon eine gut mit der gemessenen übereinstimmende Eindringtiefe.

Eine Erweiterung des Modells stammt von Kuteev [Kut95] und beschreibt u.a. die Flugbahn des Pellets, welches in toroidaler Richtung abgelenkt wird. Bei angelegtem elektrischem Feld (toroidaler Strom) fließen die Elektronen hauptsächlich antiparallel dazu. Durch den Rückstoßeffect des ablatierten Gases wird das Pellet in Elektronenflugrichtung beschleunigt.

Eine weitere Erweiterung wurde von Dubois und Pegourie vorgeschlagen [PD89]. Bei dem NGS-Modell wird das Plasma als unendlich ausgedehnt angenommen, so daß die Energieflüsse hauptsächlich von der Temperatur abhängen. Im Tokamak ist das Reservoir auf eine Flußfläche begrenzt, da der Transport parallel zu den Feldlinien wesentlich größer ist als senkrecht dazu. Treten im Plasma sog. magnetische Inseln auf, wird das Reservoir weiter eingeschränkt, wenn die Pellettrajektorie sie schneidet. Nach Dubois treten zufällig verteilte Inseln bevorzugt an den niedrig rationalen q -Flächen auf und schwächen an diesen Stellen die Ablation relativ zur NGS-Voraussage ab. Dadurch bilden sich im Licht der zur Ablationsrate proportionalen H_α -Linie, sog. „Striations“³.

1.4.3 Pellets bei anderen Experimenten

Die Injektion von Pellets in ein Hochtemperaturplasma stellt meist eine relativ große Störung für das Ausgangsplasma dar, die ein Absinken der Temperatur und einen Anstieg der Dichte zur Folge hat. Der damit verbundene Anstieg der Energieeinschlußzeit in ohmschen Plasmen wurde zuerst von Greenwald an ALCATOR-C [GGM⁺84] beobachtet. Daraufhin wurde bei einigen anderen Experimenten ebenfalls der Einfluß von Pellets auf ein Plasma näher untersucht, wie z.B. an ASDEX [GBC⁺86, KBF⁺88]. Die Verbesserung der Energieeinschlußzeit ist mit einem Zuspitzen der Dichteprofile verbunden und sorgt für die Fortsetzung der linearen Dichteskalierung zu höheren Dichten, die sonst bei einer kritischen Grenze sättigt [BWSM⁺92, SMW⁺88].

Bei zusatzgeheizten Entladungen mit mäßigem Einschluß wird manchmal ein der Verbesserung des Energieeinschlusses in ohmschen Entladungen entsprechendes Verhalten gefunden [MBB⁺89, KYN⁺89]. In anderen Fällen aber auch ein mit zunehmender Heizleistung abnehmender Einfluß des Pellets und ein Ausbleiben der Verbesserung des Energieeinschlusses [GFG⁺88, SBB⁺87, MBG⁺89]. Kleine Pellets, die in die Randschicht injiziert

³Minima in der ausgesandten Strahlung

werden, können einen Übergang von Entladungen mit mäßigem Einschluß zu Entladungen mit gutem Einschluß auslösen [KRK95].

In H-Mode Plasmen mit starker Zusatzheizung und gutem Einschluß (nicht an TEXTOR-94 beobachtet) kann ein Pellet sogar zu einer Abnahme der Energieeinschlußzeit führen, wenn die Injektion von der magnetischen Niederfeldseite her durchgeführt wird [KdHH⁺97]. Hierbei bilden sich am Pellet Plasmoiden, die eine starke β -Drift in Richtung zur magnetischen Niederfeldseite erfahren. Sie werden auf der Zeitskala der Pelletablation aus dem Plasma heraus transportiert und reduzieren so die Einfüll-effizienz. Die Energie, die zum Aufheizen des Pellets benutzt wurde, wird dem Plasma entzogen [LBK⁺97, LBK⁺96]. Durch Injektion von der magnetischen Hochfeldseite kann dieser Effekt umgangen und die Eindringtiefe des Pellets erhöht werden, da die Plasmoiden eine zusätzliche Abschirmung bewirken.

Ein ohmsches Plasma mit injiziertem Pellet kann auch als Ziel für eine externe Heizung benutzt werden. Die zugespitzten Dichteprofile und reduzierten Temperaturen können mit der Zusatzheizung eine Art innere Transportbarriere [KKM⁺94] bilden und den Energieeinschluß verbessern [SAB⁺95, MGGJ97, BSB⁺97]. Dies ist verbunden mit einem abgeflachten oder invertierten Stromprofil in der Nähe des Plasmazentrums.

Alle diese Möglichkeiten, den Energieeinschluß mit Hilfe von Pellets zu verbessern, sind transient. Der Einfluß des Pellets auf das Plasma bleibt nur einige Energieeinschlußzeiten bestehen.

Kapitel 2

Einfluß von Pellets auf Entladungen mit ohmscher Heizung

2.1 Ohmsche Plasmen

Die in diesem Abschnitt besprochenen Plasmen haben eine Gemeinsamkeit. Sie werden nur durch den ohmschen Widerstand geheizt. Die Heizleistungsdichte im ohmschen Plasma berechnet sich zu:

$$p_{\Omega} = \eta j^2$$

mit dem Widerstand η und der Stromdichte j . Eine zentrale Größe für die Stabilität des Plasmas ist der Sicherheitsfaktor¹ q , aus dem die zentrale Stromdichte berechnet werden kann, wenn der Wert auf der Achse q_0 benutzt wird.

$$q_0 = \left(\frac{B_T r}{B_P R} \right)_{r \rightarrow 0} = \frac{2B_T}{\mu_0 j_0 R}$$

Die maximale Heizleistungsdichte von ohmschen Plasmen in Gleichung 2.2 kann unter Berücksichtigung des Spitzer-Widerstands [SH53] aus Gleichung 2.1 berechnet werden.

$$\eta = 0.51 \frac{\sqrt{m_e} e^2 \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 (2 \pi \hat{T}_e)^{3/2}} \text{ zu:} \quad (2.1)$$

$$\hat{p}_{\Omega} = 0.071 \frac{\left(\frac{B_T}{R q_0} \right)^2}{\hat{T}_e^{3/2}} \quad (2.2)$$

¹hier in zylindrischer Näherung

Die in Gleichung 2.2 benutzten Größen sind: $\hat{p}_\Omega$ = zentrale Heizleistungsdichte, B_T = toroidales Magnetfeld, R = großer Radius, $\hat{T}_e$ = zentrale Elektronentemperatur und $\ln \Lambda$ = Coulomblogarithmus.

Die erzeugte Leistung konkurriert mit Verlusten der Energie aus dem Plasma. Im stationären Fall ergibt sich die Beziehung $P_\Omega = \frac{E_{Pl}}{\tau_E}$. Die Beziehung setzt die stationär erzeugte Leistung gleich der Plasmaenergie E_{Pl} , dividiert durch Energieeinschlußzeit, die dadurch definiert wird. Bisher kann eine das Plasma gut beschreibende Energieeinschlußzeit nicht aus allgemeinen Gesetzen abgeleitet werden, sondern es werden experimentell gewonnene Skalierungsgesetze verwendet, um die Einschlußeigenschaften eines Plasmas zu charakterisieren. Das in Gleichung 2.3 dargestellte Skalierungsgesetz wird häufig benutzt, um ohmsche Plasmen zu beschreiben (Neo-Alcator-Skalierung).

$$\tau_E^{NA} = 0.192 \cdot 10^{-20} \bar{n}_e R^2 a^{1.04} q \quad (2.3)$$

Die Energieeinschlußzeit nach Gleichung 2.3 ist proportional zur liniengemittelten Elektronendichte ($\bar{n}_e$) und zum Sicherheitsfaktor am Plasmarand $q = \frac{aB_T}{RB_P}$. Sie ist ansonsten nur noch von dem großen Radius R und dem kleinen Radius a abhängig.

2.2 Auswirkung von Pellets auf ohmsch geheizte Plasmen

In Abbildung 2.1 werden die zeitlichen Verläufe der Gesamtelektronenzahl (N_{tot}), der zentralen Elektronendichte² ($n_e(r=0)$) und des Profilformfaktors (n_e/N_{tot}) gezeigt. Wie die untere Spur zeigt, steigt N_{tot} durch die Injektion des Pellets schnell an; nach etwa 200ms ist die Zahl der zugeführten Elektronen wieder auf $1/e$ abgefallen. Mit N_{tot} wird zum Zeitpunkt der Injektion auch die zentrale Elektronendichte erhöht. Der Profilformfaktor in der mittleren Zeitspur beschreibt die Form des Elektronendichteprofiles. Er sinkt mit Injektion des Pellets, was bedeutet, daß das Profil breiter wird. Die Verbreiterung des Profils rührt daher, daß das Pellet nicht das Zentrum des Plasmas erreicht, sondern schon auf halbem Wege (27cm Eindringtiefe) aufgezehrt ist. Der Abfall von N_{tot} nach der Pelletinjektion zeigt, daß Teilchen aus dem Plasma heraus transportiert werden. Gleichzeitig werden aber auch Teilchen ins Zentrum transportiert, was sich in einem Anstieg von $n_e(0)$ manifestiert. Daraus resultiert eine Zuspitzung des Elektronendichteprofiles, die durch die Erhöhung des Profilformfaktors repräsentiert wird. Diese Einwärtsdrift wird in der Entladung erst durch das Einsetzen der Sägezahnaktivität gestoppt.

²nicht entlang einer Sichtlinie gemittelt

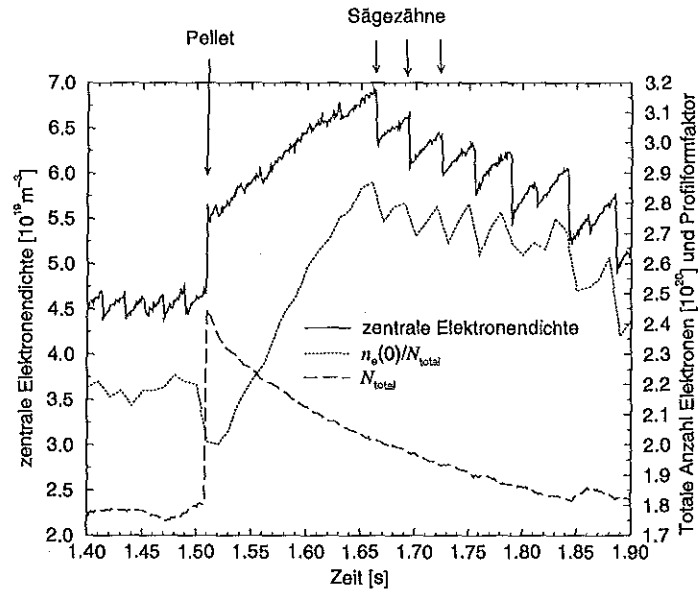


Abbildung 2.1: Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51 \text{ s}$, zentrale Elektronendichte, Profilformfaktor und totale Anzahl der Elektronen.

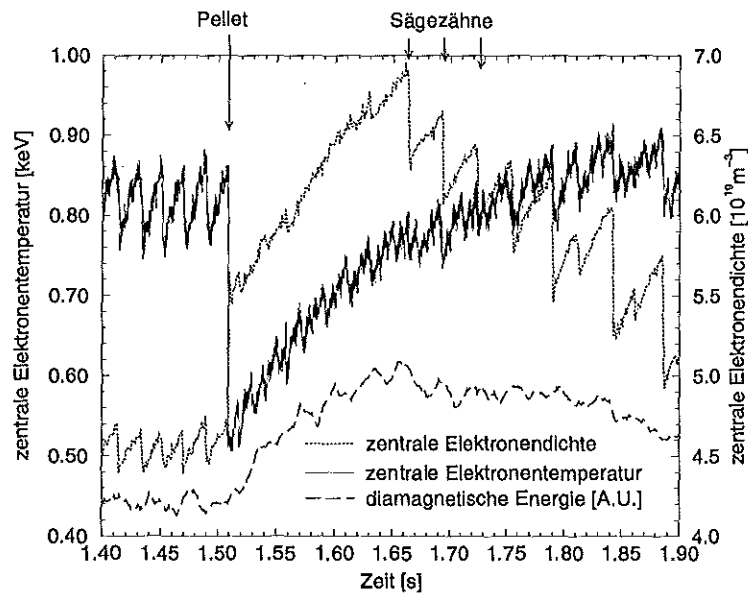


Abbildung 2.2: Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51 \text{ s}$, zentrale Elektronendichte, zentrale Elektronentemperatur und diamagnetische Energie

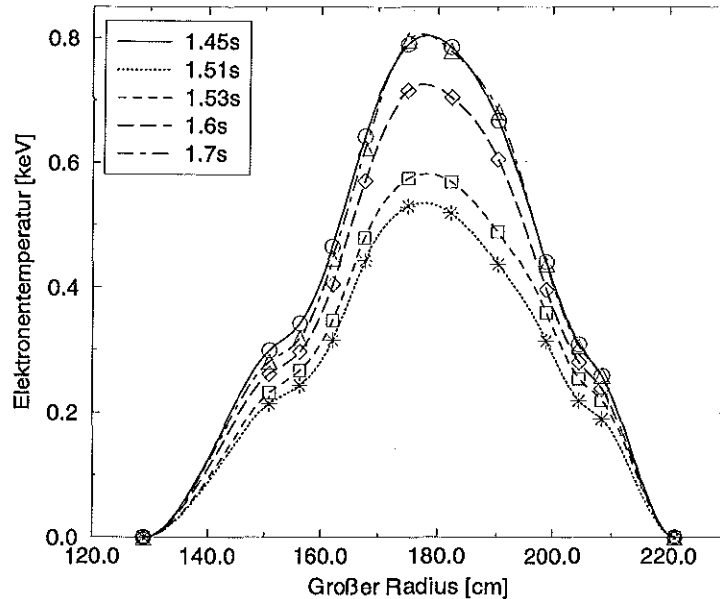


Abbildung 2.3: Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51\text{s}$, Elektronentemperaturprofile bei $t = 1.45\text{s}$, 1.51s , 1.53s , 1.6s und $t = 1.7\text{s}$

Alle Plasmagrößen relaxieren wieder, so daß ca. 500ms nach der Pelletinjektion der ursprüngliche Zustand wieder erreicht wird.

Wie aus der oberen Kurve aus Abbildung 2.2 ersichtlich ist, wird durch die Pelletinjektion die zentrale Elektronentemperatur halbiert. Dies geschieht aufgrund des Energieübertrags vom Plasma auf das Pellet während der Ablation. Der Abfall in der Elektronentemperatur bewirkt **keinen** Abfall in der diamagnetischen Energie, wie in der unteren Spur von Abbildung 2.2 zu sehen ist.

Mit steigender Dichte und Temperatur wächst im weiteren Zeitverlauf die Energie an und deutet die Verbesserung des Einschlusses an. Abbildung 2.3 stellt die Entwicklung des Elektronentemperaturprofils dar. Das oberste Elektronentemperaturprofil (durchgezogene Linie mit Kreisen) ist vor Injektion des Pellets gemessen worden. Die untere Kurve (gepunktet mit Sternen) stellt ein Profil 2ms nach Injektion des Pellets dar und zeigt, daß die Elektronentemperatur über den gesamten Plasmadurchmesser reduziert ist. Das nächste Profil von unten ist 20ms nach Injektion des Pellets gemessen worden (kurz gestrichelt mit Quadraten) und zeigt eine durch das Aufheizen des Plasmas gestiegene Temperatur. Etwa 100ms nach der Pelletinjektion wurde das nächste Profil (lang gestrichelt mit auf der Spitze stehenden Quadraten) gemessen; dieses Profil zeigt eine bereits fast vollständig wiederhergestellte

Temperatur. Nach 200ms (Punkt-gestrichelt mit Dreiecken) ist das Temperaturprofil nicht mehr von dem ursprünglichen zu unterscheiden.

Stromprofil und Sägezahnaktivität

Die Verteilung des Stroms über den Entladungsquerschnitt ist eine kritische Größe und führt bei ungünstiger Verteilung zu Plasmainstabilitäten. Ein Maß für die Stromverteilung ist, wie bereits früher erwähnt, der Sicherheitsfaktor $q(r)$. Normalerweise steigt er monoton vom Zentrum der Entladung nach außen hin an. Ältere Theorien haben gefordert, daß der Sicherheitsfaktor immer größer als eins sein sollte. Ausgehend von Arbeiten in Jülich wurde gezeigt, daß diese Annahme nicht richtig ist, sondern daß auch Werte von $q_0 < 1$ im stationären Tokamakbetrieb erlaubt sind. Falls die Bedingung $q < 1$ erfüllt ist, werden in den meisten Entladungen interne Instabilitäten in der Nähe des Plasmazentrums, sogenannte Sägezahnaktivitäten (z.B. ausgeprägt im Verhalten der Elektronentemperatur) beobachtet. Es wurde schon im vorherigen Abschnitt darauf hingewiesen, daß nach der Pelletinjektion die Sägezahnaktivität vorübergehend stoppen kann. Daher wurde der Frage nachgegangen, ob dies durch eine Veränderung des Stromprofils verursacht wird. Das wäre gleichbedeutend mit einer Variation von q_0 . Nach Gleichung 2.1 ändert sich zusammen mit der Elektronentemperatur auch der Widerstand des Plasmas. Da der Gesamtstrom konstant gehalten wird, erhöht sich die Umfangsspannung. In Abbildung 2.4 ist der Sicherheitsfaktor im Zentrum (q_0) dargestellt. Entgegen den obigen Ausführungen ändert sich q_0 bei der Pelletinjektion nicht und bleibt für längere Zeit kleiner als eins. Trotzdem werden die Sägezähne stabilisiert. Nach etwa 100ms wird wahrscheinlich Chlor im Zentrum der Entladung akkumuliert, dadurch ändert sich die Widerstandsverteilung im Plasma und q_0 steigt an. Mit Wiedereinsetzen der Sägezähne wird das Chlor aus dem Zentrum verdrängt, und die Stromverteilung strebt wieder dem Ausgangszustand zu.

In Abbildung 2.5 sind die Elektronendichten und Elektronentemperaturen an verschiedenen radialen Positionen im Zentrum und außerhalb der $q = 1$ -Fläche dargestellt. Das zentrale Dichtesignal bei $R = 175\text{cm}$ zeigt eine Sägezahnaktivität - außer nach der Pelletinjektion -, also langsame Anstiege gefolgt von schnellen Abfällen. Außerhalb der $q = 1$ -Fläche sind invertierte Sägezähne zu sehen. Dabei steigt das Dichtesignal bei jedem Abfall im Zentrum schnell an und fällt danach langsam ab. Abbildung 2.5 zeigt, daß die Sägezahnaktivität sowohl Auswirkungen auf die Elektronendichte als auch auf die Elektronentemperatur hat. In dieser Entladung führt die Pelletinjektion zu einer kompletten Unterdrückung der Sägezahnaktivität (wie in Abbildung 2.5 zu sehen). In anderen Entladungen hat die Pelletinjektion zu

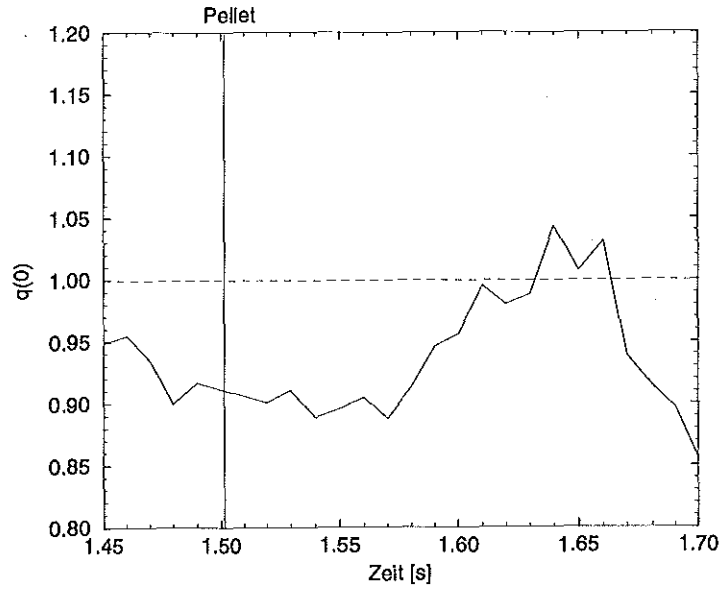


Abbildung 2.4: Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51$ s, zentraler Sicherheitsfaktor q_0

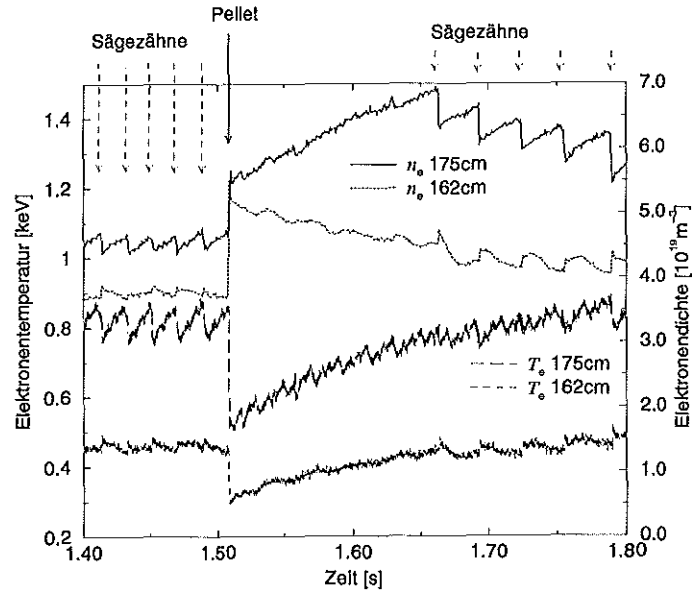


Abbildung 2.5: Entladung Nr. 68304, zentrale liniengemittelte Elektronendichte bei $R = 1.75$ m, liniengemittelte Elektronendichte außerhalb der $q = 1$ -Fläche bei $R = 1.62$ m, zentrale Elektronentemperatur bei $R = 1.75$ m und Elektronentemperatur außerhalb der $q = 1$ -Fläche bei $R = 1.62$ m einer ohmschen Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51$ s

einer Trennung von Energie und Teilchentransport geführt [HFK⁺98]. Dabei ist ein Sägezahnabbruch auf dem Elektronentemperatursignal vorhanden, aber nicht auf dem Elektronendichtesignal.

2.3 Diskussion

Bei der Entladung aus Abbildung 2.1, ist das Pellet 27cm tief in das Plasma eingedrungen und hat das Plasmazentrum nicht erreicht. Trotzdem ist das zentrale Elektronendichtesignal angestiegen³. Der Anstieg ist schneller, als ein normaler diffusiver Transport erklären könnte, und einem nicht lokalen Transport von Energie sehr ähnlich, der auch an anderen Experimenten beobachtet wurde [GRB⁺95, MdBdK⁺97], nur daß es sich hierbei um einen Transport von Teilchen handelt, der sehr viel schneller ist als die sonst im Plasma beobachteten. Ähnlich wie die Dichte verhält sich auch die Elektronentemperatur, die im Plasmazentrum absinkt, bevor ein diffusiver Transport die Energie aus dem Zentrum nach außen geleitet haben könnte. Dabei handelt es sich möglicherweise um vor dem Pellet laufende Kältepulse [Gro87].

Trotz dieser schnellen Transportprozesse stellt das ohmsche Plasma ein abgeschlossenes System dar. Die Energie wird zwar aus dem Plasma heraus auf das Pellet übertragen, aber die Summe der Plasma- und Pelletenergie bleibt konstant. Das Elektronentemperaturprofil bleibt nach der Pelletinjektion selbstähnlich. Durch das Zuspitzen des Dichteprofiles nimmt der Plasmadruck im Zentrum und damit auch die innere Energie des Plasmas zu. Dies wird unterstützt durch das Ausbleiben der Sägezahnaktivität, so daß dieser zusätzliche Transport ausfällt. Ähnliche Beobachtungen werden von anderen Experimentieranlagen berichtet [GBC⁺86, KBF⁺88, SMW⁺88, GGM⁺84].

³Es handelt sich hierbei nicht um einen Meßfehler, obwohl die Messung der Elektronendichte auf der Annahme einer toroidal und poloidal symmetrischen Dichteverteilung beruht. Die Meßwerte werden nur einer toroidalen Position gewonnen und müssen Aufgrund der linienintegrierten Messung entabelt werden. Diese Voraussetzungen sind auf Zeitskalen $< 1\text{ms}$ nicht erfüllt. Aus dem weiteren streng monoton steigenden Verlauf des Signals kann aber geschlossen werden, daß die Dichteerhöhung tatsächlich stattgefunden hat, nur der genaue Zeitverlauf ist unbekannt.

Kapitel 3

Einfluß von Pellets auf L-Mode Plasmen

3.1 L-Mode

Experimentell wird beobachtet, daß der Einschluß des Plasmas durch starke externe Heizung verringert wird. Der sich normalerweise ergebende Zustand wird L-Mode¹ genannt. Durch geschickte Experimentführung kann dieser verbessert werden. Abhängig von der Randbedingungen werden diese Zustände H-Mode, VH-Mode oder RI-Mode genannt. Mit wachsender Heizleistung wird der Energieeinschluß möglicherweise durch einsetzende Mikroinstabilitäten verringert. Eine experimentell gewonnene Skalierung für L-Mode Entladungen ist in Gleichung 3.1 beschrieben.

$$\tau_E^{\text{ITER89-P}} = 0.048 M^{0.5} I_P^{0.85} R^{1.5} a^{0.3} \kappa^{0.5} \bar{n}_e^{0.1} B_T^{0.2} P_L^{-0.5} \quad (3.1)$$

Bei Gleichung 3.1 sind folgende Bezeichnungen benutzt worden: τ_E = Energieeinschlußzeit, M = Massenzahl des Plasmas, I_P = Plasmastrom, R = großer Radius, a = kleiner Radius, κ = Elongation des Plasmas, $\bar{n}_e$ = liniengemittelte zentrale Elektronendichte, B_T = toroidales Magnetfeld und P_L = Leistung der gesamten Heizung.

Die Energieeinschlußzeit wächst mit dem Plasmastrom und sinkt mit der Wurzel der Heizleistung. Die Abhängigkeit von der Elektronendichte ist schwach. Ein Beispiel für ein Plasma mit mäßigem Einschluß ist in Abbildung 4.1 zu finden². Die signifikantesten Änderungen durch Einschalten der externen Heizung im Plasma sind eine starke Erhöhung der Temperatur und eine

¹Low Confinement Mode

²Erklärungen zur Abbildung in Kapitel 4.1.2

Absenkung der Energieeinschlußzeit. Die Erhöhung des Teilchen- und Energietransports durch Mikroinstabilitäten (Überblick in [CW94]) hat auch eine Auswirkung auf das Verhalten des Plasmas nach Pelletinjektion und wird im folgenden beschrieben.

3.2 Auswirkungen der Pelletinjektion auf L-Mode Plasmen

In Abbildung 3.1 sind die zentrale Elektronendichte, der Profilformfaktor und die totale Anzahl der Elektronen für eine L-Mode Entladung mit bei $t = 2.02\text{s}$ injiziertem Pellet eingezeichnet. Die in der oberen Spur dargestell-

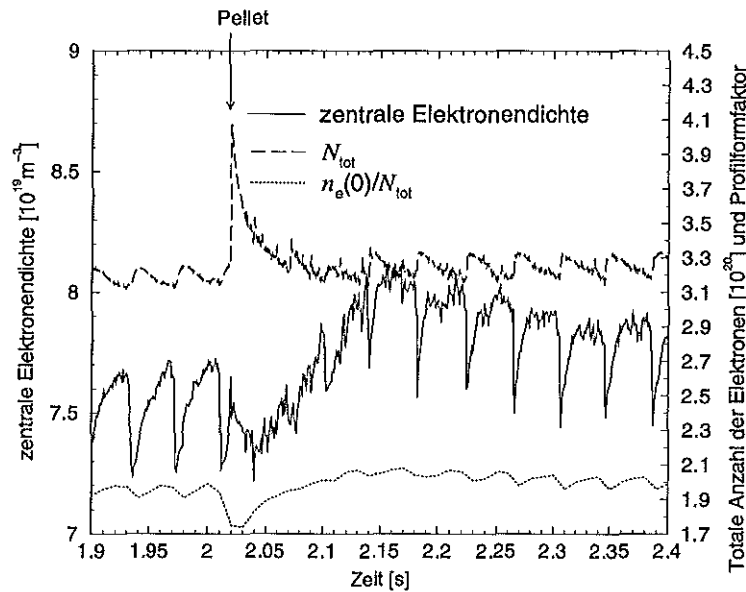


Abbildung 3.1: Entladung Nr. 71913, L-Mode Entladung mit Pellet bei 2.02s, totale Anzahl der Elektronen, zentrale Elektronendichte und Profilformfaktor

te totale Anzahl der Elektronen steigt durch die Pelletinjektion stark an. Danach fällt sie schneller ab als in einer ohmschen Entladung und erreicht nach ca. 50ms wieder den ursprünglichen Wert. Die in der mittleren Zeitspur dargestellte zentrale Elektronendichte wird zum Zeitpunkt der Pelletinjektion nicht erhöht, steigt aber danach innerhalb von 100ms leicht an. Innerhalb der Zeit von zwei Sägezahnperioden sind keine Sägezahnabbrüche auf dem zentralen Elektronendichtesignal sichtbar. Die Verbreiterung des Dichteprofiles durch die Pelletinjektion mit anschließender Relaxation zeigt der in der un-

teren Zeitspur dargestellte Profilformfaktor. Durch die Pelletinjektion ändert sich der Wert nur in sehr geringem Umfang.

In Abbildung 3.2 sind die zentrale Elektronentemperatur, die diamagnetische Energie sowie die zentrale Elektronendichte dargestellt. Das Pellet wird

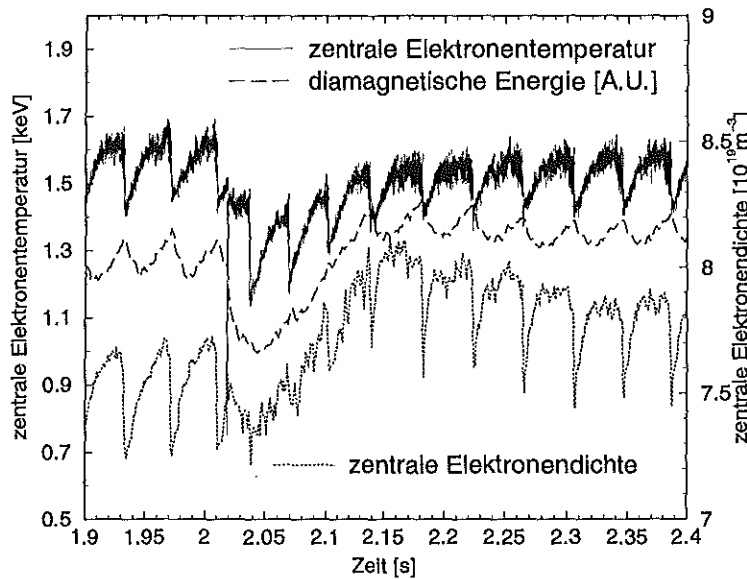


Abbildung 3.2: Entladung Nr. 71913, L-Mode Entladung mit Pellet bei 2.02s, zentrale Elektronentemperatur, diamagnetische Energie und zentrale Elektronendichte

in diese Entladung zur Zeit eines langsamen Anstiegs der Plasmaparameter während eines Sägezahns injiziert. Bei der in der oberen Zeitspur dargestellten Elektronentemperatur führt das Pellet zu einer Abnahme und einem Ausbleiben eines weiteren Anstiegs. Dadurch werden die mittlere Elektronentemperatur und damit auch die als mittlere Zeitspur dargestellte innere Energie durch den nächsten Sägezahnabbruch reduziert. Alle Plasmagrößen relaxieren wieder nach kurzer Zeit.

3.3 Diskussion

Der Effekt der Pelletinjektion auf L-Mode Plasmen bezüglich Energieeinschluß, Dichte oder Temperatur ist gegenüber den ohmschen Plasmen deutlich reduziert. Hierbei spielen in erster Linie die beiden folgenden Einflüsse eine Rolle:

1. Die erhöhte Elektronentemperatur führt zu einer stärkeren Ablation. Dadurch wird die Eindringtiefe des Pellets reduziert und das Teilchendepositionsprofil ändert sich.
2. Der erhöhte, auswärts gerichtete radiale Transport in der L-Mode verhindert einen Transport von Teilchen in das Plasmaminnere, so daß ein Zuspitzen des Elektronendichteprofiles nicht stattfinden kann.

Insgesamt ist durch Änderung der Plasmabedingungen der Einfluß des Pellets auf das Plasma deutlich gesunken. Eine Verbesserung des Energieeinschlusses findet nicht mehr oder deutlich reduziert statt. Dies entspricht dem Verhalten an anderen Experimentieranlagen wie z.B. an ASDEX [GFG⁺88]. Bei Entladungen mit geringerer externer Heizleistung kann eine transiente Verbesserung des Plasmaeinschlusses wie z.B. an JET [MBB⁺89] auch an TEXTOR-94 erreicht werden.

Kapitel 4

Auswirkungen der Pelletinjektion auf strahlungsgekühlte Plasmen

4.1 Strahlungsgekühlte Plasmen mit verbessertem Einschluß

4.1.1 Einführung

Der Energieeinschluß eines L-Mode Plasmas kann in bestimmten Parameterbereichen verbessert werden. An Experimenten mit Divertor hat ein H-Mode¹ Plasma [WBB⁺82] einen um einen Faktor zwei verbesserten Energieeinschluß. Dies ist verbunden mit einem flachen Dichteprofil und einem steilen Druckgradienten am Plasmarand, der innere Moden, sogenannte ELMs² verursachen kann. Diese Moden bewirken einen starken Teilchen- und Energietransport am Rand. Eine experimentell gewonnene Skalierung der Energieeinschlußzeit ist in Gleichung 4.1 dargestellt.

$$\tau_E^{\text{ITER93-H}} = 0.022 I_P^{0.76} B_T^{0.15} P_L^{-0.7} M^{0.30} R^{2.60} \bar{n}_e^{0.42} \epsilon^{0.30} \kappa^{1.05} \quad (4.1)$$

Bei Gleichung 4.1 sind folgende Bezeichnungen benutzt worden: τ_E = Energieeinschlußzeit, I_P = Plasmastrom, B_T = toroidales Magnetfeld, P_L = Leistung der gesamten Heizung abzüglich der Strahlungsverluste durch Ladungsaustausch und einem $\frac{dE}{dt}$ -Term, M = Massenzahl des Plasmas, R = großer Radius, $\bar{n}_e$ = liniengemittelte zentrale Elektronendichte, $\epsilon = \frac{a}{R}$ = inverses Aspektverhältnis und κ = Elongation des Plasmas.

¹High Confinement Mode

²Edge Lokalized Modes

An TEXTOR-94 wurde eine andere Art von Entladungen mit gutem Einschluß, die RI-Mode³ [MOS⁺96, MOU⁺97], entdeckt. Bei diesen stark extern geheizten Plasmen werden Verunreinigungen mit mittlerem⁴ Z zugeführt. Dadurch entsteht ein weitgehend poloidal und toroidal symmetrischer Strahlungsmantel, der bis zu 95% der Heizleistung abstrahlt und so die Wärmelast auf den Limiter reduziert. Mit Zugabe von Neon in das Plasma verbessern sich auch die Energie- und Teilcheneinschlußzeiten. Verglichen mit H-Mode oder L-Mode Plasmen verfügen die RI-Mode Plasmen über zugespitzte Dichteprofile und eine zur Elektronendichte proportionale Skalierung [OMU⁺97] für die Energieeinschlußzeit (Gleichung 4.3).

$$\tau_E^{\text{RI-Mode}} = \frac{\bar{n}_e}{n_{e,\text{Greenwald}}} \cdot \tau_E^{\text{ITER93-H}} \text{ mit} \quad (4.2)$$

$$n_{e,\text{Greenwald}} = \frac{I_P}{\pi a^2} \text{ für TEXTOR-94} \quad (4.3)$$

Bei Gleichung 4.3 werden folgende Größen benutzt: $\bar{n}_e$ = liniengemittelte zentrale Elektronendichte, $\tau_E^{\text{ITER93-H}}$ = Energieeinschlußzeit berechnet nach der ITER93-H Skalierung und $n_{e,\text{Greenwald}}$ = die Dichte des Greenwald-Dichtelimits [GTW⁺88]. In der Berechnung der Greenwalddichte werden der Plasmastrom (I_P) und der kleine Radius (a) benutzt.

4.1.2 Übergang von L-Mode zu RI-Mode Plasmen

Der Verlauf einer L-Mode Entladung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. In dem unteren Graphen ist die Heizleistung eingezeichnet. Die Entladung wird bis $t = 1\text{s}$ ausschließlich durch den Plasmastrom geheizt. Danach wird die Leistung der ICRH-Heizung erhöht und bei $t = 1.2\text{s}$ die Neutralteilchenheizung eingeschaltet. Die Heizleistung ist bis $t = 5\text{s}$ bei ca. 3MW stabil. Dann werden die externen Heizungen abgeschaltet und die Entladung beendet. In dem nächsten Graphen (von unten) ist die Intensität der Neon-VIII-Linie eingetragen, die hier den Betrag Null aufweist, da kein Neon eingelassen wurde. Als nächstes ist das Verhältnis von abgestrahlter Leistung zur Heizleistung ($\gamma = \frac{P_{\text{Strahlung}}}{P_{\text{total}}}$) dargestellt. In Abbildung 4.1 beträgt die abgestrahlte Leistung ca. 40% der Heizleistung an und ist verglichen mit einer RI-Mode Entladung gering.

³Radiative Improved Mode

⁴An TEXTOR-94 z.B. Neon oder Argon

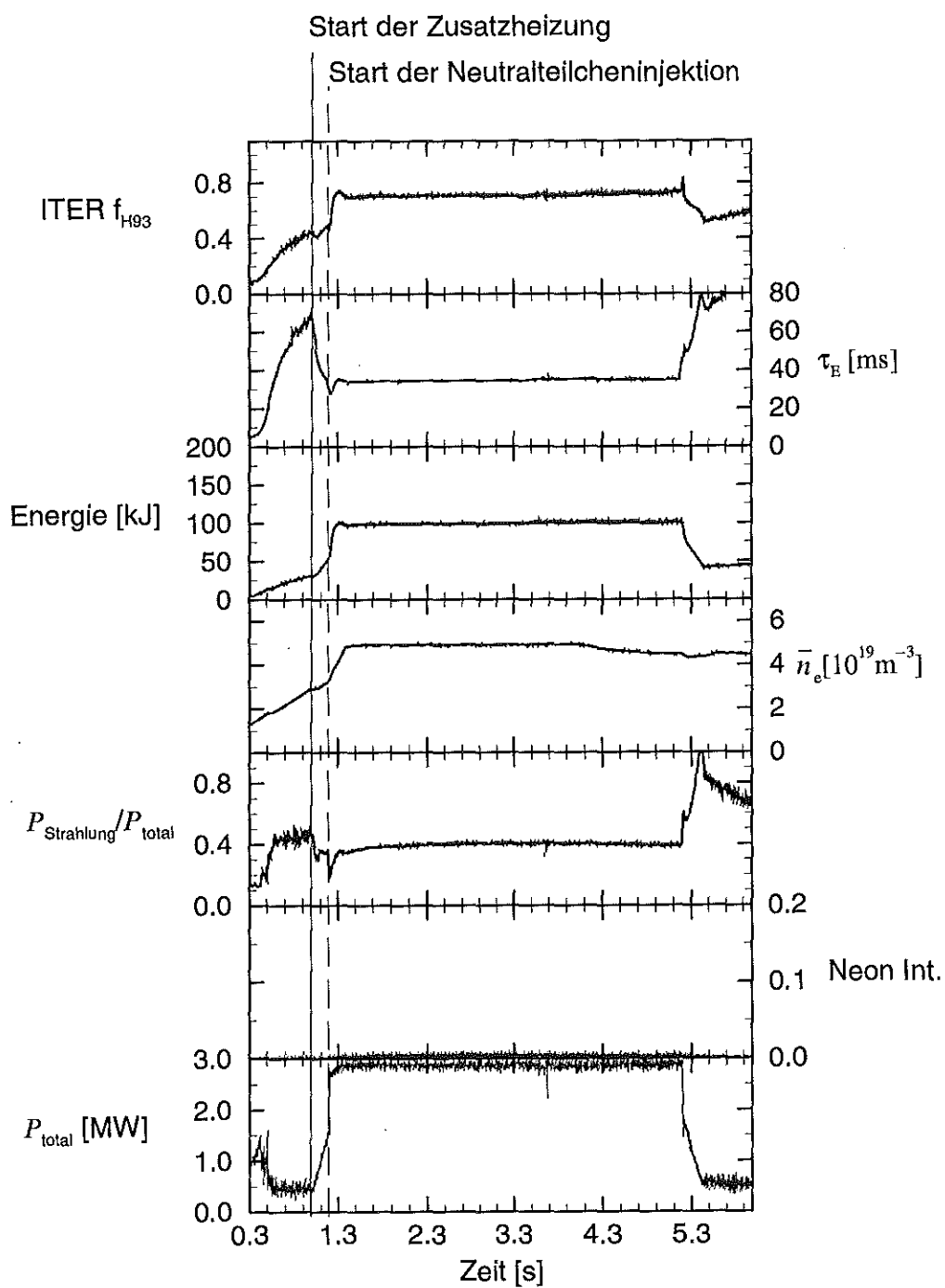


Abbildung 4.1: Entladung Nr. 68812, L-Mode

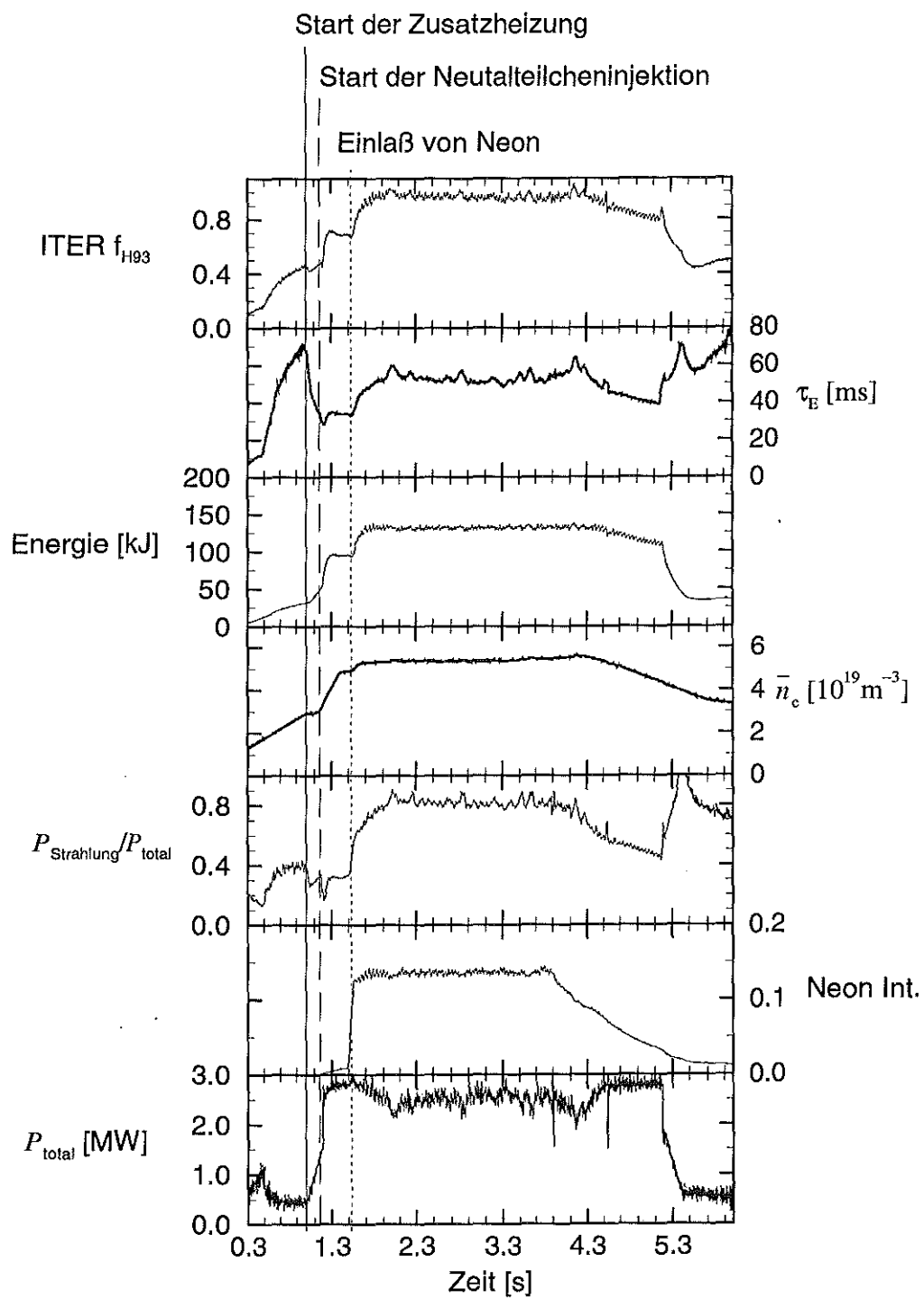


Abbildung 4.2: Entladung Nr. 68804, RI-Mode

Die liniengemittelte zentrale⁵ Elektronendichte ist als nächstes eingetragen. Sie steigt durch Einschalten des Neutralteilcheninjektors⁶ auf ca. $5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ an. Die diamagnetische Energie, die im nächsten Graphen zu sehen ist, steigt mit zunehmender Heizleistung und bleibt dann bei ca. 100kJ konstant.

Die Energieeinschlußzeit, berechnet als $\tau_E = \frac{E_{dia}}{P_{total}}$, fällt mit dem Einschalten der Zusatzheizung stark ab und bleibt dann bei ca. 35ms konstant. Als letztes folgt der ITER- f_{H93} -Faktor; diese Größe stellt das Verhältnis von der gemessenen Energieeinschlußzeit zu einer durch die ITER93-H Skalierung[TCC⁺94](Gleichung 4.1) errechneten dar und folgt im wesentlichen der diamagnetischen Energie. Diese Größe wird im weiteren dazu verwendet, die Güte des Einschlusses bei verschiedenen zusatzgeheizten Plasmen zu vergleichen.

In Abbildung 4.2 ist eine Entladung mit Strahlungskühlung und verbessertem Energieeinschluß dargestellt. Das Plasma wurde unter gleichen äußeren Bedingungen gestartet wie das in Abbildung 4.1, die Eigenschaften des Plasmas haben sich mit der Zugabe von Neon geändert. Die Aufteilung der Abbildung 4.2 ist identisch zu der in Abbildung 4.1, so daß im weiteren nur auf Änderungen eingegangen wird, die durch die Zugabe von Neon verursacht werden.

Die Neonzugabe beginnt bei $t = 1.5\text{s}$ und verursacht einen starken Anstieg in der abgestrahlten Leistung, die bis auf ca. 80% der von außen zugeführten Heizleistung steigt. Durch die Ausbildung eines Strahlungsmantels verbessert sich die Energieeinschlußzeit im Plasma. In Abbildung 4.2 steigen die diamagnetischen Energie, die Energieeinschlußzeit und der f_{H93} -Skalierungsfaktors an. Bei Erreichen einer vorher eingestellten Energie, in Abbildung 4.2 sind es 130kJ, wird durch einen Regelungsmechanismus die ICRH-Heizleistung reduziert. So wird verhindert, daß das β einen Grenzwert erreicht. Zusammen mit dem Energieeinschluß wird auch der Teilcheneinschluß verbessert, woraus die Erhöhung der zentralen liniengemittelten Elektronendichte resultiert.

4.1.3 Physikalische Grundlagen der RI-Mode

Die Experimente zur RI-Mode haben gezeigt, daß die ursächliche Wirkung von den zugegebenen Verunreinigungen ausgeht, die dann zu einem Zustand mit spitzen Elektronendichteprofilen führt. Von M. Tokar wurde die Änderung im Plasmatransport durch die Unterdrückung der sogenannten toroidalen Ionentemperaturgradienten-Instabilität (ITG = Ion Temperature Gra-

⁵bei $R=175\text{cm}$

⁶Der Neutralteilcheninjektor liefert Teilchen, die das Plasmaminnere nachfüllen.

dient Instability) [TJU98] erklärt, die dann die Verbesserung des Energieeinschlusses in der RI-Mode bewirkt. Für die Reduzierung der Anwachsrate der ITG-Instabilität spielt in erster Linie der starke Gradient des Elektromagnetfeldprofils eine Rolle. Um den steilen Gradienten zu erzeugen, wird ein einwärts gerichteter Transport von Teilchen benötigt, der möglicherweise durch eine Instabilität gefangener Elektronen entsteht (DTE = Dissipative Trapped Electron Mode) [TJW⁺99]. Dabei sind die Gradienten der zugegebenen Verunreinigungsspezies besonders wichtig, da sie das Verhältnis des Transports von ITG zu DTE bestimmen. Außerdem unterstützen die Gradienten der Verunreinigungsspezies eine Unterdrückung der ITG.

Weiterhin können radiale elektrische Felder die Verringerung des Energietransports im Plasma unterstützen [Bur97, SBB⁺97]. In diesem Fall wird davon ausgegangen, daß die Instabilitäten konvektive Zellen bilden, die eine bestimmte radiale Ausdehnung besitzen. Wenn nun ein verscherter Fluß von außen diese konvektiven Zellen verformt, kann die radiale Verbindung gestört und damit der Transport über die konvektive Zelle reduziert werden. Eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit kann durch ein radiales elektrisches Feld erzeugt werden, wobei zum Erreichen einer Verscherung das Feld einen Gradienten aufweisen muß. Das radiale elektrische Feld ergibt sich aus der radialen Kraftbilanz unter Einbezug der verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten und wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \nabla p - v_p \cdot B_T + v_T \cdot B_p \quad (4.4)$$

Die benutzten Größen sind hierbei: Ionendichte der Spezies i n_i , Ladungszahl der Spezies i Z_i , Plasmadruck p , toroidale Rotationsgeschwindigkeit v_T , poloidales Magnetfeld B_p , poloidale Rotationsgeschwindigkeit v_p und das toroidale Magnetfeld B_T .

Für die RI-Mode sind dabei die Abhängigkeit von der toroidalen Rotation, die durch die tangentielle Injektion von schnellen Neutralteilchen erzeugt wird, und die Abhängigkeit vom Druckprofil von Interesse. Eine Verscherung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit wirkt dabei auf alle Instabilitäten und ist in jedem Fall vorteilhaft.

Da die radiale Auflösung der Iontemperatur und der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit nicht hoch genug ist, ist bislang unklar, ob es sich bei der Reduzierung des Transports in der RI-Mode um einen lokalisierten Effekt (Transportbarriere) oder um einen radial weiter ausgedehnten Effekt handelt.

4.2 Änderung der Plasmaparameter nach Pelletinjektion in der RI-Mode

4.2.1 Charakteristische Eigenschaften

Überblick

Die zur Elektronendichte proportionale Skalierung der Energieeinschlußzeit der RI-Mode macht diesen Plasmazustand sehr interessant für die Injektion von Pellets. Eine Entladung unter RI-Mode Bedingungen und einem injizierten Pellet ($N = 7 \cdot 10^{19}$ Teilchen, $v = 960\text{m/s}$, $d = 27\text{cm}$) bei $t = 2.05\text{s}$ ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Der untere Graph von Abbildung 4.3 zeigt die zugeführte Heizleistung; durch Erhöhen der ICRH-Leistung steigt sie ab $t = 0.8\text{s}$ an, erreicht durch Neutralteilcheninjektion bei $t = 1\text{s}$ das Maximum von 2.23MW und bleibt dann bis $t = 3\text{s}$ stabil. Diese Entladung wurde ohne Regelung der Heizleistung auf den Energieinhalt des Plasmas durchgeführt. Die nächste Zeitspur zeigt die Intensität der Neon-VIII Linie, die durch Zugabe von Neon bei $t = 1.3\text{s}$ stark ansteigt. Als nächstes ist das Verhältnis von abgestrahlter Leistung zur Heizleistung eingezeichnet, das mit Einlaß des Neons von 35% auf 70% anwächst. Durch die Injektion des Pellets steigt die abgestrahlte Leistung an und fällt in 200ms auf einen gegenüber dem ursprünglichen erhöhten Wert.

Die als nächstes eingezeichnete liniengemittelte zentrale Elektronendichte steigt bis ca. $t = 1.5\text{s}$ an und bleibt dann bis zur Injektion des Pellets konstant. Die Pelletinjektion erhöht die Dichte, welche danach wieder abnimmt und ein zeitliches Minimum erreicht. Danach steigt das Dichtesignal innerhalb von 200ms auf einen mit dem ursprünglichen Wert verglichen erhöhten Wert. Die nächste Zeitspur stellt die diamagnetische Energie dar, die mit Einschalten der Zusatzheizung und mit Einlaß des Neons ansteigt. Die Injektion des Pellets führt zu einem weiteren Anstieg des Energiesignals, das zur selben Zeit wie die Dichte einen neuen stationären Wert erreicht. Die im nächsten Graphen dargestellte Energieeinschlußzeit ist zwischen $t = 1\text{s}$ und $t = 3\text{s}$ zur Energie proportional. Der im oberen Graphen dargestellte f_{H93} -Skalierungsfaktor steigt mit Injektion auf den Wert eins und zeigt, daß der Energieeinschluß genau so gut wie in einer ELM-freien H-Mode unter gleichen Bedingungen wäre. Er zeigt auch, daß die Verbesserung des Energieeinschlusses bis zum Ende der zusatzgeheizten Phase anhält.

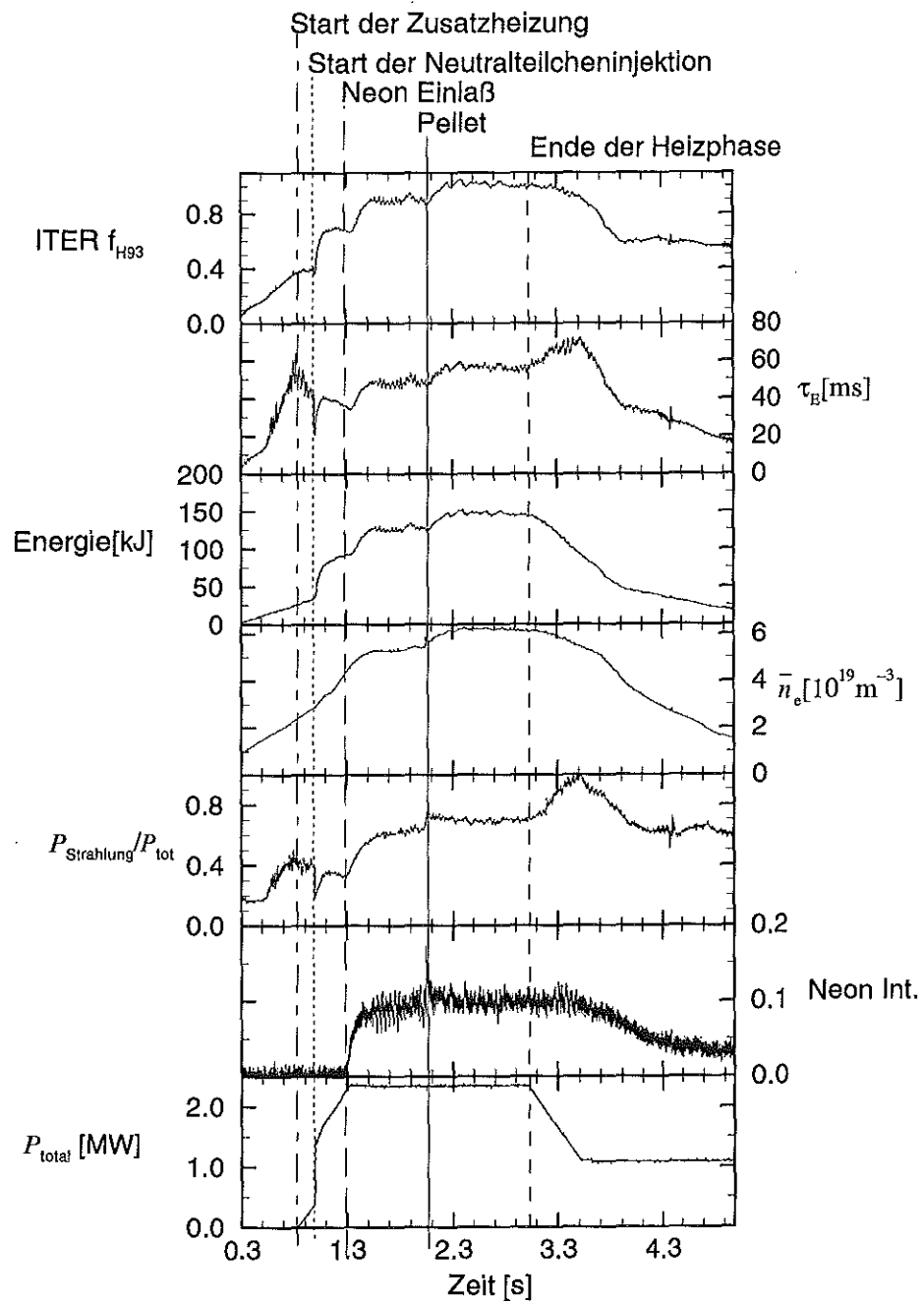


Abbildung 4.3: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s

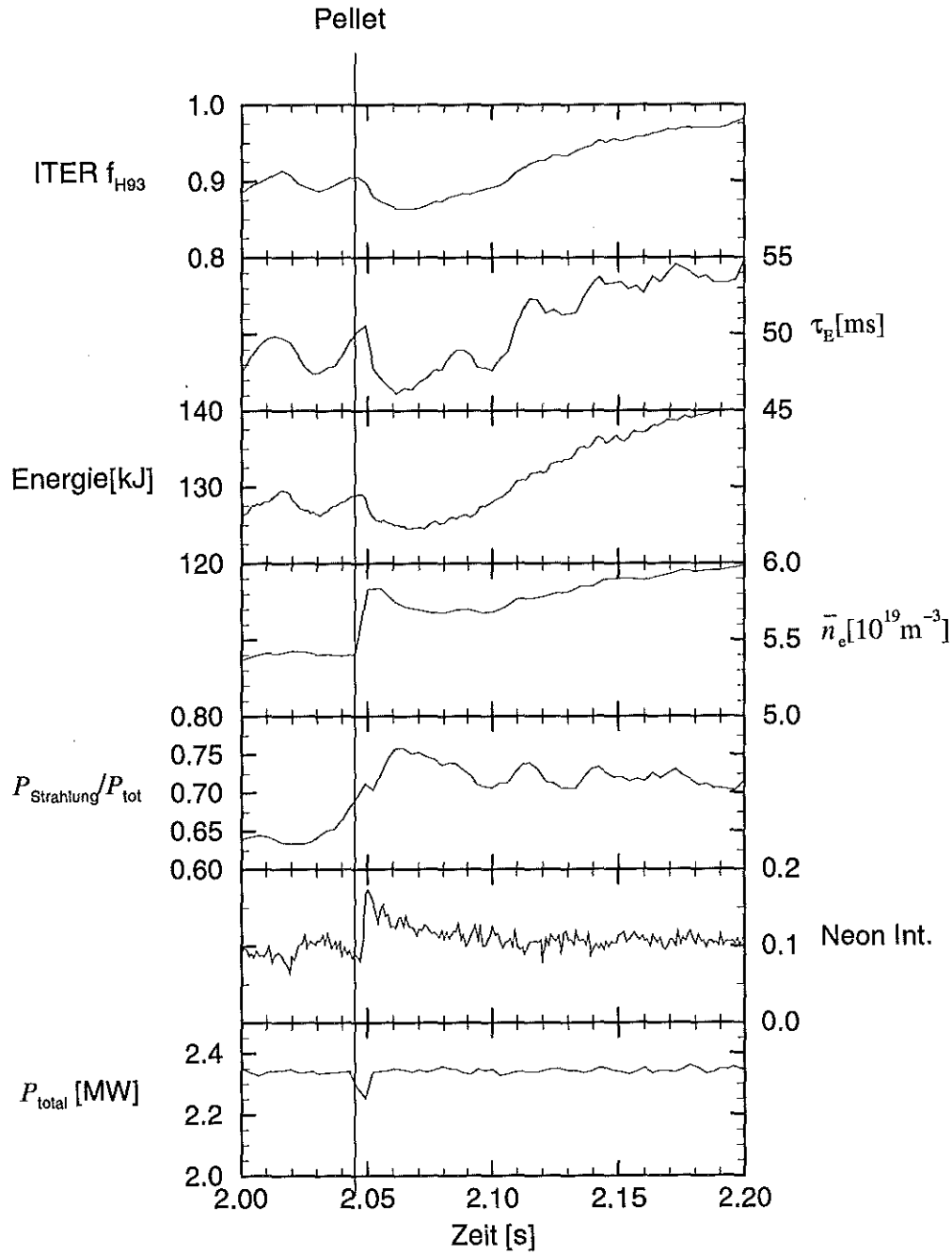


Abbildung 4.4: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Zeitausschnitt

Verhalten direkt nach der Pelletinjektion

In Abbildung 4.4 ist der interessante Zeitabschnitt in derselben Aufteilung wie in Abbildung 4.3 zeitlich gedehnt dargestellt. Die Heizleistung ist für kurze Zeit verringert, da eine der beiden ICRH-Antennen die Leistung reduziert hat. Durch die starke Dichteerhöhung ist die auf der Antennenzuleitung zurücklaufende Leistung verstärkt worden, so daß das Sicherheitssystem der ICRH daraufhin die Heizleistung verringert hat. Die Intensität der Neon-VIII Linie und die abgestrahlte Leistung nehmen - nachdem die Dichte durch das injizierte Pellet erhöht wurde - zu und relaxieren danach wieder.

Das Elektronendichtesignal zeigt einen starken Anstieg mit anschließender Abnahme. Es erreicht aber nicht den ursprünglichen Wert, sondern steigt nach 50ms wieder an. Das Energiesignal, die Energieeinschlußzeit und der f_{H93} -Faktor steigen nach Injektion des Pellets langsam an.

Einfluß des Pellets auf die Dichte

In Abbildung 4.5 ist die totale Anzahl der Elektronen im Plasma dargestellt. Durch die Injektion des Pellets wird sie um nahezu den gesamten

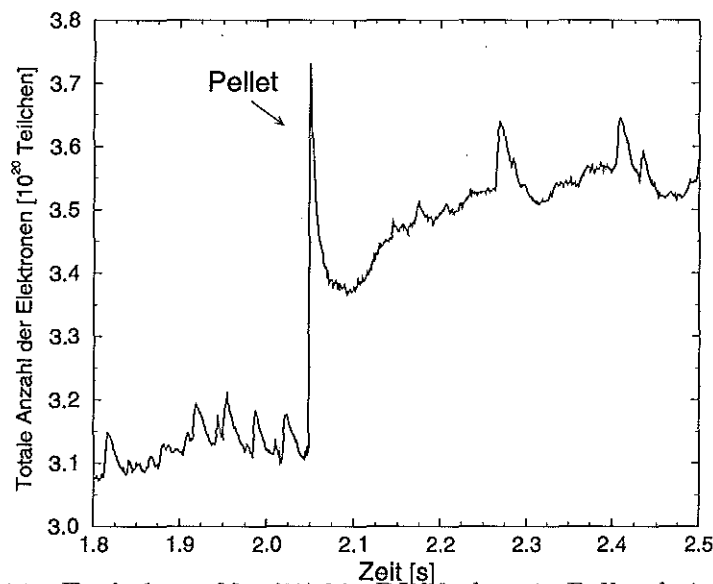


Abbildung 4.5: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, totale Anzahl der Elektronen

Teilcheninhalt des Pellets erhöht. Danach wird durch Transportprozesse im Plasma dieser Teilchenüberschuß reduziert. In der vorliegenden Entladung wird die Hälfte der vom Pellet zur Verfügung gestellten Teilchen innerhalb von 22ms wieder abgebaut. Der sonst bei L-Mode Plasmen weitergehende

Prozeß (siehe Abbildung 3.1) wird nach 20ms gestoppt und die totale Anzahl der Elektronen erreicht ein Minimum. Im weiteren Zeitverlauf steigt sie bis auf einen stationären Wert, der höher als der ursprüngliche liegt. Da hier die Gesamtelektronenanzahl betrachtet wird, kommen die Teilchen, die den Anstieg verursachen, nicht aus dem Plasma, sondern von den Limitern oder der Wand⁷.

Recycling an der Wand

Abbildung 4.6 stellt das D_α -Licht dar. Diese Linienstrahlung entsteht bei der Ionisation von Deuterium und ist ungefähr proportional zum Fluß von Neutralteilchen ins Plasma. Der Anstieg in der Intensität nach der Pelletinjektion ist prozentual genau so groß wie die Zunahme der totalen Anzahl

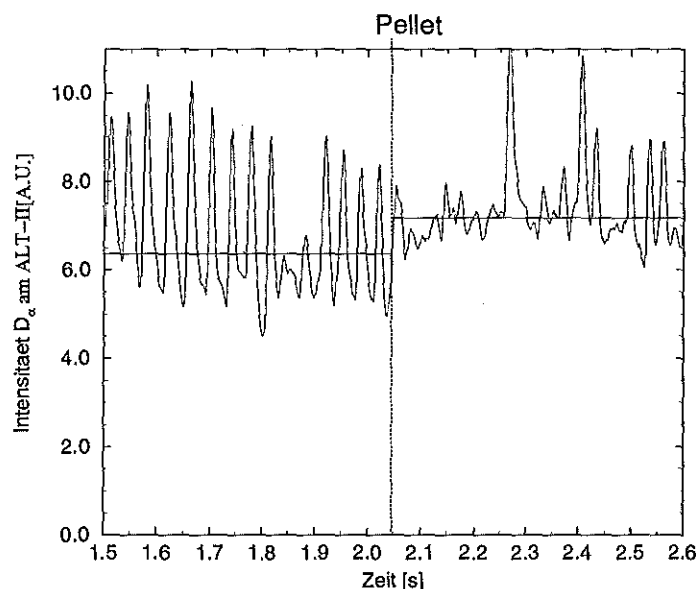


Abbildung 4.6: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, D_α gemessen vor dem ALT-II Limiter, stark gemittelt. Die periodischen Spitzen spiegeln die Sägezahnaktivität des Plasmas wieder

der Elektronen, so daß die globale Teilcheneinschlußzeit nach Gleichung 4.5, konstant bleibt.

$$\tau_p = \frac{N_{\text{tot}}}{\Gamma_p} \text{ für } n = \text{konstant} \quad (4.5)$$

⁷Es besteht die Möglichkeit, daß die Teilchen des Pellets auf der Wand abgeladen werden, aber dann wieder im Plasma aufgenommen werden, also ein indirektes Nachfüllen.

In Gleichung 4.5 wurden folgende Größen benutzt: Anzahl der Elektronen (N_{tot}) und der Fluß der Neutralteilchen ins Plasma $\Gamma_p \propto D_\alpha$ -Intensität. Die Fluktuationen haben dieselbe Frequenz wie die Sägezahnabbrüche im Plasmazentrum und stellen möglicherweise die Reaktion der Wand auf die Energieflüsse aus dem Zentrum dar.

Profileffekte

Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen die Entwicklung der Dichteprofile als Folge der Pelletinjektion. In Abbildung 4.7 stellt das durchgezogene Profil

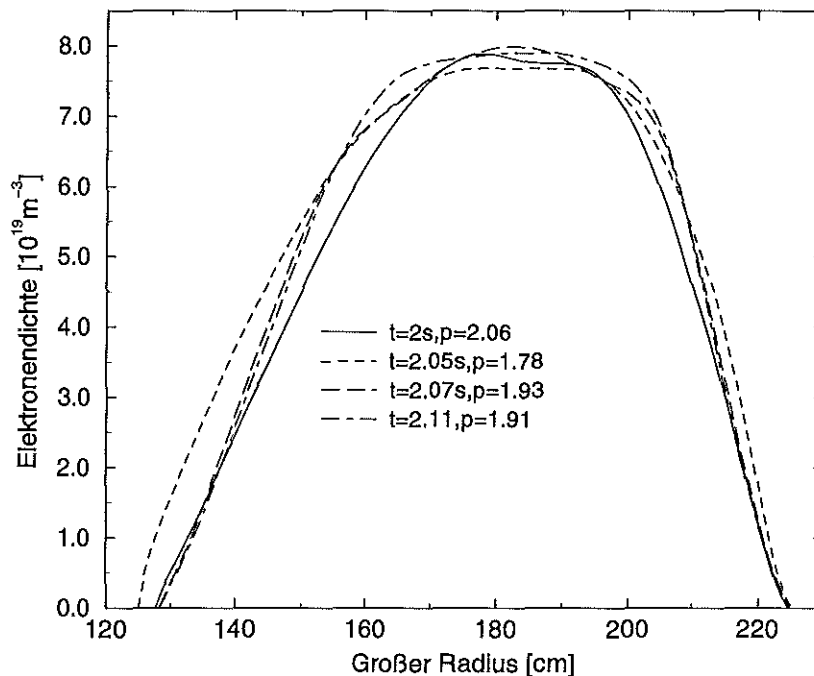


Abbildung 4.7: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Dichteprofile bei 2s, 2.06s, 2.07s und 2.11s

das Dichteprofil vor der Pelletinjektion dar.

Das injizierte Pellet ist nicht bis zum Zentrum vorgedrungen, sondern war bei einer Eindringtiefe von 24cm aufgelöst. Dadurch ist das erste Profil nach der Injektion⁸ (gestrichelt in kurzen Linien) breiter als das ursprüngliche. Das nächste Profil bei $t = 2.07s$ (mittellang gestrichelt) ist bereits spitzer, da die Dichte in den Flanken des Profils abgebaut und einige Teilchen in das Plasmazentrum transportiert wurden. Das Profil kurz hinter dem Minimum der

⁸Die Zeitdifferenz ist groß gegen die Ablationszeit und auch größer als die typische Zeit bei TEXTOR-94, um einen toroidalen Ausgleich zu schaffen

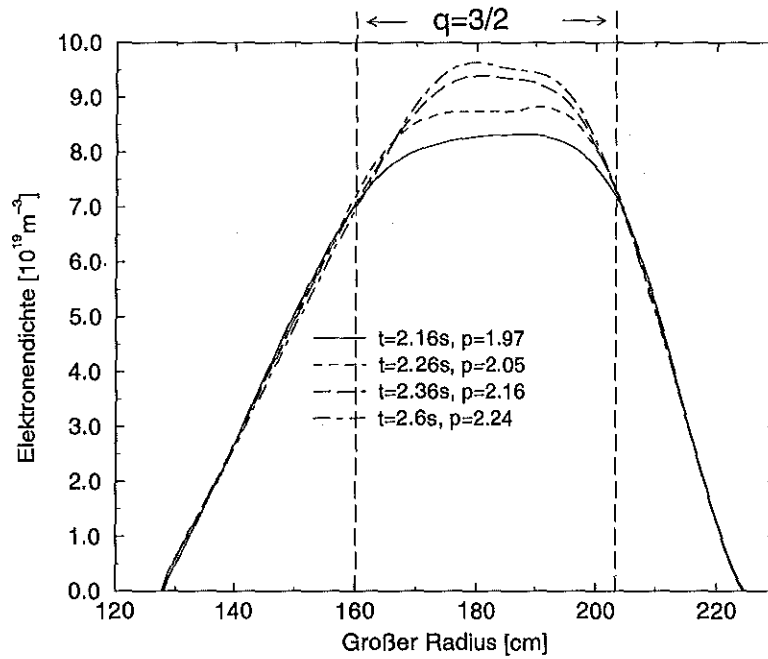


Abbildung 4.8: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Dichteprofile bei 2.16s, 2.26s, 2.36s und 2.6s

totalen Anzahl Elektronen bei $t = 2.11s$ (Lang-kurz gestrichelt) ist wiederum spitzer als das bei $t = 2.07s$. Die zentrale Dichte ist erhöht.

In Abbildung 4.8 ist der weitere Verlauf der Dichtezunahme dargestellt. Das erste Profil in diesem Graphen bei $t = 2.16s$ ist spitzer als das letzte aus Abbildung 4.7 bei $t = 2.11s$ und die nächsten beiden Profile, jeweils 100ms später, sind wiederum spitzer. Es findet keine signifikante Änderung des Profils in den Flanken statt. Das Zuspitzen des Profils wird nur durch Nettotransport von Teilchen ins Plasmazentrum und einer damit verbundenen Erhöhung der zentralen Dichte bewerkstelligt. Das Profil bei $t = 2.6s$ entspricht dem Profil der stationären Phase nach dem Pellet.

Temperatur und Z_{eff} Verhalten

In Abbildung 4.9 sind die zentrale Elektronentemperatur und die zentrale Ionentemperatur dargestellt. Das injizierte Pellet verursacht eine kurze Reduzierung der Elektronentemperatur direkt nach der Injektion. Das Plasma wird innerhalb von ca. 200ms auf den alten Wert aufgeheizt.

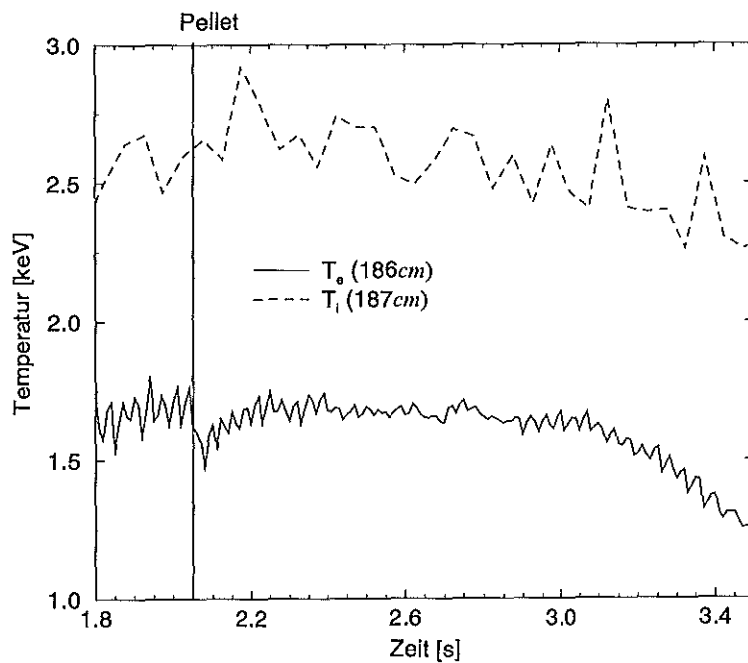


Abbildung 4.9: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentrale Elektronen- und Ionentemperatur

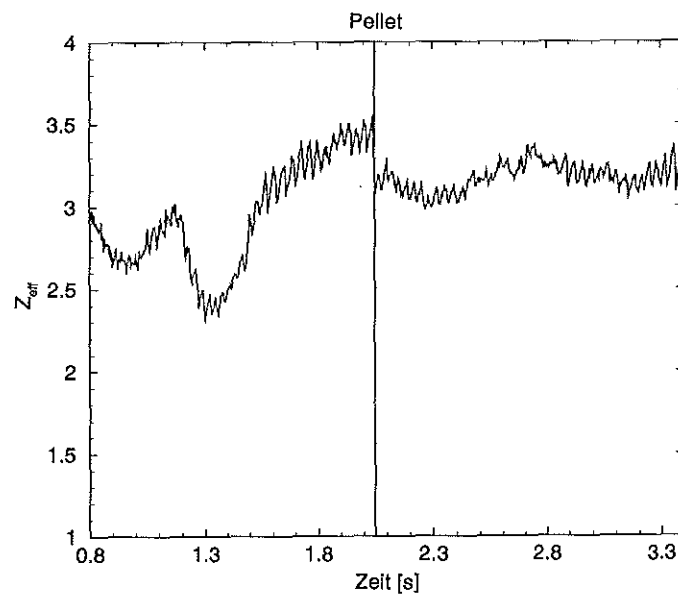


Abbildung 4.10: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentrales Z_{eff}

Bei der Ionentemperatur ist kein Effekt festzustellen⁹. Da aber die Zeitauflösung von 50ms nicht hoch ist, könnte eine Reduzierung durch das Pellet verborgen sein, zumal der zweite Meßpunkt nach dem Pellet nicht zu verwenden war. Da die Ionen- und Elektronentemperatur den ursprünglichen Wert aber bei erhöhter zentraler Dichte erreichen, ist der Plasmadruck und damit auch die diamagnetische Energie folgerichtig erhöht.

Da die Energieeinschlußzeit im Gegensatz zu den Verunreinigungskonzentrationen im Plasmazentrum angestiegen ist, haben auch die Temperaturen wieder den alten Wert erreicht. Die Messungen der Ladungsaustauschspektroskopie zeigen Konzentrationen von ca. 0.9% für Kohlenstoff und für Neon, die auch nicht durch die Injektion des Pellets verändert wurden. Das in Abbildung 4.10 dargestellte Z_{eff} ist nach Injektion des Pellets um 18% reduziert. Dies ist möglicherweise durch den Rückgang der Konzentrationen anderer Verunreinigungen wie z.B. Sauerstoff verursacht. Dies ist ein weiterer positiver Effekt, der durch das Pellet ausgelöst wird.

Als weitere positive Konsequenz der gleich gebliebenen Temperatur und des gesunkenen Z_{eff} ist die Rate der aus dem Plasma kommenden Neutronen¹⁰ (Abbildung 4.11) gestiegen.

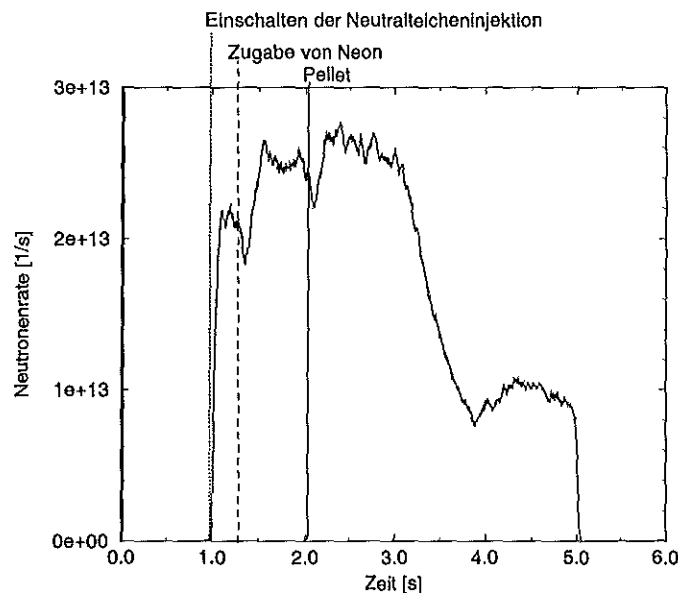


Abbildung 4.11: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Neutronenrate

⁹Die Erhöhung der Ionentemperatur ca. 100ms nach dem Pellet ist innerhalb der Fehlerbalken der Messung und muß nicht real sein.

¹⁰siehe auch Anhang A

Stromprofil, Sägezahn- und Modenaktivität

RI-Mode Plasmen verfügen im Regelfall über ein spitzeres Stromprofil als L-Mode Plasmen mit einem zentralen $q < 1$ und zeigen Sägezahnaktivität. Mit Hilfe des Polarimeters wurde auch in Entladungen mit Pelletinjektion das Stromprofil gemessen. Das in Abbildung 4.12 dargestellte q_0 ändert sich nicht durch die Injektion des Pellets, wie es auch in ohmschen Plasmen beobachtet wird (siehe auch Abbildung 2.4). In Abbildung 4.13 ist ein Profil

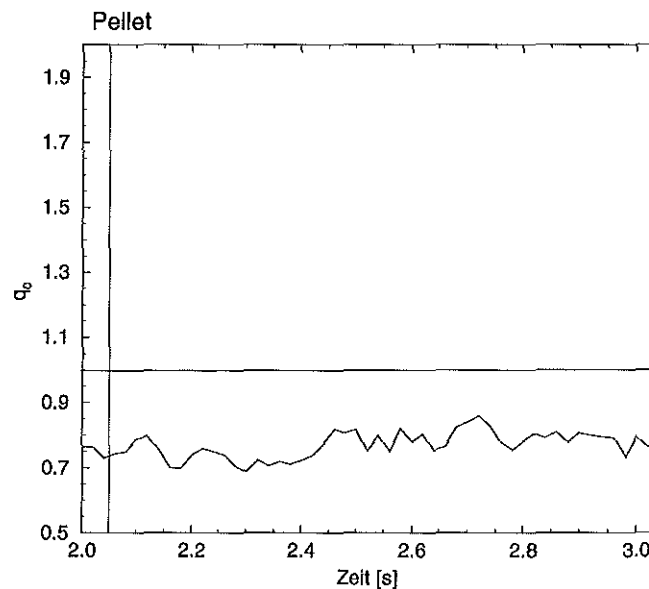


Abbildung 4.12: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentraler Sicherheitsfaktor q_0

des Sicherheitsfaktors eingezeichnet, dessen zentraler q -Wert kleiner eins ist. Das Stromprofil ändert sich während der gesamten RI-Mode-Phase nicht signifikant, was auch das q_0 in Abbildung 4.12 andeutet. Es liegt zu keiner Zeit ein flaches oder invertiertes Stromprofil vor, so daß eine andere Erklärung für dieses Phänomen gesucht werden muß, als z.B. für die PEP-Mode [SAB⁺95, BSB⁺97, MGGJ97] angegeben wurde. Es wird angenommen, daß es bei der PEP-Mode zu einer Deformierung des Stromprofils kommt und eine umgedrehte Verscherung ($q_0 > q_{\min}$) entsteht, welche den Energieeinschluß möglicherweise verbessert.

Da der zentrale Sicherheitsfaktor q_0 kleiner eins ist, können im Plasma Moden mit $m = 1, n = 1$ instabil werden, wie z.B. die Sägezahninstabilität. In Abbildung 4.14 sind einige Rohsignale des Interferometers eingezeichnet. Der zur zweiten Zeitspur von oben gehörende Kanal liegt im Plasmazentrum

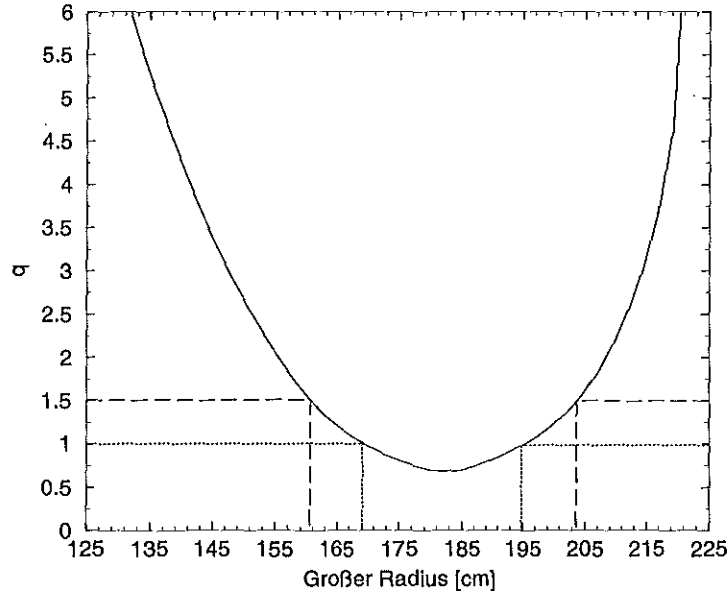


Abbildung 4.13: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Profil des Sicherheitsfaktors bei 2.26s

und das Signal zeigt keine Modenaktivität. Die erste und die dritte Zeitspur stammen von Kanälen, die in der Nähe der $q = 1$ -Fläche messen, und zeigen starke Schwingungen mit wechselnder Frequenz. Die Schwingung ist wahrscheinlich durch eine rotierende Insel auf der $q = 1$ -Fläche erzeugt worden; die gemessene Phasenlage ist konsistent zu dieser Annahme. Abgesehen von diesem Beispiel sind auch weitere Moden in der Entladung aktiv, z.B. auch eine $m = 3, n = 2$ -Mode. Das Plasma rotiert schnell in toroidaler Richtung, so daß es zu einem Aliasing bei den Meßsignalen kommen kann, das die Bestimmung der Moden erschwert. Es sind in vielen Entladungen der RI-Mode mit Pelletinjektion Moden aktiv, allerdings beeinflussen sie meistens (wie z.B. in der Entladung aus den Abbildungen 4.3 – 4.14) den Energieeinschluß nicht.

Da der zentrale Sicherheitsfaktor q_0 kleiner als eins ist, sind Sägezähne aktiv. Zwei Elektronendichtesignale und ein Elektronentemperatursignal sind in Abbildung 4.15 dargestellt und zeigen Sägezähne, die nicht durch das injizierte Pellet gestört werden.

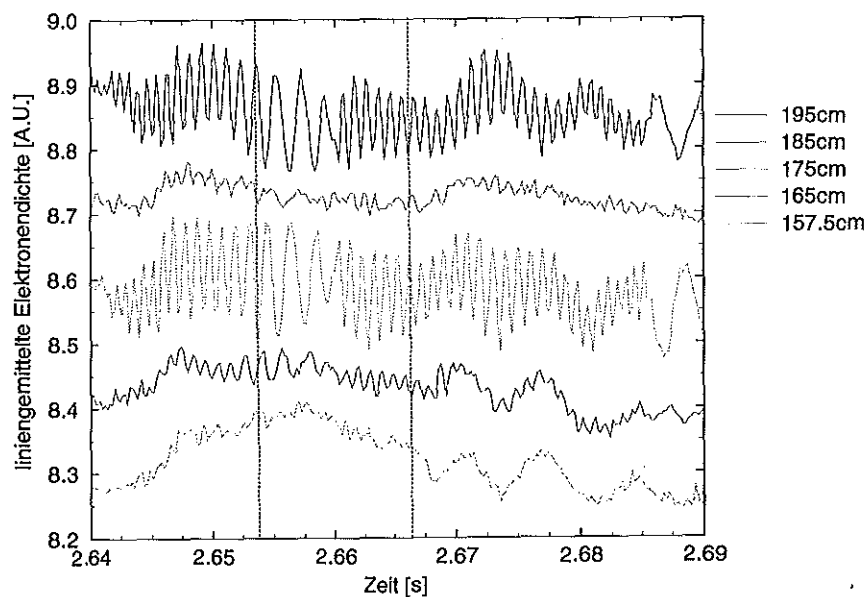


Abbildung 4.14: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Modenaktivität $m = n = 1$

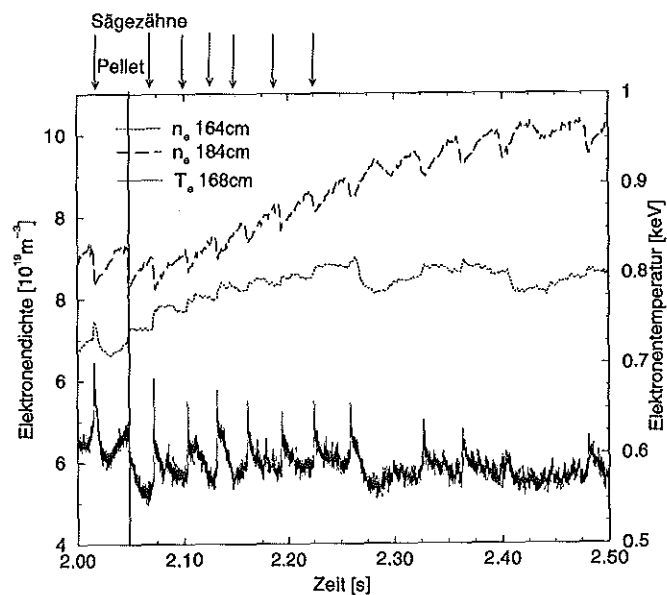


Abbildung 4.15: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Sägezahnaktivität nach dem Pellet

Verhalten der Randschicht

In Abbildung 4.16 sind die Zeitspuren der Elektronentemperatur und Dichte bei $r = 45\text{cm}$ und $r = 46\text{cm}$ eingezeichnet. Die beiden oberen Spuren stellen

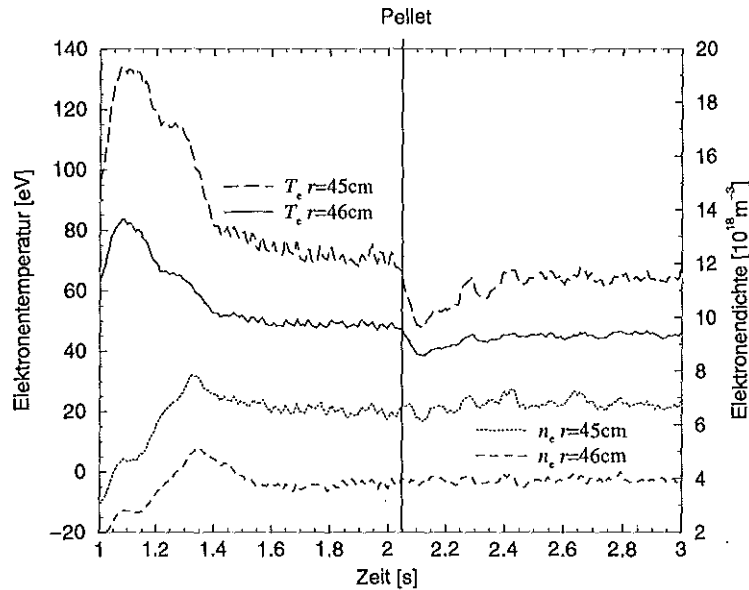


Abbildung 4.16: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektronendichte und Temperatur bei 45cm und 46cm als Zeitspuren

die Temperatur dar; das Pellet bewirkt eine signifikante Reduzierung. Nach 200ms sind die Temperaturen wieder auf nahezu den ursprünglichen Wert angestiegen. Die nächsten beiden Zeitspuren stellen die Dichte bei $r = 45\text{cm}$ und $r = 46\text{cm}$ dar, die sich durch die Injektion des Pellets nicht ändern. Allerdings könnte die Zeitauflösung von 10ms zu klein sein, um einen transienten Effekt sichtbar zu machen.

Die in Abbildung 4.17 dargestellten Profile, zeigen die Elektronendichte zwischen $r = 45\text{cm}$ und $r = 47\text{cm}$ zu den Zeiten $t = 2\text{s}$, 2.11s und $t = 2.6\text{s}$. Es sind keine signifikanten Unterschiede vorhanden. In Abbildung 4.18 sind die Temperaturprofile von $r = 45\text{cm}$ bis $r = 47\text{cm}$ zu den Zeiten $t = 2\text{s}$, 2.11s und $t = 2.6\text{s}$ eingezeichnet. Die Temperatur bei $t = 2.11\text{s}$ ist über den gesamten eingezeichneten radialen Bereich reduziert. Die Absenkung der Temperatur durch das Pellet auf Werte wie bei $t = 2.11\text{s}$ kann zur Bildung eines MARFE führen.

Ein MARFE ist eine Strahlungsinstabilität auf der Hochfeldseite, die kurz vor einer Dichte-Grenze-Disruption entsteht [dVRST98, RdVS⁺99].

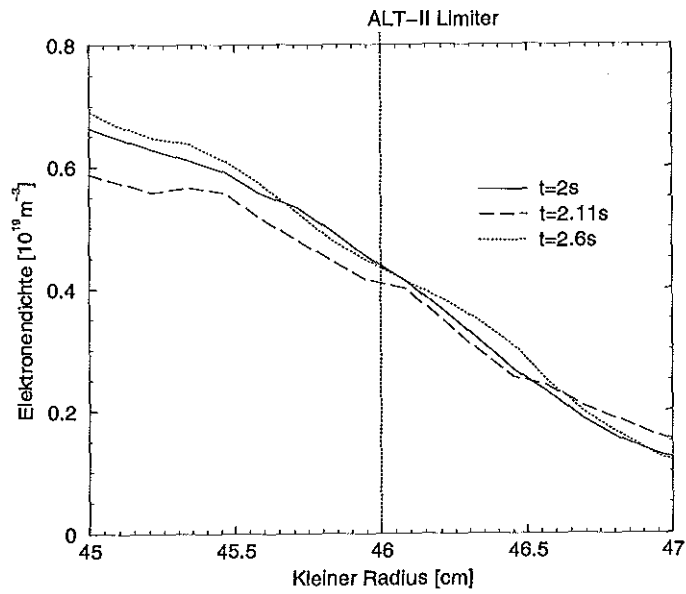


Abbildung 4.17: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektronendichteprofile am Plasmarand für $t = 2\text{s}$, 2.11s und 2.6s

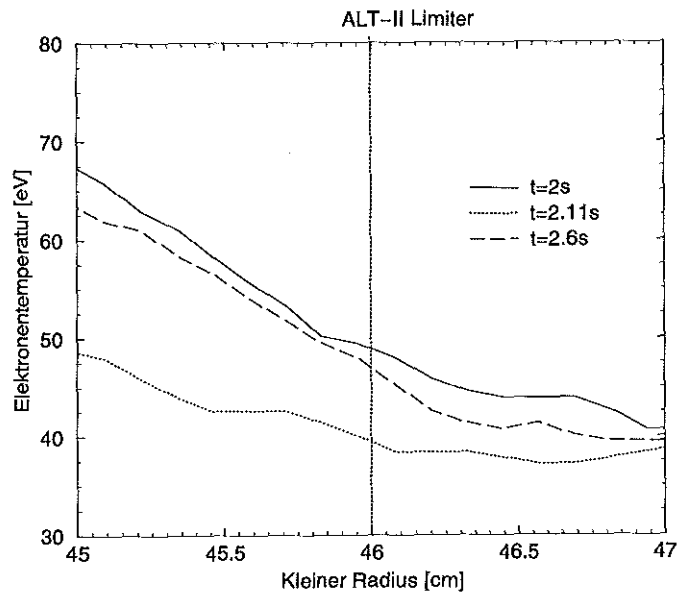


Abbildung 4.18: Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektronentemperaturprofile am Plasmarand für $t = 2\text{s}$, 2.11s und 2.6s

In einer Veröffentlichung von Lipschulz [Lip87] ist er als ein axialsymmetrischer stark strahlender Ring mit einer kleinen poloidalen und radialen Ausdehnung beschrieben. Charakterisiert ist ein MARFE durch eine hohe lokale Dichte, einer um zwei Größenordnungen gestiegene Amplitude der Dichtefluktuationen und einem Anstieg der Abfalllänge der Dichte. Weiterhin ist die lokale Elektronentemperatur stark reduziert (bis zu 50%). Die Strahlung des MARFE wird in erster Linie durch Verunreinigungen in einem niedrigen Ladungszustand und mit niedrigem Z (in erster Linie Kohlenstoff und Sauerstoff) als Linienstrahlung erzeugt. Ein MARFE tritt bei vielen Experimenten bei einer kritischen zentralen Dichte auf, die proportional zum Plasmastrom I_p ist. Ein beginnender MARFE startet auf der Hochfeldseite in der Mittelebene und bewegt sich abhängig vom toroidalen Magnetfeld nach oben oder unten mit steigender Dichte. Das in [Lip87] beschriebene Modell der MARFE-Entstehung geht von einer lokalen thermischen Instabilität aus. Wenn durch Strahlung die lokale Temperatur unter einen kritischen Wert absinkt, reicht der parallele Transport von Energie (der auch durch die gesunkene Temperatur abnimmt) nicht mehr aus, um die Temperatur wieder auf den alten Wert zu erhöhen. Durch die gesunkene Temperatur ist die Strahlungsleistung erhöht und die Temperatur sinkt weiter. In anderen Modellen wird der Verlustmechanismus auch manchmal durch einen Ladungsaustauschprozess ersetzt, was zu ähnlichen Ergebnissen führt.

Die experimentelle Beobachtung macht sich meistens die lokal erhöhte Strahlung zunutze. Eine Messung der C-II Strahlung, lokal am inneren Limiter, dient an TEXTOR-94 als Indikator für einen MARFE. In den Experimenten mit Pelletinjektion lag diese Messung meistens nicht vor, alternativ wurde die Bolometermessung benutzt, um einen MARFE nachzuweisen.

4.2.2 Entladung mit mehr als einem Pellet

In die Entladung aus Abbildung 4.19 wurden drei Pellets im Abstand von einer halben Sekunde injiziert. Der Abstand wurde so gewählt, daß das Plasma zwischen der Injektion der Pellets wieder aufgeheizt werden kann. In den (wenigen) Entladungen mit mehreren Pellets wurde die zentrale Dichte und damit die Energieeinschlußzeit mit jedem Pellet erhöht, wenn keine Moden- und/oder MARFE-Aktivität ausgelöst wurde. Der Effekt wurde in den vorliegenden Entladungen mit jedem injizierten Pellet kleiner. In der Entladung aus Abbildung 4.19 ist der Einfluß des dritten Pellets nahezu Null, wobei die Dichte zwar ansteigt, diese aber vorher bereits in einer Phase mit einem transienten Anstieg war, so daß sich nicht sagen läßt, ob der weitere Anstieg durch das Pellet erzeugt wurde oder auch ohne Pellet stattgefunden hätte.

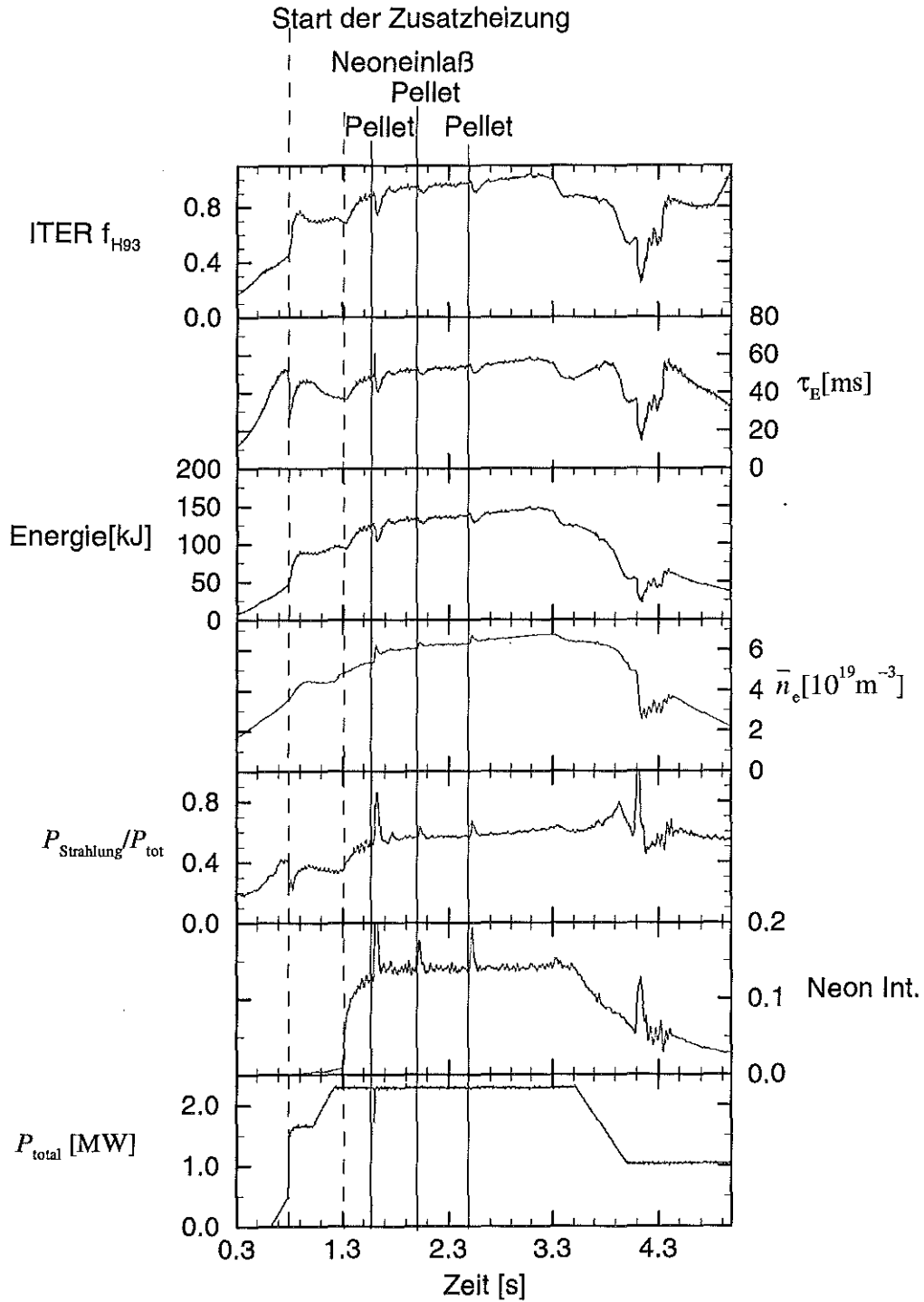


Abbildung 4.19: Entladung Nr. 71944, RI-Mode mit Pellets bei $t = 1.5\text{s}$, 2s und $t = 2.5\text{s}$

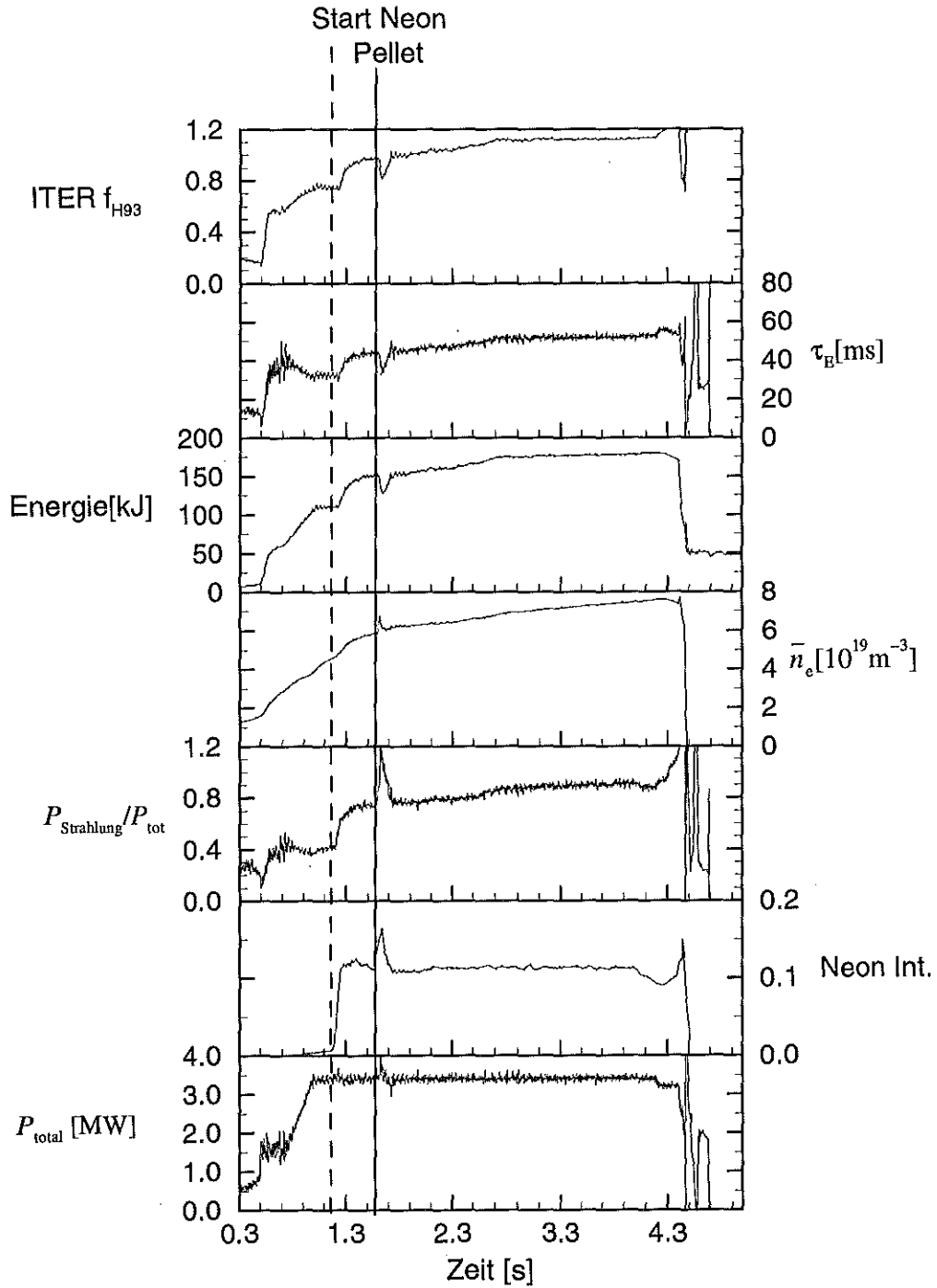


Abbildung 4.20: Entladung Nr. 80883, RI-Mode mit Pellet bei $t = 1.6$ s und Erreichen der β -Grenze

Die Reduktion des Einflusses von Pellet zu Pellet ist möglicherweise durch eine Erhöhung der Dichte verursacht worden, die die Wahrscheinlichkeit und auch die Zeitdauer für MARFE- und Modenaktivität erhöht¹¹.

4.2.3 Entladung an der β -Grenze

Eine Entladung mit hoher Energie und hohem β ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Bei $t = 1.6\text{s}$ ist ein Pellet ($v = 1000\text{m/s}$, $d = 25\text{cm}$, $N = 13.2 \cdot 10^{19}$

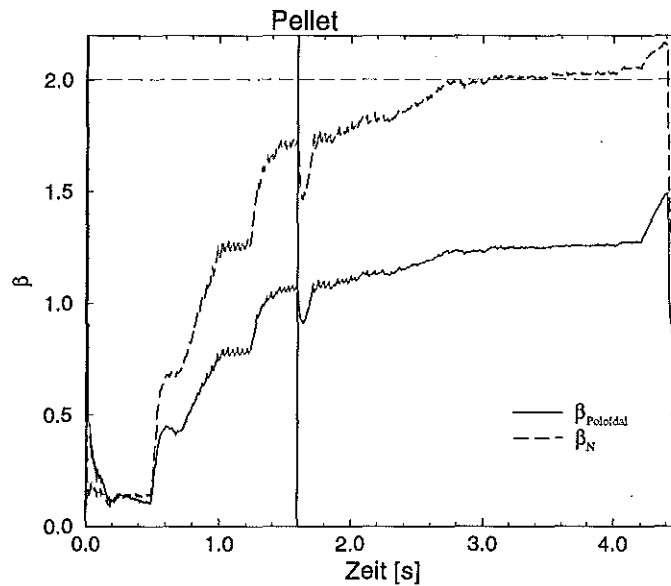


Abbildung 4.21: Entladung Nr. 80883, RI-Mode mit Pellet bei $t = 1.6\text{s}$, poloidales und normiertes Beta

Teilchen) injiziert worden, wodurch sich ein MARFE gebildet hat, der bei dem Verhältnis von abgestrahlter Leistung zur Heizleistung eine Erhöhung auf ca. eins verursacht und die Energie um fast 50kJ reduziert hat. Der MARFE wird danach kleiner und bleibt die gesamte Zeit über aktiv, ist dann aber so klein, daß er keinen großen Einfluß auf den Energieeinschluß ausüben kann. Die Dichte geht nach ein paar hundert Millisekunden in eine transiente Phase über und steigt bis zum Ende der zusatzgeheizten Phase. Die Energie folgt zuerst der Dichte, wie die Skalierung voraussagt, steigt aber ab ca. $t = 2.7\text{s}$ nicht weiter an. Der f_{H93} -Faktor hat zu dieser Zeit bereits einen Wert von $f_{H93}=1.1$ erreicht, damit hat diese Entladung einen besseren Energieeinschluß

¹¹In den meisten Entladungen mit Pelletinjektion in die RI-Mode bildet sich ein MARFE und es kommt zu Modenaktivität, allerdings nur für einige zehn Millisekunden.

als eine ELM-freie H-Mode. Die Zusatzheizung wird bei $t = 4.4\text{s}$ reduziert und es kommt zu einer Disruption. Die Entladung kann ab $t = 2.7\text{s}$ ihre Energie nicht mehr erhöhen, obwohl die Dichte weiter ansteigt. Dies könnte damit zusammenhängen, daß diese Entladung zu diesem Zeitpunkt die β -Grenze von TEXTOR-94 erreicht hat. In Abbildung 4.21 sind das poloidale und das normierte Beta eingezeichnet. Beta erreicht bei $t = 2.7\text{s}$ die β -Grenze von TEXTOR-94. Das normierte Beta (β_N) ist das Verhältnis des gemessenen Betas und einem Teil des von Troyon[TGS⁺84] als ideale β -Grenze berechneten. Ein Faktor ≈ 4 in diesen Formeln wird üblicherweise nicht berücksichtigt. Das hier gemessene β_N entspricht der Hälfte des theoretisch erreichbaren.

Bei Erreichen der β -Grenze wird normalerweise der Energieeinschluß schlechter, und die Entladung geht in die L-Mode über. In der Entladung aus Abbildung 4.20 wächst ein MARFE mit Erhöhung der Dichte und ist möglicherweise ein begrenzender Faktor.

4.2.4 Entladung mit reduziertem Einschluß

Insgesamt wurden ca. 50 Pellets in RI-Mode Entladungen injiziert. Die meisten Entladungen zeigten nach dem Pellet einen quasi-stationär verbesserten Energieeinschluß, aber es gab auch einige Entladungen, bei denen das Pellet zu einer Verschlechterung des Energieeinschlusses geführt hat.

In Abbildung 4.22 ist ein Überblick mit derselben Aufteilung wie in Abbildung 4.3 gezeigt. Er dient zur Beschreibung einer Entladung mit reduziertem Energieeinschluß nach Pelletinjektion. In diese Entladung wurden ein sehr kleines¹² Pellet ($v = 950\text{m/s}$, $N = 2.5 \cdot 10^{19}$ Teilchen) bei $t = 2.2\text{s}$ und ein etwas größeres Pellet ($v = 940\text{m/s}$, $N = 5.2 \cdot 10^{19}$ Teilchen) bei $t = 3\text{s}$ injiziert, die jeweils zu einer Verschlechterung des Energieeinschlusses geführt haben.

Die Plasmaparameter sind vergleichbar mit denen der Entladung in Abbildung 4.3. Die in die Entladung aus Abbildung 4.22 injizierten Pellets haben auf die meisten Zeitspuren keinen bleibenden Einfluß. Die liniengemittelte Dichte wurde auch durch das etwas größere Pellet bei $t = 3\text{s}$ nicht signifikant erhöht. In Abbildung 4.23 sind die Dichteprofile vor und nach dem zweiten Pellet eingezeichnet. Das durchgezogene Profil entspricht hierbei einer Dichte unmittelbar vor Injektion des Pellets. Die Profile danach wurden in ungefähr denselben Zeitabständen gemessen wie die aus Abbildung 4.7. In Abbildung 4.23 ist weder eine Verbreiterung noch eine Zuspitzung der Dichteprofile zu beobachten. Diese sind generell breiter als die in Abbildung 4.7.

¹²injiziert von einem zur Oberseite von TEXTOR-94 gebogenen Flugrohr mit Neigung in Richtung der Hochfeldseite

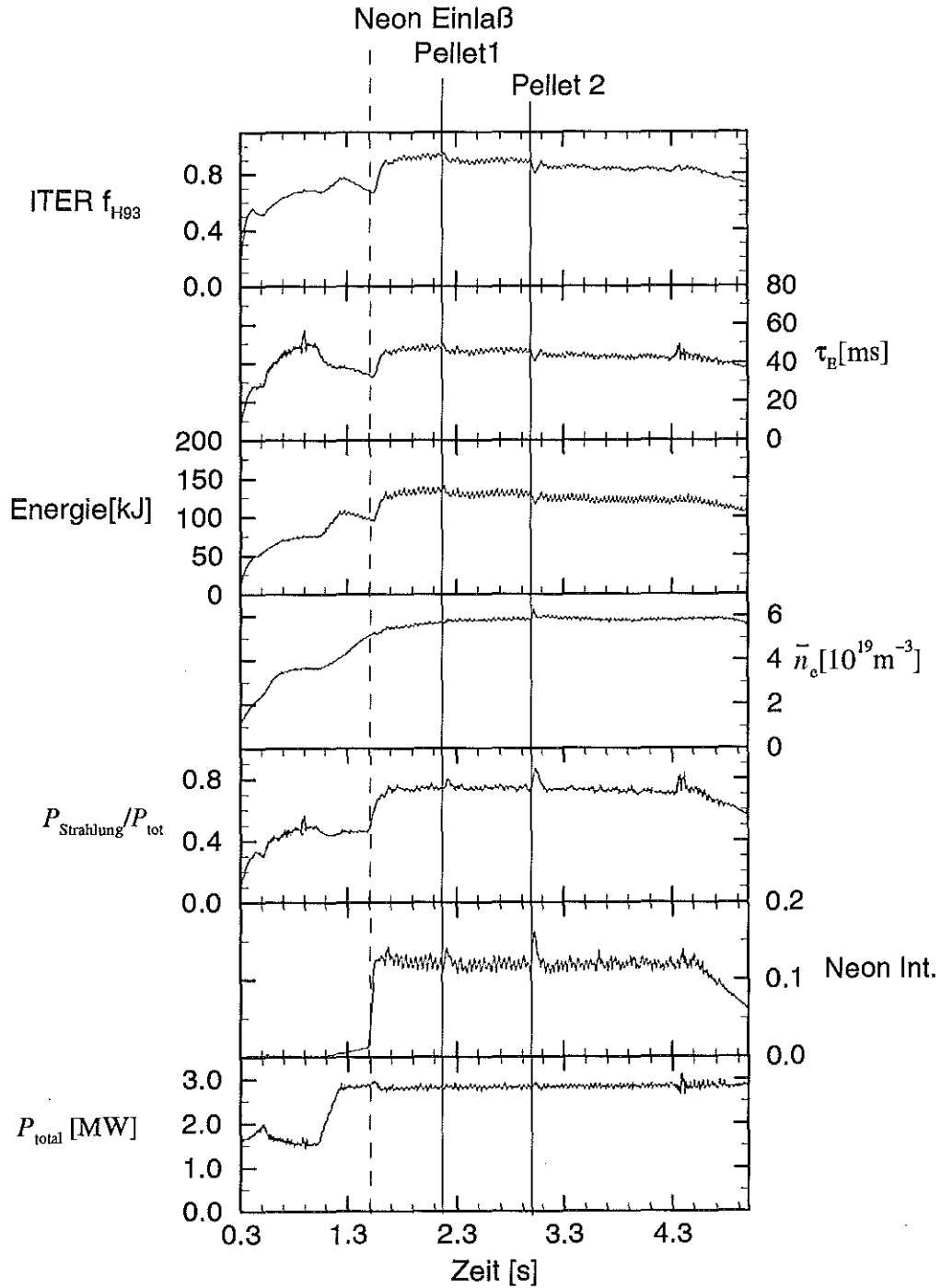


Abbildung 4.22: Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellets bei $t = 2.2\text{s}$ und $t = 3\text{s}$

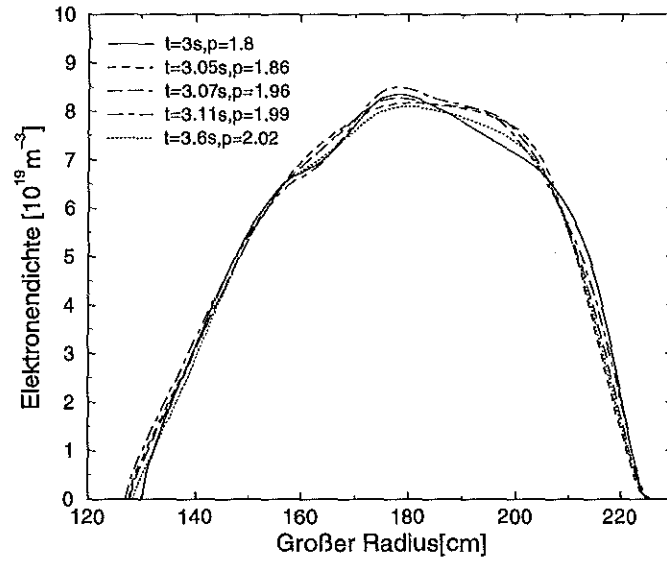


Abbildung 4.23: Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3\text{s}$, Dichteprofile bei $t = 3\text{s}$, 3.05s , 3.07s , 3.11s und $t = 3.6\text{s}$

Die Ursache für dieses Verhalten liegt möglicherweise in einer Kombination von Modenaktivität und Bildung einer MARFE. In Abbildung 4.24 ist ein zweidimensionaler Konturplot der Strahlungsdichte bei $t = 3.092\text{s}$ zu sehen. Bei diesem poloidalen Querschnitt kann folgendes identifiziert werden: das Plasmazentrum bei $R = 1.85\text{m}$ und $z = 0\text{m}$, der ALT-II-Limiter bei $R = 2.05\text{m}$ und $z = -0.3\text{m}$ als Sektorstück und bei $R = 1.4\text{m}$ und $z = -0.1\text{m}$ ein beginnender MARFE. Der MARFE bleibt den Rest der zusatzgeheizten Phase bestehen und ist am Plasmarand auf der Hochfeldseite lokalisiert, dadurch sind die Randschichtprofile in Abbildung 4.25 und 4.26 mit denen aus den Abbildungen 4.17 und 4.18 vergleichbar.

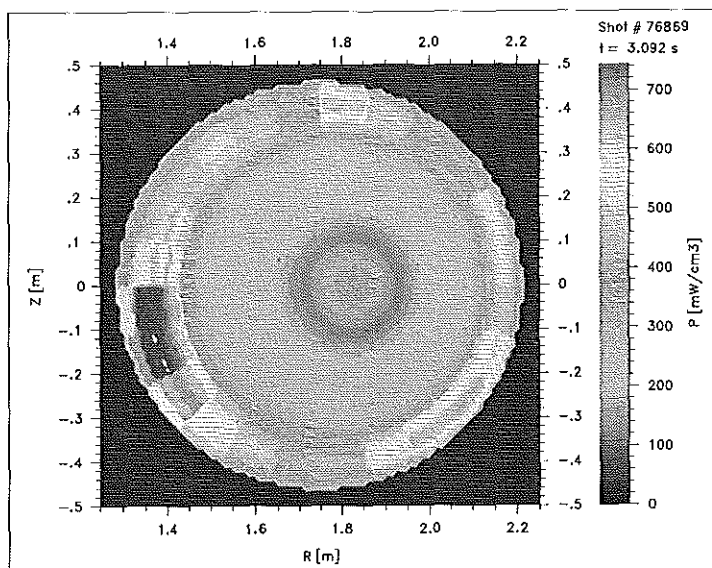


Abbildung 4.24: Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3\text{s}$, zweidimensionales Strahlungsprofil eines poloidalen Querschnitts mit einem MARFE links unterhalb der Mitte

Es finden keine signifikante Änderungen auf den Profilen statt. Bei der Auswertung wurde ein starke Auswirkung eines Sägezahnabbruchs auf die Profilform festgestellt, deswegen wurden Profile in Minima der Dichte und Temperatur zwischen den Sägezahnabbrüchen benutzt. Die Elektronentemperatur und auch die Elektronendichte sind bei dieser Entladung auf der Niederfeldseite höher als die in Abbildung 4.18, wobei die Unterschiede nicht groß sind.

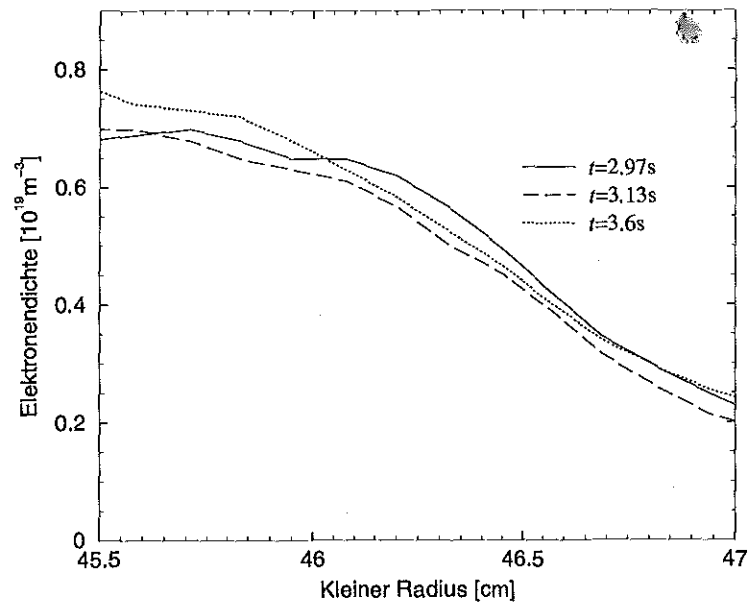


Abbildung 4.25: Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3\text{s}$, Elektronendichteprofile am Plasmarand für $t = 2.97\text{s}$, 3.13s und $t = 3.6\text{s}$

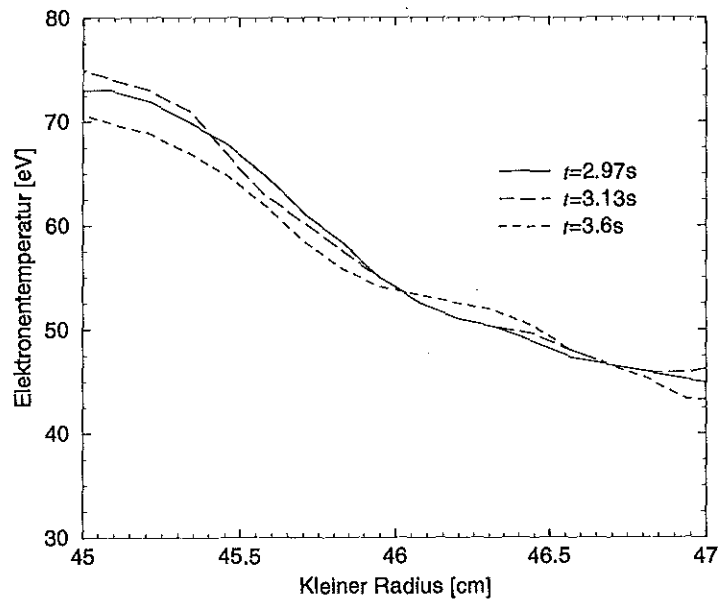


Abbildung 4.26: Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3\text{s}$, Elektronentemperaturprofile am Plasmarand für $t = 2.97\text{s}$, 3.13s und $t = 3.6\text{s}$

Begründungen für reduzierten Einschuß

Der reduzierte Energieeinschuß der oben diskutierten Entladung wird möglicherweise durch die Kombination von Moden- und MARFE-Aktivität verursacht. Eine starke Modenaktivität kann eine Verschlechterung des Energieeinschlusses herbeiführen. Dies ist vor allem nahe der β -Grenze durch neoklassische Tearing-Moden [G GK⁺99] zu beobachten. Die bisher besprochenen Plasmen haben ein geringes Beta und sind noch weit von der β -Grenze entfernt. Es handelt sich bei den beobachteten Moden daher wahrscheinlich nicht um neoklassische Tearing-Moden, aber unabhängig von der Entstehung der Inseln kann ein verstärkter Transport über eine Insel hinweg zu einer Verschlechterung des Energieeinschlusses führen.

Der MARFE entsteht möglicherweise durch die ablatierte Materie des Pellets. Da die Eindringtiefe der Pellets bei stark zusatzgeheizten Plasmen verringert ist, wird ein Hauptteil der Materie am Plasmarand deponiert. Ein Teilchentransport entlang der Feldlinien verteilt die Materie toroidal und poloidal. Dadurch gelangen Teilchen auf die Hochfeldseite. Diese immer noch kalte Materie beeinflusst das Recycling am inneren Limiter und erhöht die Eindringtiefe von Neutralteilchen. Diese können nun die Dichte weiter erhöhen und die Temperatur verringern, woraus sich nun die Strahlungsinstabilität MARFE entwickeln kann.

Ein MARFE kann möglicherweise den Energieeinschuß verschlechtern, da die Dichte in RI-Mode Plasmen nicht durch Regeln, sondern durch das Recycling bestimmt wird. Ein MARFE hat einen starken Einfluß auf das Recycling auf der Hochfeldseite und außerdem ist der Energie- und Teilchentransport möglicherweise durch den MARFE lokal erhöht. Dazu kommt, daß ein MARFE als Pumpe wirkt und damit in Konkurrenz zum zentralen Plasma um die Teilchen tritt. Da die Energieeinschußzeit linear mit der zentralen Elektronendichte skaliert, sinkt die Plasmaenergie, wenn ein MARFE Teilchen aus dem Zentrum aufnimmt.

4.2.5 Statistische Auswertung

In Abbildung 4.27 sind die Entladungen vor Injektion des Pellets (Sterne) und 200ms danach (Quadrate) eingezeichnet. Die eingezeichnete Linie entspricht der RI-Mode-Skalierung[OMU⁺97]. Da die Achsen entsprechend gewählt wurden, stellt die Skalierung hier eine Ursprungsgerade dar (siehe Gleichung 4.3). Die Punkte für Messungen nach Pelletinjektion nach dem Pellet sind im Mittel zu höheren Dichten verschoben, aber es gibt auch einige Punkte, die zu geringeren f_{H93} -Faktoren hin verschoben sind. Diese Punkte stellen Entladungen dar, in denen Moden und auch MARFEs aktiv sind. An-

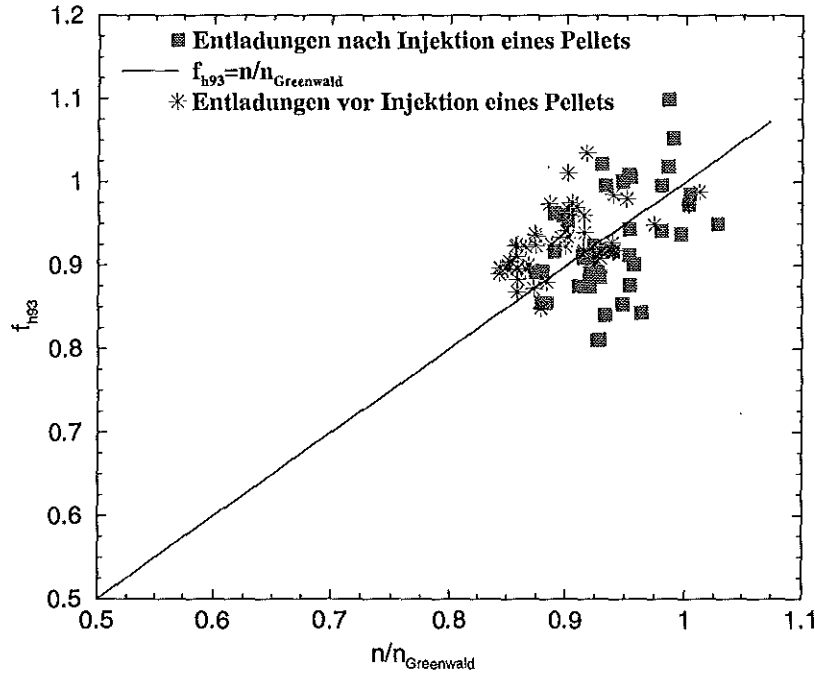


Abbildung 4.27: Entladungen mit Pelletinjektion im Vergleich zur RI-Mode Skalierung

dere sind parallel zur Skalierung verschoben und stellen Entladungen ohne signifikante Modenaktivität oder MARFEs dar. Alle Punkte innerhalb dieser Graphik passen in die Punktwolke, aus der die Skalierung gewonnen wurde. Es wird aus dieser Graphik deutlich, daß sich der Typ des Einschlusses (RI-Mode) nicht geändert hat, sondern diese Entladungen nur mit Hilfe der höheren Dichte auch einen besseren Energieeinschluß erreicht haben. Da aber die gasförmige Zugabe des Betriebsgases zur Dichteerhöhung im allgemeinen zu einer Verschlechterung des Einschlusses führt, ist dies ein sehr positiver Effekt der injizierten Pellets.

In Abbildung 4.28 ist die Differenz der Energie zwischen dem Wert, nachdem das Pellet injiziert wurde, und dem ursprünglichen Wert als Funktion des Unterschieds im Profilformfaktor dargestellt. Positive Werte auf der x-Achse bedeuten eine Zuspitzung des Profils, positive Werte auf der y-Achse eine Energiezunahme durch Injektion des Pellets. Die eingezeichnete Gerade entspricht einer Ausgleichsgeraden, die aus allen Punkten berechnet wurde. Die Punkte streuen stark, was darauf hinweist, daß noch andere Faktoren eine Rolle spielen.

Die Differenz der Energie nach der Pelletinjektion zu der ursprünglichen in Abhängigkeit von der Teilchenzahl im Pellet ist in Abbildung 4.29 dargestellt.

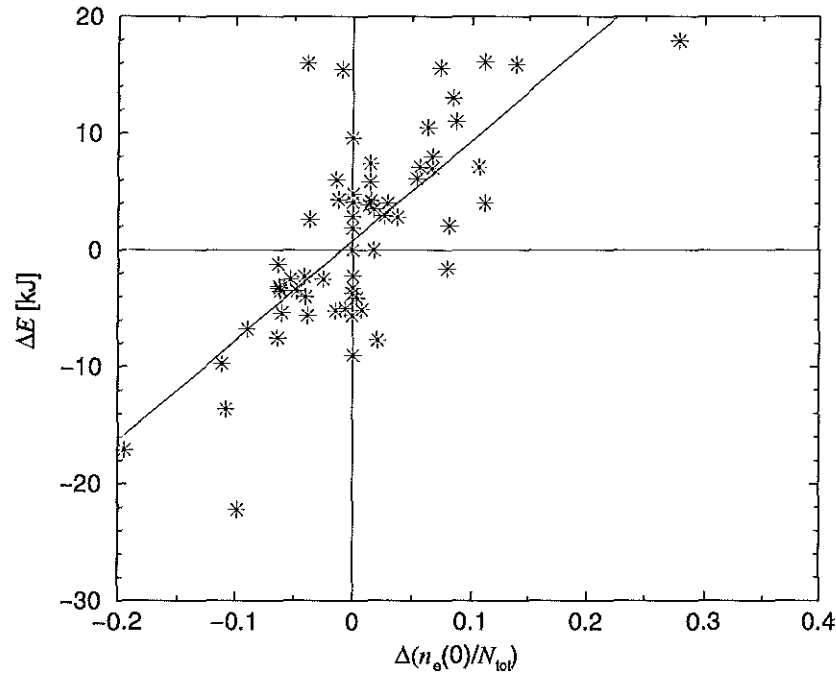


Abbildung 4.28: Differenz zwischen der Energie 200ms nach Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängigkeit der Differenz des Profilformfaktors zwischen 200ms nach der Pelletinjektion und des ursprünglichen Wertes

Die eingezeichnete Gerade stellt eine Ausgleichsgerade dar und zeigt die Tendenz, daß größere Pellets eine größere Energieerhöhung bewirken können. Die Streuung der Punkte ist noch höher als die in Abbildung 4.28, was darauf hindeutet, daß andere Prozesse wie Modenanregung möglicherweise wichtiger sind als die Größe des Pellets. Die Teilchenanzahl im Pellet ist ein Maß für die Eindringtiefe des Pellets, wobei größere Pellets tiefer in das Plasma eindringen¹³. Kleine Pellets, die am Plasmarand ablatieren, können eine Verschlechterung des Einschlusses bewirken, da die Teilchen einen MARFE erzeugen können. Große Pellets dagegen dringen weiter in das Plasma ein, deponieren mehr Teilchen im Plasmazentrum und stellen außerdem mehr Teilchen zur Verfügung.

In Abbildung 4.30 ist die Differenz zwischen der Energie nach Injektion des Pellets und der ursprünglichen als Funktion der horizontalen Plasmaposition dargestellt. Die Variation in der Plasmaposition bei den Experimenten ist klein, der maximale Unterschied beträgt einen Zentimeter. Es ist keine

¹³wenn die Geschwindigkeit konstant gehalten wird. Die Geschwindigkeit lag bei den Experimenten zwischen 750m/s und 1000m/s, wobei die meisten Pellets eine Geschwindigkeit von ca. 1000m/s hatten und kleine Pellets eher langsam sind.

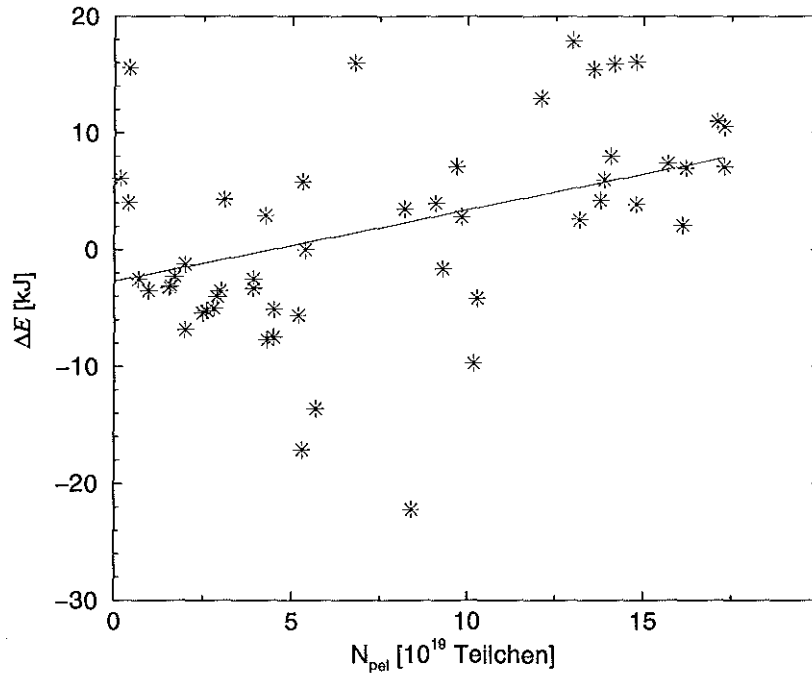


Abbildung 4.29: Die Differenz zwischen der diamagnetischen Energie 200ms nach der Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängigkeit von der Teilchenanzahl des Pellets

Abhängigkeit des Energiezuwachses von der Plasmalage zu beobachten. Als Teil einer Entladungsserie wurden auch etwas größere Positionsänderungen untersucht, dabei ist es aber entweder zu einer starken Verschlechterung des Energieeinschlusses oder zu einer Disruption gekommen.

4.2.6 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Die Experimente haben gezeigt, daß eine quasi-stationäre Erhöhung der Energieeinschlußzeit mit Hilfe eines Pellets in der RI-Mode möglich ist. Im weiteren wird diskutiert, welche experimentellen Bedingungen zu erfüllen sind.

Die horizontale Plasmalage muß so gewählt werden, daß ein ausreichender Kontakt zum ALT-II-Limiter besteht, so daß das Plasma gut Teilchen aus der Wand oder aus den Limitern aufnehmen¹⁴ kann und der Kontakt mit dem Limiter an der inneren Wand vermieden wird. Diese beiden Faktoren werden durch Verschieben des Plasmas in Richtung des ALT-II-Limiters gleichzeitig erfüllt. Wenn das Plasma zu weit nach außen geschoben wird,

¹⁴Dies ermöglicht dem Plasma das Erhöhen der Dichte, ohne daß viel Gas von außen zugeführt werden muß.

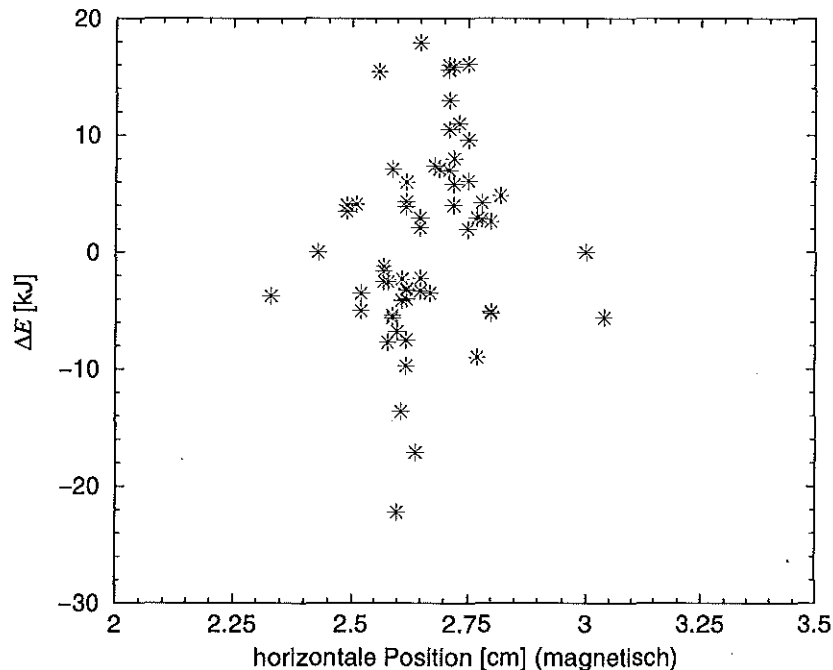


Abbildung 4.30: Die Differenz der diamagnetischen Energie 200ms nach der Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängigkeit der horizontalen Plasmaposition

dann kann dies zu einem starken Anstieg der Dichte und im folgenden zu einer Disruption führen.

Die Größe und die Geschwindigkeit des Pellets sollten möglichst groß gewählt werden, da sie die Eindringtiefe des Pellets und damit die radiale Position der ablatierten Materie beeinflussen. Kleine und langsame Pellets können zu einer starken Erhöhung der Dichte am Rand und zu einer Verringerung der Temperatur in der Randschicht führen und dadurch die Bildung eines MARFEs begünstigen. Große und schnelle Pellets deponieren mehr Teilchen in der Zone des guten Einschlusses, wodurch die Wahrscheinlichkeit erhöht wird, daß diese Teilchen im Plasma bleiben.

Das Verhältnis von abgestrahlter Leistung zur Heizleistung darf nicht zu hoch sein, da sonst ein Pellet dieses Verhältnis über eins erhöhen könnte, was dann zu einer Disruption führen kann. Die das Verhältnis von abgestrahlter Leistung zur Heizleistung bestimmenden Verunreinigungen tragen möglicherweise durch eine starke Strahlung und Absenken der Temperatur auch zur Bildung eines MARFEs bei. Letzteres trifft vor allem auf Kohlenstoff und Sauerstoff zu, da diese Elemente bei relativ niedriger Temperatur stark strahlen. Ziel muß es sein, die Entladungen bei sehr niedrigem Verunrei-

nigungsgehalt¹⁵ zu starten, dann kontrolliert Verunreinigungen mit mittlerer Kernladungszahl Z zuzuführen und dabei unter 90% Strahlung zu bleiben¹⁶.

Eine eventuelle Möglichkeit zur Erweiterung der Grenzen dieses Regimes stellt die Heizleistung dar. Die Experimente haben ergeben, daß die Verbesserung des Einschlusses bei erhöhter Heizleistung tendenziell stabiler ist. Erste Experimente zur Injektion eines Pellets in die RI-Mode haben keinen Einfluß des Pellets gezeigt; dies wurde bedingt durch ein Abschalten der ICRH-Antennen nach Injektion des Pellets. In diesen Experimenten wurde die Heizleistung in Abhängigkeit des Energiesignale geregelt. Dabei ist nach heutigem Verständnis möglicherweise folgendes geschehen: Das Pellet hat eine Erhöhung der Energie verursacht. Dies hat dazu geführt, daß die Heizleistung reduziert wurde. Als Folge entstand ein MARFE, der den guten Einschluß zerstört hat, was wiederum zur Erhöhung der Heizleistung und zur Stabilisation des MARFEs geführt hat. Der ursprünglich positive Effekt durch die Injektion des Pellets wird dabei zerstört. Unabsichtlich kann leicht etwas ähnliches entstehen, da die Einkopplungseffizienz der ICRH-Antennen durch die bei der Injektion des Pellets stark erhöhte Dichte absinkt, das Sicherheitssystem der Antennen als Folge eine erhöhte zurücklaufende Leistung mißt und die Heizleistung reduziert. Dies hält im Normalfall für einige zehn Millisekunden an und reicht manchmal aus, um den Effekt der Pelletinjektion auf das Plasma zu zerstören. Wenn die Heizleistung durch Neutralteilcheninjektion nur in eine Richtung erhöht wird, wird nicht nur die Heizleistung, sondern auch die toroidale Rotation erhöht. Dieser Effekt ist positiv, da die Koppelung von räumlich getrennten Moden [dVWDS96], die einer Disruption voraus geht, verhindert werden kann. Außerdem kann die Entstehung von radialen elektrischen Feldern unterstützt werden, die bei der Unterdrückung des anormalen Transports helfen können.

4.2.7 Theoretische Überlegungen

Da die Entladungen nach der Injektion eines Pellets der RI-Mode Skalierung folgen, wird angenommen, daß dieselben Mechanismen wie bei der RI-Mode zur Turbulenzunterdrückung wirksam sind. Die qualitative Diskussion der Ergebnisse findet also nach den in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Grundlagen der RI-Mode statt. Hierbei werden im folgenden mehrere mögliche Prozesse diskutiert.

¹⁵wie z.B. nach einer frischen Borierung

¹⁶Alle Experimente mit höherem Strahlungslevel vor der Pelletinjektion haben zur Disruption geführt.

Prozesse im Plasma während der Ablation

Während der Ablation des Pellets werden die lokalen Plasmaparameter stark verändert. Die lokale Elektronentemperatur fällt auf wenige eV und die Dichte steigt bis auf 10^{23}m^{-3} an. Die dadurch entstehenden Gradienten sind sehr viel größer als die im Plasma ohne Pelletinjektion vorherrschenden. Zusätzlich entstehen möglicherweise durch den entgegengesetzten Transport der Elektronen und Ionen entlang der Feldlinien starke elektrische Felder. Diese Prozesse könnten für eine Unterdrückung der Turbulenz für eine kurze Zeit¹⁷ sorgen und könnten damit eine Änderung des Gleichgewichtszustandes nach folgendem Muster bewirken: Die Turbulenz ist für kurze Zeit nicht aktiv und der Transport wird auf neo-klassische Werte reduziert, dies bewirkt eine Änderung der Gradienten im Plasma. Da die Anwachsrate der Mikroinstabilitäten direkt von den Gradienten im Plasma abhängen, werden diese geändert. Dadurch relaxieren die Profile nicht mehr in ihren ursprünglichen Zustand und das Plasma geht in einen neuen Gleichgewichtszustand über.

Einfluß der ablatierten Materie auf das Plasma

Sollte die Unterdrückung des anomalen Transports lokalisiert geschehen (in Form einer Transportbarriere), könnten Teilchen aus dem Pellet, die innerhalb der Zone des verbesserten Einschlusses deponiert werden, im Plasma gefangen sein und die Teilchen, die außerhalb deponiert werden, aus dem Plasma heraus transportiert werden. So könnten einige Teilchen des Pellets direkt eine Erhöhung der Dichte bewirken.

Änderung der Profile durch das Pellet

Die Injektion eines Pellets ändert die Dichteprofile, die nach wenigen Millisekunden in einen neuen Gleichgewichtszustand übergehen. Die veränderten Profile können eine Unterdrückung der Turbulenz bewirken, da die Anwachsrate der Mikroinstabilitäten direkt von den Gradienten der Profile abhängen und so den Gleichgewichtszustand auf längere Zeit beeinflussen.

Änderung des Plasma-Wand-Gleichgewichts durch ein Pellet

Ein großer Anteil der Teilchen aus dem Pellet wird schnell wieder aus dem Plasma heraus transportiert. Es handelt sich dabei um einen nicht zu vernachlässigbaren Anteil des Plasmas, der als kalter Dichtepuls auf die Wandflächen und Limiter trifft. So könnte das Plasma-Wand-Gleichgewicht geändert

¹⁷Größenordnung einige Ablationszeiten $\approx 1\text{-}2\text{ ms}$

werden, was dazu führen könnte, daß die Nachfülleffizienz für Teilchen von der Wand erhöht wird und so im weiteren Verlauf die Plasmadichte erhöht wird.

Diskussion

Die oben beschriebenen Modelle sind bislang nur Spekulationen, da bestätigende Messungen zur Zeit nicht möglich sind. Es gibt für alle diese Modelle Argumente, die dafür sprechen und auch welche, die dagegen sprechen, was im weiteren diskutiert werden soll.

Für das Modell einer durch die Ablationswolke erzeugten Änderung des Transports spricht, daß der Einfluß auf das Plasma nur minimal von der Größe des Pellets abhängt. Dagegen spricht, daß auch ein sehr kurzer Gaspuls (wie beschrieben in [HMF⁺97]) die Energieeinschlußzeit ebenfalls für lange Zeit verbessern kann. Bei einem solchen Gaspuls wird keine Ablationswolke erzeugt und der beschriebene Mechanismus funktioniert nicht.

Gegen das Modell der Transportbarriere spricht wiederum das Experiment mit dem Gaspuls, aber auch, daß es noch nicht gelungen ist, eine Transportbarriere zu messen. In einem Graphen, in dem Eindringtiefe gegen die Energieänderung durch das Pellet eingetragen ist, sollte ein scharfer Knick zu finden sein, der die Position der Transportbarriere angibt. In dem entsprechenden Graphen in Abbildung 4.29 ist aber kein solches Verhalten zu erkennen. Für dieses Modell spricht die Art und Weise in der sich die Dichteprofile zuspitzen, da die Dichte nur im Plasmazentrum bis zur $q = 3/2$ -Fläche erhöht wird und außerhalb das Dichteprofil nicht verändert ist.

Bei der Änderung des Plasma-Wand-Gleichgewichts ist zu beachten, daß in der Wand zwei Größenordnungen mehr Teilchen gespeichert sind, als ein Pellet in das Plasma einbringt. Das Pellet stellt eine große Störung für das Plasma dar, aber nur eine kleine für das Inventar an Wasserstoff in der Wand. Außerdem wird die Plasmarandschicht für lange Zeit nicht modifiziert. Zur Erhöhung des Vorrats an Teilchen muß außerdem die Teilcheneinschlußzeit zumindest in einem Teil des Plasmas geändert werden.

Es bleibt noch der Einfluß des Pellets auf die Plasmaprofile auf längeren Zeitskalen als der Ablation. Dabei ist der Effekt ohne Rechnung der Anwachsrate der Instabilitäten schwer abzuschätzen. Nach gängigen Annahmen sollte die Verbreiterung der Profile direkt nach der Pelletinjektion eigentlich in die Richtung eines verschlechterten Einschlusses gehen.

Es ist anzunehmen, daß mehrere der diskutierten Mechanismen zusammenwirken und hierdurch klare Abhängigkeiten von den Parametern verborgen sind.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluß von Pellets auf die Energieeinschlußzeit in verschiedenen Entladungstypen untersucht. Während der Ablation eines Pellets wird die Elektronendichte erhöht. Die Elektronentemperatur wird abgesenkt, da Energie aus dem Plasma zur Ionisation und Aufheizung der ablatierten Teilchen des Pellets benutzt wird.

In ohmschen Plasmen mit hoher Dichte werden in der Wiederaufheizphase nach der Ablation Teilchen in das Plasmazentrum transportiert, so daß die Dichte und die Temperatur im Zentrum gleichzeitig steigen. Die Druckerhöhung im Plasmazentrum führt zu einer Erhöhung des Energieinhaltes im Plasma und damit zu einer Erhöhung der Energieeinschlußzeit. Der einwärts gerichtete Nettotransport von Teilchen kann durch Einsetzen der Sägezahnaktivität gestoppt werden und das Plasma relaxiert wieder in seinem ursprünglichen Zustand.

Bei zusatzgeheizten Plasmen mit schlechtem Einschluß (L-Mode) und ohmschen Plasmen mit niedriger Dichte bewirkt ein erhöhter Transport im Plasma, daß die Dichteerhöhung durch das Pellet schnell abgebaut wird und dementsprechend der vorher diskutierte Effekt nicht im vollen Umfang einsetzen kann. Die Erhöhung des Energieinhaltes im Plasma ist geringer oder bleibt aus.

Bei der Injektion von Pellets in Plasmen mit verbesserten Energieeinschluß durch Strahlungskühlung (RI-Mode) führt ein Pellet zu quasistationärem verbesserten Energieeinschluß, sofern keine Modenaktivität oder MARFE-Aktivität den Effekt zerstört. In diesen Plasmen wird die Dichteerhöhung durch das Pellet zunächst so schnell wie in L-Mode-Plasmen abgebaut, aber Gegensatz zu allen anderen bekannten Entladungstypen nicht vollständig. Später werden Teilchen von außen in das zentrale Plasma transportiert, so daß die Dichte für den Rest der Entladung erhöht bleibt. Da die Temperatur nicht gesunken ist, ist mit der Dichte auch die Energie im Plasma

erhöht worden. Weiterhin werden keine zusätzlichen Verunreinigungen in das Zentrum transportiert, so daß das Z_{eff} abgesenkt wird und die Neutronenrate ansteigt. Die Änderung der Plasmaparameter findet hauptsächlich im Plasmazentrum statt. Die Randschichtparameter ändern sich nur geringfügig. Die ITG (Iontemperatur-Gradienten-Instabilität) kann durch Verunreinigungen im Plasma und ein steiles Elektronendichteprofil stabilisiert werden. Da durch die Pelletinjektion die zentrale Dichte noch weiter erhöht bzw. das Dichteprofil noch weiter zugespitzt wird - also die zur RI-Mode führenden vorteilhaften Eigenschaften weiter verbessert werden - bauen erste Erklärungsansätze auf der weiteren Stabilisierung der ITG mit Hilfe einer Änderung des Elektronendichteprofiles durch die Pelletinjektion auf.

Anhang

Plasmadiagnostiken und deren Eigenschaften bei Pelletinjektion

Die Dichte des Plasmas wird über ein Interferometer im fernen Infrarot (HCN, $\lambda = 0.337\text{mm}$) gemessen. Die Elektronentemperatur wird über die Elektronen-Zyklotron-Strahlung gemessen (genannt ECE). Die Pelletinjektion führt bei beiden Meßverfahren zu Problemen. In der Ablationswolke ändert sich die Dichte um mehrere Größenordnungen, von etwa 10^{19}m^{-3} (Entladung) bis zu 10^{24}m^{-3} (am Pellet). Die Dichtestörung pflanzt sich entlang der Magnetfeldlinien fort und führt am Ort der HCN-Strahlen zu einem starken Gradienten der Dichte. Als Folge wird der HCN-Strahl kurzzeitig abgelenkt. Die Phaseninformationen der HCN-Kanäle gehen zu diesem Zeitpunkt verloren und müssen später aufwendig und mit Vorsicht rekonstruiert werden. Die rekonstruierten Daten müssen:

1. selbstkonsistent sein (die Abstände der einzelnen Kanäle dürfen nicht zu groß sein, die Dichte im Zentrum höher als am Rand, die Dichte nach der Pelletinjektion höher als vorher sein ...)
2. glaubwürdige Dichteprofile nach der Injektion ergeben (keine ausgeprägten Schultern, ...)
3. konsistent mit dem Kontinuumslicht sein
4. konsistent mit der Neutronenrate in ohmschen Plasmen sein
5. konsistent mit einer aus der dritten harmonischen ECE [KFWdV97] rekonstruierten Dichte sein

6. die aus den HCN-Daten resultierende Lage des Plasmas mit der magnetisch vermessenen Lage in Übereinstimmung bringen
7. wenn nur ein Pellet injiziert wurde, und es ein ruhiges Entladungsende gegeben hat, den Endzustand mit dem Anfangszustand zur Übereinstimmung bringen

Bei der ECE-Diagnostik wird die Intensität von aus dem Plasma kommenden Mikrowellen absolut gemessen. Sie werden an den Orten erzeugt, bei denen die Frequenz gleich der Zyklotronfrequenz ist ($\omega = \omega_{ce}$), d.h. der Ort wird vom lokalen Wert des Magnetfeldes bestimmt. Die emittierte Strahlung ist optisch dick und hängt damit nur von der Elektronentemperatur ab. Im Fall der Pelletinjektion kann aber die erhöhte Dichte dazu führen, daß $\omega = \omega_{pi}$ ist und die Strahlung nicht direkt aus dem Plasma heraus gelangen kann. Das Resultat täuscht eine zu niedrige Temperatur (meistens im Zentrum) vor. Dieser Effekt tritt in ohmschen Plasmen nur für einige Millisekunden auf. Unter RI-Mode-Bedingungen kann dies aber auch für den Rest der Entladung der Fall sein, da die Dichten generell sehr hoch sind. In einem solchen Fall kann mit Hilfe der dritten Harmonischen der ECE und der rekonstruierten Dichte auch die Temperatur rekonstruiert werden. Trotzdem sind die Sprünge im Interferometer das größte Problem. Wenn es nicht gelingt, die Dichte zu rekonstruieren, ist diese Information für den Rest der Entladung verloren.

Weitere wichtige Diagnostiken sind das Kontinuumslicht, die Bolometrie und die Neutronenmessung. Das Kontinuumslicht wird im wesentlichen durch zwei Effekte erzeugt, zum einen durch frei-frei- und durch frei-gebunden-Übergänge und ist stark dichteabhängig. Der eigentliche Zweck der Diagnostik ist aber eine Bestimmung der effektiven Ladungszahl Z_{eff} , hierzu ist allerdings eine absolute Kalibrierung notwendig. Diese Kalibrierung wird an TEXTOR-94 zur Zeit nicht durchgeführt. Die im weiteren verwendeten Werte für Z_{eff} wurden folgendermaßen ermittelt:

1. Für eine ohmsche Entladung am Anfang des Meßtages wird aus der Leitfähigkeit nach Spitzer[SH53] unter Annahme eines zentralen Sicherheitsfaktors von $q_0 = 0.8$ das Z_{eff} errechnet.
2. Es wird für dieselbe Entladung für die gleiche Zeit folgendes berechnet:

$$\alpha = Z_{\text{eff}} \frac{\sqrt{T_e}}{\bar{n}_e^2} \frac{1}{S_{\text{kont}}} \quad (1)$$

Hierbei ist T_e die zentrale Elektronentemperatur, $\bar{n}_e$ die liniengemittelte zentrale Elektronendichte, S_{kont} das Signal der Kontinuumsdiagnostik und α der Kalibrationsfaktor der Diagnostik.

3. Der im vorherigen Schritt berechnete Kalibrationsfaktor wird benutzt, um das Z_{eff} auch bei stark extern geheizten Plasmen desselben Meßtages zu berechnen.

Vergleiche mit einem Z_{eff} aus dem Kontinuumslicht der Ladungsaustauschmessung haben eine gute Übereinstimmung gezeigt, obwohl S_{kont} und $\bar{n}_e$ linien-gemittelte Werte darstellen.

Die Bolometrie sammelt die gesamte vom Plasma ausgesandte Strahlung auf und ist zusammen mit anderen Messungen ein Maß für die Verunreinigung des Plasmas. Zusätzlich kann diese Diagnostik auch zum Aufspüren eines MARFEs benutzt werden, da diese Instabilität eine hohe Strahlungsintensität besitzt.

Bei der Neutronenmessung[VWHB⁺97] ist zu beachten, daß sich das Meßsignal aus drei verschiedenen Anteilen zusammensetzt: Zum einen aus den Fusionsneutronen der D-D-Reaktion, weiterhin aus den Strahl-Strahl-Neutronen, die entstehen, wenn Teilchen aus einem Strahl eines Neutralteilcheninjektors mit Teilchen aus einem anderen Strahl fusionieren, und zuletzt aus den Strahl-Ziel-Neutronen. Diese entstehen bei Stößen der schnellen Teilchen aus dem Neutralteilchenstrahl mit dem Plasma. In TEXTOR-94 sind die Strahl-Ziel-Neutronen dominierend, wenn Deuterium injiziert wird.

Bei extern geheizten Plasmen mit Neutralteilcheninjektion werden auch Daten der Ladungsaustauschspektroskopie[JBKU97] benutzt. Diese verwendet das Licht von Kohlenstoff oder Neonverunreinigungen, die ein Elektron durch einen Ladungsaustauschstoß mit einem schnellen Neutralen des Neutralteilchenstrahls bekommen haben. Aus der Linienbreite kann die Ionen-temperatur und aus der Verschiebung gegenüber einer Linie eines ruhenden Teilchens die toroidale Rotationsgeschwindigkeit bestimmt werden, da die Beobachtung in toroidaler Richtung erfolgt.

Zur Messung der Stromdichte im Plasma wird die Faraday-Rotation der Interferometerkanäle genutzt[KS97]. Die Daten müssen allerdings doppelt entabelt werden, so daß sie teilweise über große Meßfehler verfügen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Prinzip der Tokamak-Magnetfeld-Topologie	3
1.2	TEXTOR während der Umbauphase	5
1.3	Bild des Pelletinjektors	5
1.4	Schematische Skizze des Pelletinjektors	6
1.5	Neutral-Gas-Abschirmungsmodell	7
2.1	Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51s$, zentrale Elektronendichte, Profilformfaktor und totale Anzahl der Elektronen.	13
2.2	Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51s$, zentrale Elektronendichte, zentrale Elektronen- temperatur und diamagnetische Energie	13
2.3	Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51s$, Elektronentemperaturprofile bei $t = 1.45s, 1.51s,$ $1.53s, 1.6s$ und $t = 1.7s$	14
2.4	Entladung Nr. 68304, ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51s$, zentraler Sicherheitsfaktor q_0	16
2.5	Entladung Nr. 68304, zentrale liniengemittelte Elektronendich- te bei $R = 1.75m$, liniengemittelte Elektronendichte außerhalb der $q = 1$ -Fläche bei $R = 1.62m$, zentrale Elektronentem- peratur bei $R = 1.75m$ und Elektronentemperatur außerhalb der $q = 1$ -Fläche bei $R = 1.62m$ einer ohmsche Entladung mit Pelletinjektion bei $t = 1.51s$	16
3.1	Entladung Nr. 71913, L-Mode Entladung mit Pellet bei $2.02s$, totale Anzahl der Elektronen, zentrale Elektronendichte und Profilformfaktor	20
3.2	Entladung Nr. 71913, L-Mode Entladung mit Pellet bei $2.02s$, zentrale Elektronentemperatur, diamagnetische Energie und zentrale Elektronendichte	21
4.1	Entladung Nr. 68812, L-Mode	25

4.2	Entladung Nr. 68804, RI-Mode	26
4.3	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s	30
4.4	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Zeitausschnitt	31
4.5	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, totale Anzahl der Elektronen	32
4.6	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, D_α gemessen vor dem ALT-II Limiter, stark gemittelt. Die periodischen Spitzen spiegeln die Sägezahnaktivität des Plasmas wieder . .	33
4.7	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Dichteprofile bei 2s, 2.06s, 2.07s und 2.11s	34
4.8	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Dichteprofile bei 2.16s, 2.26s, 2.36s und 2.6s	35
4.9	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentrale Elektronen- und Ionentemperatur	36
4.10	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentrales Z_{eff}	36
4.11	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Neutronenrate	37
4.12	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, zentraler Sicherheitsfaktor q_0	38
4.13	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Profil des Sicherheitsfaktors bei 2.26s	39
4.14	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Modenaktivität $m = n = 1$	40
4.15	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Sägezahnaktivität nach dem Pellet	40
4.16	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektromendichte und Temperatur bei 45cm und 46cm als Zeitspuren	41
4.17	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektromendichteprofile am Plasmarand für $t = 2s, 2.11s$ und $2.6s$. . .	42
4.18	Entladung Nr. 71728, RI-Mode mit Pellet bei 2.05s, Elektromentemperaturprofile am Plasmarand für $t = 2s, 2.11s$ und $2.6s$	42
4.19	Entladung Nr. 71944, RI-Mode mit Pellets bei $t = 1.5s, 2s$ und $t = 2.5s$	44
4.20	Entladung Nr. 80883, RI-Mode mit Pellet bei $t = 1.6s$ und Erreichen der β -Grenze	45
4.21	Entladung Nr. 80883, RI-Mode mit Pellet bei $t = 1.6s$, poloidales und normiertes Beta	46
4.22	Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellets bei $t = 2.2s$ und $t = 3s$	48

4.23	Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3s$, Dichte- profile bei $t = 3s, 3.05s, 3.07s, 3.11s$ und $t = 3.6s$	49
4.24	Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3s$, zwei- dimensionales Strahlungsprofil eines poloidalen Querschnitts mit einem MARFE links unterhalb der Mitte	50
4.25	Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3s$, Elektro- nendichteprofile am Plasmarand für $t = 2.97s, 3.13s$ und $t = 3.6s$	51
4.26	Entladung Nr. 76869, RI-Mode mit Pellet bei $t = 3s$, Elektro- nentemperaturprofile am Plasmarand für $t = 2.97s, 3.13s$ und $t = 3.6s$	51
4.27	Entladungen mit Pelletinjektion im Vergleich zur RI-Mode Skalierung	53
4.28	Differenz zwischen der Energie 200ms nach Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängigkeit der Differenz des Profil- formfaktors zwischen 200ms nach der Pelletinjektion und des ursprünglichen Wertes	54
4.29	Die Differenz zwischen der diamagnetischen Energie 200ms nach der Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängig- keit von der Teilchenanzahl des Pellets	55
4.30	Die Differenz der diamagnetischen Energie 200ms nach der Pelletinjektion und der ursprünglichen in Abhängigkeit der horizontalen Plasmaposition	56

Literaturverzeichnis

- [ABC⁺93] C. Andelfinger, E. Buchelt, P. Cierpka, H. Kollotzek, P. T. Lang, R. S. Lang, G. Prausner, F. X. Söldner, M. Ulrich, and G. Weber. A new centrifuge pellet injector for fusion experiments. *Review of Scientific Instruments*, 64(4):983–988, April 1993.
- [BSB⁺97] L. R. Baylor, G. L. Schmidt, S. H. Batha, M. G. Bell, M. Bitter, E. D. Fredrickson, G. W. Hammett, D. L. Jassby, F. C. Jobes, F. M. Levinton, R. Majeski, R. Nazikian, D. K. Owens, H. K. Park, C. K. Phillips, A. I. Ramsey, J. H. Rogers, S. A. Sabbagh, G. Schilling, J. E. Stevens, E. J. Synakowski, G. Taylor, and J. R. Wilson. Pellet fuelled enhanced confinement ICRH discharges in TFTR. *Nucl. Fus.*, 37(1):127, Jan 1997.
- [Bur97] K. H. Burrel. Effects of ExB velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices. *Phys. Plasmas*, 4(5):1499, May 1997.
- [BWSM⁺92] M. Bessenrodt-Weberpals, F. X. Söldner, E. R. Müller, H. D. Murmann, W. Poschenrieder, G. Siller, and K. H. Steuer. Improved confinement in high-density ohmic discharges due to impurity puffing. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 34(4):443, April 1992.
- [CGC⁺89] W. J. Corbett, D. M. Goebel, R. W. Conn, R. T. McGrath, K. H. Dippel, and K. H. Finken. Impurity deposition in ALT-II limiter heads in TEXTOR. *J. Nucl. Mater.*, 162-164:660, 1989.
- [CRC⁺90] W. J. Corbett, D. Reiter, R. W. Conn, K. H. Dippel, and K. H. Finken. Neutral particle transport in a tokamak toroidal belt pump limiter. *J. of Vac. Sci. Technol.*, A3:1772, 1990.

- [CW94] J. W. Conner and H. R. Wilson. Survey of theories of anomalous transport. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 36:719, 1994.
- [DCL⁺92] F. Disdier, G. Claudet, J. Lafferranderie, F. Viargues, K. H. Finken, W. Kohlhaas, H. Meier, and H. P. Wegener. The TEXTOR nine shot pellet injector. *Fusion Technology*, page 467, 1992.
- [DFH⁺89] K. H. Dippel, K. H. Finken, A. Hardtke, G. H. Wolf, W. J. Corbett, D. M. Goebel, R. W. Conn, R. A. Moyer, R. T. McGrath, J. G. Watkins, A. Miahara, and A. Sagara. Particle removal capabilities of the toroidal pump limiter ALT-II-poloidal asymmetries and ICR-heating. *Proceedings of the 12th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna*, 1:453, 1989.
- [dVRST98] P. C. de Vries, J. Rapp, F. C. Schüller, and M. Z. Tokar. Influence of recycling on the density limit in TEXTOR-94. *Phys. Ref. Let.*, 80(16):3519, Apr. 1998.
- [dVWDS96] P. C. de Vries, G. Waidmann, A. J. H. Donne, and F. C. Schüller. MHD-mode stabilization by plasma rotation in TEXTOR. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38(4):467, April 1996.
- [ELPU89] H. Euringer, M. Lochter, U. Pfister, and R. Uhlemann. Neutral injection for TEXTOR. *Proceedings of the 13th Symposium on Fusion Engineering, Knoxville USA*, 2:991, 1989.
- [FPT77] C. A. Foster, P. B. Parks, and R. J. Turbull. A model for the ablation rate of a solid hydrogen pellet in a plasma. *Nucl. Fus.*, 17(3):539–556, 1977.
- [GBC⁺86] M. Greenwald, M. Besen, F. Camacho, C. Fiore, M. Foord, R. Gandy, C. Gomez, R. Granetz, D. Gwinn, S. Knowlton, B. La Bombard, B. Lipschultz, H. Manning, E. Marmar, S. C. Mc Cool, J. Parker, R. Parker, R. Petrasso, P. Pribyl, J. Rice, D. Sigmar, Y. Takase, J. Tery, R. Watterson, and S. Wolfe. Studies of the regime of improved particle confinement following pellet injection into Alcator C. *Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research*, 1:139, November 1986.
- [GCC⁺89] G. M. Goebel, R. W. Conn, W. J. Corbett, K. H. Dippel, K. H. Finken, W. B. Gauster, A. Hardtke, J. A. Koski, W. Kohlhaas,

- R. T. McGrath, M. E. Malinowski, A. Miahara, R. Moyer, A. Sagara, J. G. Watkins, and G. Wolf. ALT-II toroidal belt pump limiter performance in TEXTOR. *J. Nucl. Mater.*, 162-164:115, 1989.
- [GFG⁺88] O. Gruber, H. U. Fahrbach, O. Gehre, W. Herrmann, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, E. R. Müller, F. Söldner, F. Wagner, R. Wunderlich, G. Becker, B. Bomba, H. Bruhns, K. Büchel, A. Carlson, G. Dodel, A. Eberhagen, G. Fussmann, K. Gentle, L. Giannone, G. v. Gierke, E. Glock, S. v. Goeler, G. Haas, J. Hofmann, E. Holzhauer, K. Hübner, G. Janeschitz, S. Kaesdorf, F. Karger, O. Klüber, M. Kornherr, K. Krieger, R. Lang, P. Lee, G. Lisitano, M. Lörcher, T. C. Luce, F. Mast, H. M. Mayer, K. McCormick, D. Meisel, Y. Miura, H. Murmann, J. Neuhauser, H. Niedermeyer, R. Nolte, J. M. Notredaeme, M. P. Petrov, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, D. E. Roberts, A. Rudji, W. Sandmann, F. Schneider, U. Schneider, G. Siller, E. Simmel, E. Speth, A. Stäbler, K. Steinmetz, K. H. Steuer, U. Stroth, N. Tsois, O. Vollmer, J. B. Whitley, H. Würz, and D. Zasche. Auxiliary heated multipellet-fuelled discharges in ASDEX and influence of density profile shape on confinement. *Plasma Phys. and Contr. Fus.*, 30(11):1611, November 1988.
- [GGK⁺99] S. Günter, A. Gude, H. R. Koslowski, M. Marascheck, S. D. Pinches, S. Desnik, and Q. Yu. MHD phenomena in ASDEX upgrade and TEXTOR. *Nucl. Fus.*, 1999. accepted for publication.
- [GGM⁺84] M. Greenwald, D. Gwinn, S. Milora, J. Parker, R. Parker, S. Wolfe, M. Besen, F. Camacho, S. Fairfax, C. Fiore, M. Foord, R. Gandy, C. Gomez, R. Granetz, B. LaBombard, B. Lipschultz, B. Lloyd, E. Marmor, S. McCool, D. Pappas, R. Petrasso, P. Pribyl, J. Rice, D. Schuresko, Y. Takase, J. Terry, and R. Watterson. Energy confinement of high-density pellet-fuelled plasmas in the Alcator C tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 53(4):352, July 1984.
- [GRB⁺95] K. W. Gentle, W. L. Rowan, R. V. Bravenec, G. Cima, T. P. Crowley, H. Gasquet, G. A. Hallock, J. Heard, A. Ouroua, P. E. Phillips, D. W. Ross, P. M. Schoch, and C. Watts. Strong non-

- local effects in a tokamak perturbative transport experiment. *Phys. Rev. Let.*, 74(18):3620, May 1995.
- [Gro87] TFR Group. Pellet injection experiments on the TFR tokamak. *Nucl. Fus.*, 27(12):1975, December 1987.
- [GTW⁺88] M. Greenwald, J. L. Terry, S.M. Wolfe, S. Ejima, M. G. Bell, S. M. Kaye, and G. H. Neilson. A new look at density limits in tokamaks. *Nucl. Fus.*, 28:2199–2207, 12 1988.
- [HFK⁺98] J. Hobirk, K. H. Finken, H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, and G. Mank. Sawtooth phenomena following pellet injection in TEXTOR-94. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 25th Eur. Conf., Prag 1998)*, 6 1998.
- [HMA88] W. A. Houlberg, S. L. Milora, and S. E. Attenberger. Neutral and plasma shielding model for pellet ablation. *Nucl. Fus.*, 28(4):595, April 1988.
- [HMF⁺97] J. Hobirk, M. Messiaen, K. H. Finken, M. Brix, R. Jaspers, H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, G. Mank, J. Ongena, G. Van Oost, J. Rapp, G. Telesca, and B. Unterberg. Quasi-stationary high confinement by pellet injection in TEXTOR-94. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997)*, 21A(IV):1861, 6 1997.
- [JBKU97] R. Jaspers, E. Busche, T. Krakor, and B. Unterberg. Neon profiles and concentrations under radiative edge cooling conditions in TEXTOR-94. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997)*, 21A:1713, 6 1997.
- [KBB⁺90] W. Kohlhaas, H. Beckers, H. Bousak, K. H. Finken, H. Meier, and H. Wegener. Propellant gas handling and pellet diagnostics of the TEXTOR pellet injector system. *Fusion Technology*, page 762, 1990.
- [KBF⁺88] M. Kaufmann, K. Büchel, G. Fussmann, O. Gehre, K. Grassie, O. Gruber, G. Haas, G. Janeschitz, M. Kornherr, K. Lackner, R.S. Lang, K.F. Mast, K. McCormick, V. Mertens, J. Neuhausser, H. Niedermeyer, W. Sandmann, W. Schneider, D. Zasche, H.P. Zehrfeld, Z.A. Pietrzyk, and G. Vlases. Pellet injection with improved confinement in ASDEX. *Nucl. Fus.*, 28(5):827–848, May 1988.

- [KdHH⁺97] P. Kupschus, J. de Haas, L. Horton, M. Gadeberg, P. Lang, A. Loarte, J. Lingertat, G. Saibene, and B. Tubbing. Experiments on plasma fuelling and ELM control by pellet injection on JET. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997)*, 21A:45, June 1997.
- [KFWdV97] A. Krämer-Flecken, G. Waidmann, and P. C. de Vries. Measurements of the 3rd harmonic ECE in TEXTOR-94. *Proceedings of Tenth Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*, April 1997.
- [KKM⁺94] Y. Koide, M. Kikuchi, M. Mori, S. Tsuji, S. Ishida, N. Asakura, Y. Kamada, T. Nishitani, Y. Kawano, T. Hatae, T. Fujita, T. Fakuda, A. Sakasai, T. Kondoh, R. Yoshino, and Y. Neyatani. Internal transport barrier on $q=3$ surface and poloidal plasma spin up in JT-60U high- β_p discharges. *Phys. Rev. Lett.*, 72(23):3662, June 1994.
- [KRK95] VG Kaprolov, VA Rozhansky, and KV Khlopenkov. Improved confinement regime induced by injection of a slow deuterium pellet into ECRH T-10 tokamak plasmas. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 22nd Eur. Conf., Bournemouth 1995)*, 19C:117, 1995.
- [KS97] H. R. Koslowski and H. Soltwisch. Electron density and q profile measurements with the far-IR interferometer-polarimeter on the TEXTOR tokamak. *Fusion Engineering and Design*, 34-35:143, 1997.
- [Kut95] B.V. Kuteev. Hydrogen pellet ablation and acceleration by current in high temperature plasmas. *Nucl. Fus.*, 35(4):431–453, 1995.
- [KYN⁺89] Y. Kamada, R. Yoshino, M. Nagami, T. Ozeki, T. Hirayama, H. Shirai, H. Nakamura, H. Kimura, T. Fujii, K. Kawasaki, H. Hiratsuka, Y. Miyo, K. Nagashima, H. Yoshida, and T. Nishitani. Improved confinement characteristics of pellet fuelled discharges on JT-60. *Nucl. Fus.*, 29(10):1785, October 1989.
- [Law56] J. D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society B*, pages 6–10, November 1956.

- [LBK⁺96] P. T. Lang, K. Büchel, M. Kaufmann, R. S. Lang, V. Mertens, H. W. Müller, and J. Neuhauser. Pellet injection into ASDEX upgrade plasmas with improved scenario from the magnetic high-field side. Internal report, Max-Planck Institut für Plasmaphysik 85748 Garching bei München, 10 1996.
- [LBK⁺97] P. T. Lang, K. Büchel, M. Kaufmann, R. S. Lang, V. Mertens, H. W. Müller, and J. Neuhauser. High-efficiency plasma refuelling by pellet injection from the magnetic high-field side into asdex upgrade. *Phys. Rev. Let.*, 79(8):1487, August 1997.
- [Lip87] B. Lipschulz. Review of marfe phenomena in tokamaks. *Jour. of Nukl. Mat.*, 145-147:15, 1987.
- [MBB⁺89] S. L. Milora, D. V. Bartlett, L. R. Baylor, K. Behringer, D. J. Campbell, L. Charlton, A. Cheetham, J. G. Cordey, S. Corti, M. Gadeberg, R. Galvao, A. Gondhalekar, N. A. Gottardi, R. Granetz, G. Hammett, M. von Hellermann, K. Hirsch, J. T. Hogan, W. A. Houlberg, O. N. Jarvis, T. C. Jennigan, P. Kupschus, G. S. Lee, P. Morgan, C. K. Phillips, J. O'Rourke, G. Sadler, G. L. Schmidt, J. Snipes, D. Stubberfield, A. Taroni, B. Tubbing, and H. Weisen. Summary of energy and particle confinement in pellet-fuelled auxiliary-heated discharges on JET. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Eur. Conf., Venice 1989)*, 13B:91, 1989.
- [MBG⁺89] V. Mertens, K. Büchel, O. Gruber, M. Kaufmann, M. Kornherr, R. Lang, H. Murmann, W. Sandmann, K. H. Steuer, and O. Vollmer. Particle transport and sawtooth activity in pellet-fuelled ASDEX L-mode plasmas. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Eur. Conf., Venice 1989)*, 13B-I:183, 1989.
- [MdBdK⁺97] P. Mantica, M. R. de Baar, J. de Kloe, F. De Luca, P. Galli, G. Gorini, G. M. D. Hogeweij, A. Jacchia, N. J. Lopes Cardozo, and A. A. M. Oomens. Non-local plasma response induced by peripheral perturbations in the RTP tokamak. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997)*, 21A(IV):1853, 6 1997.
- [MGGJ97] P. Maget, X. Garbet, A. Géraud, and E. Joffrin. A model for improved confinement in PEP discharges. *Controlled Fusi-*

on and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997), 21A:173, 6 1997.

- [MHLM95] S. L. Milora, W. A. Houlberg, L. L. Lengyel, and V. Mertens. Review paper pellet fuelling. *Nucl. Fus.*, 35(6):657–754, 1995.
- [MOS⁺96] A. M. Messiaen, J. Ongena, U. Samm, B. Unterberg, G. Van Wassenhove, F. Durodie, R. Jaspers, M. Z. Tokar, P. E. Vandenplas, G. Van Oost, J. Winter, G. H. Wolf, G. Bertschinger, G. Bonheure, P. Dumortier, H. Euringer, K. H. Finken, G. Fuchs, B. Giesen, R. Koch, L. Könen, C. Königs, H. R. Koslowski, A. Krämer Flecken, A. Lyssoivan, G. Mank, J. Rapp, N. Schoon, G. Telesca, R. Uhlemann, M. Vervier, G. Waidmann, and R. R. Weynants. High confinement and high density with stationary plasma energy and strong edge radiation in the TEXTOR-94 tokamak. *Physical Review Letters*, 77(12):2487–2490, September 1996.
- [MOU⁺97] A. M. Messiaen, J. Ongena, B. Unterberg, J. Boedo, G. Fuchs, R. Jaspers, L. Könen, H. R. Koslowski, G. Mank, J. Rapp, U. Samm, P. E. Vandenplas, G. Van Oost, G. Van Wassenhove, G. Waidmann, R. R. Weynants, G. H. Wolf, G. Bertschinger, G. Bonheure, M. Brix, P. Dumortier, F. Durodie, K. H. Finken, B. Giesen, D. Hillis, P. Hütteman, R. Koch, A. Krämer-Flecken, A. Lyssoivan, P. Mertens, A. Pospieszczyk, A. Post-Zwicker, M. Sauer, B. Schweer, J. Schwelberger, G. Telesca, M. Z. Tokar, R. Uhlemann, M. Vervier, and J. Winter. High confinement and high density with stationary plasma energy and strong edge radiation cooling in the upgraded torus experiment for technology oriented research (TEXTOR-94). *Physics of Plasmas*, 4(5):1690–1698, May 1997.
- [OMU⁺97] J. Ongena, A. M. Messiaen, B. Unterberg, P. E. Vandenplas, G. Van Wassenhove, R. R. Weynants, and G. Bonheure. Recovery of a neo-alcator type scaling with auxiliary heating in strongly edge radiatively cooled discharges on TEXTOR-94. *Comm. Plasma Physics and Contr. Fus.*, 18(4):221, 1997.
- [PD89] B. Pegourie and M. A. Dubois. Magnetic surfaces and striations during pellet ablation. *Nucl. Fus.*, 29(5):745–751, 1989.

- [Rae95] J. Raeder. Safty and environmental assessment of fusion power. *Report of the SEAFP Project (EURFUBRU XII-217/95)*, Juni 1995.
- [RdVS⁺99] J. Rapp, P. C. de Vries, F. C. Schüller, M. Z. Tokar, W. Bicl, R. Jaspers, H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, A. Kreter, M. Lehnen, A. Pospieszczyk, D. Reiser, U. Samm, and G. Sergienko. Density limits in TEXTOR-94 auxiliary heated discharges. *Nucl. Fus.*, June 1999. accepted for publication.
- [SAB⁺95] P. Smeulders, L. C. Appel, B. Balet, T. C. Hender, L. Lauro-Taroni, D. Stork, B. Wolle, S. Ali-Arshad, B. Alper, H. J. de Blank, M. Bures, B. de Esch, R. Giannella, R. König, P. Kupschus, K. Lawson, F. B. Marcus, M. Mattioli, H. W. Morsi, D. P. O'Brien, J. O'Rourke, G. J. Sadler, G. L. Schmidt, P. M. Stubberfield, and W. Zwingmann. Survey of pellet enhanced performance in JET discharges. *Nucl. Fus.*, 35(2):225–242, Feburary 1995.
- [SBB⁺87] D. P. Schissel, J. Baur, G. Bramson, A. Kellmann, R. T. Snider, R. Stockdale, S. S. Woljtowicz, and C. A. Foster. Results of pellet fuelled discharges on the DOUBLET III tokamak. *Nucl. Fus.*, 27(7):1063, July 1987.
- [SBB⁺97] E. J. Synakowski, S. H. Batha, M. A. Beer, M. G. Bell, R. E. Bell, R. V. Budny, C. E. Bush, P. C. Efthimion, G. W. Hammett, T. S. Hahm, B. LeBlanc, F. Levinton, E. Mazzucato, H. Park, A. T. Ramsey, G. Rewoldt, S. D. Scott, G. Schmidt, W. M. Tang, G. Taylor, and M. C. Zarnstorff. Roles of electric field shear and shafranov shift in sustaining high confinement in enhanced reversed shear plasmas on the TFTR tokamak. *Phys. Rev. Let.*, 78(15):2972, Apr 1997.
- [SH53] L. Spitzer and R. Härm. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89:977, 1953.
- [SMW⁺88] F. X. Söldner, E. R. Müller, F. Wagner, H. S. Bosch, A. Eberhagen, H. U. Fahrbach, G. Fussmann, O. Gehre, K. Gentile, J. Gernhardt, O. Gruber, W. Herrmann, G. Janeschitz, M. Kornherr, K. Krieger, H. M. Mayer, K. McCormick, H. D. Murmann, J. Neuhauser, R. Nolte, W. Poschenrieder, H. Röhr,

- K. H. Steuer, U. Stroth, N. Tsois, and H. Verbeck. Improved confinement in high-density ohmic discharges in ASDEX. *Phys. Rev. Let.*, 61(9):1105, August 1988.
- [Spe89] E. Speth. Neutral beam heating of fusion plasmas. *Rep. Prog. Phys.*, 52:57, 1989.
- [Sti75] T. H. Stix. Fast-wave heating of a two component plasma. *Nucl. Fus.*, 15:737, 1975.
- [TCC⁺94] K. Thomsen, D. J. Campbell, J. G. Cordey, O. J. W. F. Kardaun, F. Ryter, U. Stroth, A. Kus, J. C. De Boo, D. P. Schissel, Y. Miura, N. Suzuki, M. Mori, T. Matsuda, T. Tamai, T. Takizuka, S.-I. Itoh, K. Itoh, and S. M. Kaye. ITER H mode confinement database update. *Nucl. Fus.*, 34(1):131, Jan 1994.
- [TGS⁺84] F. Troyon, R. Gruber, H. Sauremann, S. Semenzato, and S. Succi. MHD limits to plasma confinement. *Plasma physics and contr. Fus*, 26(1A):209, 1984.
- [TJU98] M. Z. Tokar, R. Jaspers, and B. Unterberg. A mechanism of bifurcation to strongly sheared toroidal rotation in the radiatively improved mode in TEXTOR-94. *Nucl. Fus.*, 38(7):961-965, 7 1998.
- [TJW⁺99] M. Z. Tokar, R. Jaspers, R. R. Weynants, H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, A. M. Messiaen, J. Ongena, and B. Unterberg. Evidence of suppression of ITG-instability in the radiatively improved mode in TEXTOR-94. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 41:L9, 1999.
- [UO99] R. Uhlemann and J. Ongena. Variation of injected neutral beam power at constant particle energy by changing the beam target aperture of the TEXTOR neutral beam injector. *Fusion Technology*, 35:42, January 99.
- [VOBD⁺87] G. Van Oost, V. P. Bhatnagar, T. Delvigne, P. Descamps, F. Durodié, R. Koch, A. M. Messiaen, D. I. C. Pearson, P. E. Vandenplas, A. Vanderstraeten, R. Van Nieuwenhove, G. Van Wassenhove, R. R. Weynants, W. Kohlhaas, C. Stickelmann, A. Cosler, B. Giesen, B. Goerg, S. Haltrich, P. Hüttemann, and M. Korten. The high-power (3-mw) long-pulse (3-s) radio-frequency system for ion cyclotron resonance

- heating experiments on TEXTOR. *Fusion Technology*, 12:449, November 1987.
- [VR92] F. Viargues and J. Rouillon. *9-Shot Pellet Injector for TEXTOR Tokamak-Juelich - Experimental Results*. CEA-CENG, April 1992.
- [VWHB⁺97] G. Van Wassenhove, S. Helbing, G. Bonheure, F. Gadelmeier, R. Jaspers, A. Krämer-Flecken, A. Messiaen, J. Ongena, G. Telesca, B. Unterberg, M. Vervier, and B. Wolle. Dilution and electron temperature determination from neutron rate measurements during ri mode discharges in TEXTOR. *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf., Berchtesgaden 1997)*, 21A:1697, 6 1997.
- [WBB⁺82] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, G. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, F. Huang, M. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lissitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak. *Phys. Rev. Let.*, 49(19):1408, Nov. 1982. H-Mode.
- [Wes87] John Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 10 1987.
- [Wol89] G. H. Wolf. Plasmen für die Fusionsforschung. In *Moderne Probleme der Plasmaphysik*, pages 33–123, Postfach 1913-52425 Jülich, August 1989. IPP, KFA-Jülich, Institut für Plasmaphysik.

Index

- D_α -Licht, 33
 β -Grenze, 27, 46
abgestrahlte Leistung, 27, 29, 56, 65
Ablation, 7
ALT-II, 4, 55
anormaler Transport, 57
Anwachsrate, 28
Bolometrie, 43, 64, 65
Deuterium, 1, 4, 33
diamagnetische Energie, 14
Dichte-Grenze, 43
Dichteprofilzuspitzung, 8, 12, 35, 53
Diffusor, 4
Disruption, 43, 47
Divertor, 2
DTE, 28
ECE, 63
effektives Z , 37, 64
Eindringtiefe, 6, 22, 52, 54, 56
Einfülleffizienz, 6, 9
Einfrierzelle, 4
Elektronendichte, 12, 27, 29, 41, 63
Elektronendichteprofil, 4, 34, 47, 58
Elektronentemperatur, 35, 41, 63
Energieeinschlußzeit, 8, 27, 29, 61
externe Heizung, 19, 24
Fusion, 1
Greenwalddichte, 24
H-Mode, 23, 24
HCN, 63
Heizleistung, 57
Helium, 1
ICRH, 3, 24, 27, 29, 32
Insel, 39
Interferometer, 38, 63
Ionentemperatur, 35, 65
ITER93-H-Skalierung, 23, 27
ITG, 27, 62
Kältepulse, 17
Kohlenstoff, 37
Kontinuumslicht, 63–65
konvektive Zelle, 28
L-Mode, 19, 23, 24, 61
Ladungsaustauschspektroskopie, 65
Lawsonkriterium, 1
Limiter, 2, 33, 52
Linienstrahlung, 33
Magnetfeld, 2, 64
magnetischer Einschluß, 2
MARFE, 41, 46, 49, 52, 53, 61, 65
Mikroinstabilitäten, 2, 19, 28, 58
Modenaktivität, 38, 39, 49, 52, 53, 61
Neo-Alcator-Skalierung, 12
Neon, 37
Neon-VIII, 24, 29
Neutralteilchen, 29, 33, 52
Neutralteilcheninjektion, 3, 57, 65

- Neutron, 1
Neutronenrate, 37, 63, 65
NGS, 7
nicht lokaler Transport, 17
normiertes Beta, 47

ohmsche Heizung, 11
ohmsche Plasmen, 8, 11

Pellet, 4, 29, 61
Pelletgeschwindigkeit, 4
Pelletgröße, 7
Pelletinjektor, 4
Pelletmasse, 4, 53, 54
PEP-Mode, 38
Plasmaenergie, 29
Plasmaposition, 55, 56
Plasmarandschicht, 41
Plasmastrom, 2, 19
poloidale Rotation, 28
poloidales Magnetfeld, 2
Profilformfaktor, 12, 53

radiales elektrisches Feld, 28, 57
Recycling, 3, 33, 52
RI-Mode, 24, 27, 29, 61, 64
RI-Mode-Skalierung, 24, 52

Sägezahnabbruch, 21
Sägezahnaktivität, 12, 15, 38, 39, 61
Sauerstoff, 37
Sicherheitsfaktor, 15, 38
Skalierungsgesetz, 19
Spitzer-Widerstand, 11
Stöße, 2
Stellerator, 2
Strahlungsdichte, 49
Strahlungsmantel, 27
Striations, 8
Stromprofil, 38

Teilchentransport, 52
TEXTOR-94, 3
Tokamak, 2
toroidale Rotation, 4, 28, 57, 65
toroidales Magnetfeld, 2
totale Anzahl Elektronen, 32
Trägheitsfusion, 2
Transportbarriere, 28, 58
Tritium, 1
Turbulenz, 58

vertikales Magnetfeld, 2
Verunreinigungen, 27, 37

Wand, 33, 55, 59

Zyklotronfrequenz, 64

Danksagung

Ich möchte mich bei all denen bedanken, die eine schnelle und erfolgreiche Durchführung dieser Dissertation möglich gemacht haben: dem Herrn P. Cornette, der mit viel Sorgfalt den Pelletinjektor betriebsbereit gehalten hat und sich um den Anbau des nach oben hin gebogenen Flugrohres gekümmert hat; dem Herrn G. Mank, der mich in der Benutzung der Datenerfassung und der Benutzung der Kameras unterwiesen hat; den Herren H. R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, J. Rapp, W. Biel, M. Brix, M. Lehnert, R. Jaspers und G. Telesca, deren Messungen ich benutzt habe und die ich immer bei der Auswertung ihrer Daten um Hilfe bitten konnte; den Herren J. Ongena, A. Messiaen und B. Unterberg für die Unterstützung bei den RI-Mode Experimenten und deren Auswertung.

Bedanken möchte ich mich auch bei Anja, Alf und Annette, die meine Arbeit mehrfach Korrektur gelesen haben.

Einen besonders herzlichen Dank möchte ich Herrn K. H. Finken aussprechen, der mich am Forschungszentrum Jülich betreut hat und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Als letztes möchte ich mich bei Herrn A. Stampa aus Essen für seine Betreuung der Doktorarbeit bedanken.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3680
Juli 1999
ISSN 0944-2952