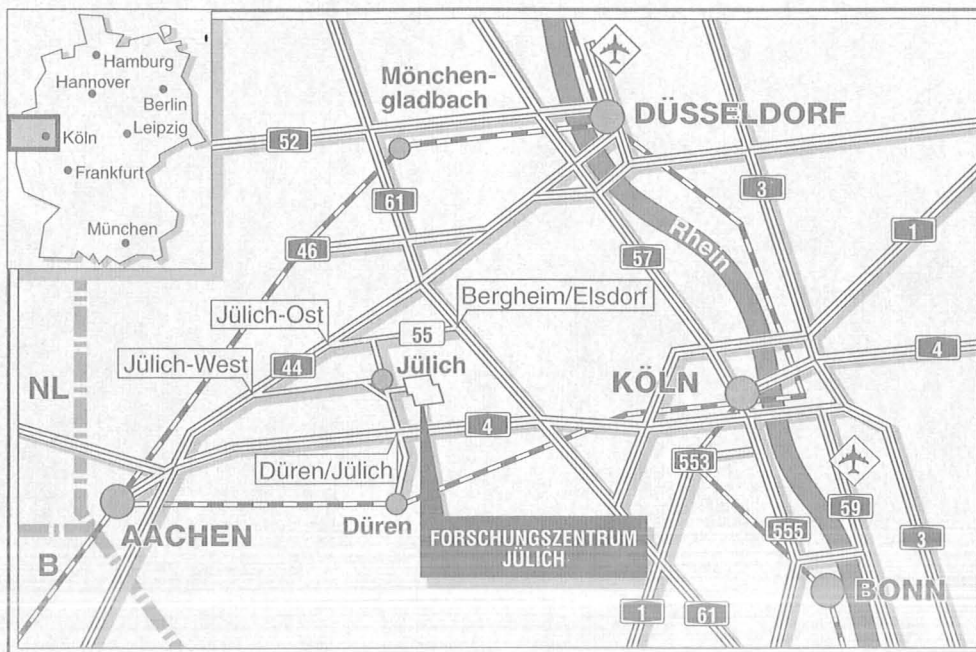


*Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM-KFA*

**Auswirkung eingeschossener
Deuterium-Pellets auf die
Plasmaeigenschaften in
einem Tokamak**

Martin Sander



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3327

ISSN 0944-2952

Institut für Plasmaphysik Jül-3327

Assoziation EURATOM-KFA

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

**Auswirkung eingeschossener
Deuterium-Pellets auf die
Plasmaeigenschaften in
einem Tokamak**

Martin Sander

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Tokamakkonzept	3
1.1.1	Der Tokamak TEXTOR-94	7
2	Nachfüllmethoden	9
2.1	Gaseinlaß	9
2.2	Pelletinjektion als Nachfüllmethode	10
2.3	Weitere Einsatzmöglichkeiten	11
3	Ablationsmodelle	13
3.1	Das Modell der neutralen Abschirmung	13
3.2	Aufheizung der Ablationswolke	17
3.3	Magnetische Effekte	17
3.4	Einfluß der Plasmaabschirmung	18
3.5	Asymmetrie des Ablationsvorgangs	18
3.6	Modulationen im Ablationslicht	20
3.6.1	Einfluß der Magnetfeldstruktur	21
3.6.2	Relativbewegung des Pellets in der Ablationswolke	22
4	Der experimentelle Aufbau	23

4.1	Der Pelletinjektor	23
4.1.1	Der Einfriervorgang	25
	Der Pelletpräparationszyklus	26
4.2	Injektorinterne Diagnostiken	27
4.2.1	Pelletgeschwindigkeit	27
4.2.2	Pelletmasse	29
4.3	Ablationsdiagnostiken	30
4.4	TEXTOR-Diagnostiken	32
5	"Striations"	33
5.1	Dynamik der Pelletabschirmung	34
5.2	Einfluß magnetischer Inseln	37
5.2.1	Das Modell	37
	Die q-Profil-Bestimmung	40
5.2.2	Berechnung der q-Profile	42
	Bemerkungen zum Gültigkeitsbereich	46
5.2.3	Statistische Untersuchung	48
	Vorbereitung der Ablationssignale	49
	Berechnung der Korrelationskoeffizienten	49
5.3	2-dimensionales Ablationsmodell	55
5.3.1	Theorie und experimentelle Ergebnisse	55
	Überlegungen zur Genauigkeit	60
	Gültigkeit bei Multipelletinjektion	61
5.4	Multipellet-Injektionsexperimente	64

5.4.1	Variation der zeitlichen Injektionsfolge	65
6	Injektion in stark geheizte Plasmen	73
6.1	Ablation in NBI-Plasmen	73
6.2	Plasmaeigenschaften	76
7	Einflußnahme auf Plasmaeigenschaften	79
7.1	Entwicklung der Elektronentemperatur	79
7.2	Entwicklung der Elektronendichte	81
7.2.1	Dichteprofile in Multipelletexperimenten	84
7.3	Verbesserung des Energieeinschlusses	86
7.3.1	Ohmsche Entladungen	86
7.3.2	Stark geheizte Entladungen	89
	Zusammenfassung	91
	Literaturverzeichnis	95
	Abbildungsverzeichnis	99
	Tabellenverzeichnis	103

Kapitel 1

Einleitung

Die Kernfusion in Sternplasmen ist der Hauptenergielieferant für den größten Teil der aktiven Phase der Sterne. Die Nutzbarmachung dieser Umwandlungsprozesse zur Energiegewinnung und -versorgung auf der Erde scheint aus vielerlei Gründen im Sinne eines verantwortungsbewußten Handelns für zukünftige Generationen eine der wenigen Alternative zu sein, die als umweltverträgliche und sichere Option der Menschheit offenstehen.

Die Quelle der Fusionsenergie ist die Tatsache, daß durch die Verschmelzung von zwei leichten Atomkernen (z.B. Wasserstoffkernen) ein neuer Atomkern gebildet wird, der geringfügig leichter ist als diese zwei Kerne zusammen (Massendifferenz Δm). Bei dieser Verschmelzungsreaktion wird Δm als kinetische Energie des neuen Kerns und eventueller weiterer Teilchen (z.B. Neutronen) oder als elektromagnetische Strahlung nach dem Einsteinschen Äquivalenzprinzip zwischen Masse und Energie, $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$, freigesetzt, wobei die Reaktionspartner wegen dieser Energieabgabe in einen stabileren Energiezustand übergehen. Diese Energie verteilt sich anteilig auf die Reaktionspartner umgekehrt zu deren Masse. Die Energie ΔE wird in diesem Zusammenhang als Bindungsenergie der reagierenden Partner bezeichnet und ist eine Funktion der Zahl Z der Nukleonen, die den Atomkern bilden.

Die Bindungsenergie ΔE eines Nuklids ist im wesentlichen proportional zur Zahl der Nukleonen Z . Trägt man die Bindungsenergie pro Nukleon $B = \Delta E/Z$ über Z auf, so tritt eine feinere Struktur hervor. Abb. 1.1 zeigt eine solche Darstellung für einige

Nuklide. Wie die Abbildung verdeutlicht, hat B ein absolutes Maximum bei $Z \approx 56$.

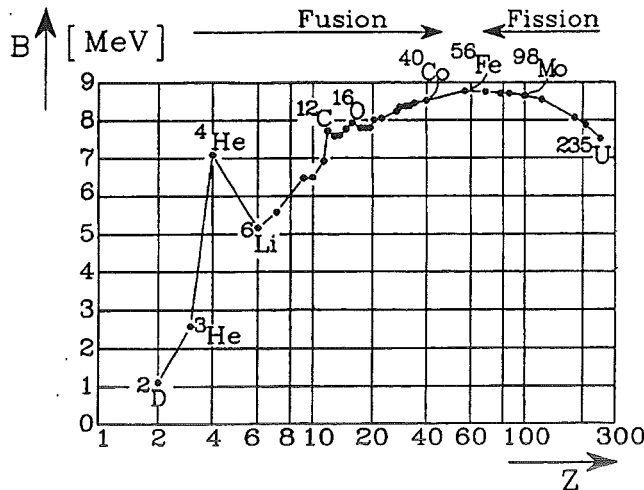
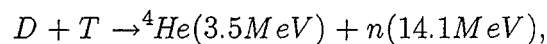


Abb. 1.1: Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Nukleonenzahl.

Kerne dieser Nukleonenzahlen, also Chrom, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt und Kupfer sind daher besonders stabil. Auffällig ist, daß die Kurve bei $Z = 4$ (${}^4\text{He}$) ein ausgeprägtes Nebenmaximum besitzt. Bei einer Bindung von vier Nukleonen (2 Protonen und 2 Neutronen) wird ein Energiebetrag von $B = 4 \cdot 7.07 = 28.28$ MeV* freigesetzt. Dieser relativ hohe Betrag macht das Element ${}^4\text{He}$ zu einem Fusionsprodukt, das hinsichtlich der Energiefreisetzung sehr attraktiv ist. Aus der Kernphysik sind Fusionsreaktionen bekannt, an denen die Elemente ${}^2\text{H}$ (Deuterium, im folgenden mit D bezeichnet) und ${}^3\text{H}$ (Tritium, im folgenden mit T bezeichnet) beteiligt sind und Helium als Reaktionsprodukt besitzen. Diese Deuterium-Tritium-Reaktionen verlaufen wie folgt:



wobei die Zahlen in Klammern den Anteil der freigesetzten Energie angeben, die sich auf die Reaktionsprodukte verteilt. Die Voraussetzung für das Zustandekommen derartiger Fusionsprozesse ist eine hinreichend hohe kinetische Energie der Reaktionspartner, die ausreicht, deren abstoßendes Coulombpotential zu überwinden.

*In der Kernphysik wird die Energie in Einheiten von Elektronenvolt ($1\text{eV} = 1.602 \cdot 10^{-19}$ J) angegeben.

1.1 Das Tokamakkonzept

Die Realisierung von Fusionsprozessen auf der Erde setzt hohe Plasmatemperaturen und geeignete Einschlußverfahren voraus. Hierbei hat sich der magnetische Plasmaeinschluß als die effektivste und verheißungsvollste Methode erwiesen. Grundlage dieses Konzeptes ist die Tatsache, daß sich die Bahnen geladener Plasmateilchen im allgemeinen spiralförmig um magnetische Feldlinien winden, und das Plasma als Ganzes durch eine geeignete Magnetfeldstruktur bei Dichten von über 10^{20} m^{-3} zusammengehalten werden kann. Die geforderte Magnetfeldstruktur kann entweder durch eine geeignete Formgebung der Magnetfeldspulen verwirklicht werden (das Prinzip des Stellarators), oder man erzeugt das Magnetfeld durch die Überlagerung eines von außen aufgeprägten Magnetfeldes mit einer Magnetfeldkomponente, die durch den im Plasma selbst induzierten Strom erzeugt wird (das Tokamak-Prinzip). In beiden Fällen wird das Plasma zu einer toroidalen Plasmasäule ringförmig geschlossen.

Abb. 1.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Tokamaks. Er besteht aus einem toroidalen Metallgefäß, in das neutrales Gas eingelassen wird. Dieses wird ionisiert und bildet so das Plasma, das durch die geeignete Magnetfeldstruktur eingeschlossen wird. Die Magnetfeldtopologie wird durch eine Kombination von im wesentlichen drei Magnetfeldkomponenten, dem Toroidal- und Poloidalfeld, sowie dem Vertikalfeld realisiert. Das toroidale Magnetfeld B_t wird durch die Hauptfeldspulen erzeugt, die das Vakuumgefäß ringförmig umschließen. Das poloidale Magnetfeld B_p wird hingegen eingestellt, in dem im Plasma der Plasmastrom I_p induziert wird. Die Erzeugung des Plasmastroms ist möglich, da sich das Plasma wegen seines vollionisierten Ladungszustandes wie ein elektrischer Leiter verhält, der als die Sekundärspule eines Transformators mit einer Windung benutzt werden kann. Nach dem Superpositionsprinzip addieren sich beide Magnetfeldkomponenten zu einem Gesamtfeld, dessen Topologie im Bild 1.2 angedeutet ist. Die Überlagerung beider Komponenten führt zu einem helikal verschraubten Magnetfeld, dessen Linien ineinander verschachtelte magnetische Flußflächen bilden (Bild 1.3). Die Lage der Plasmasäule wird durch ein zusätzliches Magnetfeld, das Vertikalfeld B_v , im Gleichgewicht gehalten.

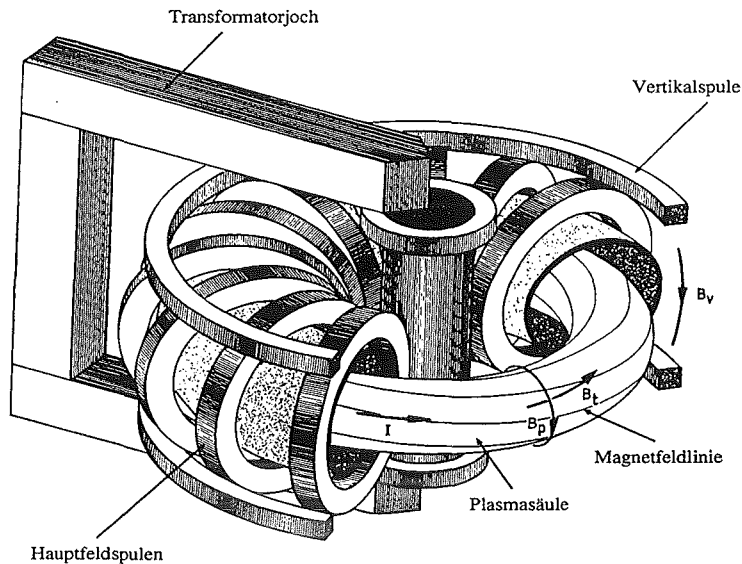


Abb. 1.2: Der prinzipielle Aufbau eines Tokamak.

Als Grad der oben erwähnten Verscherung der Magnetfeldlinien wird der sog. Sicherheitsfaktor q definiert, der in zylindrischer Näherung den analytischen Ausdruck besitzt:

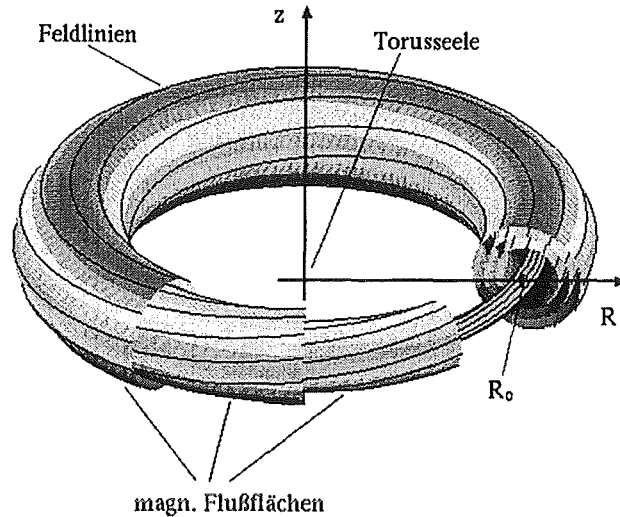
$$q(r) = \frac{m}{n} = \frac{r \cdot B_t}{R_o \cdot B_p}$$

Dabei zählen n und m die Zahl der poloidalen bzw. toroidalen Rotationen eines Punktes entlang einer Magnetfeldlinie, die sich nach n poloidalen und m toroidalen Umläufen wieder schließen. R_o ist der große und r der kleine Plasmaradius, B_t und B_p sind die Toroidal- bzw. Poloidalfelder. Wenn die Größe q eine rationale Zahl ist, werden die zugehörigen magnetischen Flußflächen rationale q -Flächen genannt. Von besonderer Wichtigkeit für diese Arbeit werden "niedrig rationale" Werte sein, wie z. B. $q = 1, 3/2, 5/3, 2, 5/2$, usw.

Wegen des ursächlichen Zusammenhangs zwischen dem Poloidalfeld und dem Plasmastrom über das Ampere'sche Gesetz läßt sich der Sicherheitsfaktor auch durch den Plasmastrom wie folgt ausdrücken:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 \cdot B_t}{\mu_o R_o \cdot I_p(r)} \quad (1.1)$$

Abb. 1.3: Flußflächentopologie eines Tokamaks.



Aus dieser Relation folgt, daß die Bedingungen für q zu Bedingungen für den Plasmastrom werden.

Stabilitätsüberlegungen und umfangreiche Rechnungen vergangener Jahre für den Fall eines kreisförmigen Tokamaks lieferten ursprünglich Bedingungen für die Grenzwerte von q :

$$q(r) \geq 1 \quad \text{für} \quad 0 \leq r \leq a \quad (1.2) \quad \text{und} \quad q(a) \geq 2, \quad (1.3)$$

wobei a den Rand der Plasmasäule angibt.

Wie zuerst am TEXTOR von Soltwisch ([1]) durch polarimetrische Messungen der Stromdichteverteilung gezeigt wurde, kann der Sicherheitsfaktors auf der magnetischen Achse einen Wert erreichen, der erheblich kleiner als eins ist und über die Beziehung $q(0) = 2B_t/(\mu_o R j_\phi(0))$ von dem axialen Wert der Stromdichte abhängt. Es wurden strukturelle Besonderheiten des $q(r)$ -Profils experimentell gefunden, die die Diskrepanz zwischen diesen experimentellen Befunden und den Ergebnissen theoretischer Arbeiten über magnetohydrodynamische Stabilität des Plasmakerns im Rahmen verfeinerter Stabilitätsberechnungen erklären konnten ([2]).

Aus den Bedingungen (1.1) und (1.2) erhält man eine obere Grenze für den Plasmastrom am Plasmarand (bei $r = a$):

$$I_p \leq 5 \cdot \frac{a^2 \cdot B_t}{R_o}, \quad (I_p \text{ in MA, } a \text{ und } R_o \text{ in m und } B_t \text{ in T}).$$

Diese Bedingung wird als Kruskal–Shafranov–Grenze bezeichnet. Sie schränkt die Möglichkeit ein, das Tokamakplasma durch Widerstandsheizung* zu heizen.

Wie bereits erwähnt, ist die Realisierung eines Fusionsreaktors, der den irdisch-physikalischen Bedingungen genügt, unter anderem an die Einstellung hoher Plasmatemperaturen (hoher kinetischer Energie der Plasmateilchen) geknüpft. Diese läßt sich durch die Widerstandsheizung (ohmsche Heizung) alleine nicht verwirklichen, da neben der Limitierung des möglichen Plasmastroms durch die oben erwähnte Kruskal–Shafranov–Grenze die Effektivität dieser Heizmethode hauptsächlich von der elektrischen Leitfähigkeit des Leiters Plasma abhängt. Diese nimmt aber mit zunehmender Temperatur wie $T_e^{-\frac{3}{2}}$ stark ab**. Es sind daher zusätzliche Heizmethoden notwendig, die eingesetzt werden müssen, das Plasma zunächst auf eine Mindesttemperatur aufzuheizen, ab der dann die Fusionsprozesse "selbsterhaltend" ablaufen können. Ist dies der Fall, so spricht man auch von einem gezündeten Plasma. Als zusätzliche Heiztechniken, neben der immer präsenten ohm'schen Heizung, kommen verschiedene Methoden mit unterschiedlicher Heizeffizienz zum Einsatz: Es wird elektromagnetische Strahlung bestimmter Resonanzfrequenzen (Zyklotronfrequenzen der Plasmaionen bzw. -elektronen) eingestrahlt (ICRH, ECRH), oder es werden neutrale Atome hoher kinetischer Energie ins Plasma injiziert (NBI). Zündet das Plasma, laufen im Plasma also z. B. DT–Fusionsprozesse ab, so entstehen, wie gesehen, neben Neutronen auch ^4He -Kerne (α -Teilchen) als Fusionsprodukt mit einer kinetischen Energie von 3.5 MeV. Diese hochenergetischen Teilchen heizen das Plasma durch Stöße auf und tragen so zur Aufrechterhaltung des Fusionsprozesses nun hauptsächlich bei.

*Da sich das Plasma wie ein Leiter verhält, besitzt es auch einen ohm'schen Widerstand, der das Plasma aufheizt, sobald ein Strom im Plasma fließt.

**Das Plasma läßt sich mit der Widerstandsheizung so auf Temperaturen von einigen keV ($1\text{keV} \hat{=} 11.6 \cdot 10^6 \text{ K}$) aufheizen.

1.1.1 Der Tokamak TEXTOR-94

Das Jülicher Experiment TEXTOR-94 ist ein mittelgroßer Limiter-Tokamak mit einem kreisförmigen Plasmaquerschnitt. Die Tabelle 1.1 listet die wichtigsten Parameter der Maschine auf.

Großer Plasmaradius R_o	1.75 m
Kleiner Plasmaradius a	0.48 m
Toroidalfeld B_t	≤ 2.6 T
Plasmastrom I_p	≤ 800 kA
flat top Zeit	≤ 10 s
Leistung der beiden Neutralinjektoren P_{NBI}	2 x 1.7 MW
Leistung der ICRH-Antennen P_{ICRH}	2 x 2.2 MW

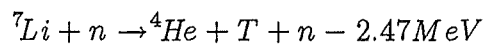
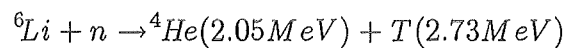
Tabelle 1.1: Parameter des Tokamaks TEXTOR-94.

TEXTOR-94 ist ursprünglich für das Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkungen entwickelt worden und besitzt daher eine Vielzahl von diagnostischen Zugangsmöglichkeiten, die es gestatten, das Einschluß- und Plasmaverhalten für unterschiedliche Entladungsbedingungen zu studieren.

Kapitel 2

Nachfüllmethoden

Damit die Umwandlungsprozesse kontinuierlich ablaufen können, muß für das Nachfüllen des Fusionsbrennstoffes gesorgt werden. Während bei den DT-Reaktionen geplant ist, das Tritium in den Wandelementen des zukünftigen Fusionsreaktors mit Hilfe der bei dem Fusionsprozeß entstehenden Neutronen aus Lithium nach folgendem Reaktionsmuster:



zu brüten und ins Plasma zu leiten, muß Deuterium als zweites Brennstoffelement von außen ebenfalls nachgefüllt werden.

2.1 Gaseinlaß

Die Standardmethode zum Nachfüllen magnetisch eingeschlossener Plasmen ist das Einblasen von neutralem Deuteriumgas am Rande der Plasmasäule. Dieses Gas wird in den inneren Bereich der Entladung transportiert ([3]), wo die Fusionsprozesse ablaufen. Es gibt mehrere Gründe zu der Annahme, daß diese Nachfülltechnik für große Fusionsmaschinen und höhere Plasmadichten inakzeptabel ist. Unter anderem ist die Eindringtiefe der am Plasmarand deponierten neutralen Gasatome nicht groß

genug. In den fusionsrelevanten Divertormaschinen werden diese nach der Ionisation in die Nähe des X-Punktes geleitet, müssen dort abgepumpt werden und führen entweder zu einer signifikanten und damit für die Einschlußbedingungen nachteilhaften Erhöhung der Plasmadichte im Randbereich und somit zur Verbreiterung des Dichteprofiles insgesamt, oder das Tritium gelangt mit einer zu geringen Effektivität ins neutrale Plasma und muß immer wieder gereinigt und neu aufbereitet werden.

2.2 Pelletinjektion als Nachfüllmethode

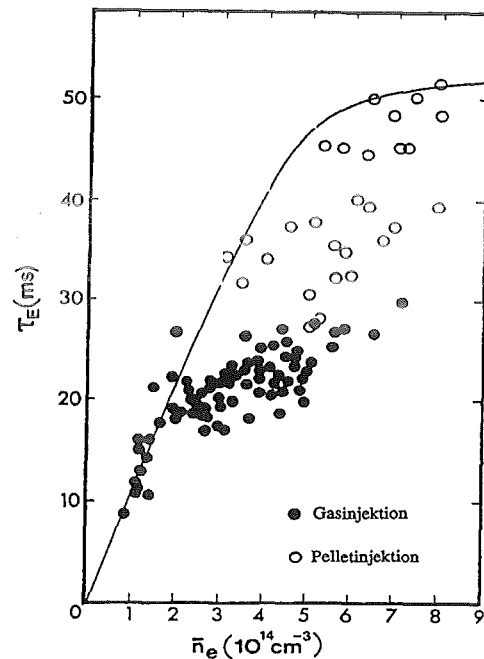
Eine alternative Methode des Nachfüllens magnetisch eingeschlossener Plasmen ist die Injektion von gefrorenen Deuteriumpellets, die mit ausreichend hoher Geschwindigkeit ins Plasma hineingeschossen werden ([4]). Ein Indiz für die Wirksamkeit dieser Nachfüllmethode ist die Eindringtiefe des Pellets im Plasma. Die früheren und gegenwärtigen Pelletinjektionsexperimente zeigen, daß die Eindringtiefe der Pellets an heutigen Tokamakexperimenten bei Pelletgeschwindigkeiten von etwa 1 – 1.5 km/s die Nachfüllung des Plasmas in der Zentralregion durchaus erlaubt. Legt man die Vorhersagen gegenwärtiger Ablationsmodelle zugrunde, so werden die Pelletgeschwindigkeiten bei zukünftigen Fusionsreaktoren aber in der Größenordnung von 5 – 10 km/s ([6]) liegen müssen, was jenseits des heute technologisch Machbaren liegt und wofür noch entsprechende Pelletinjektoren entwickelt werden müssen.

Zusätzlich zu der Frage nach der Eindringtiefe eines Pellets im Plasma ist es entscheidend, das Profil der im Plasma deponierten Pelletmaterie zu berechnen. Dieses bestimmt die Temperatur- und Dichteprofile unmittelbar nach der Pelletinjektion, die wiederum als Eingabegrößen für Transportmodelle benutzt werden können. Auf diese Weise kann die Entwicklung der Postpellet-Profilen studiert werden, um im Zuge der Optimierung von Pelletparametern (Masse, Geschwindigkeit) die Nachfülleffizienz und die Einschlußbedingungen des Plasmas kontinuierlich zu verbessern. Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist die Entwicklung und der Test von Ablationsmodellen, deren Aussagekraft hinsichtlich der plasmarelevanten Auswirkungen der Pelletinjektion (Depositionsprofil, Eindringtiefe, Lebensdauer, usw.) den realen Gegebenheiten genügen.

2.3 Weitere Einsatzmöglichkeiten

Neben der Möglichkeit des Nachfüllens brennender Fusionsplasmen bietet die Pelletinjektion weitere Möglichkeiten im Hinblick auf die Verbesserung von Einschlußbedingungen und auch im Bereich der Plasmadiagnostik. Die vorteilhafte Erhöhung der Energieeinschlußzeit* durch Pelletinjektion wurde an einigen Experimenten festgestellt (z.B. [3], [7], [5]). Die Abb. 2.1 ([5]) verdeutlicht diesen Sachverhalt. Mit Gasinjektion sättigt die Energieeinschlußzeit als Funktion der Elektronendichte im Falle ohmscher Entladungen bei einem um etwa einen Faktor 2 niedrigeren Wert als nach Pelletinjektion.

Abb. 2.1: Energieeinschlußzeit als Funktion der Plasmadichte. Die durchgezogene Linie stellt den theoretischen Verlauf von τ_E nach der Neo-Alcator-Skalierung für $B_t = 10$ T und $I_p = 750$ kA dar ([5]).



*Die Fusionsprozesse laufen selbsterhaltend ab, wenn die Bedingung erfüllt wird, daß die ins Plasma zur Aufheizung eingebrachte Leistung sämtliche Energieverluste (z.B. durch Strahlung) kompensiert. Zur quantitativen Beschreibung der Einschlußbedingungen dient die Energieeinschlußzeit τ_E , die gleich dem Verhältnis zwischen der Energie der Plasmateilchen und der Verlustleistung ist.

Daneben wurde eine Vielzahl von Anwendungen im Bereich der Plasmadiagnostik vorgeschlagen. Pelletinjektion erlaubt die Durchführung von Messungen der Plasmatomdichte. Zum einen kann dies durch die Injektion von sog. Verunreinigungspellets (z.B. Lithium) geschehen, wobei dann aus polarimetrischen Messungen auf die Stromdichte geschlossen werden kann. Zum anderen kann man aus dem Neigungswinkel der teilweise ionisierten Ablationswolke, die sich in Richtung des lokalen Magnetfeldes ausrichtet, die Stärke des lokalen Magnetfeldes berechnen und unter Zuhilfenahme des Ampereschen Gesetzes auf die Stomdichte schließen ([8]).

Es wurde ebenfalls vorgeschlagen, die Pelletinjektion als Methode zur Messung der α -Teilchenprofile in Fusionsplasmen mit Hilfe der Ladungsaustausch-Diagnostik ([9]) einzusetzen: Ein ablatierendes Pellet stellt eine dichte, kompakte Quelle neutraler Teilchen dar, die wegen der großen Eindringtiefe als potentieller Partner für Ladungsaustauschreaktionen zur Verfügung steht.

Schließlich wurde vorgeschlagen, Pellets als Meßtechnik zur Bestimmung der Verteilung von sog. Runaway-Elektronen in einem Tokamak-Plasma einzusetzen. Runaway-Elektronen sind suprathermische Elektronen, deren mittlere freie Weglänge im Plasma größer ist als die Stoßlänge. Da der Stoßquerschnitt mit wachsender Energie abnimmt, werden diese Teilchen durch die Umfangspannung stärker beschleunigt als abgebremst ([10]).

Kapitel 3

Ablationsmodelle

3.1 Das Modell der neutralen Abschirmung

Für alle im vorhergehenden Abschnitt aufgelisteten Anwendungen der Pelletinjektion ist das Verständnis der Physik des Ablationsprozesses wesentlich. Insbesondere für den Einsatz der Pelletinjektion zum Zwecke des Nachfüllens thermonuklearer Fusionsplasmen ist ein Ablationsmodell nötig, das eine Vorhersage der Eindringtiefe der Pellets und des Depositionsprofils der ablatierenden Pelletmaterie erlaubt.

Ausgangspunkt der Modellierungen des Ablationsprozesses ist das "Modell der neutralen Abschirmung" von Parks u.a. (Neutral Gas Shielding Model, NGS) ([11]). Dem Leidenfrost'schen Phänomen entsprechend, schirmt die im wesentlichen neutrale Ablationswolke, die sich um das Pellet ausbildet, die Pelletoberfläche vor dem ankommenden Wärmefluß ab. Dies führt zu einer Verlängerung der Lebensdauer und damit zur Vergrößerung der Eindringtiefen der Pellets im Plasma.

Die Abb. 3.1 zeigt schematisch den Ablationsvorgang, wie er durch das NGS modelliert wird. Es wird davon ausgegangen, daß aufgrund der relativ kleinen Sublimationsenergie des Wasserstoffs bzw. Deuteriums (0.015eV für D_2) das Pellet in der ersten Eintauchphase ins Plasma einem großen Elektronenfluß ausgesetzt ist und anfängt, sehr schnell zu ablatieren.

Dieser, einige 100 ns andauernde Vorgang setzt sich solange fort, bis sich eine

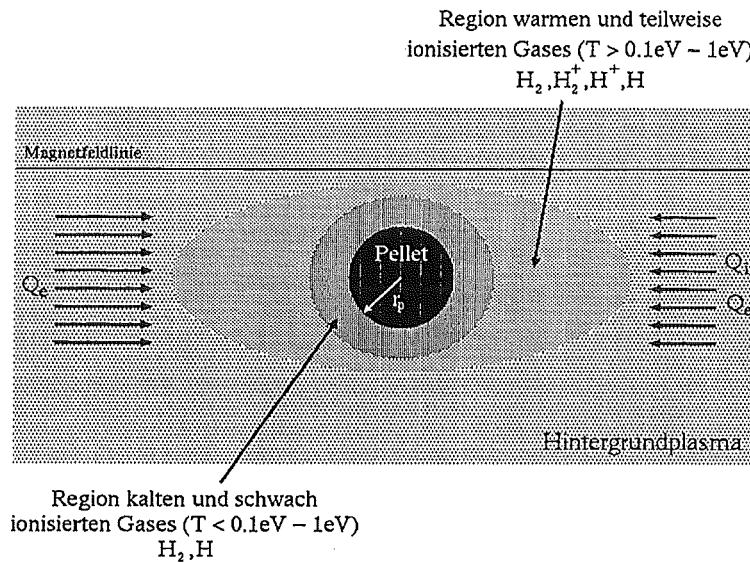


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Ablationsvorgangs. r_p ist der Radius des kugelförmig angenommenen Pellets. Die Zahl der neutralen H-Atome fällt innerhalb eines Ionisationsradiuses r_i ($\frac{r_i}{r_p} \gg 1$) auf $\approx \frac{1}{e}$ abfällt, wenn Rekombinationsvorgänge vernachlässigt werden.

wenige Elektronenvolt kalte und dichte Wolke (10^{22} bis 10^{24} m^{-3}) überwiegend aus neutralem Gas von wenigen Zentimetern Durchmesser um das Pellet ausgebildet hat. Aufgrund des neutralen Ladungszustands der Wolke expandiert diese kugelsymmetrisch und unterliegt nicht der Einwirkung des Magnetfeldes. Das neutrale Gas wird dabei bis auf die lokale Schallgeschwindigkeit ($v_s = \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}}$, T_e ist die Elektronentemperatur, T_i die Iontemperatur und m_i die Ionenmasse, Größenordnung 10^6 cm/s) beschleunigt. Die Ablationswolke schirmt das Pellet vor dem Einfluß des umgebenden Plasmas so effektiv, daß die Wahrscheinlichkeit für den Wärmefluß, der überwiegend durch Plasmaelektronen getragen wird (der Einfluß der Plasmaionen wird vernachlässigt, weil die Plasmaelektronen trotz annähernd gleicher Energie verglichen mit den Plasmaionen eine viel kleinere Masse und daher eine um den Faktor $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ höhere Geschwindigkeit besitzen*), die Pelletoberfläche zu erreichen, in der Größenordnung 10^{-4} liegt. Dies reduziert die Ablationsrate erheblich und

*Denkbar wäre auch ein zusätzlicher Einfluß der harten thermischen Strahlung auf den Ablationsvorgang. Wie aber in Ref. [12] gezeigt wurde, ist dieser Einfluß mehrere Größenordnungen kleiner als der der Elektronen.

verlängert die Lebensdauer des Pellets auf einige Hundert μs . Wird die ablatierte Wolke teilweise oder ganz ionisiert, so expandiert die Wolke im folgenden entlang der Magnetfeldlinien, wodurch sich eine elongierte Form ausbildet. Diese Expansionsphase dauert wiederum wenige μs .

Wegen der verhältnismäßig langen Lebensdauer der Pellets verglichen mit der Expansionszeit der Ablationswolke, wird der Ablationsprozeß selbst während der Lebensdauer des Pellets als quasistatisch angenommen und die den Prozeß beschreibenden hydrodynamischen Gleichungen (Erhaltung der Masse, Energie und des Impulses) als ein eindimensionaler (radialer) hydrodynamischer Expansionsvorgang gelöst.

Für die von Parks u.a. berechnete Ablationsrate gilt:

$$\frac{dN}{dt} = c_1 n_e^{0.33}(r) T_e^{1.64}(r) r_p^{1.33}(r), \quad (3.1)$$

wo c_1 eine Konstante ist. Der instantane Pelletradius $r_p(r)$ (in Abhängigkeit von seiner radialen Position im Plasma) gehorcht dann der Differenzialgleichung:

$$\frac{dr_p}{dt} = -c_2 n_e^{0.33}(r) T_e^{1.64}(r) r_p^{-0.67}(r), \quad (3.2)$$

wobei c_2 ist eine Konstante ist.

Der Pelletradius $r_p(r)$ folgt durch Integration der Gleichung 3.2 unter Beachtung der Bedingung, daß n_e und T_e die Dichte bzw. Temperatur des Plasmas am Ort des Pellets sind. Befindet sich das Pellet am Ort r ($0 \leq r \leq a$) im Plasma, so wird n_e und T_e in erster Näherung als diejenige Dichte bzw. Temperatur angenommen, die an diesem Ort unmittelbar vor der Pelletinjektion vorherrschte. Die Rechtfertigung für diese Annahme liefert die Tatsache, daß die typischen Ablationszeiten viel kürzer sind als die Zeit, die für den Massentransport im Plasma benötigt wird. Von Milora u.a. ([13]), Chang und Thomsen ([14]) wurde dem Effekt des lokalen Abkühlens des Plasmas während der Pelletinjektion durch die Annahme eines adiabatisch ablaufenden Kühlvorgangs des externen Plasmas im Rahmen der neutralen Abschirmung des Pellets zum einen und einer maxwellschen Energieverteilung der Plasmaelektronen zum anderen im Rahmen einer Erweiterung des Parksschen NGS-Modells Rechnung getragen. Diese Annahme wird durch Messungen des Plasmadruckprofils* unmittel-

*Das Plasmadruckprofil kann aus den experimentellen Daten der Thomsonstremessungen

bar nach der Pelletinjektion ([15]) weitgehend bestätigt.

Für weitere theoretische Untersuchungen des Ablationsvorgangs, insbesondere für die Berechnung der Eindringtiefe, müssen Dichte- und Temperaturprofile bekannt sein. Für analytische Extrapolationen werden häufig potenzförmige Abhängigkeiten der Form:

$$T_e(x) = T_{e0} \cdot (1-x)^{\alpha_T}, \quad \text{bzw.} \quad n_e(x) = n_{e0} \cdot (1-x)^{\alpha_n} \quad \text{mit} \quad x = \frac{r}{a}, \quad (3.3)$$

verwendet. Hier sind T_{e0} und n_{e0} die zentrale Temperatur und Dichte. α_T bzw. α_n sind Fittparameter, die die Form der Kurven beschreiben. Unter der Annahme einer konstanten Pelletgeschwindigkeit v_p im Plasma läßt sich die zeitabhängige Gleichung 3.3 in den Ortsraum transformieren, wobei gilt: $dt = -\frac{a}{v_p} dx^{**}$. Die Integration der Gleichung 3.2 über die gesamte Lebensdauer des Pellets (dh. auch $dr \in [r_{p0}, 0]$, r_{p0} ist der Pelletradius zur Zeit $t = 0$) liefert nach Houlberg u.a. ([16]) die Eindringtiefe λ (hier normiert auf den kleinen Plasmaradius a):

$$\frac{\lambda}{a} \sim \left[\frac{v_p n_m A_p^{\frac{1}{3}} r_{p0}^{\frac{5}{3}}}{a n_{e0}^{\frac{1}{3}} T_{e0}^{\frac{5}{3}}} \right]^{\beta_{NGS}}, \quad (3.4)$$

mit $\beta_{NGS} \equiv \frac{3 + \alpha_n + 5\alpha_T}{3}$. Neben dem Pelletradius ist die Plasmatemperatur derjenige Parameter, der den größten Einfluß auf die Eindringtiefe des Pellets hat.

Wie bereits erwähnt, wurden von Parks bei der theoretischen Modellierung des Ablationsvorgangs einige Vereinfachungen gemacht (z.B. die Annahme eines monoenergetischen symmetrischen Elektronenflusses und die Vernachlässigung der lokalen Plasmakühlung), die dazu führen, daß die vorhergesagten Eindringtiefen die experimentell ermittelten nicht exakt approximieren. Im folgenden seien die Annahmen in der NGS von Parks u.a. und ihre expliziten Auswirkungen auf die Modellierung komentiert und Änderungen dieses Modells, die von mehreren Autoren vorgeschlagen wurden, aufgelistet.

berechnet werden.

**Diese ist in diesem Zusammenhang die einzige Möglichkeit der Koordinatentransformation $dt \rightarrow dx$, die allerdings an die Bedingung der zeitlichen Konstanz der Pelletgeschwindigkeit geknüpft ist.

3.2 Aufheizung der Ablationswolke

Bei der Herleitung des NGS-Modells wurde angenommen, daß die gesamte Energie der ankommenden Elektronen ausschließlich zum Aufheizen der Wolke aufgewendet wird. Diese Annahme findet sich in seiner Energieerhaltungsgleichung wieder ([11]). In Wirklichkeit wird ein erheblicher Anteil dieser Energie in der Ablationswolke absorbiert und für Dissoziations- und Ionisationsvorgänge aufgebraucht. Zusätzlich kann ein kleiner Teil der Energie in Form von Strahlung emittiert werden. Diese Feststellung hat Konsequenzen für den Abschirmmechanismus des Pellets, denn während einer permanenten und ausschließlichen Aufheizung der Ablationswolke sinkt ihre Dichte, und die Abschirmung wird weniger effektiv. Aus diesem Grunde zeigen Effekte, die zur Reduzierung des Aufheizprozesses beitragen, die Tendenz zur Verbesserung der Abschirmung und zur Verlängerung der Lebensdauer des Pellets.

Wie Felber u.a. bei der Analyse des Einflusses verschiedener atomarer Prozesse auf die Ablationsrate zeigte, vergrößert sich die Eindringtiefe des Pellets gegenüber derjenigen, die durch NGS vorhergesagt wird, um 10–20 %*, wenn bei der Formulierung des Ablationsmodells Dissoziationsvorgänge in der Energiebilanz Berücksichtigung finden ([18]). Die Berücksichtigung der Ionisation führt in diesem Zusammenhang zu einer Verlängerung der Lebensdauer um wenige Prozent. Da die neutrale Ablationswolke als optisch dick angenommen wird, ist damit zu rechnen, daß Strahlungsprozesse (Resonanzstrahlung) keinen signifikanten Einfluß auf die Abschirmung haben: Jede Strahlung wird fast vollständig reabsorbiert.

3.3 Magnetische Effekte

Bei der Herleitung des NGS-Modells wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf die Abschirmung des Pellets vernachlässigt. Wie Parks zeigte ([19]), ist diese Annahme nur für Experimente unter heutigen Plasmabedingungen gerechtfertigt. Unter Reaktorbedingungen kann aber dieser Effekt an Bedeutung gewinnen. Der Grund dafür ist, daß die expandierende Ablationswolke die lokale Magnetfeldstruktur für

*Diese Annahmen gelten für eine Extrapolation unter Reaktorbedingungen:
 $T_e = 11.5 \text{ keV}$, $n_e = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $r_p = 2.8 \text{ mm}$.

kurze Zeit stören könnte: Während des Expansionsvorgangs der teilweise ionisierten Ablationswolke konvektieren die Magnetfeldlinien nach außen und werden aus der Ablationswolke verdrängt. Dies reduziert die magnetische Flußdichte in der Nähe der Pelletoberfläche und damit den Elektronenfluß zur Oberfläche hin, der an die Magnetfeldlinien selbst gebunden ist. Bei $T_e = 10 \text{ keV}$, $n_e = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $r_p = 5 \text{ mm}$ z.B., so die Abschätzungen, kann sich die Eindringtiefe aufgrund der o.g. Magnetfeldverzerrung verdoppeln.

3.4 Einfluß der Plasmaabschirmung

Nach der Ionisierungsphase der neutralen Ablationswolke werden die geladenen Elektronen und Ionen durch die Magnetfeldlinien eingefangen und breiten sich entlang dieser aus. Wie Experimente an ASDEX ([20]) und TFR ([21]) zeigten, kann die ionisierte Materie über mehrere Pelletradien hinweg entlang der Magnetfeldlinien strömen und so (als dichtes Plasma) gleichzeitig und zusätzlich zur Neutralgasabschirmung zur Gesamtabschirmung des Pellets beitragen. Kaufmann u.a. ([20]) entwickelten auf der Grundlage dieser Überlegungen ein Ablationsmodell in einer monoenergetischen und kompressiblen Approximation eines idealen Gases (teilweise ionisiert mit variierendem Ionisierungsgrad). Das Ergebnis der numerisch gelösten zeitabhängigen, hydrodynamischen Erhaltungsgleichungen zeigt eine um eine Größenordnung niedrigere Ablationsrate verglichen mit der von Parks.

3.5 Asymmetrie des Ablationsvorgangs

Die Plasmaelektronen bewegen sich entlang der Magnetfeldlinien und gyrieren um diese mit einem typischen Larmorradius (für 1000 eV und 2.25 T beträgt dieser etwa 0.05mm). Dieser Gyrationradius ist klein verglichen mit der Ausdehnung der Ablationswolke (Größenordnung 1cm). Aus diesem Grunde kann der mit den Elektronen einhergehende Wärmefuß als linear entlang der Magnetfeldlinien angenommen werden. In gleicher Weise gilt dies für die Plasmaionen, allerdings mit einer der Elektronendrift entgegengesetzten Bewegungsrichtung.

In vielen Injektionsexperimenten wurde auf CCD-Aufnahmen (Beobachtungsrichtung senkrecht zur Injektionsrichtung) eine Krümmung der Pelletbahn in toroidale Richtung beobachtet. Es wurde vorgeschlagen, diese Ablenkung als Folge eines asymmetrischen Wärmeflusses auf die Pelletoberfläche zu interpretieren, der auf der Elektronendriftseite stärker als auf der Ionendriftseite ist. Damit einhergehend ist eine ungleiche Ablationsrate auf beiden Seiten des Pellets ("Raketeneffekt").

Die Ablenkung kann mit einer "Raketengleichung" beschrieben werden, die z. B. nach [32] aus der Impulserhaltung aus $m_p \cdot a_p = F^e - F^i$ folgt. Hier ist $m_p = m_p(t)$ die Pelletmasse und $a_p = d^2 z_p / dt^2$ die Beschleunigung des Pellets in toroidale Richtung. Die "Stoß"-Kraft F ist definiert als $F \equiv \dot{G} |v_{abl}| + p_{abl} A_{\perp}$, wobei \dot{G} die lokale Ablationsrate des Pellets ($\dot{G}^e + \dot{G}^i = \dot{m}_p$) ist, v_{abl} die Geschwindigkeit der erodierten Ablationsmaterie, p_{abl} der Druck in der Ablationswolke, und A_{\perp} die Pelletoberfläche senkrecht zur lokalen Magnetfeldrichtung. Bei der Annahme, daß der Druck in der Ablationswolke auf der Elektronendriftseite demjenigen auf der Ionendriftseite gleich ist, folgt schließlich: $m_p \cdot a_p = \dot{G}^e |v_{abl}|^e - \dot{G}^i |v_{abl}|^i$.

Für die Berechnung der toroidalen Ablenkung z_p der Pelletbahn ist die Kenntnis der instantanen Pelletmasse, der Ablationsraten und der Geschwindigkeiten der Erosionsmaterie auf beiden Seiten des ablatierenden Pellets notwendig. Kuteev entwickelte auf der Grundlage des NGS-Modells ([17]) ein zweidimensionales Ablationsmodell, in dem er die asymmetrische Ablation berücksichtigte und einen analytischen Ausdruck für die toroidale Beschleunigung des Pellets in Richtung der Elektronendrift fand:

$$\frac{dv_z}{dt} = 2.2 \cdot 10^{15} U n_a^{-1} n_e^{0.33} T_e^{0.64} r_p^{-1.67} M_i^{-0.33} \Delta T_e \quad (3.5)$$

mit: $U = 86.6 r_p^{1/3} n_e^{1/3} T_e^{-0.07}$ Geschwindigkeit des Gasflusses zum Pellet

n_a atomare Dichte des Wasserstoffs

n_e, T_e Elektronendichte bzw. -temperatur des Plasmas

r_p Pelletradius

M_i Pelletmasse in atomaren Einheiten

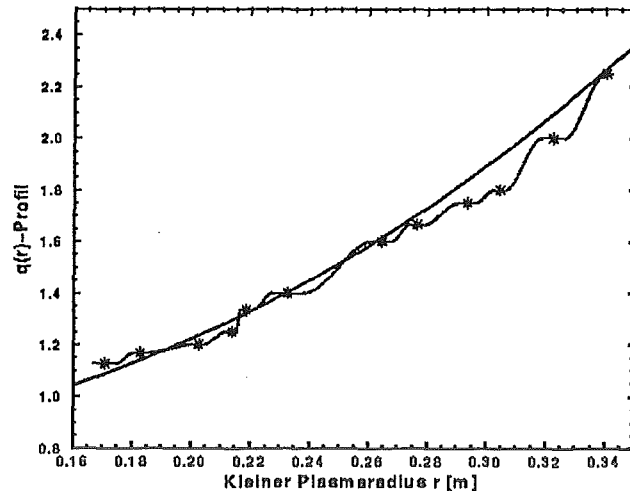
$\Delta T_e = T_e \left[\left(1 + 0.5 \frac{Q_{add}}{Q_{e0}} \right)^{2/3} - 1 \right]$ Temperaturdifferenz, die sich aus dem Unterschied in den Wärmeflüssen in bzw. entgegen der Plasmastromrichtung ergibt.

Die zweifache numerische Integration der Gleichung 3.5 liefert die toroidale Ablenkung $z(r)$.

3.6 Modulationen im Ablationslicht

Während des Ablationsvorgangs eines Deuteriumpellets wird aus der teilweise ionisierten Schicht, die sich um die neutrale Ablationsschicht ausgebildet hat, u.a. D_α - und D_β -Licht (Balmer-Linie) ausgesandt. Die Intensität dieses Lichts ist proportional zu der Zahl der Anregungs- und Ionisationsstöße. Unter der Annahme, daß alle ablatierten Teilchen ionisiert werden, ist das Ablationslicht proportional zur Ablationsrate des Pellets. Wird dieses Licht z. B. zeitaufgelöst aufgenommen, so erkennt man, daß die Ablationsrate nicht monoton ist, sondern Fluktuationen (sog. "Striations"), eine Abfolge von lokalen Minima und Maxima mit Frequenzen um 100 kHz (für TEXTOR-94), aufweist, wie die Abbildung 5.1 am Beispiel des Ablationssignals eines in die ohmsche TEXTOR-Entladung Nummer 58387 injizierten Pellets verdeutlicht.

Abb. 3.2: Vergleich zwischen dem Normprofil (glatte Kurve) und dem aus dem Ablationsmuster experimentell bestimmten q -Profil für die ohmsche TEXTOR-Entladung Nr. 58387.



3.6.1 Einfluß der Magnetfeldstruktur

Wenn angenommen wird, daß sich eine dichte sphärische Wolke neutralen Gases expandierend vom Pellet radial wegbewegt und die magnetischen Flußflächen durchquert, so findet sie einen sich radial verändernden Energieinhalt (Elektronen unterschiedlicher Energie) vor. Aufgrund der geschlossenen Magnetfeldlinien der rationalen magnetischen Flußflächen, ist der Energievorrat auf diesen geringer. Die Anregung und Ionisation des neutralen Ablationsgases variiert somit radial, was sich in der Ausbildung von Striations manifestieren kann. Die radial variierende Verfügbarkeit von Energie für die Anregungs- und Ionisationsvorgänge bei einer radialen Ausbreitung des Ablationsgases ist also für diese Erklärung der Striations maßgebend ([24], [25], [26]). Eine Konsequenz aus dieser Erklärung wäre ein tiefes Minimum im Ablationssignal an der Stelle der niedrigsten rationalen Flußfläche, der $q=1$ -Fläche. Dies wurde in einigen Experimenten auch in Übereinstimmung mit Messungen der weichen Röntgenstrahlung beobachtet.

Wegen des angenommenen expliziten Zusammenhangs zwischen dem Auftreten der Striations im Ablationssignal und der Magnetfeldstruktur im Plasma ist von

Dubois u.a. vorgeschlagen worden, aus der Lage der Striations im Ablationsmuster das q -Profil zu berechnen ([27]). Das auf diese Weise bestimmte q -Profil folgt dem Normprofil, das auf polarimetrische Messungen des Stromprofils zurückgeht, wie die Abb. 3.2 veranschaulicht.

Dieser Erklärung der Striations stehen Experimente gegenüber, bei denen eine Korrelation zwischen der Lage der Striations im Ablationssignal und der Position der rationalen q -Flächen nicht herbeigeführt werden konnte (z.B. [23]). Zudem wurden Striations auch bei Pelletinjectionsexperimenten am Stellerator beobachtet ([28]), dessen Magnetfeldstruktur keine Verscherung der Feldlinien zwischen Flußflächen und keine irrationale Rotationstransformierte ($=\frac{1}{q}$) aufweist.

3.6.2 Relativbewegung des Pellets in der Ablationswolke

Aufnahmen des Ablationsvorganges, die mit einer hochauflösenden, schnellen Kamera durchgeführt wurden ([23], [29]), zeigen einen periodischen Entstehungsprozeß der Ablationswolke: Beim Heraustreten des Pellets aus seiner augenblicklichen Ablationswolke "kollabiert" die Emission des Ablationslichts, und die abschirmende Ablationswolke entsteht neu ([29]). Dieser Vorgang wird bei einem alternativen Erklärungsversuch der Striations als periodisch angenommen und als Ursache für diese herangezogen. Im Abschnitt 5.1 wird auf dieses Modell noch ausführlicher eingegangen.

In der vorliegenden Dissertation wurde der Schwerpunkt auf die experimentellen Untersuchungen der Ablationsfluktuationen gelegt. Eine detailliertere theoretische Behandlung dieses Themas sowie experimentelle Ergebnisse hierzu werden im Abschnitt 5.2 ff. präsentiert.

Kapitel 4

Der experimentelle Aufbau

4.1 Der Pelletinjektor

Am TEXTOR-94 steht für Pelletinjektionsexperimente ein 9-Schuß-Pelletinjektor zur Verfügung, der in einer Zusammenarbeit mehrerer KFA-Institute und dem CEA, Service des Basses Temperatures, in Grenoble entwickelt und gebaut wurde.

Das Injektorsystem besteht aus einer Kryozelle, in der maximal 9 zylindrische Pellets in Röhrchen von 1.5 mm Innendurchmesser auf 1.5 mm Länge einzeln mit einer in situ Kondensationstechnik (siehe Kap. 4.1.1) aus der Gasphase ausgefroren werden. Dabei sind die 9 Einfrierzellen kreisförmig angeordnet. Die 9 Pellets können unabhängig von einander abgeschossen werden*. Sie werden über 9 separate Führungsrohre ins TEXTOR-Gefäß geleitet (die Flugbahnen der Pellets besitzen einen gemeinsamen Brennpunkt innerhalb der Entladung) und passieren dabei den Separator für das Antriebsgas. Er besteht aus Expansionsvolumina (insgesamt 1.5 l - Gefäß für jedes Führungsrohrchen) und schnellen Ventilen, die unmittelbar nach Passieren der Pellets schließen (die Schließzeiten liegen in der Größenordnung von 1 ms). Dieses System reduziert die Gasmenge, die zum Antrieb der Pellets benötigt wird, auf 10^{-2} mbar · l**. In diesem Bereich sind auch Lichtschranken für

*Die Länge der Pellets kann in Grenzen variiert werden.

**Dies entspricht etwa 1% der Pelletmasse.

die Geschwindigkeitsmessung und Mikrowellenresonatoren für Massenbestimmung untergebracht. Von hier aus werden die Pellets in ca. 4 m langen Führungsrohren größeren Durchmessers ins Plasma geführt. Zur Beschleunigung der Pellets dienen neun Antriebsventile, aus denen Wasserstoff mit einem Durchsatz von etwa 0.3 bar·l stoßartig entlassen wird (siehe Abb. 4.1).

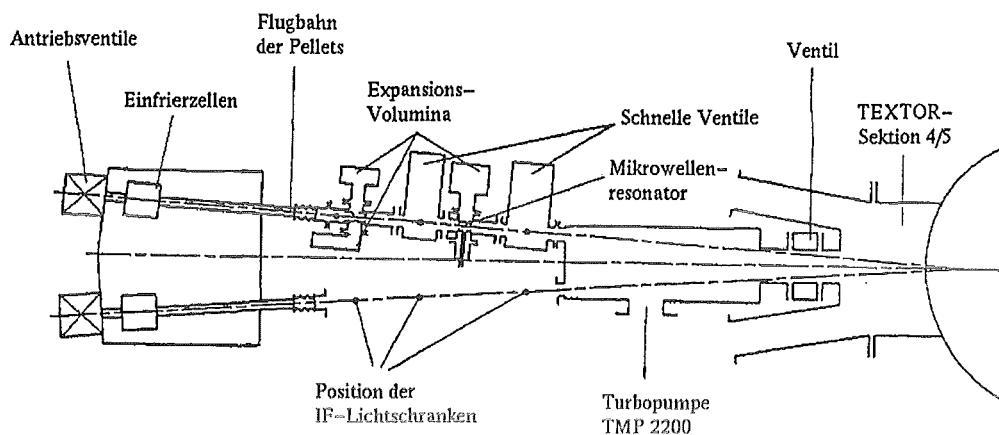


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Jülicher Pelletinjektors.

Die unmittelbar am Ausgang der Kryozelle gemessene Geschwindigkeit der Pellets erreicht Werte zwischen 600 m/s und 1400 m/s. Die Meßgenauigkeit beträgt 1%, wie im Kap. 4.2.1 gezeigt wird.

Die Eintrittsgeschwindigkeit der Pellets ins Plasma ist durch Reibungsverluste in Führungsrohren um 2 bis 12 % geringer, als unmittelbar hinter der Kryozelle gemessen, wie im Abschnitt 4.2.1 ebenfalls verdeutlicht wird.

Aufgrund der einstellbaren Pelletlänge variiert der Teilcheninhalt der Pellets zwischen $2 \cdot 10^{19}$ und $3 \cdot 10^{20}$. Diese Größen beruhen auf einer Kalibriermessung, bei der der Teilcheninhalt aus dem Druckanstieg des verdampfenden Pellets berechnet wurde ($3.5 \cdot 10^{19} = \text{mbar} \cdot l$, siehe Kap. 4.2.2).

4.1.1 Der Einfriervorgang

Der Kryostat ist ein zylindrisches Gefäß, das auf seiner Rückseite neun kreisförmig angeordnete Antriebsventile für die Pelletbeschleunigung besitzt. Auf der Vorderseite befinden sich die Ausgänge der neun Pelletbeschleunigungsstrecken, den sog. Laufröhrchen, die mit dem Gaskontrollsystem verbunden sind. Für die Pelletpräparation wird flüssiges Helium verwendet, das in das Innere der Kryozelle aus einer Vorratskanne umgefüllt wird.

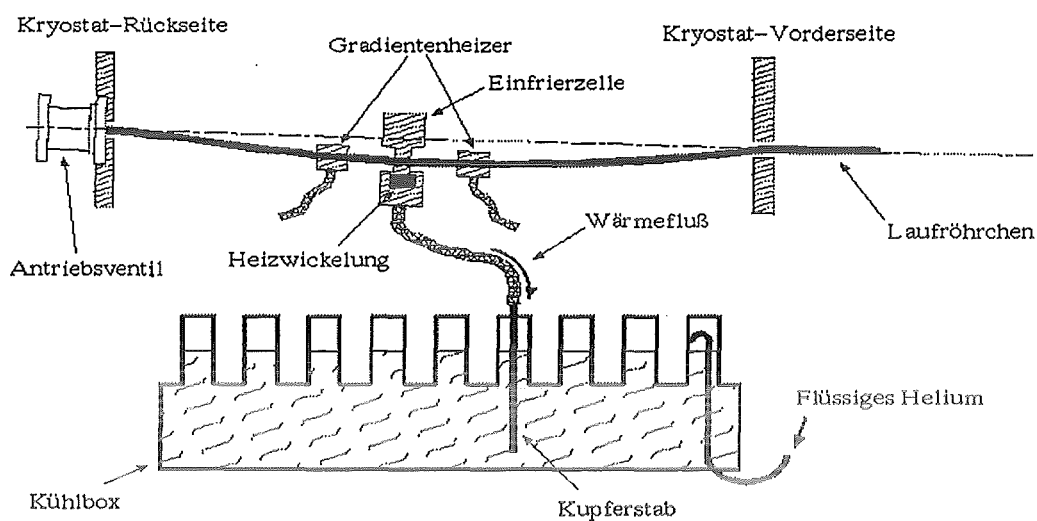


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Kryostatinnern.

Im Innern der Kryozelle befindet sich eine Kühlbox (Abb. 4.2), die als Reservoir für das eingefüllte flüssige Helium dient und an die neun zylindrische Kammer angeschweiß sind. In jeder dieser Kammer ist ein dünner Kupferstab untergebracht, der im flüssigen Helium eingetaucht ist und die Wärme, die dem gefrierenden Pellet in der Einfrierzelle entzogen und über ein Kupferdrahtgeflecht zur Kühlbox transportiert wird, an das flüssige Helium abgibt (siehe Abb. 4.2). Die Laufröhrchen sind mit Kaltstellen verbunden, an denen Deuteriumgas, das über Zuleitungen von beiden Seiten zugegeben wird, kondensiert. Zu beiden Seiten der Einfrierzellen sind Wicklungen aus einem Widerstandsdraht untergebracht, die einen Wärmefluß auch in Richtung Einfrierzelle erzeugen und damit den Kondensationstemperaturbereich räumlich begrenzen und so eine Längenkontrolle der Pellets gestatten.

Der Pelletpräparationszyklus

Die Pellets werden in fünf Schritten im Rahmen eines etwa fünf Minuten dauernden Präparationszykluses aus der Gasphase erzeugt.

- Vor jedem Zyklus werden die Laufröhrchen auf etwa 20 K mit den in den Einfrierzellen untergebrachten Heizwicklungen erwärmt, so daß der Rest des Kondensats abgepumpt werden kann.
- Gasförmiges Deuterium wird durch einen Stickstoffbad geleitet, um es von leichter kondensierbaren Gasen zu reinigen. Danach wird es in Laufröhrchen eingefüllt, bis der von außen eingestellt Druck von etwa 34 mbar erreicht ist. Dabei wird die Temperatur der Einfrierzellen auf etwa 20 K konstant gehalten.
- Während der Kondensationsphase werden die Laufröhrchen auf eine Temperatur abgekühlt, die im Bereich zwischen 6 K und 14 K liegt.
- Nach der Kondensationsphase erfolgt die Formationsphase der Pellets. In dieser Phase erstarren die Pellets mehr und mehr, wobei sich ihre Struktur verfestigt. Auch diese Phase erfolgt bei einer Temperatur im Bereich zwischen 6 K und 14 K. Die Gefrier- und Formationsphase dauern zusammen etwa 2 Minuten.
- Anschließend wird das Restgas abgepumpt.
- Nun ist das Pellet für den Abschluß bereit und kann etwa 15 Minuten gespeichert werden.

Während des gesamten Betriebes des Pelletinjektors wird das flüssige Helium nachgefüllt, um konstante Präparationsbedingungen zu gewährleisten.

4.2 Injektorinterne Diagnostiken

4.2.1 Pelletgeschwindigkeit

Die Pelletgeschwindigkeit wird mittels zweier Lichtschranken gemessen, die sich im Gaskontrollsystem zwischen der Mündungsbremse, der sog. "muzzle brake", und dem ersten Abschlußventil befinden (Abb. 4.1). Dabei wird die Zeit bestimmt, die das Pellet für diese feste Strecke von 120.2 mm benötigt. Die Meßgröße ist also die Zeitdifferenz. Bei der Bestimmung dieser Größe kommt es wegen eines möglichen Torkelns des Pellets auf die Lage des Pellets im Führungsröhrchen am Ort der Lichtschranken an, da diese Lage für die Festlegung der auslösenden Zeitmarken der Lichtschranken maßgebend ist. Da der Ablösevorgang des Pellets von der Innenwand des Laufröhrchens in der Kryozelle während der Abschußphase im allgemeinen nicht gleichmäßig abläuft, kann das Pellet in eine Rotationsbewegung versetzt werden. Bei einem ungleichen Längen-Seiten-Verhältnis bedeutet dies, daß das Pellet zur unterschiedlichen Zeit das Lichtschrankensignal auslösen kann, was zwangsläufig zu einer unterschiedlichen Zeitdifferenz für die Flugzeit und somit zu einer unterschiedlichen Geschwindigkeitsanzeige führen kann. Abb. 4.3 veranschaulicht schematisch diese Situation für ein Pellet der Länge l und des Durchmessers d , wobei hier die zwei Grenzfälle Berücksichtigung fanden.

Die unterschiedliche Lage des Pellets kann zu einer längeren Flugzeit und somit zu einer kleineren angezeigten Geschwindigkeit führen. Aus Abb. 4.3 folgt: $\Delta = l - d$, $t = t_o + \Delta t$ und $\Delta t = \frac{\Delta}{v_o}$, wobei für den Fall 1 gilt $v_o = \frac{a}{t_o}$.

Aus diesen Beziehungen folgt für den möglichen Fehler in der Geschwindigkeitsanzeige: $\Delta v = \frac{a \cdot v_o}{a + \Delta}$. Soll der maximale Fehler abgeschätzt werden, so müssen für die Größen l und d die Werte $l = 1.5$ mm (Innendurchmesser der Laufröhrchen) bzw. $d = 0.7$ mm angenommen werden*. Somit ist: $\Delta v = v_o \cdot 0.993$, so daß der Meßfehler unter einem Prozent liegt.

Aufgrund der relativ langen Flugstrecke der Pellets, die dabei in separaten Rohren (Durchmesser 15 mm) geführt werden, tritt Reibung an der Innenwand der Rohre

*Technische Angaben zum Pelletinjektor, siehe [31].

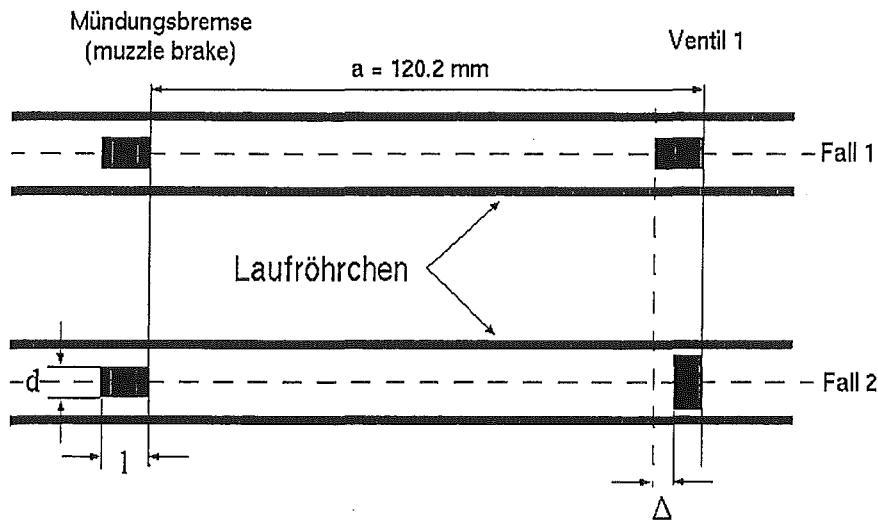


Abb. 4.3: Unterschiedliche Lage des Pellets im Führungsröhrchen, die zu einem Meßfehler in der Geschwindigkeitsmessung führen kann.

auf, die zu einer Geschwindigkeitsabnahme führen können. Um die Geschwindigkeit der Pellets im Plasma bestimmen zu können, wurde eine intensivierte CCD-Kamera mit Einzelbelichtungsoption senkrecht zur Injektionsrichtung am TEXTOR angebaut. Die Belichtungsdauer betrug dabei $1 \mu\text{s}$, der zeitliche Abstand zweier Belichtungen wurde auf $60 \mu\text{s}$ festgelegt. Abb. 4.4 zeigt das Beispiel einer solchen CCD-Aufnahme (die unterschiedlichen Grautöne entsprechen unterschiedlicher Intensität des Ablationslichts) für die Entladung Nr. 63614.

Anhand solcher CCD-Aufnahmen wurde zum einen die Konstanz der Pelletgeschwindigkeit im Plasma in erster Näherung bestätigt und zum anderen der äquidistante Abstand der Ablationswolke (der Einzelbelichtungen) in der Entladung vermessen. Aus dem bekannten zeitlichen Abstand zweier Belichtungen läßt sich die Geschwindigkeit der Pellets bestimmen. Für das obige Beispiel beträgt diese 883 m/s , während die am Kryostatausgang gemessene Geschwindigkeit 979 m/s betrug. Dies entspricht einer Geschwindigkeitsabnahme von 9.8% in diesem Beispiel. Gleiches Vorgehen bei anderen Aufnahmen zeigt eine ähnlich große Abnahme der Geschwindigkeit, wobei für diese Beobachtung bis zum Zeitpunkt der Beendigung dieser Arbeit nur vier Aufnahmen zur Verfügung standen.

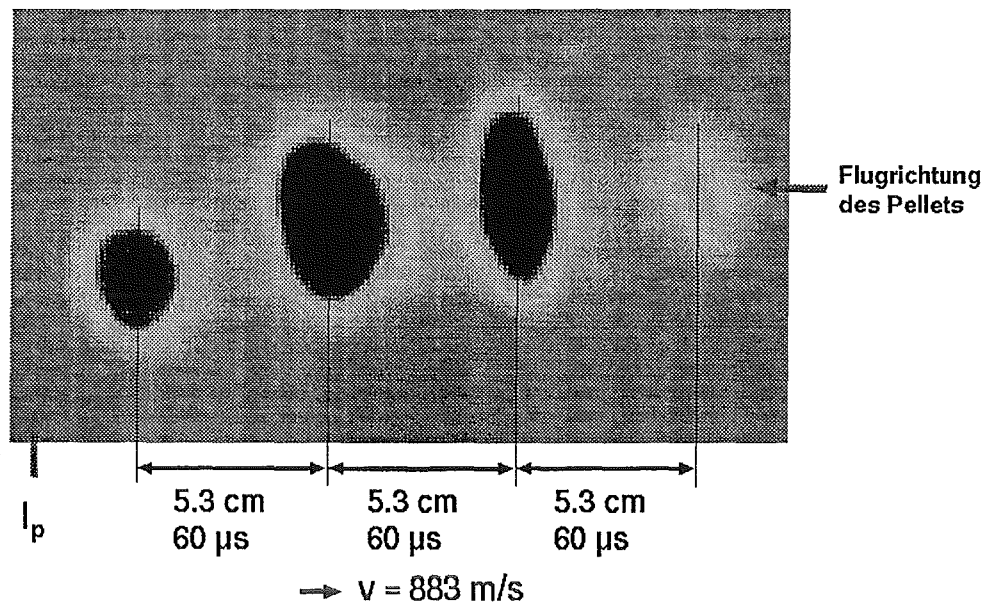


Abb. 4.4: Die CCD-Aufnahme eines in die Textor-Entladung Nr. 63614 injizierten Pellets. Aus den zeitlich äquidistanten Einzelbelichtungen und deren räumlichen Abständen läßt sich die Pelletgeschwindigkeit bestimmen.

4.2.2 Pelletmasse

Zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit lieferten die Mikrowellenresonatoren, die ursprünglich für die Massenbestimmung vorgesehen waren, keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Um den Teilcheninhalt der Pellets bei variierender Pelletlänge dennoch abschätzen zu können, wurden diese gegen den geschlossenen TEXTOR-Schieber geschossen, wo sie verdampften und zu einem Druckanstieg im evakuierten Flugrohr führten. Das Antriebsgas wurde im Separator (Abschnitt 4.1) vollständig vom Pellet getrennt, so daß der Druckanstieg vom verdampfenden Pellets stammt. Der zeitliche Verlauf des Druckanstiegs seinerseits wurde mit einem XY-Schreiber aufgezeichnet, der zuvor mit dem Gaseinlaßsystem kalibriert wurde.

Die Pelletgröße läßt sich zum einen über die Beeinflussung des Präparationszyklus (Variation des Deuteriumdruckes, Verlängerung oder Verkürzung der Kühl- bzw. Einfrierphase) verändern. Zum anderen variiert diese durch Änderung des elektrischen Stroms, der durch zwei Heizwicklungen fließt, die um die Laufröhrchen

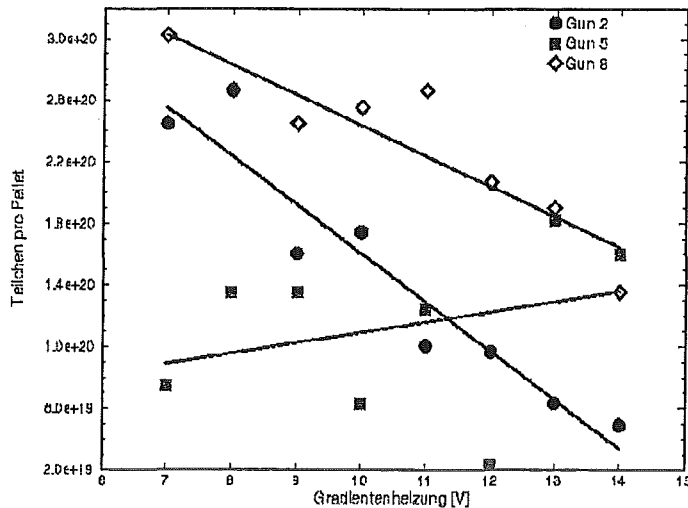


Abb. 4.5: Ein Beispiel für die Abhängigkeit der Pelletgröße und damit des Teilcheninhalts der Pellets von der eingestellten Gradientenheizung.

links und rechts vom Pellet in der Kryozelle angebracht sind (siehe Kap. 4.1.1). Dieser Strom wird durch elektrische Spannung in einem Bereich zwischen 7 V und 14 V verändert. Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch die Änderung des Teilcheninhalts bei Änderung der Gradientenheizung der drei von insgesamt neun möglichen Injektoren (Guns). Während Gun 2 und 8 eine tendenzielle Abnahme der Pelletgröße mit der Erhöhung der Gradientenheizung von etwa $3 \cdot 10^{20}$ bis auf $5 \cdot 10^{19}$ verzeichnet, zeigen die Meßwerte für Gun 5 keine derartige Systematik.

Detailliertere und systematischere Untersuchungen des Teilcheninhalts der Pellets sind vor dem Hintergrund der fehlenden Kenntnis z. B. der Nachfülleffizienz notwendig.

4.3 Ablationsdiagnostiken

Der Pelletinjektor wurde am TEXTOR in der Sektion 4/5 (Abb. 4.6) angeflanscht, so daß die Injektionsrichtung radial ist. Die Abbildung 4.7 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau der eingesetzten Ablationsdiagnostiken.

Zur raum aufgelösten Visualisierung des Ablationsvorgangs wurden zwei Kame-

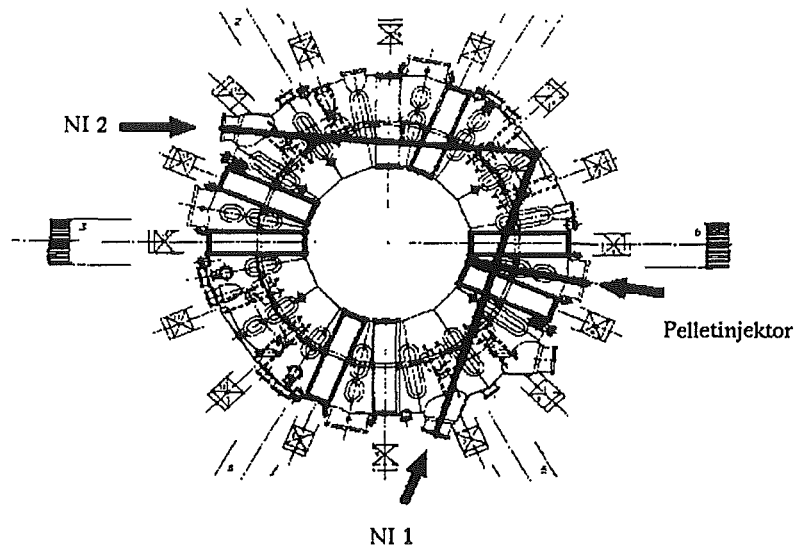


Abb. 4.6: Die Aufsicht von TEXTOR. Der Pelletinjektor befindet sich in der Sektion 4/5. Die radiale Injektionsrichtung schneidet die Richtung des Neutralstrahls des Neutralinjektors 1.

rasysteme verwendet. Für die Beobachtung von unten, senkrecht zur Flugrichtung des Pellets, wurde eine CCD-Kamera eingesetzt, die wegen der hohen Neutronenempfindlichkeit abseits des Beobachtungsfensters platziert und mit einem Lichtleiter sowie einem Weitwinkelobjektiv ausgestattet wurde. Die aufgezeichneten Bilder (Integrationszeit 20 ms pro Bild) wurden einem Videosystem zugeleitet und analog aufgezeichnet. Mit Hilfe dieses Kamerasystems wurde die gesamte Ablationswolke (deren Form und geometrische Ausdehnung) beobachtet und die Eindringtiefe der Pellets abgeschätzt.

Das zweite Kamerasystem bestand aus einer intensivierten CCD-Kamera, die über eine Mehrfachbelichtungsoption verfügte: In Abhängigkeit vom Betriebsmodus konnten Belichtungszeiten von $1 \mu\text{s}$ eingestellt werden, wobei der zeitliche Abstand zwischen zwei Belichtungen variiert werden konnte. Die Kamera wurde in der Injektionsebene montiert. Der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung der Kamera und der Injektionsrichtung der Pellets betrug 10° . Diese Kamera wurde zur Beobachtung der Neigung der Ablationswolke im lokalen Magnetfeld eingesetzt.

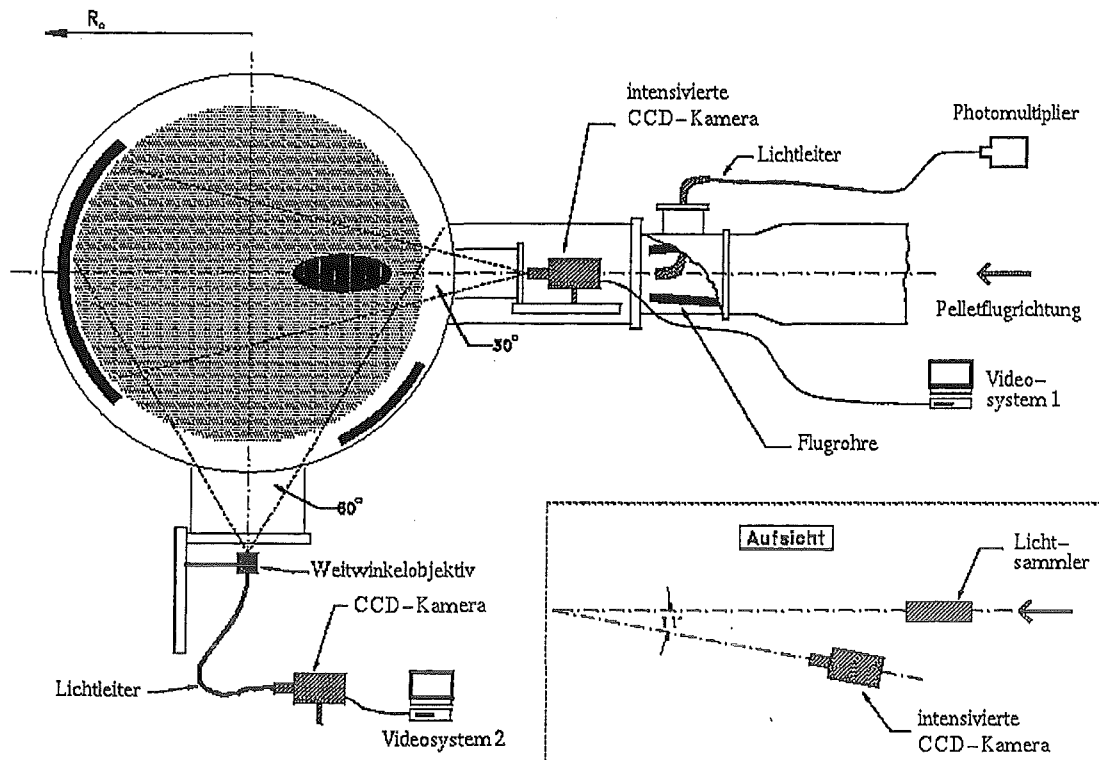


Abb. 4.7: Experimentelle Anordnung der Ablationsdiagnostiken.

Für die Beobachtung des Ablationslichts wurde ein Lichtleiter vakuumverträglich in das Flugrohr derart eingebaut, daß eine radiale Beobachtung in Pelletflugrichtung möglich war. Das D_α -Licht wurde dann über einen Lichtleiter zum Photomultiplier geführt, in elektrische Signale umgewandelt und mit einem CAMAC-Datenerfassungssystem mit einer Abtastrate von 5 MHz zeitaufgelöst aufgezeichnet.

4.4 TEXTOR-Diagnostiken

Bei der Auswertung der Pelletinjektionsexperimente wurde auf die Ergebnisse der Standarddiagnostiken zurückgegriffen. Insbesondere war die HCN- und die ECE-Diagnostik zur Messung der Plasmadichte bzw. Elektronentemperatur von Bedeutung. Ferner wurden MHD- und CXD-Diagnostik zur Modenanalyse bzw. zur Messung der Iontemperatur in stark geheizten Plasmen eingesetzt.

Kapitel 5

”Striations”

Das ursprüngliche Ablationsmodell (von Parks [11]) eines ins heiße Plasma injizierten gefrorenen Pellets wurde unter Vernachlässigung der Einwirkung der Magnetfeldstruktur in einem Tokamak auf den Ablationsvorgang entwickelt. Die Ablationsrate ist eine starke Funktion der Elektronentemperatur. Dabei wird erwartet, daß die Ablation zum Plasmazentrum hin stark zunimmt. Dies wird in der Tat beobachtet, wie aus Abb. 5.1 ersichtlich. Entgegen der ”einfachen” Erwartung ist aber die Ablationskurve nicht glatt, sondern durch viele Minima und Maxima charakterisiert.

Die Ablationssignale werden am TEXTOR zeitaufgelöst mittels eines Photomultipliers mit einer Abtastrate der Datenerfassung von 5 MHz aufgezeichnet. Mit der als konstant angenommenen Pelletgeschwindigkeit im Plasma läßt sich die Zeitachse dieses Signal in den Ortsraum übertragen. Die korrekte Ortskalibrierung des Signals in radialer Richtung wird zum einen durch die Annahme realisiert, daß der Plasma- rand mit derjenigen Position im Ablationssignal zusammenfällt, an der die Kurve einen Anstieg der Intensität aufweist. Zum anderen können ergänzend zeitintegrierte und ortsaufgelöste CCD-Aufnahmen zur Kalibrierung des Ablationssignals herangezogen (siehe Kap. 4.2.1), wobei hier diejenige Position identifiziert wird, bei der das Pellet vollständig ablatiert ist und das Ablationslicht verschwindet (Intensität des Ablationssignal sinkt auf den Rauschpegel).

Im gegenwärtigen Entwicklungsstadium theoretischer Untersuchungen des Ablationsvorgangs gibt es noch keine einfache und analytische Möglichkeit einer quan-

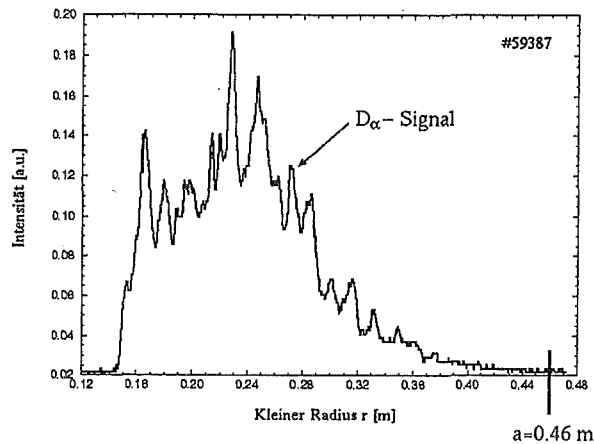


Abb. 5.1: Radialaufgelöste Ablationskurve eines in die ohmsche TEXTOR-Entladung Nr. 58387 injizierten Deuteriumpellets.

titativen Vorhersage der physikalischen Eigenschaften der Ablationswolke. Für die beobachteten starken Modulationen des Ablationssignals (Striations) wurden im wesentlichen zwei Modelle entwickelt, die hier einzelnen besprochen werden sollen.

5.1 Dynamik der Pelletabschirmung

Nach der ersten Modellvorstellung werden die Striations auf die relative Bewegung des Pellets innerhalb seiner eigenen Ablationswolke zurückgeführt.

Da die mittlere Expansionsgeschwindigkeit der Teilchen in der Ablationswolke mindestens eine Größenordnung über der Pelletgeschwindigkeit liegt, beeinflusst die relative Bewegung des Pellets gegenüber der ablatierten, an die Magnetfeldlinien gebundenen Pelletmaterie die Wolkenstruktur solange nicht, wie kein direkter Kontakt zwischen der Pelletoberfläche und der heißen und ionisierten äußeren Schicht der Ablationswolke besteht. Nimmt man jedoch an, daß das Pellet nicht zu jedem Zeitpunkt konzentrisch von seiner Ablationswolke umgeben ist, sondern daß es sich relativ zu dieser bewegt, so wird die Pelletoberfläche einer höheren Wärmelast ausgesetzt, wenn das Pellet stark exzentrisch liegt, wie in Abb. 5.2 angedeutet. Befindet sich das Pellet nun am Rande der Ionisationsschicht, so bildet sich eine neue

kalte Gaswolke um das Pellet herum, und die Wolkenentwicklung selbst wiederholt sich aufs Neue. Als Folge dieses periodischen Vorgangs wird die Ablationsrate und die damit einhergehende Expansionsdynamik der Wolke stark moduliert ([33]).

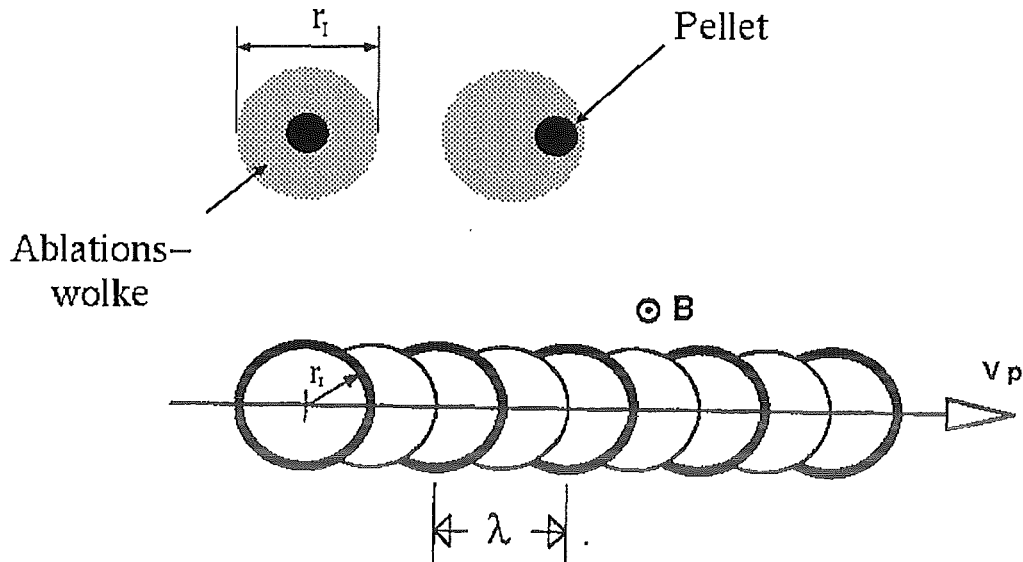


Abb. 5.2: Schematische Darstellung eines stationären, periodischen Ablations-szenarios.

Auf dieser Vorstellung aufbauend, entwickelten Neuhauser u.a. ([30]) ein Modell für die periodische Pelletablation. Der prinzipielle Mechanismus dieses Vorgangs wird ergänzend zum oben Gesagten wie folgt erklärt: Während der Bewegung des Pellets relativ zum Magnetfeld im Plasma ablatiert das Pellet durch die Einwirkung des Energieflusses, der durch die Plasmaelektronen parallel zu den Magnetfeldlinien getragen und der seinerseits durch die ablatierte Pelletmaterie abgeschwächt wird. Die ablatierten neutralen Teilchen bewegen sich i. a. viel schneller als das Pellet selbst (sie werden bis auf die lokale Schallgeschwindigkeit beschleunigt), bis sie bei einem typischen Radius r_I ionisiert und an den Magnetfeldlinien "gefroren" werden. Die weitere Bewegung der ionisierten Teilchen kann ausschließlich entlang der Magnetfeldlinien erfolgen. Dies entspricht zunächst dem Abschirmmechanismus des NGS-Modells (siehe Kap. 3.1). Wird nun eine Bewegung des Pellets relativ zu seiner Ablationswolke angenommen, so findet die Abschirmung des Pellets nicht mehr lokal statt (das Pellet befindet sich nicht ständig in der geometrischen Mitte

seiner Ablationswolke), da die Abschwächung des parallelen Energieflusses und somit die Verringerung des in der Ablationswolke deponierten Energie an einer beliebigen radialen Pelletposition von demjenigen Betrag der Pelletmasse abhängt, der dem ablatierten Anteil in einem Intervall von r_I hinter dem Pellet entspricht.

Bewegt sich ein Pellet mit der Geschwindigkeit v_p in die mit x bezeichneten Richtung radial ins Plasma hinein, dann wird ein infinitesimales Massenelement dm , das im Intervall dx ablatiert ist, nach der Expansionsphase in einer dünnen Schicht um r_I deponiert (siehe Abb. 5.2). Während der Pelletbewegung führt eine hohe Ablationsrate an einer beliebigen Stelle $x = x_o$ zu einer starken Abschirmung des Pellets dort und konsequenterweise zu einer niedrigen Ablation am Ort $x_o + r_I$. Diese wiederum hat eine verstärkte Ablation am Ort $x_o = 2r_I$ zur Folge, usw. Die hohe und niedrige Ablation (bzw. schwache und starke Abschirmung) wechselt periodisch mit der Periode $\lambda = 2r_I$ ab ([30]).

Wird dieses Modell für die Erklärung der Striations herangezogen, so ist ein Zusammenhang zwischen der Lage der Striations im Ablationssignal und der Magnetfeldstruktur in der Plasmasäule in erster Näherung nicht gegeben; der Vorgang ist stochastischer Natur.

Dieser alternierende Vorgang ist über die hier beschriebene qualitative Modellierungsphase hinaus noch nicht quantitativ untersucht worden. Es lassen sich infolgedessen keine Aussagen über die Art der Modulationen des Ablationssignals machen. Der theoretische Ansatz eines periodischen Aufbaus der Ablationswolke legt die Vermutung nahe, daß auch das Ablationslicht dieser Periodizität unterliegen könnte. Photographische Messungen am TEXT (ortsaufgelöste CCD-Aufnahmen des Ablationsvorgangs) zeigen, daß ein einfacher Zusammenhang zwischen der Größe des Ionisationsradius r_I (dieser entspricht dem halben Durchmesser des neutralen Teils der Ablationswolke) und der Fluktuationsfrequenz im Ablationslicht besteht ([23]). Dieser lautet $r_I = v_p/f$, wo v_p die Pelletgeschwindigkeit und f die Fluktuationsfrequenz ist. Unter Zugrundelegung des hier behandelten Modells ergibt dies TEXTOR-Ionisationsradien von einigen Zentimetern (bei Frequenzen von etwa 80 kHz), die bei Injektionsexperimenten in ohmschen Entladungen beobachtet worden sind.

5.2 Einfluß magnetischer Inseln

Alternativ zu dem oben beschriebenen Modell entwickelten B. Pégourié und M. Dubois vom französischen TORE SUPRA – Fusionsexperiment die Vorstellung, daß ergänzend zu dem NGS-Modell die Magnetfeldstruktur und damit das q -Profil (siehe Abschnitt 1.1) im Plasma in einer charakteristischen Weise den Ablationsvorgang beeinflusst. In der ursprünglichen Fassung des Modells galt das Hauptinteresse monotonen q -Profilen (magnetisches Gleichgewichtsfeld), die, wie gezeigt wurde, nicht zu tiefen Striations führen können. Es wurde daraus geschlossen, daß nur Störungen des Magnetfeldes, die zum lokalen Abflachen des q -Profils führen, Striations bestimmter Halbwertsbreite und Tiefe verursachen können (z.B. in der Nähe der $q=1$ -Fläche). Im Verlaufe der weiteren Entwicklung der Theorie wurde davon ausgegangen, daß nur Störungen des magnetischen Gleichgewichts in Form kleiner magnetischer Inseln erkennbare Fluktuationen im Ablationssignal verursachen können und zu Striations führen, deren Halbwertsbreite der Breite dieser Inseln entspricht. Diese ist proportional zu $\sqrt{\frac{q^2}{dq/dr}}$, wobei für die hier betrachtete Ablationstheorie dq/dr als der "lokale" Wert der Magnetfeldverscherung wichtig ist. Wegen zusätzlicher "Magnetfeldwindungen" innerhalb der Insel (geschlossene Flußflächen innerhalb der Inseln), bedeutet dies, daß die Halbwertsbreite der Striations kleiner als die der Insel und proportional zu $\frac{q^2}{dq/dr}$ ist ([34]).

Der Einfluß des Magnetfeldes kann qualitativ anhand der Abb. 5.3 verdeutlicht werden: Wird das magnetische Gleichgewichtsfeld durch das Vorhandensein magnetischer Inseln gestört, so wird auch der an die Magnetfeldlinien gebundene Elektronenfluß zur Pelletoberfläche verändert. Fliegt das Pellet durch den o -Punkt einer Insel, so ist die Ablation schwächer als beim Durchflug durch den x -Punkt. Im zweiten Fall erwartet man also ein ausgeprägteres Minimum im Ablationssignal als im zweiten.

5.2.1 Das Modell

Ausgangspunkt der theoretischen Betrachtungen ist das NGS-Modell, das um einen Strukturparameter $\alpha(m, n)$ ergänzt wurde, der den Einfluß des Magnetfeldes

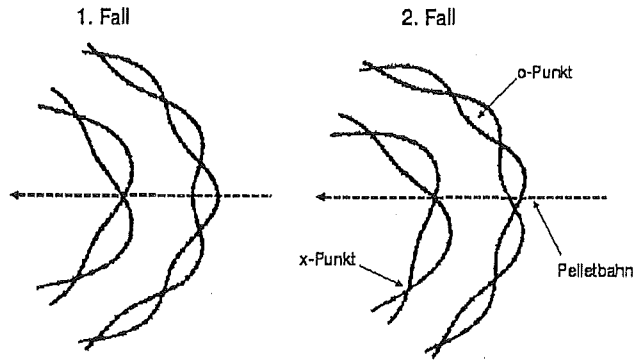


Abb. 5.3: Schematische Darstellung einer verschachtelten magnetischen Inselstruktur im Plasma.

auf den Ablationsvorgang beschreibt und der Tiefe der Striations entspricht. Die Ablationsrate in der Glg. 3.1 lautet nun modifiziert:

$$\frac{dN_{\text{pellet}}}{dt} = \alpha(m, n) \cdot \frac{dN_{NGS}}{dt}$$

Es wird davon ausgegangen, daß die Minima im Ablationssignal, die sog. "dunklen Striations", Orten im Plasma entsprechen, an denen die Ablation schwächer ist als im Mittel. Da die Plasmaelektronen überwiegend zur Ablation beitragen, bedeutet dies, daß die Striations an Stellen auftreten, an denen die dort verfügbare Elektronenenergie kleiner sein muß, als an anderen Stellen. Für Plasmaelektronen der Geschwindigkeit v_e kann dies wie folgt verstanden werden: Das Pellet, das mit seiner neutralen Ablationswolke vom Durchmesser d_w umgeben ist, durchquert die Plasmasäule mit einer als konstant angenommenen Geschwindigkeit v_p . Während einer charakteristischen Zeit $\delta t = d_w/v_p$ * wechselwirkt das Pellet mit jeder Flußfläche infinitesimaler Breite. Alle Plasmaelektronen, die sich in einem Abstand vom Pellet aufhalten, der kleiner als $\delta t \cdot v_e$ ist ("Einfangstrecke"), treten mit der neutralen Ablationswolke in Wechselwirkung und tragen so zur Ablation bei. Durchquert das Pellet eine resonante Flußfläche beschrieben durch $q=m/n$ beim Plasmaradius r , so findet es Feldlinien endlicher Länge im folgenden Sinne vor:

*Diese entspricht derjenigen Zeit, die das Pellet zum Durchqueren seiner eigenen Wolke benötigt. Sie liegt in der Größenordnung $5\mu s$.

$$L(m, n) = 2\pi\sqrt{R^2 \cdot m^2 + r^2 \cdot n^2} \approx 2\pi R m$$

wo R der große Plasmaradius, r der kleine Plasmaradius, sowie die Zahlen m und n die toroidale bzw. poloidale Rotationszahlen (Abschnitt 1.1) sind.

Ist nun diese Länge kleiner als die Einfangstrecke: $L(m, n) < v_e \cdot \delta t$, dann verschwindet der Energiefluß auf der Oberfläche der neutralen Ablationswolke nach einer charakteristischen Wechselwirkungszeit $\delta t' = L(m, n)/v_e^*$, die zur Limitierung der lokalen Ablationsrate führt. Unter der Annahme einer Maxwell'schen Energieverteilung der Plasmaelektronen leiteten die Autoren für den Strukturparameter $\alpha(m, n)$ den Ausdruck (gemittelt über die Verteilungsfunktion, [26]):

$$\langle \alpha \rangle^3 = \frac{\int d^3v E^{4.44} v_e (1 - S)}{\int d^3v E^{4.44} v_e} \quad (5.1)$$

wobei $(1 - S)$ dem theoretischen Minimum der Größe α für den Fall einer monoenergetischen Elektronenverteilung entspricht:

$$1 - S = \frac{v_p \cdot L(m, n)}{d_w \cdot v_e} = \begin{cases} \frac{2\pi \cdot v_p R m}{d_w \cdot v_e}, & \text{falls } \frac{2\pi \cdot v_p R m}{d_w \cdot v_e} < 1 \\ 1, & \text{sonst} \end{cases}$$

Nach einigen Umformungen lautet der Ausdruck für α schließlich:

$$\langle \alpha \rangle = \left[\frac{\int_0^\infty u^{5.44} e^{-u} \left\{ 2 \cdot \frac{2\pi v_p R m}{v_{therm} d_w u} (1 - \alpha_o) + \alpha_o^2 \right\} du}{\int_0^\infty u^{5.44} e^{-u} du} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (5.2)$$

wo $\alpha_o = \min \left\{ 1, \frac{2\pi \cdot v_p R m}{d_w \cdot v} \right\}$ mit $v = \sqrt{u} \cdot v_{therm}$ ist.

Das vorstehende Modell gibt eine Obergrenze für die Breite bzw. Tiefe der Striations an. Es betrachtet Ablationsvorgänge in ohmschen Plasmen ohne die sog. "runaway"-Elektronen und Plasmen ohne Zusatzheizung wie ICRH oder NBI.

* $\delta t'$ entspricht einer charakteristischen Wärmetransportzeit zur Pelletoberfläche.

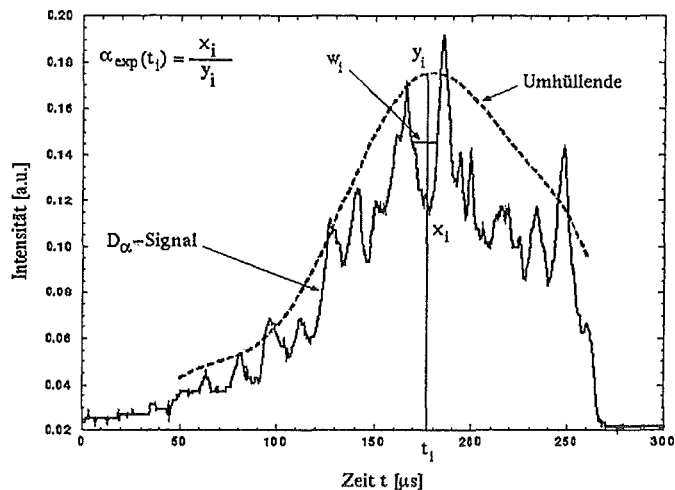


Abb. 5.4: Die Anwendung des Striationscodes zur q -Profilbestimmung.

Eine weitere Limitierung des Modells ergibt sich aus der Wahl des einzigen freien Parameters in dieser Theorie, nämlich der Wahl des Durchmessers der Ablationswolke d_w . Dieser wurde bei Experimenten am TEXT zu etwa 1 cm ([23]) bestimmt. Nach der Analyse zahlreicher JET-Injektionsexperimente ([35]) wurde er mit $d_w = 2 \cdot (r_p + 1\text{mm})$ skaliert, wobei r_p der Pelletradius in mm ist. Diese Skalierung wurde in dem hier diskutierten Modell von den Autoren verwendet.

Die explizite Abhängigkeit des Parameters α vom Magnetfeld und die Annahme, daß die Striations durch die Magnetfeldstruktur verursacht werden, wurde von M. Dubois und R. Sabot von TORE SUPRA zum Anlaß genommen, aus der Lage der Striations im Ablationslicht auf die Magnetfeldstruktur zu schließen und daraus das q -Profil zu berechnen.

Die q -Profil-Bestimmung

Anhand der Abbildung 5.4 soll das Vorgehen bei der q -Profil-Bestimmung erläutert werden.

Wenn man die Striation i zum Zeitpunkt t_i durch einen Parameter $\alpha_{exp}(t_i)$ beschreibt, der dem Verhältnis zwischen dem Wert des D_α -Signals x_i und dem Wert

seiner Umhüllenden y_i an dieser Stelle entspricht: $\alpha_{exp}(t_i) = x_i/y_i$, dann kann man aus dem zeitaufgelöst aufgezeichneten Ablationssignal einen Satz von α_{exp} -Werten und den Positionen t_i extrahieren, der um die Breite der Striations w_i ergänzt werden kann. Der obigen Überlegung zufolge bedeutet die Bestimmung des q -Profils das Aufsuchen einer der α_{exp} -Folge entsprechenden $q_i = m_i/n_i$ -Folge für jede Position i der Striations.

Zur Realisierung dieses Vorhabens wurde ein Computerprogramm entwickelt, das die Anwendung einer Minimalisierungstechnik unter der Vorgabe zum Ziel hat, lokale Minima eines zu definierenden Funktionals $E(S)$ zu unterdrücken und das absolute Minimum herauszufinden, wobei die Funktion S die Konfiguration des betrachteten Systems wiedergibt. Das Funktional wurde wie folgt gewählt:

$$E = \lambda \sum_i \sum_{j>i} F(q(r_i) - q(r_j)) + \mu \sum_i F(\alpha_{th}(r_i) - \alpha_{exp}(r_i)) + \nu \sum_i |q(r_i) - q_{sol}(r_i)|$$

mit $F(x<0) = 0$ und $F(x>0) = x$. Für die Parameter λ , μ und ν gelten die Bedingungen:

$$\lambda \gg \nu \quad (5.3)$$

$$\mu \gg \nu \quad (5.4)$$

Der erste Summand des Funktionals E ist mit der Forderung an das zu bestimmende q -Profil verknüpft, daß das Profil monoton steigend sein soll. Der zweite Summand minimiert die Differenz zwischen dem theoretischen α_{th} nach Gleichung 5.2 und dem aus der Ablationskurve bestimmten experimentellen α_{exp} für jede Position i . Der letzte Summand schließlich sorgt dafür, daß die Lösungen physikalisch bleiben, indem die Differenz zwischen den zu berechnenden q -Werten und einem aus polarimetrischen Messungen bestimmten Normprofil nach Soltwisch ([1]) minimiert wird. Die Bedingungen 5.3 und 5.4 sorgen dafür, daß der Einfluß des Normprofils auf die Berechnung des q -Profils aus den experimentellen Daten insgesamt deutlich begrenzt und eine bloße Anpassung derselben an das Normprofil während des Minimalisierungsvorgangs unterdrückt wird.

Für die Realisierung der Minimalisierungsprozedur wurde ein Computerprogramm geschrieben, das folgende Eingaben für die Berechnung des q -Profils benötigt:

großer Plasmaradius R_0 , kleiner Plasmaradius a , die Stärke des Magnetfeldes B_t , Plasmastrom I_p , die Zentraltemperatur T_{e0} und die Pelletgeschwindigkeit v_p

Darüberhinaus werden die α_{exp} -, t_i - und w_i -Werte verwendet. Als Vorgabe benötigt das Programm das Intervall der möglichen q -Werte $[q_{min}, q_{max}]$, das durch die Ablationskurve radial abgedeckt wird, die maximale Anzahl der toroidalen Zahl m sowie die Größe des Parameters λ . Aus diesen Angaben wird dann ein Satz mit Werten m und n berechnet, so daß $q = m/n$ eine rationale Zahl ist, sowie das q -Profil selbst.

5.2.2 Berechnung der q -Profile

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellte Methode zur q -Profilbestimmung wurde auf D_α -Signale angewendet, die bei Injektionsexperimenten am TEXTOR-94 erhalten wurden. Die Abb. 5.5 zeigt das Beispiel einer q -Profilbestimmung für die Entladung Nr. 59387.

Es zeigt das D_α -Signal, dem das glatte Normprofil und das berechnete q -Profil überlagert sind. Den Minima im D_α -Signal sind die entsprechenden rationalen q -Werte zugeordnet. Die Ablation beginnt bereits am Plasmarand. Wegen der Kleinheit des Signals in diesem Bereich können hier jedoch keine Striations eindeutig identifiziert werden. Daher zeigt die Abbildung lediglich den für die q -Profilberechnung relevanten Ausschnitt der Plasmasäule.

Für die gleiche TEXTOR-Entladung zeigt Abb. 5.6 die beiden Profile über den gesamten, kleinen Plasmaradius. Die Entladungsbedingungen waren hier: $I_p = 351$ kA, $B_T = 2.25$ T, $T_{e0} = 1180$ eV. Der q -Wert am Plasmarand betrug $q(a) = 3.8$ für diese Entladung, während die Pelletgeschwindigkeit mit 996 m/s gemessen wurde.

Eine Übereinstimmung beider Kurven im radialen Bereich des berechneten q -Profils ist ersichtlich. Die partielle Abflachung des berechneten q -Profils ist konform mit dem im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen theoretischen Ansatz schwacher Krümmung der Magnetfeldlinien und der Existenz von Störungen in der Magnetfeldstruktur

Abb. 5.5: Das berechnete q -Profil für die TEXTOR-Entladung Nr. 59387.

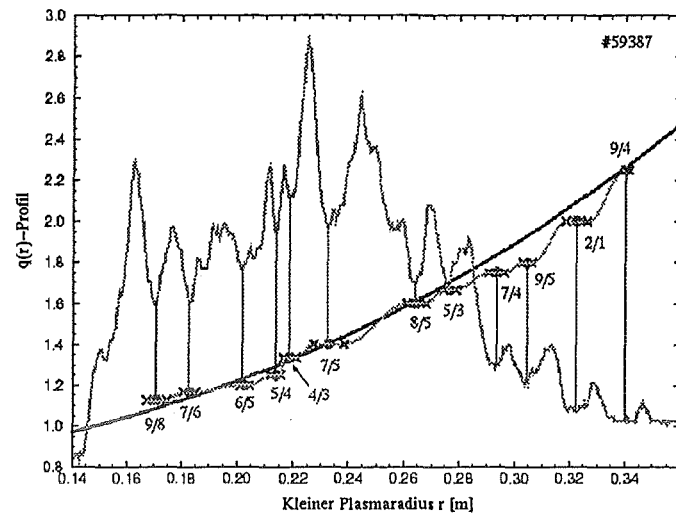
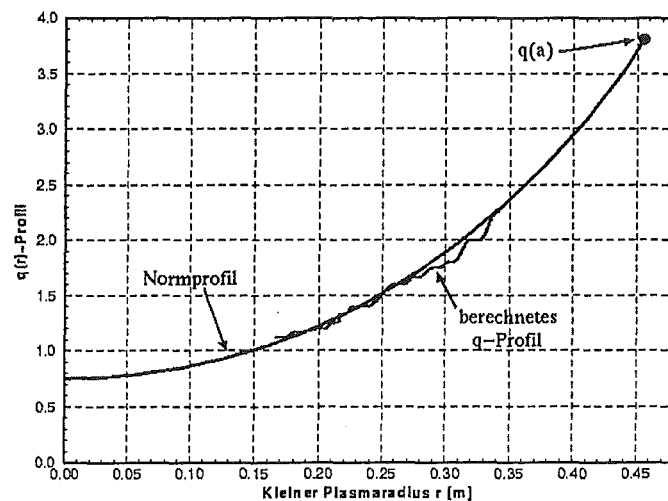


Abb. 5.6: Das berechnete q -Profil und das Normprofil für die TEXTOR-Entladung Nr. 59387.



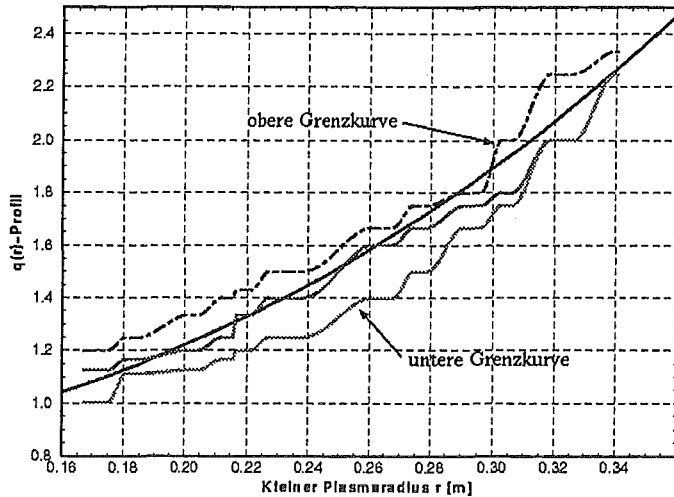


Abb. 5.7: Unter- und Obergrenzprofil für die TEXTOR-Entladung Nr. 59387.

in Form kleiner magnetischer Inseln als Ursache der Striations. Dabei entspricht die Breite der Abstufungen der Halbwertsbreite der Inseln.

Wie bereits erwähnt, muß vor dem Programmstart der mögliche q -Wertebereich, der durch die Ablationskurve und somit durch die beobachteten Striations abgedeckt wird, als Eingabe definiert werden. Nun ist der q_{max} -Wert in der Randschicht der Plasmasäule physikalisch mehr oder weniger festgelegt und entspricht in etwa dem q -Wert der Normkurve an dieser Stelle. Demgegenüber ist der q_{min} -Wert unbekannt und kann vor dem Programmstart variiert werden. Darüberhinaus kann auch der Parameter λ des Funktional E unter Beachtung der Randbedingung 5.3 verändert werden. Dies erlaubt eine selbstkonsistente Berechnung mehrerer q -Profile, die aus der experimentell beobachteten Lage der Striations gleichermaßen und gleichberechtigt folgen. Die Abbildung 5.7 zeigt neben dem glatten Normprofil und dem bereits in den Abbildungen 5.5 und 5.6 gezeigten, berechneten q -Profil zwei weitere Profile für die gleiche Entladung, die eine obere bzw. untere Grenze möglicher physikalisch relevanter q -Profile darstellen: Alle anderen berechneten q -Profile verlaufen innerhalb dieser Grenzen.

Werden die Plasmaentladungsbedingungen verändert, z.B. der Plasmastrom oder das Magnetfeld, so ändert sich auch die Magnetfeldstruktur im Plasma, die sich z.B.

Abb. 5.8: Das berechnete q -Profil und das Normprofil für die TEXTOR-Entladung Nr. 60405.

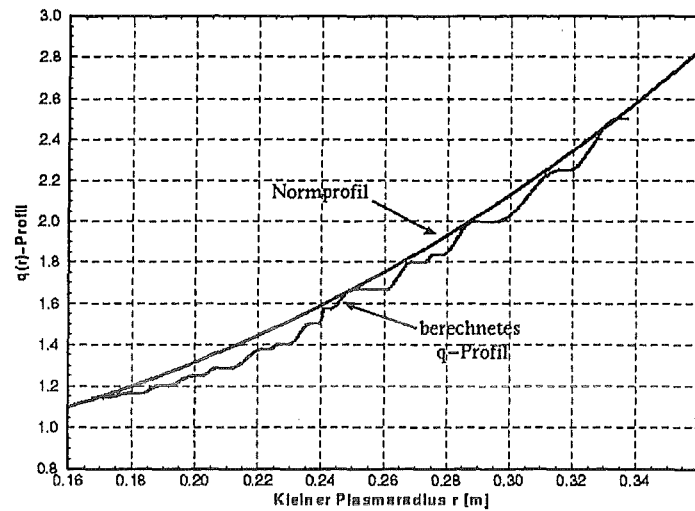
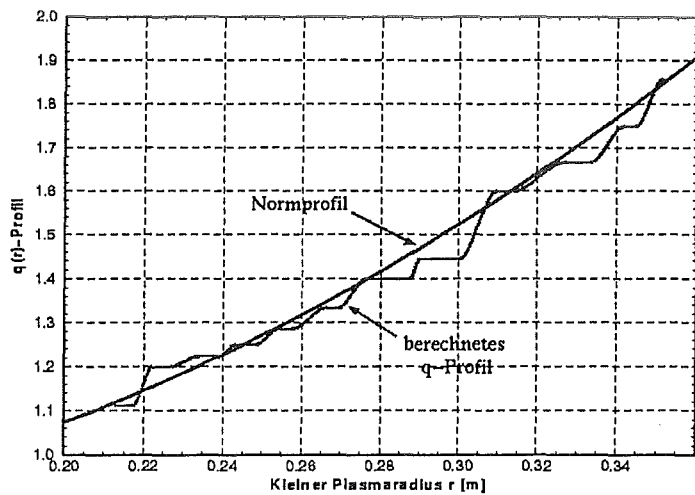


Abb. 5.9: Das berechnete q -Profil und das Normprofil für die TEXTOR-Entladung Nr. 60418.



in einem anderen Verlauf des Normprofils manifestiert. Wendet man den Striation-Code auf die Ablationssignale in solchen Fällen an, so findet man offensichtlich q-Profile, die wieder in exakter Weise den entsprechenden Normprofilen folgen, wie die Abbildungen 5.8 und 5.9 verdeutlichen.

Die Entladungsbedingungen lauteten in diesen Fällen wie folgt:

Abb. 5.8: Schußnummer 60405,

$$\begin{aligned} I_p &= 351 \text{ kA}, B_T = 2.61 \text{ T}, \\ T_{eo} &= 1000 \text{ eV}, v_p = 967 \text{ m/s}, \\ q(a) &= 4.5 \end{aligned}$$

Abb. 5.9: Schußnummer 60418,

$$\begin{aligned} I_p &= 500 \text{ kA}, B_T = 2.21 \text{ T}, \\ T_{eo} &= 1000 \text{ eV}, v_p = 928 \text{ m/s}, \\ q(a) &= 2.7 \end{aligned}$$

Bemerkungen zum Gültigkeitsbereich

Es ist bereits erwähnt worden, daß die Striationstheorie von Pégourié und Dubois und die daraus resultierende Anwendung des Ablationscodes streng genommen in der gegenwärtigen Entwicklungsphase für Ablationsvorgänge in ohmschen Plasmen ohne runaway-Elektronen gilt.

Ergänzend muß angemerkt werden, daß die Striationstheorie nur dann ihre Gültigkeit behält, wenn die thermische Diffusion während der Wechselwirkungszeit des Pellets mit den magnetischen Flußflächen hinreichend klein ist, um den thermischen Inhalt der magnetischen Flußlinien während dieser Zeit nicht wiederaufzufüllen. Für transversale Diffusion führt dies zu einer minimalen Halbwertsbreite der Striations von $w_{min} = a \cdot \sqrt{\frac{dw}{v_p \cdot \tau_e}}$, mit a = kleiner Plasmaradius und der Energieeinschlußzeit τ_e . Für TEXTOR-94 führt diese Beziehung zu einem Wert von etwa 0.3 cm für w_{min} . Dieses Modell berücksichtigt also nicht den schnellen Wärmetransport, der während einiger Injektionsexperimente am TFR beobachtet werden konnte ([36])* . Daher liefert diese Theorie im Zusammenhang mit den magnetischen Flußflächen nur eine obere Grenze für die Striationsbreite und -tiefe.

Vor diesem Hintergrund sind auch die Ergebnisse der q-Profilberechnung zu betrachten, die mit dem Ablationscode bestimmt wurden. Wie im Abschnitt 5.2.1

*Der schnelle Wärmetransport infolge der injizierten Pellets manifestiert sich als eine Kühlfrent, die sich mit einer Geschwindigkeit vor dem Pellet ins Plasma bewegt, die etwas höher als die des Pellets selbst ist.

ausgeführt, benötigt das Programm zur Berechnung der q -Profile unter anderem die Angabe des möglichen q -Profilbereichs, der maximalen toroidalen Zahl m_{max} und des Parameters λ , der die Wichtung der Forderung an das zu berechnende q -Profil bezüglich des monotonen Anstiegs im Funktional E bestimmt. In der Praxis hat sich gezeigt, daß der Verlauf des q -Profils durch die Größen q_{min} bzw. q_{max} und m_{max} nachhaltig verändert werden kann. Maßgebend für die "Qualität" der Berechnung ist daher nicht nur der Verlauf des Profils gegenüber dem Normprofil als solcher, sondern, wegen der Bedingungen 5.3 und 5.4, der Verlauf der für das jeweilige q -Profil berechneten α_{th} -Werte gegenüber seinen, aus der Ablationskurve extrahierten α_{exp} -Werten. Werden für verschiedene gewählte q_{min} - q_{max} - m_{max} -Kombination auch verschiedene q -Profile berechnet, dann ist aus dieser Schar dasjenige als der physikalischen Realität und der Theorie am nächsten kommende auszuwählen, dessen α_{th} -Werte von den α_{exp} -Werten im Mittel am wenigsten abweichen (unter Beachtung der Notwendigkeit, nur physikalisch sinnvolle Profile zuzulassen).

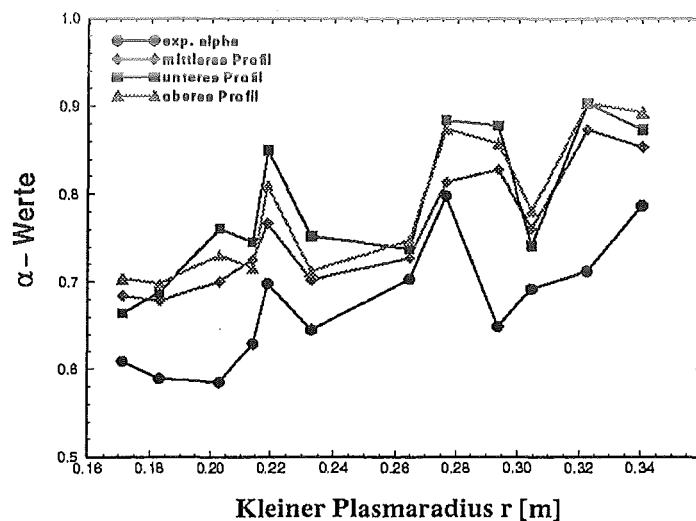


Abb. 5.10: Vergleich der experimentellen α -Werte mit den α_{th} -Werten für die q -Profile aus Abb. 5.7.

Abbildung 5.10 zeigt, der Abb. 5.7 entsprechend, für die Entladung Nummer 59387 den Vergleich der experimentellen α -Werte mit den berechneten α_{th} -Werten für die Profile aus Abb. 5.7. Die mittleren Differenzen zwischen den einzelnen α_{th} -Kurven und der α_{exp} -Kurve errechnen sich wie folgt:

mittleres Profil:	0.0849 ± 0.0484
unteres Profil:	0.1152 ± 0.0487
oberes Profil:	0.1110 ± 0.0604

Diese Werte machen in diesem konkreten Fall klar, daß das mittlere q-Profil nicht nur am besten dem Normprofil folgt, sondern daß seine berechneten α_{th} -Werte von den experimentellen α_{exp} -Werten am wenigsten abweichen. Dies ist jedoch nicht die Regel. Ein konträres Verhalten beider Aspekte ist auch beobachtet worden.

5.2.3 Statistische Untersuchung

Die Ergebnisse des letzten Abschnitts verdeutlichen, daß die Anwendung der hier betrachteten Ablationstheorie die Berechnung von q-Profilen, die denen aus polarimetrischen Messungen ermittelten weitestgehend entsprechen, gestattet. Diese Konformität soll aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß die Verifizierbarkeit dieses Modells die entgültige Klärung der Entstehungsfrage der Striations noch nicht beantwortet. Wie die Abb. 5.3 anschaulich macht, ist das Auftreten der Striations, deren Tiefe und Halbwertsbreite letztendlich daran geknüpft, an welcher poloidalen Stelle das Pellet eine im allgemeinen rotierende magnetische Insel durchquert und welcher Satz von o- bzw. x-Punkten während der gesamten Lebensdauer des Pellets überdeckt wird. Der letztere wird im allgemeinen von Pellet zu Pellet unterschiedlich zusammengesetzt sein. Diese mehr oder weniger statistische Verteilung der Fluktuationen im Ablationslicht verschiedener Pellets schließt auf der anderen Seite die Möglichkeit der Berechnung von q-Profilen anhand der sichtbaren Striations nach wie vor nicht aus, denn sie mögen bei sonst gleichen Plasmabedingungen jeweils an anderen Flußflächen sichtbar werden. Die Möglichkeit der q-Profilberechnung ist aber nicht an die Reproduzierbarkeit der Ablationssignale an sich geknüpft, sondern lediglich an das Auftreten der Striations an rationalen Flußflächen.

Vor diesem Hintergrund ist es von Interesse nachzuvollziehen, wie die Striations im Ablationslicht verschiedener Pellets statistisch verteilt sind, die in Entladungen sowohl gleicher als auch unterschiedlicher Plasmamaparameter, wie Strom und Magnetfeld, injiziert wurden.

Vorbereitung der Ablationssignale

Möchte man zeitabhängige Ablationssignale verschiedener Pellets mit einander vergleichen, so muß die unterschiedliche Intensität des Ablationslichts und die unterschiedliche Pelletgeschwindigkeit beachtet werden. Um diesen Vergleich zu realisieren, wurde zunächst für jede Ablationskurve ein glattes Polynom niedriger Ordnung (4. bis 6. Ordnung) berechnet, der einer fiktiven Ablationskurve im Plasma ohne Wechselwirkung mit den Flußflächen entspricht, und im folgenden dessen Maximum ermittelt. Dann wurden sowohl die Ablationskurve als auch das Polynom auf die Intensität 1 normiert und die normierte Ablationskurve von dem normierten Polynom abgezogen. Die so erhaltenen Kurven stellen die reinen Fluktuationen der Intensität ohne den durch die Dichte- und Temperaturprofile bedingten Untergrund dar. Im nächsten Schritt wurde der zeitliche Anfang des Ablationsvorgangs identifiziert, der dem Plasmarand im Ortsraum entspricht. Die Zeitachse der Kurven wurde so verschoben, daß der Ablationsanfang mit dem Koordinatenursprung zusammenfällt.

Die Berücksichtigung unterschiedlicher Pelletgeschwindigkeiten, die aber dann jeweils als konstant angenommen wurden, spiegelt sich darin wieder, daß die präparierten Signale mit der jeweiligen Geschwindigkeit multipliziert wurden. Dies entspricht einer Transformation der zeitabhängigen Signale in den Ortsraum. Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich zweier so präparierter Signale, wobei aus Übersichtlichkeitsgründen nur ein räumlicher Ausschnitt von 14 cm dargestellt ist. In beiden Fällen ist das Pellet in eine nahezu identische Entladung injiziert worden. Deutlich erkennbar ist die gute Übereinstimmung und der ähnliche Verlauf beider Kurven.

Berechnung der Korrelationskoeffizienten

Die so präparierten Signale wurden nun einer statistischen Untersuchung unterzogen. Zu diesem Zweck wurden für jeweils zwei Kurven ν und μ die Kreuzkorrelationskoeffizienten über den gesamten Bereich wie folgt berechnet:

$$r_{\nu\mu} = \frac{\sum_i I_i^\nu \cdot I_i^\mu}{\sqrt{\sum_i (I_i^\nu)^2 \cdot \sum_i (I_i^\mu)^2}}, \quad \text{mit den Intensitäten } I \text{ der Kurven.} \quad (5.5)$$

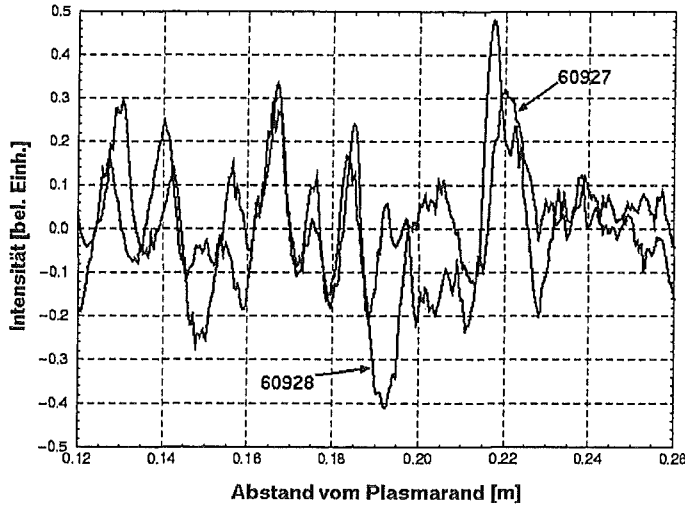


Abb. 5.11: Vergleich zweier präparierter Ablationskurven für die Entladungen Nummer 60927 und 60928.

Insgesamt standen 12 Kurven von Pellets zur Verfügung, die in Entladungen unterschiedlicher Plasmaparameter injiziert wurden. Die Gegenüberstellung aller Korrelationskoeffizienten ergibt die in der Tab. 5.1 dargestellte Korrelationsmatrix. Verglichen wurden Ablationssignale von Pellets die in ohmsche Entladungen mit folgenden Parametern injiziert wurden:

Schuß-Nr.: 59387, 60927 bis 61946

$$B_T = 2.25 \text{ T}$$

$$I_p = 350 \text{ kA}$$

$$n_{eo} \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_{eo} \approx 1000 \text{ eV}$$

Schuß-Nr.: 60418, 60419

$$B_T = 2.25 \text{ T}$$

$$I_p = 500 \text{ kA}$$

$$n_{eo} \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_{eo} \approx 1000 \text{ eV}$$

Schuß-Nr.: 60398, 60404, 60405

$$B_T = 2.6 \text{ T}$$

$$I_p = 350 \text{ kA}$$

$$n_{eo} \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_{eo} \approx 1000 \text{ eV}$$

59387	60398	60404	60405	60418	60419	60927	60928	60930	60931	60935	61946
	0.1654	0.2591	0.1154	0.2262	0.0325	0.3009	0.2221	0.0576	0.1747	0.3991	0.1888
60398		0.1756	0.2414	0.0189	0.4018	0.1641	0.2102	0.1087	0.0992	0.0477	0.1984
60404			0.0490	0.0305	0.0722	0.0315	0.1865	0.1164	0.0828	0.3619	0.2026
60405				0.0904	0.1550	0.1246	0.0583	0.1271	0.0012	0.1583	0.1633
60418					0.2744	0.2515	0.0488	0.3268	0.1834	0.0638	0.2481
60419						0.1903	0.0288	0.1529	0.0065	0.2370	0.0360
60927							0.4092	0.0606	0.2543	0.1869	0.3254
60928								0.1468	0.2751	0.0425	0.0753
60930									0.2815	0.0633	0.0118
60931										0.2777	0.0303
60935											0.2141
61946											

Tabelle 5.1: Korrelationsmatrix verschiedener Ablationskurven.

Die nichtschraffierten weißen Felder der Tabelle repräsentieren Korrelationskoeffizienten von Kurven, die von Pellets stammen, die in Entladungen jeweils gleicher Plasmabedingungen injiziert wurden ($B_T = 2.25$ T bzw. 2.6 T, $I_p = 350$ kA bzw. 500 kA). In schwach schraffierten Feldern sind Koeffizienten enthalten, deren Korrelationspartner zu Entladungen mit $B_T = 2.25$ T für den einen Partner und $B_T = 2.6$ T für den anderen bei sonst gleichen Bedingungen gehören. Die Korrelationskoeffizienten in stark schraffierten Feldern gehören zu Entladungen, bei denen der eine Partner eine Entladung mit $I_p = 350$ kA und der andere eine mit $I_p = 500$ kA bei sonst gleichen Bedingungen repräsentiert.

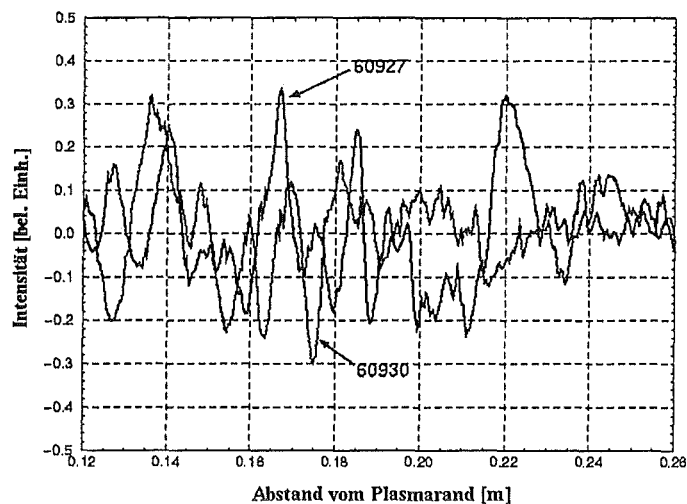
Anhand dieser Matrix erkennt man, daß es offensichtlich keinen Zusammenhang zwischen den Plasmaeigenschaften und der Größe des Korrelationskoeffizienten gibt. Vergleicht man nämlich die Ablationssignale von Pellets bei gleichen Entladungsbedingungen, so nehmen die Kreuzkorrelationskoeffizienten unsystematisch sowohl relativ kleine als auch relativ hohe Werte an, wie z. B. für die Entladungen 60927/60928 mit einem Wert von 0.4092. Hier ist die Übereinstimmung der Kurvenverläufe auch besonders ausgeprägt (siehe Abb. 5.11). Dagegen entspricht der relativ niedrige Wert des Korrelationskoeffizienten für die Entladungen 60927/60930 von 0.0606 der Tatsache, daß die Kurvenverläufe sich signifikant von einander unterscheiden, wie die Abb. 5.12 veranschaulicht. In beiden Fällen waren die Entladungsbedingungen identisch.

Das Bild ändert sich nicht, wenn man die Korrelation zwischen Ablationssignalen bei unterschiedlichen Plasmaparametern betrachtet. Auch hier ist keine Tendenz erkennbar. Dies läßt sich auch anhand von Mittelwerten und deren Standardabweichungen verifizieren. Für die drei Gruppen der Korrelationskoeffizienten (entsprechend den drei Feldern in der Tabelle 5.1) ergeben sich folgende Ergebnisse:

	Mittelwert	Standardabweichung
Gleiche Plasmaparameter	0.1895	0.1165
Verschiedenes Magnetfeld	0.1420	0.0817
Verschiedener Plasmastrom	0.1452	0.1062

Der Mittelwert aller Korrelationskoeffizienten beträgt 0.1594 während die Stan-

Abb. 5.12: Vergleich zweier präparierter Ablationskurven für die Entladungen Nummer 60927 und 60930.



dardabweichung den Wert 0.1071 annimmt. An diesen Zahlen wird deutlich, daß erstens unabhängig von den Plasmabedingungen der Mittelwert der Korrelationskoeffizienten zwischen jeweils zwei Ablationsignalen annähernd gleich ist, daß er aber zweitens in der gleichen Größenordnung wie die Standardabweichung liegt.

Diese Ergebnisse sind vor dem Hintergrund der Überlegungen des Abschnitts 5.2.3 durchaus verständlich: Eine unterschiedliche Abfolge von durchquerten x- bzw. o-Punkten rotierender magnetischer Inseln führt im Rahmen der hier betrachteten Ablationstheorie zwangsläufig zu unterschiedlich stark ausgeprägten Striations im Ablationslicht, auch bei sonst gleichen Entladungsbedingungen. Es muß aber bewertend bemerkt werden, daß ein mittlerer Korrelationskoeffizient von etwa 0.16 für die hier betrachtete Situation eines außerordentlich dynamischen und in allen Einzelheiten noch nicht verstandenen Ablationsprozesses ein verhältnismäßig hoher Wert ist und die Vermutung zuläßt, daß es offensichtlich Positionen innerhalb einer Plasmaentladung gibt, die zum einen zu deutlich erkennbaren Striations führen und zum anderen reproduzierbar sind.

Die Abb. 5.13 verstärkt diese Vermutung. Es sind hier zwei mittlere Ablationskurven dargestellt, die über 7 (Kurve 1) bzw. 6 (Kurve 2) Ablationssignale gemittelt wurden. Die Mittelkurve 1 repräsentiert Ablationssignale von Pellets, die

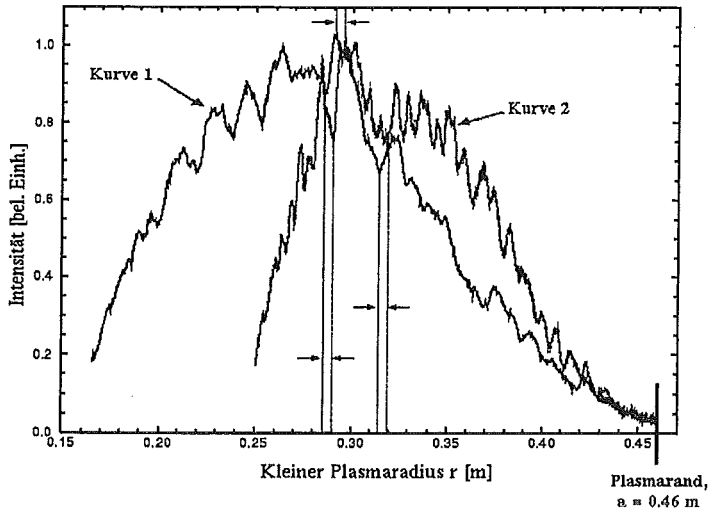


Abb. 5.13: Vergleich zweier mittlerer Ablationskurven für unterschiedliche Plasma- und Entladungbedingungen.

in Entladungen mit einem Plasmastrom von 354 kA ($q(a) = 3.82$) und einer Geschwindigkeit von etwa 950 m/s injiziert wurden. Im Falle der zweiten Mittelkurve betrug der Plasmastrom 362 kA ($q(a) = 3.74$) und die Pelletgeschwindigkeit etwa 700 m/s (daher eine kürzere Lebensdauer bzw. Eindringtiefe in diesem Fall). Durch den Mittelungsvorgang werden die Kurven geglättet. Deutlich zu erkennen sind dennoch Striations, deren Tiefe allerdings mittelungsbedingt kleiner ist, als die der Ausgangssignale. In diesen hervortretenden Minima und Maxima spiegelt sich der oben behandelte und von Null verschiedene Korrelationskoeffizient wieder. Man erkennt desweiteren, daß bestimmte Minima bzw. Maxima in beiden Mittelkurven nahezu an gleicher Stelle auftreten; der konstante radiale Abstand dieser im Bild markierten Stellen beträgt etwa 0.5 cm, wobei diese Stellen in der Kurve 2 (mit einem etwas höheren Plasmastrom) nach außen verschoben sind.

5.3 2-dimensionales Ablationsmodell

Das bisher besprochene Ablationsmodell, das von P.B. Parks, S.L. Milora und R.J. Turnbull Ende der siebziger Jahre vorgeschlagen wurde, beschreibt die Ablation des Pellets eindimensional (radiale Abhängigkeit der Ablationsrate und der Erosionsgeschwindigkeit des Pellets). Als Ergebnis dieser theoretischen Betrachtungen wurde die Ablationsrate nach Gleichung 3.1 bestimmt.

B.V. Kuteev ([17]) hat ein 2-dimensionales Ablationsmodell vorgeschlagen, das nicht nur den Elektronenfluß zur Pelletoberfläche von der Elektronendriftseite als Ursache der Pelleterosion berücksichtigt, sondern das sowohl den Elektronenfluß von der Ionendriftseite als auch die Ionenablation und die Veränderung der Oberflächenform des Pellets während des Ablationsprozesses in die Modellierung einbezieht. Ausgangspunkt war die Beobachtung, daß die Pelletbahn innerhalb der Plasmaentladung entgegen der Plasmastromrichtung toroidal gekrümmt ist, wie die Abb. 4.4 zeigt.

5.3.1 Theorie und experimentelle Ergebnisse

Entgegen dem NGS-Modell von Parks wurde von Kuteev zunächst eine maxwellsche Energieverteilung sowohl der thermischen Elektronen als auch der thermischen Ionen angenommen (der Einfluß heißer Ionen, die durch die Neutralinjektion (NBI) erzeugt werden, wurde nicht betrachtet). In einem vollionisierten Plasma, in dem ein elektrischer Strom fließt, ändert sich diese symmetrische Elektronenverteilung in der Weise, daß der Elektronenfluß in Stromrichtung (durch Stöße verursacht) kleiner ist als in die entgegengesetzte Richtung. Für diesen Fall leitete Braginskii ([41]) einen Ausdruck für die Elektronenverteilung (für die normierte Elektronenenergie $\epsilon = E/T_e$):

$$f_e(v, u, n_e, T_e) = \frac{n_e}{(2\pi T_e/m_e)^{3/2}} \cdot \exp \left\{ \epsilon - \frac{2\epsilon^{0.5}u\zeta}{2T_e/m_e} \right\} \\ \times \left(1 - \frac{2\epsilon^{0.5}u\zeta}{2T_e/m_e} [f_1(\epsilon)a_1 + f_2(\epsilon)a_2 + f_3(\epsilon)a_3] \right),$$

wo f_i und a_i die sog. Sonine-Polynome bzw. -Koeffizienten sind ([17]). u ist die Elektronendriftgeschwindigkeit aus $j_e = en_e u$ und ζ ein Parameter, der die Verteilungsfunktion gegen die Stromrichtung ($\zeta = 1$) bzw. in Stromrichtung ($\zeta = -1$) charakterisiert.

Aufgrund der Einwirkung dieser asymmetrischen Elektronenflüsse erodiert die Pelletoberfläche mit einer Geschwindigkeit, die der Differentialgleichung:

$$\frac{dr_p}{dt} = -c r_p^{-0.67} n_e^{0.33} T_e^{1.64} \quad (5.6)$$

genügt, wobei das Pellet auf der Elektronendriftseite eine stärkere Ablation als auf der Ionendriftseite erleidet. Diese Ungleichheit beschrieb Kuteev mit einer Raketengleichung in folgender Form:

$$M(t) \frac{dv_z}{dt} = a U m_i D_N(t),$$

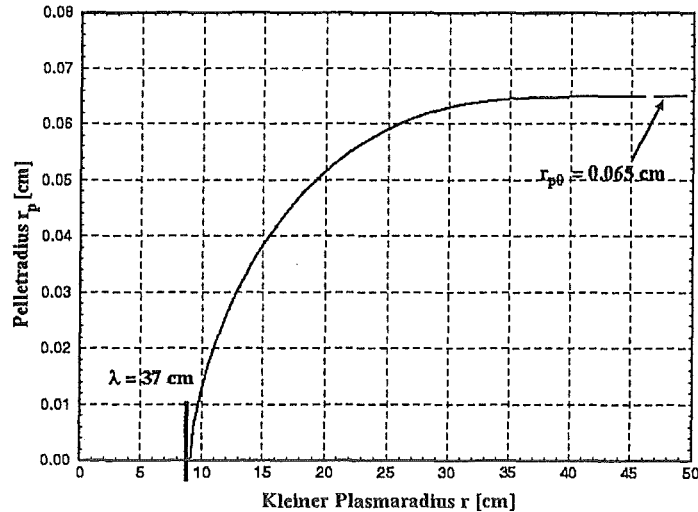
wo $M(t)$ die Pelletmasse, v_z die toroidale Geschwindigkeit und $a = \langle \cos^2 \rangle = 0.5$ (= ein Faktor, der die mittlere Ablation über die kugelförmige Pelletoberfläche angibt) ist. U entspricht der Geschwindigkeit der Deuteriumatome des Pellets in der Nähe seiner Oberfläche, und $D_N(t)$ ist der Asymmetrieteil in der Ablationsrate aufgrund des Plasmastrom. Für die toroidale Beschleunigung wurde daraus der Ausdruck

$$\frac{dv_z}{dt} = c \cdot r_p^{-4/3} \cdot n_e^{2/3} \cdot T_e^{1.57} \quad \text{mit } c = 1.29 \cdot 10^{-7}$$

hergeleitet. In die obige Gleichung gehen nicht die zeitlichen Verläufe der Plasmatemperatur bzw. -dichte ein, sondern deren Profile. Bei der Integration dieser Gleichung muß also die Transformation $dt \rightarrow dr/v_p$, mit der Pelletgeschwindigkeit v_p durchgeführt werden. Die Integration wird dann numerisch ausgeführt und die Profile für die toroidale Beschleunigung, Geschwindigkeit und Ablenkung berechnet.

Für die TEXTOR-Entladung Nummer 60927, in die ein Deuteriumpellet mit einer Geschwindigkeit von 944 m/s injiziert wurde, sind unter Anwendung des Kuteev-Modells diese Rechnungen durchgeführt worden. Da die Dichte- bzw. Tem-

Abb. 5.14: Die radiale Abnahme des Pelletradius für #60927.



peraturprofile in erster Näherung nur Funktionen des kleinen Plasmaradius r sind, wurden diese für $r \leq a$ wie folgt angenommen:

$$n_e(r) = n_{e0} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad \text{bzw.} \quad T_e(r) = T_{e0} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^2,$$

wobei die Zentralwerte der Dichte bzw. Temperatur für diese Entladung unmittelbar vor der Pelletinjektion $n_{e0} = 4.33 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und $T_{e0} = 1041 \text{ eV}$ betragen. Abb. 5.14 zeigt die Lösung der Gleichung 5.6 für einen Pelletradius von $r_0 = 0.065 \text{ cm}$. Die Abbildungen 5.15 bis 5.17 zeigen die toroidale Beschleunigung, die toroidale Geschwindigkeit und die Ablenkung in toroidaler Richtung.

Aus dem Verlauf des Pelletradius kann die theoretische Eindringtiefe zu 37 cm bestimmt werden. Diese ist etwa 16 % kleiner als diejenige, die durch experimentelle Beobachtung der Ablationswolke von etwa 44 cm ermittelt wurde.

Unter der Annahme einer konstanten Krümmung der Pelletoberfläche während des Ablationsvorgangs wurde die Ablationsrate von Kuteev bestimmt zu:

$$\frac{dN}{dt} = -4\pi n_m \left(\frac{dr_p}{dt} \right) \cdot \left\{ r_{p0}^2 - \left[\frac{1}{v_p} \int_r^a \frac{dr_p(r_{p0})}{dt} dr' \right]^2 \right\}, \quad (5.7)$$

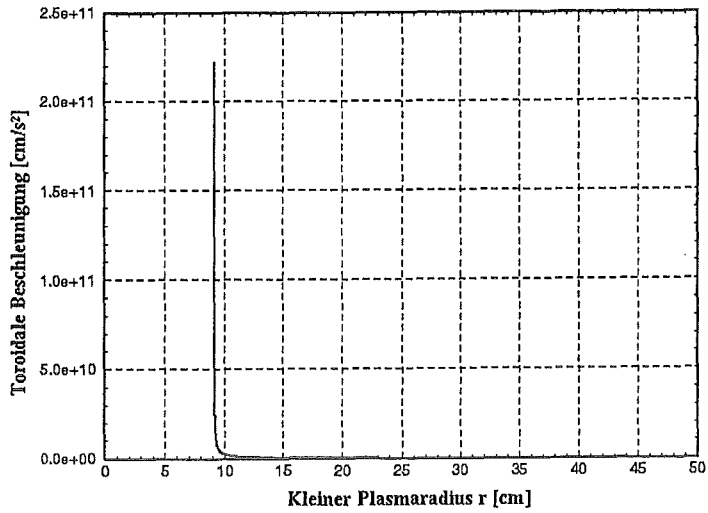


Abb. 5.15: Die toroidale Beschleunigung des Pellets. Entladungsnummer 60927.

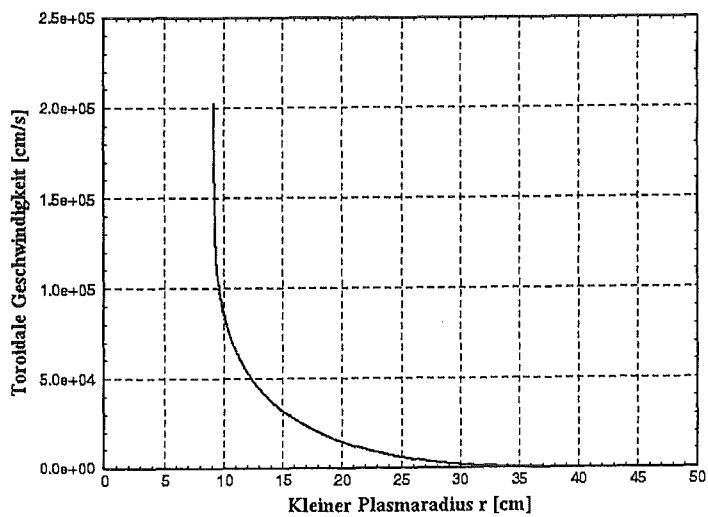
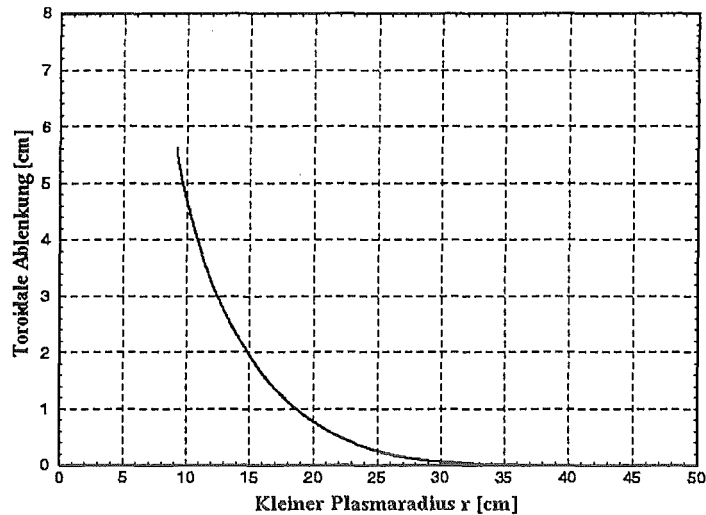


Abb. 5.16: Die toroidale Pelletgeschwindigkeit. Entladungsnummer 60927.

Abb. 5.17: Die toroidale Ablenkung eines Pellets entgegen des Plasmastroms. Entladungsnummer 60927.



mit der molaren Dichte des festen Deuteriums n_m , der Pelletgeschwindigkeit v_p , dem kleinen Plasmaradius a und der Erosionsgeschwindigkeit aus Gleichung 5.6. Vergleicht man die numerisch gelöste Gleichung 5.7 mit dem Verlauf des Ablations-signals für das Pellet aus der Entladung Nummer 60927, so ergibt sich eine im weiten Bereich hervorragende Übereinstimmung beider Kurven, wie Abb. 5.18 verdeutlicht.

Das D_α -Signal in dieser Abbildung wurde zum Zwecke des Vergleichs auf das Maximum der Ablationskurve normiert. Deutlich erkennbar ist die kleinere Eindringtiefe, die sich aus dem Kuteev-Modell ergibt. Diesen beiden Kurven gegenübergestellt ist der Verlauf der Ablationsrate, wie sie durch die NGS-Theorie modelliert wird (Gleichung 3.1). Dieser weicht zwar erheblich von dem Verlauf des Ablations-signals ab, approximiert die Eindringtiefe in diesem Fall aber sehr genau.

Überlagert man die CCD-Aufnahme der Ablationswolke des Pellets für diese Entladung, die von unten und senkrecht zur Injektionsrichtung aufgezeichnet wurde (siehe auch Abb. 4.7), mit der in der Abb. 5.17 gezeigten toroidalen Ablenkung, so folgt die in der Abb. 5.19 veranschaulichte Darstellung. Dem Bild ist ein Kalibriernetz überlagert, das die geometrischen Verhältnisse wiedergibt. Deutlich ist die toroidale Ablenkung der Pelletbahn entgegen der Stromrichtung, also in Richtung der Elektronendrift zu erkennen, der auch die theoretisch vorhergesagte

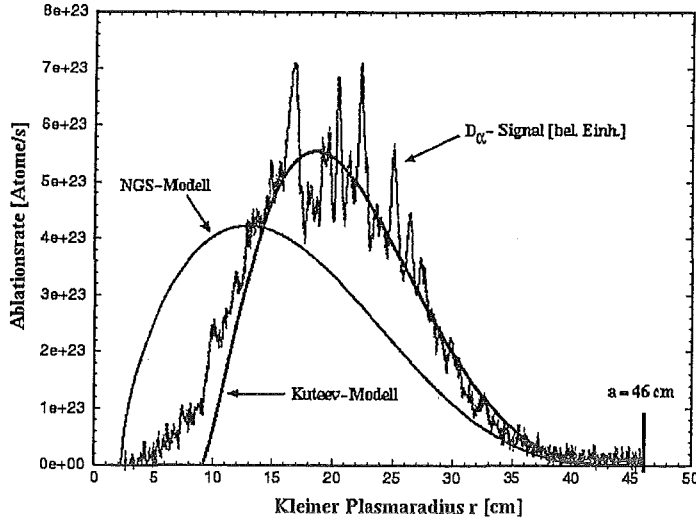


Abb. 5.18: Die D_{α} -Kurve eines in die Entladung Nummer 60927 injizierten D_2 -Pellets ($v_p = 944$ m/s) im Vergleich mit der aus dem Kuteev- bzw. aus dem NGS-Modell gerechneten Ablationsrate.

Ablenkung folgt. Wegen der kleinen vorhergesagten Eindringtiefe endet die theoretische Kurve beim großen Radius von 184 cm, während die Ablationswolke selbst bis zu einem Radius von 177 cm reicht.

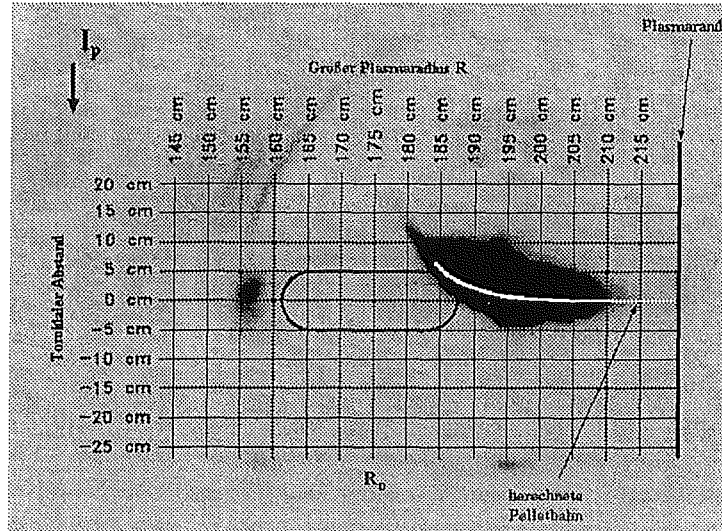
Überlegungen zur Genauigkeit

Sollen die Ergebnisse des Kuteevschen Modells mit experimentellen Daten verglichen werden, so muß beachtet werden, daß die Genauigkeit der Vorhersage insbesondere hinsichtlich der Eindringtiefe von der Genauigkeit abhängt, mit der man in der Lage ist, die Pelletparameter r_{p0} und v_p , bzw. die Plasmaparameter T_{e0} und n_{e0} anzugeben:

$$r_{p0} \pm \Delta r_{p0}, \quad v_p \pm \Delta v_p, \quad T_{e0} \pm \Delta T_{e0}, \quad n_{e0} \pm \Delta n_{e0}.$$

Nach Kuteev ([17]) ist der relative Fehler der Eindringtiefe λ für den Fall der statistischen Unabhängigkeit der obigen Parameter gegeben durch:

Abb. 5.19: Die Ablationswolke eines in die Entladung Nummer 60927 injizierten D₂-Pellets ($v_p = 944$ m/s). Der Wolke ist die nach dem Modell von Kuteev berechnete Pelletbahn überlagert.



$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{5}{3} \frac{\Delta r_{p0}}{r_{p0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_p}{v_p}\right)^2 + \frac{\sum_{j=0}^k n_j^{0.33} \cdot T_j^{1.64} \cdot \left[\left(\frac{1}{3} \frac{\Delta n_j}{n_j}\right)^2 + \left(1.64 \cdot \frac{\Delta T_j}{T_j}\right)^2\right]}{\sum_{j=0}^k n_j^{0.33} \cdot T_j^{1.64}}$$

Die Fehler im Pelletradius und in der Plasmatemperatur haben den größten Einfluß auf die Genauigkeit der Eindringtiefe. Werden für die einzelnen relativen Fehler unter Beachtung der im Abschnitt 4.2 gemachten Abschätzungen für die Pelletgeschwindigkeit bzw. den Pelletradius die Werte: $\Delta r_{p0}/r_{p0} = 0.023$, $\Delta v_p/v_p = 0.1$, $\Delta n_{e0}/n_{e0} = \Delta T_{e0}/T_{e0} = 0.05$ angenommen, dann folgt für das obige Beispiel (Entladungsnummer 60927) ein relativer Fehler von $\Delta\lambda/\lambda = 0.136$, oder $\lambda = 37$ cm \pm 5cm; die Eindringtiefe von 42 cm, die im Bereich des Fehlers liegt, käme der beobachteten Eindringtiefe von 44 cm also sehr nahe.

Gültigkeit bei Multipelletinjektion

Die Ergebnisse dieses Abschnitts zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen des Kuteev-Modells und den experimentellen Beobachtungen. Diese Übereinstimmung behält ihre Gültigkeit, wenn auch eingeschränkt, im Falle vor-

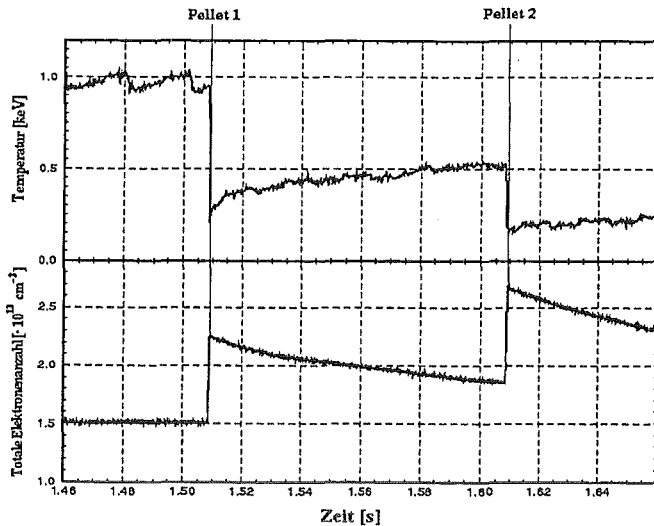


Abb. 5.20: Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der Plasmatemperatur und der totalen Elektronenzahl für die Entladung Nummer 60927 mit zwei Pellets.

übergewandter atypischer Plasmabedingungen zum Zeitpunkt der Pelletinjektion, wie z. B. bei Injektion zweier oder mehrerer Pellets hintereinander in dieselbe Entladung. Dabei kühlt das erste Pellet das Plasma lokal sehr stark ab, während die lokale Dichte stark ansteigt. Abb. 5.20 veranschaulicht diesen Sachverhalt.

Das zweite Pellet findet also ein Plasma niedriger Temperatur und deutlich höherer Dichte vor. Wie aus der theoretischen Behandlung des Ablationsvorgangs bereits bekannt ist, haben diese Verhältnisse einen großen Einfluß auf den Verlauf der Pelletablation sowohl hinsichtlich der Eindringtiefe, die durch die niedrigere Temperatur* größer wird, als auch möglicherweise hinsichtlich der Ausbildung von Striations. Betrachtet man die Ablationswolke des zweiten Pellets (in der Abbildung 5.21 dargestellt), so erkennt man neben einer längeren Eindringtiefe als beim ersten Pellet und einer etwas geringeren toroidalen Ablenkung auch eine Einschnürung der Wolke in der Zentralregion der Entladung. Da dieses die Ablationstheorie nicht berücksichtigt, ist es somit auch nicht damit zu rechnen, daß ihre Aussagen bezüglich der Ablationsrate, so gut sie das $D\alpha$ -Signal des ersten Pellets approximieren, in gleicher Weise mit dem Ablationssignal des zweiten Pellets übereinstimmen, wenn dieses eine deutlich längere, über die magnetische Achse hinaus reichende Eindringtiefe hat.

*Die Eindringtiefe besitzt ja eine starke Abhängigkeit von der Plasmatemperatur, wie Gleichung 3.4 verdeutlicht.

Abb. 5.21: Die Ablationswolke des zweiten in die Entladung Nummer 60927 injizierten Pellets.

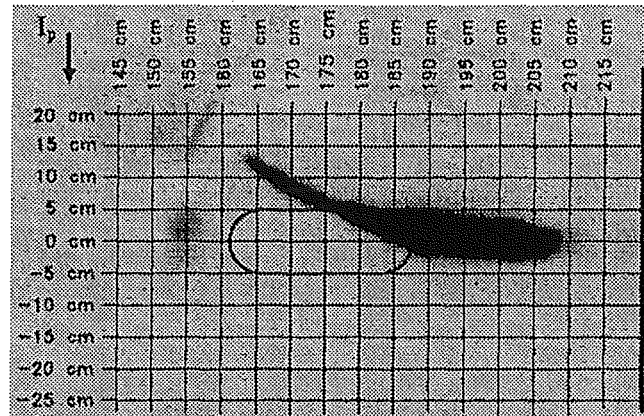
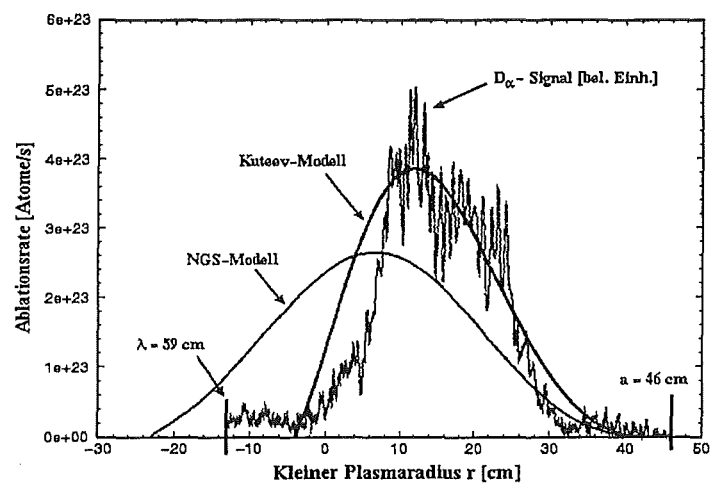


Abbildung 5.22 zeigt für das zweite Pellet (100 ms nach dem ersten Pellet ins Plasma injiziert), der oben betrachteten Entladung sowohl die berechneten Ablationsraten als auch das D_{α} -Signal. Wie man erkennt, weicht die Kuteevsche Ablationsrate von dem Verlauf des Ablationssignals nun deutlicher ab, als im Falle des ersten Pellets, während die berechnete Eindringtiefe mit einem Fehler von ± 5 cm in der Nähe der experimentell bestimmten Eindringtiefe von $\lambda = 59$ cm liegt. Die Ablationsrate nach dem NGS-Modell weicht in diesem Fall sowohl hinsichtlich der Form als auch der Eindringtiefe deutlich von beiden Kurven ab.

Abb. 5.22: D_{α} -Kurve des 2. Pellets, das in die Entladung Nummer 60927 injiziert wurde ($v_p = 919$ m/s), im Vergleich mit der aus dem Kuteev- bzw. aus dem NGS-Modell gerechneten Ablationsrate.



5.4 Multipellet–Injektionsexperimente

Wegen der starken Abhängigkeit der Ablationsrate von der Temperatur (Glg. 3.1 bzw. 5.7) wächst die Eindringtiefe des Pellets im Plasma in dem Maße, in dem die lokale Elektronentemperatur am Ort der Ablation abnimmt. Da die im vorherigen Abschnitt behandelte toroidale Ablenkung der Pelletbahn in gleicher Weise eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist, wird diese im Falle niedrigerer lokaler Plasmatemperatur erwartungsgemäß kleiner. Dies kann anhand von Multipellet–Injektionsexperimenten demonstriert werden. Abbildung 5.23 zeigt den zeitlichen Verlauf der zentralen Elektronentemperatur, die mittels der am TEXTOR installierten ECE–Diagnostik während der ohmschen Entladung Nummer 60930 aufgezeichnet wurde (zentraler ECE–Kanal bei $r = 0.3$ cm). In diese Entladung wurden drei Deuteriumpellets in einem zeitlichen Abstand von 100 ms injiziert. Deutlich erkennbar ist die abrupte Temperaturabnahme zum Zeitpunkt der jeweiligen Injektion, wobei die zentrale Plasmatemperatur vor der Injektion von Pellet zu Pellet wie folgt variierte:

1. Pellet: $T_e = 950$ eV, 2. Pellet: $T_e = 550$ eV und 3. Pellet: $T_e = 390$ eV

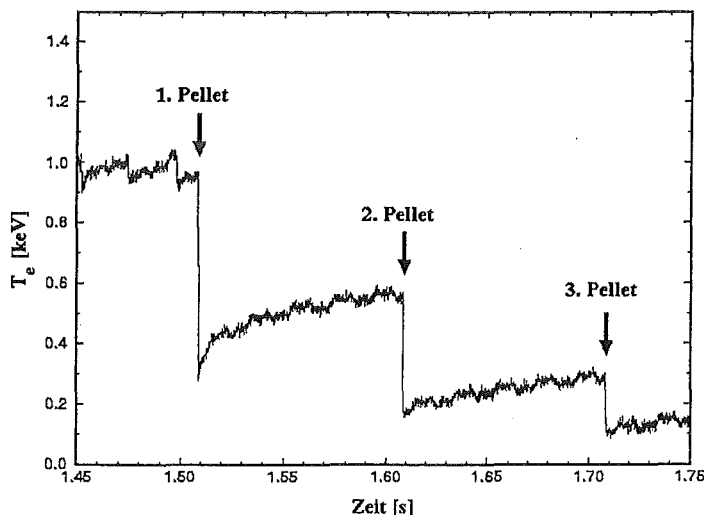


Abb. 5.23: Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur für die Entladung Nr. 60930.

Aufgrund der niedrigeren lokalen Plasmatemperatur bei der Injektion der drei Pellets wird eine Zunahme der Eindringtiefe erwartet, obwohl die Plasmadichte

durch das jeweils vorhergehende Pellet erhöht und somit die Ablationsrate verstärkt wird. Dies geht auf die schwächere Dichteabhängigkeit der Ablationsrate zurück, als im Falle der Temperatur.

Die Abbildung 5.24 zeigt den Vergleich der CCD-Aufnahmen der Ablationswolke und der D_α -Signale für die drei Pellets der Entladung Nr. 60930. Die Plasmaparameter lauteten $I_p = 350$ kA, $B_T = 2.25$ T. Die Pelletgeschwindigkeiten wurden wie folgt gemessen: $v_{p1} = 961$ m/s, $v_{p2} = 962$ m/s bzw. $v_{p3} = 1082$ m/s. Die D_α -Signale wurden auf das Maximum ihrer Regressionspolynome niedriger Ordnung normiert, und die Eindringtiefe wurde aus den CCD-Aufnahmen bestimmt. Deutlich erkennbar ist die mit jedem Pellet immer länger werdende Eindringtiefe. Im Falle des 3. Pellets nimmt die Intensität des D_α -Signals zur Mitte der Entladung hin deutlich ab und steigt hinter der magnetischen Achse bei etwa $r = -7$ cm wieder an. Dieser Anstieg kann hier nur bis zu einem Plasmaradius von $r = -11$ cm verfolgt werden, da ab der mit dieser Position korrespondierenden Zeit die Datenerfassung der CAMAC für das D_α -Licht vorzeitig endet. Während die toroidale Ablenkung der ersten beiden Pellets vergleichbar ist, liegt diese für das 3. Pellet aufgrund der niedrigeren Plasmatemperatur um einen Faktor von etwa 2 darunter.

5.4.1 Variation der zeitlichen Injektionsfolge

Geht man von der Gültigkeit des Pégourié'schen Ablationsmodells aus, wonach die Striations im Ablationssignal auf die Magnetfeldstruktur zurückzuführen sind, so ist die Frage nach der Beeinflussung der Magnetfeldstruktur und der Relaxationszeiten für die Rekonstruktion der durch die Pelletinjektion möglicherweise kurzzeitig zerstörter magnetischer Inselstruktur von Bedeutung. Auf der anderen Seite gilt die Frage zu klären, ob die Änderungen im Ablationsvorgang bei Multipelletinjektion überwiegend ein Temperatureffekt sind oder andere Faktoren die wesentliche Rolle spielen. Eine Möglichkeit, sich diesem Fragekomplex zu nähern, sind Multipelletexperimente mit einem variablen zeitlichen Abstand zwischen jeweils zwei Pelletinjektionen. Am TEXTOR-94 wurden zu diesem Zweck Deuteriumpellets in Entladungen zum Teil unterschiedlicher Plasmaparameter mit einem variierenden zeitlichen Abstand injiziert. Neben dem Injektionsexperiment vom letzten Abschnitt (zeitlicher

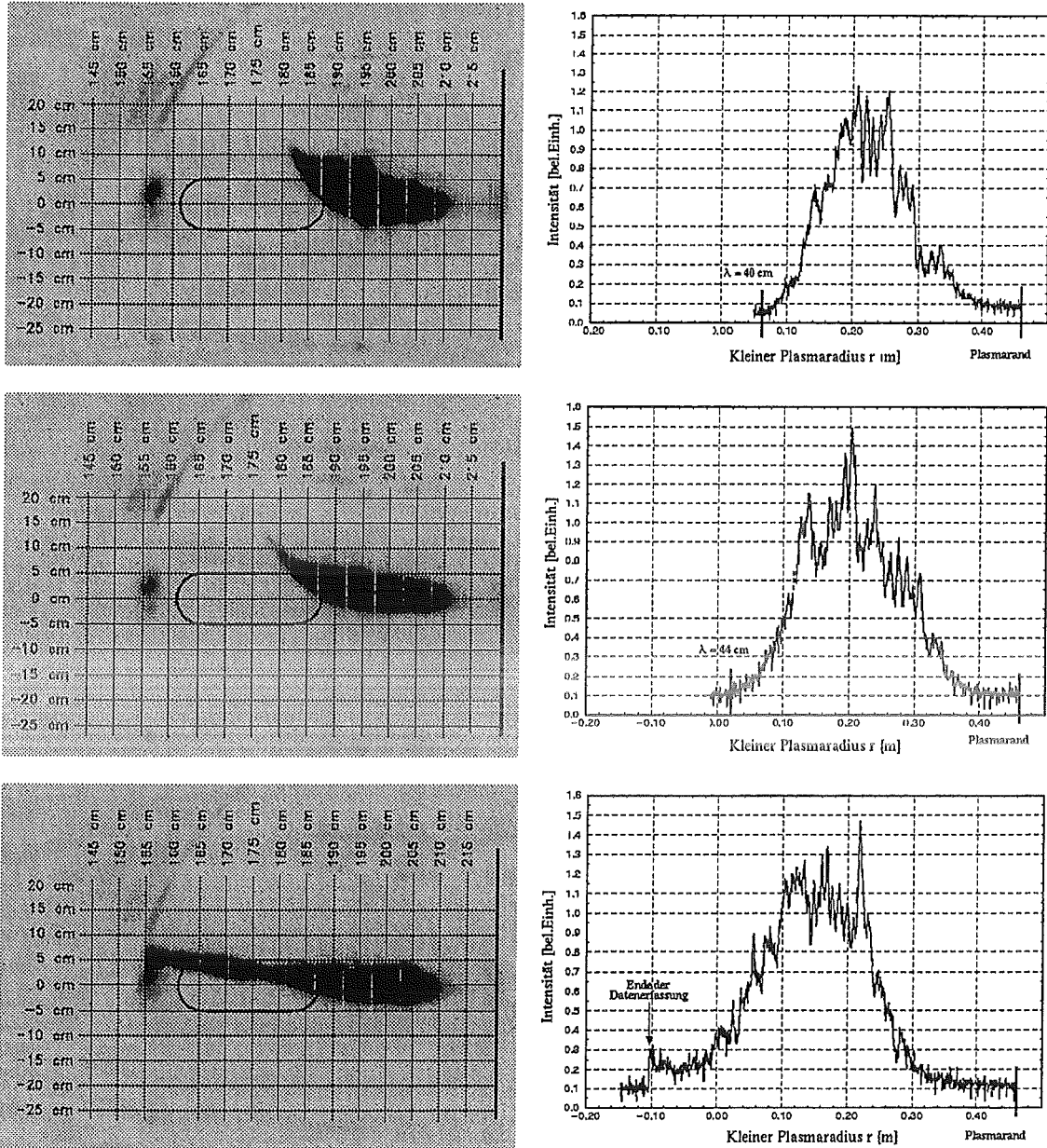


Abb. 5.24: CCD-Aufnahmen und die korrespondierenden D_{α} -Signale von drei Pellets, die mit einem zeitlichen Abstand von 100 ms in die Entladung Nr. 60930 injiziert wurden.

Abstand 100 ms) zeigen die Abbildungen 5.25 ff. weitere zwei Experimente, bei denen der zeitliche Abstand zweier Injektionen 200 ms (Abb. 5.25 und 5.26) bzw. 15 ms (Abb. 5.27 und 5.28). Im ersten Fall (Entladungsnummer 61548) lauteten die Plasma- bzw. Pelletparameter: $I_p = 353$ kA, $B_T = 2.24$ T, $v_{p1} = 1096$ m/s und $v_{p2} = 1046$ m/s. Im zweiten Fall (Entladungsnummer 60406) wurde das Magnetfeld auf 2.6 T erhöht. Die Pelletgeschwindigkeiten wurden hier gemessen zu $v_{p1} = 1019$ m/s und $v_{p2} = 973$ m/s. Dargestellt sind für die jeweilige Entladung sowohl die CCD-

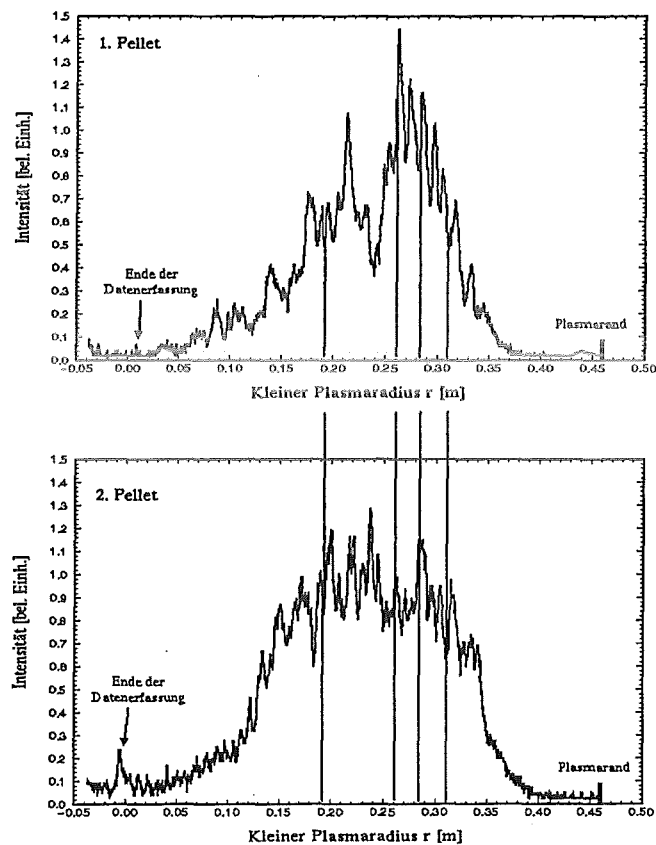


Abb. 5.25: D_α -Signale von Pellets für die Entladung Nr. 61548.

Aufnahmen der Ablationswolke beider Pellets als auch die D_α -Signale. Letztere wurden, wie bereits oben beschrieben, auf das Maximum ihrer Regressionspolynome niedriger Ordnung normiert.

Aus dem Verlauf der D_α -Signale läßt sich die Eindringtiefe nicht bestimmen, da die Lebensdauer die Dauer der Datenerfassung der CAMAC überschreitet. Wie der

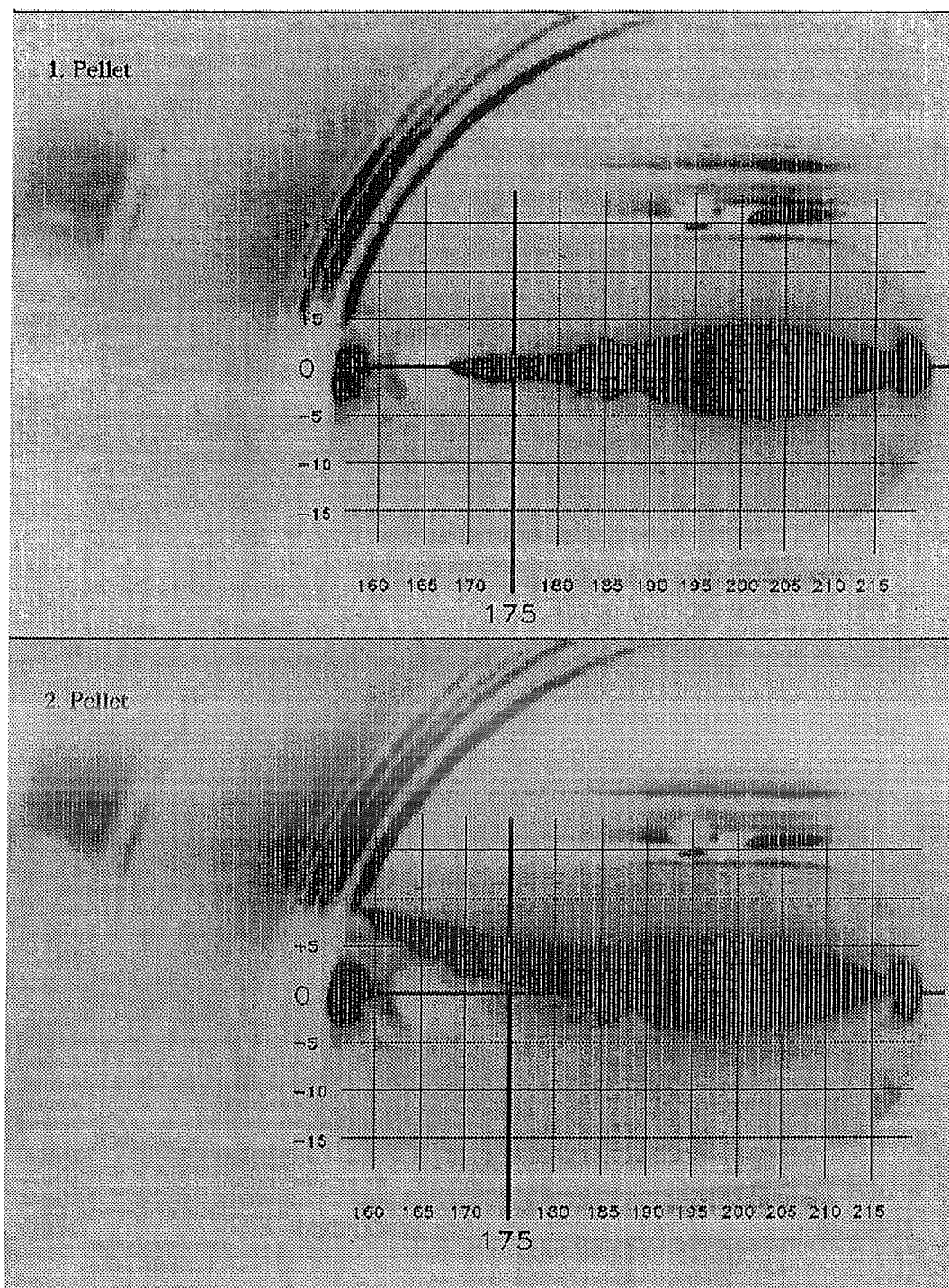
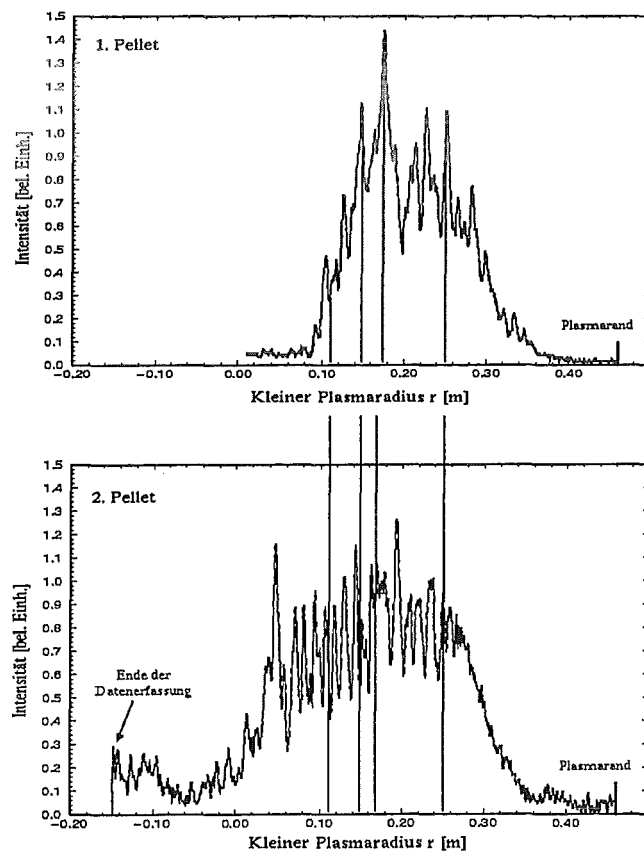


Abb. 5.26: CCD-Aufnahmen von Ablationswolken für die Entladung Nr. 61548.

unmittelbare Vergleich der D_α -Signale nachfolgender Pellets veranschaulicht, sind in beiden Kurven Minima und Maxima zu finden, die an der jeweils gleichen radialen Position auftreten. Dies ist durch die senkrechten Striche in den Abbildungen angedeutet. Die Anzahl diesbezüglicher Übereinstimmungen variiert offenbar nicht mit der Injektionszeitfolge, denn im Falle der Entladung Nummer 61548 (Abb. 5.25) ist die Anzahl der übereinstimmenden Positionen der Minima bzw. Maxima keineswegs höher als im Falle der Entladung Nummer 60406 (Abb. 5.27), trotz einer Verkürzung der Injektionszeitfolge. Nimmt man an, daß die Struktur der magnetischen Inseln für das Ablationsmuster nach der Pégourié'schen Ablationstheorie verantwortlich ist, so muß man aus den hier gemachten Beobachtungen schließen, daß diese Struktur entweder überhaupt nicht beeinflusst wird oder daß eine rasche Rekonstruktion der Inselstruktur auftritt, die zumindest in einer Zeit kleiner als 15 ms erfolgt.

Abb. 5.27: D_α -Signale von Pellets für die Entladung Nr. 60406.



Die Tatsache, daß ein höheres Magnetfeld (im Falle der Entladung Nr. 60406) die hier gemachten Beobachtungen offensichtlich nicht beeinflusst, läßt vermuten, daß die lokale Plasmatemperatur bzw. deren Abnahme durch das vorhergehende Pellet bei Multipelletinjektionen eine wesentliche Rolle spielt, und dies sowohl hinsichtlich der Vergrößerung der Eindringtiefe als auch der Verkleinerung der toroidalen Ablenkung.

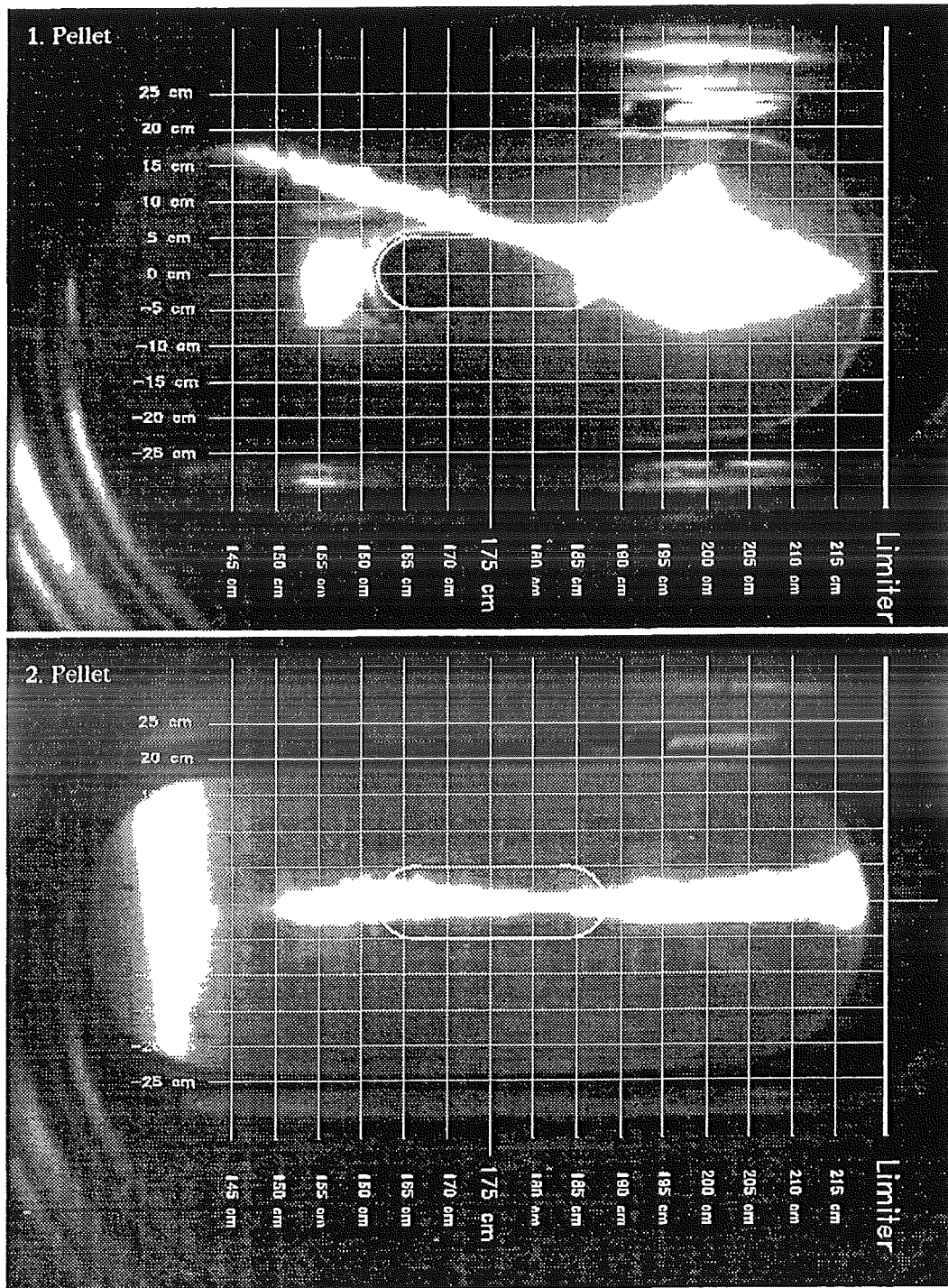


Abb. 5.28: CCD-Aufnahmen von Ablationswolken für die Entladung #60406.

Kapitel 6

Injektion in stark geheizte Plasmen

6.1 Ablation in NBI-Plasmen

Im vorhergehenden Kapitel wurde die Pelletinjektion in ohmsche Plasmen betrachtet. Die Ablation des Pellets in solchen Plasmen wird überwiegend durch den Elektronenfluß zur Pelletoberfläche entlang der Magnetfeldlinien vorangetrieben; wird die Elektronen- und Iontemperatur als annähernd gleich angenommen, so ist die Wahrscheinlichkeit für die Ionen aufgrund ihrer höheren Masse, die Pelletoberfläche zu erreichen und somit ihre erodierende Wirkung geringer als bei den Elektronen.

Die Situation ändert sich für den Fall der Existenz heißer Ionen im Plasma, die durch die Injektion schneller neutraler Wasserstoff- bzw. Deuteriumatome entstehen. In solchen, durch Neutralinjektion geheizten Plasmen ist die Pelletablation das Resultat kombinierter Einwirkung sowohl thermischer Elektronen bzw. Ionen als auch schneller Ionen. Die Ablation des Pellets hängt dann sehr stark von der dichteabhängigen Bremslänge des Strahls ab, bei der die schnellen Ionen im Plasma entstehen. Werden Pellets während einer Heizphase injiziert, dann wird auch die Bremslänge, der lokalen Dichteerhöhung entsprechend, verändert. Wird ein erheblicher Anteil der Strahlleistung in der Randnähe des Plasmas deponiert, so beschleunigen die hier entstehenden schnellen Ionen den Ablationsvorgang und tragen

am Plasmarand erheblich zur Verbreiterung des Dichteprofiles bei. Dieser Dichteanstieg sowie die höhere Randschichttemperatur verursachen eine Verringerung der Bremslänge und das Anwachsen der Zahl schneller Ionen in diesem Bereich, was zur Verstärkung der Pelletablation führt usw.

Der verstärkte Einfluß schneller Plasmaionen in solchen Plasmen auf den Ablationsvorgang bedeutet im Gegensatz zum ohmschen Fall eine stärkere Erosion der Pelletoberfläche auf der Ionen- als auf der Elektronendriftseite. Der damit einhergehende "Raketeneffekt" (siehe Abschnitt 5.3) verursacht eine toroidale Ablenkung der Pelletbahn innerhalb der Entladung diesmal in Richtung des Plasmastroms. Abbildung 6.1 zeigt für die Entladung Nummer 60963, der Abbildung 5.24 entsprechenden Vergleich der Ablationssignale und der zugehörigen CCD-Aufnahmen von drei in einem zeitlichen Abstand von 15 ms ins Plasma injizierten Deuteriumpellets mit den Geschwindigkeiten: $v_{p1} = 848$ m/s, $v_{p2} = 961$ m/s und $v_{p3} = 1070$ m/s. Das Plasma ($B_T = 2.24$ T, $I_p = 355$ kA) wurde mittels NBI mit einer Leistung von 1.4 MW (Koinjektion) geheizt.

Der Einfluß der heißen Plasmaionen auf die Ablation wird hier zunächst durch die Ablenkung der Pelletbahn in Plasmastromrichtung deutlich. Die von Pellet zu Pellet zunehmende Eindringtiefe der Pellets ist sowohl auf die immer größer werdende Pelletgeschwindigkeit, als auch auf den bereits im letzten Abschnitt besprochenen Temperatureffekt zurückzuführen, wonach das erste Pellet das Plasma lokal stark abkühlt und die darauf folgenden Pellets weniger stark ablatieren. Hierbei spielt letzteres sicherlich eine größere Rolle, denn bei anderen Experimenten mit einem längeren zeitlichen Abstand zwischen jeweils zwei Injektionen aber vergleichbaren Geschwindigkeitsunterschieden konnte ähnliches Verhalten beobachtet werden. Neben diesen Beobachtungen wird deutlich, daß die Eindringtiefe in NBI-Plasmen generell kleiner ist als in ohmschen. Dies wird besonders an der Eindringtiefe des ersten Pellets bei Multipelletexperimenten deutlich. Verlängert man die Zeitfolge der Injektionen, so ist eine über etwa 30 cm hinaus gehende Eindringtiefe auch bei für TEXTOR-Verhältnisse hohen Pelletgeschwindigkeiten über 1000 m/s nicht beobachtet worden.

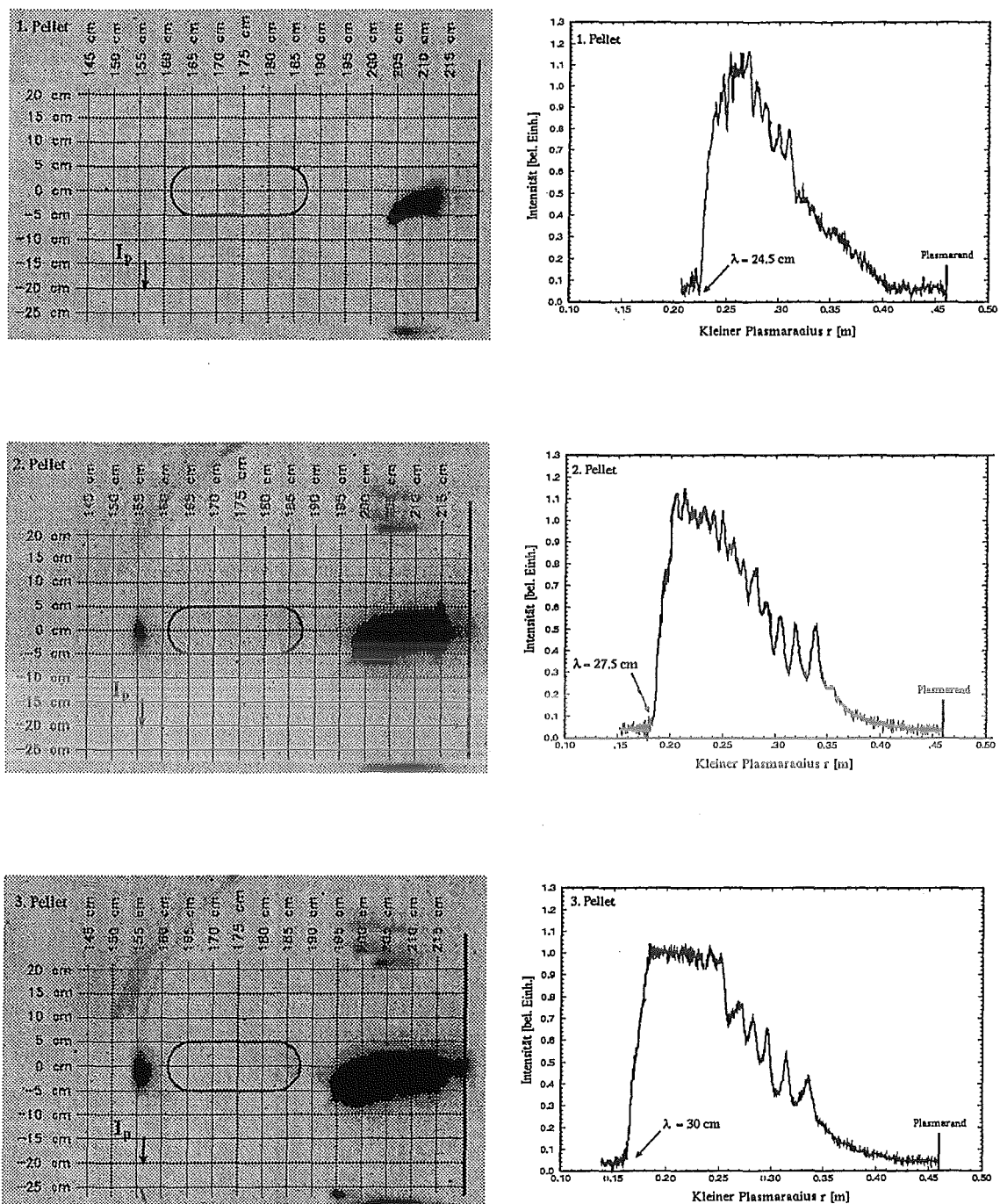


Abb. 6.1: CCD-Aufnahmen und die korrespondierenden D_α -Signale von drei Pellets, die mit einem zeitlichen Abstand von 15 ms in die NBI-Entladung Nr. 60963 injiziert wurden.

6.2 Plasmaeigenschaften

Die geringe Eindringtiefe der Pellets in NBI-geheizten Plasmen macht sich im unterschiedlichen Absenken der lokalen Elektronentemperatur bemerkbar. Betrachtet man die zeitabhängigen Meßwerte einzelner ECE-Kanäle, die die Elektronentemperatur an verschiedenen radialen Positionen messen, so wird deutlich, daß der Abkühlvorgang einen lokalen Charakter besitzt: Im Vergleich zu ohmschen Plasmen scheint die Plasmaregion innerhalb der $q = 1$ - Fläche thermisch besser "isoliert" zu sein (siehe auch [37]). Dies wird aus der Abbildung 6.2 für die Entladung Nummer 60963 deutlich, in der die Zeitspuren von sieben ECE-Kanälen dargestellt sind, die die Elektronentemperatur an verschiedenen radialen Positionen messen. Während sich das Eindringen eines jeden Pellets durch Absenken der Temperatur in den äußeren ECE-Kanäle EC9 und EC3 auf der Niederfeldseite manifestiert, ist ein solcher Temperaturabfall für das erste Pellet bei den inneren Kanälen (EC2, EC5, EC6, EC7 und EC8) aufgrund der kleinen Eindringtiefe nicht zu beobachten. Für das zweite Pellet ist der abrupte Temperaturabfall in den inneren Kanälen EC2, EC5 und EC7, die die $q = 1$ - Fläche einschließen, deutlich schwächer ausgeprägt, als weiter außen, wobei Kanal EC6 auf der Hochfeldseite aufgrund der poloidalen Plasmarotation und der damit einhergehenden poloidalen Verteilung der kalten Pelletmasse einen dem Kanal EC8 ähnelnden Temperaturabfall aufweist. Im Falle des dritten Pellets ist die Eindringtiefe so groß, daß die $q = 1$ - Fläche erreicht wird. Auf Grund dessen erfolgt ein deutlicher Temperaturabfall auch in der Zentralregion des Plasmas, was man am Kanal EC2 für das zweite Pellet sehen kann.

Abbildung 6.3 zeigt die Ergebnisse von Messungen einige Plasmadiagnostiken für die Entladung Nummer 60963. Bei 1.2 Sekunden wurde die NBI-Heizung eingeschaltet (obere Bildhälfte), danach bei 1.3 s die ICRH. Letztere wurde nach einer Sekunde ausgeschaltet, und bei 2.5 s, 2.55s bzw. 2.6 s wurden drei Pellets injiziert. Die untere Bildhälfte zeigt, von oben nach unten die relative Plasmalage, die Umfangspannung, das Kontinuumlicht und das Deuteriumlicht bei der Wellenlänge 656 nm am Blatt 5 des ALT-II-Limiters. Die senkrechten Striche markieren die Zeitpunkte des Eintauchens der drei Pellets. Am Verlauf aller vier Kurven erkennt man, daß das Plasma relativ ungestört während der Pelletinjektion bleibt.

Das Dichtesignal kann für diese Entladung nicht dargestellt werden, da aufgrund des hohen lokalen Dichteanstiegs infolge der Pelletablation Sprünge einzelner radialer Kanäle im HCN-Interferometer, mit dem die Dichtebestimmung am TEXTOR erfolgt, auftreten, die einen Informationsverlust bedeuten und die Rekonstruktion der Elektronendichte nur in Ausnahmefällen möglich machen.

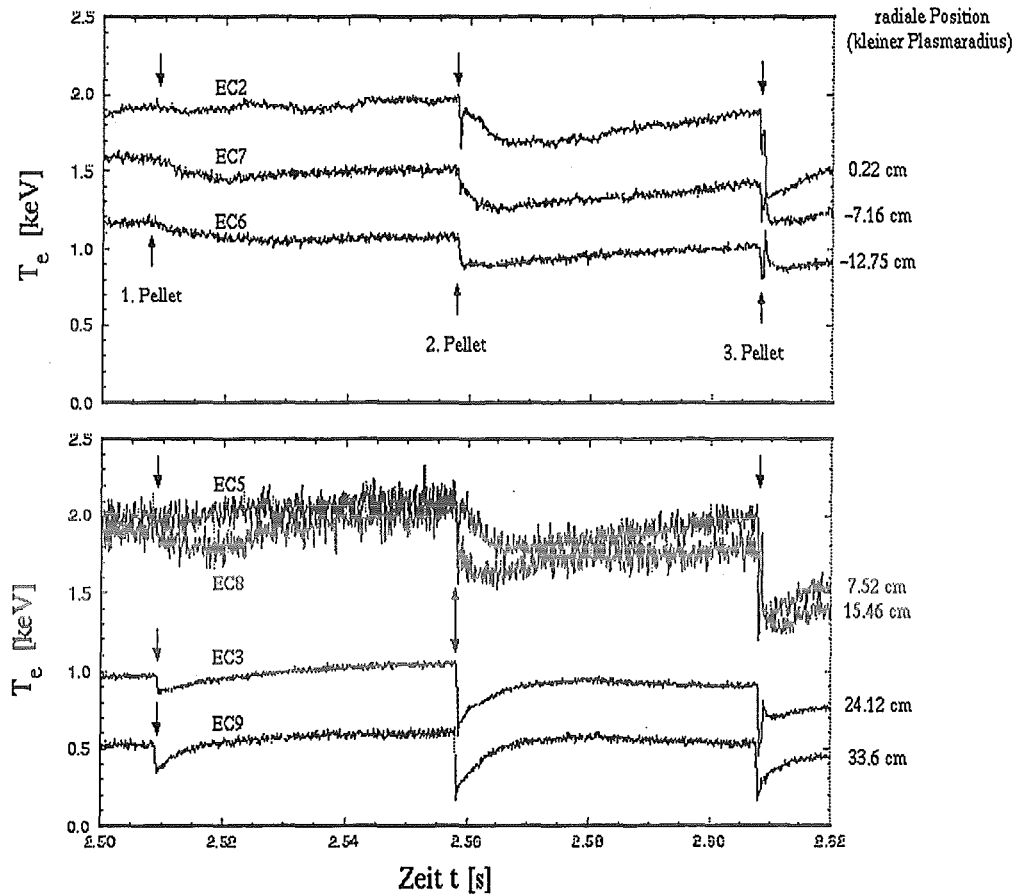


Abb. 6.2: Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur für die Entladung Nummer 60963.

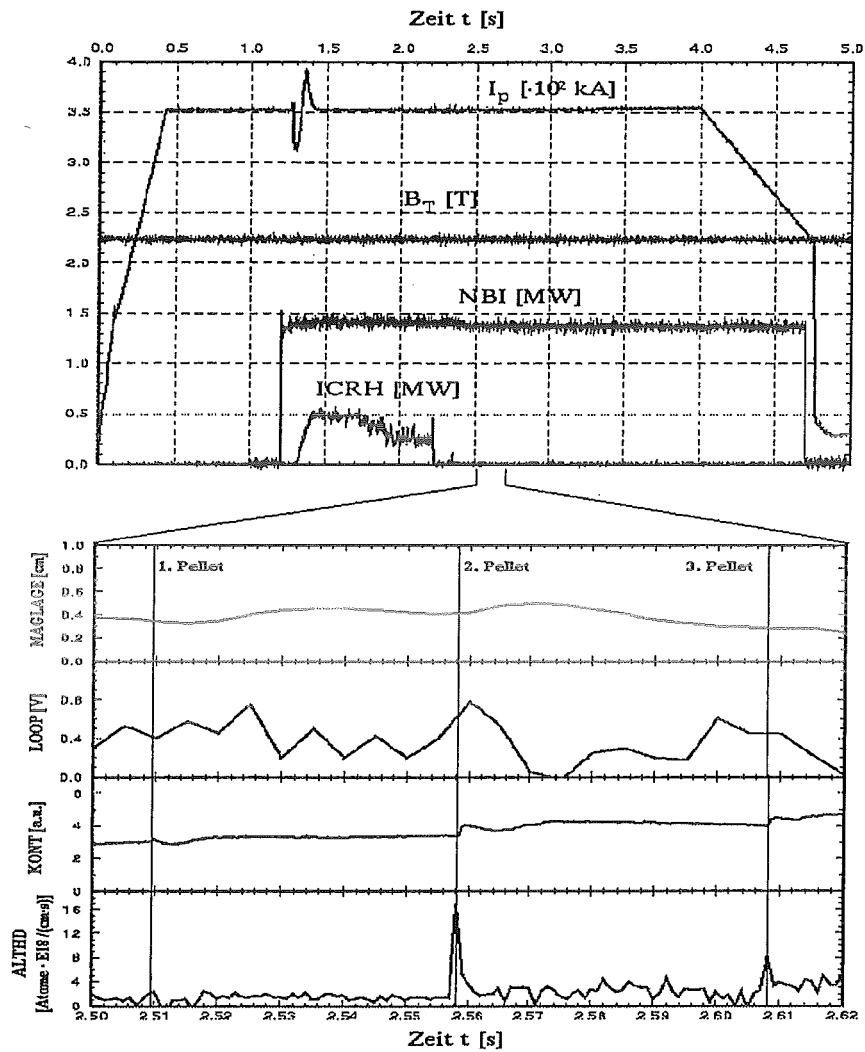


Abb. 6.3: Einige Ergebnisse diagnostischer Messungen für die Entladung #60963.

Kapitel 7

Einflußnahme auf Plasmaeigenschaften

7.1 Entwicklung der Elektronentemperatur

Die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur im Plasma, die mit Hilfe der ECE-Diagnostik während einer Entladung gemessen wird, zeigt in dem Augenblick einen plötzlichen Einbruch, in dem ein Pellet in die Randschicht des Plasmas eintaucht. Betrachtet man den zeitlichen Beginn dieses Einbruchs bei verschiedenen, räumlich getrennten ECE-Kanälen, so zeigt sich (siehe auch [36]), daß dieser nicht zeitlich simultan bei allen Kanälen auftritt, sondern zeitlich versetzt zur Entladungsmitte hin erfolgt. Die Abbildung 7.1 zeigt drei ECE-Kanäle (Position: EC9 = 33.6 cm, EC5 = 7.5 cm und EC2 = 0.2 cm, kleiner Plasmaradius) und das invertierte D_α -Signal des Pellets für die ohmsche Entladung Nummer 60928 ($B_T = 2.24$ T, $I_p = 352$ kA, $q(a) = 3.85$). Deutlich sichtbar ist der zeitlich versetzte Beginn des Temperatureinbruchs nach der Pelletinjektion. In diesem Zusammenhang muß darauf hingewiesen werden, daß die zeitliche Auflösung der am TEXTOR-94 betriebenen ECE-Diagnostik keine exaktere Bestimmung des Zeitpunktes für den Temperatureinbruch zuläßt; es erlaubt eine radiale Auflösung von 1 cm und wird mit einer Abtastfrequenz von 25 kHz betrieben.

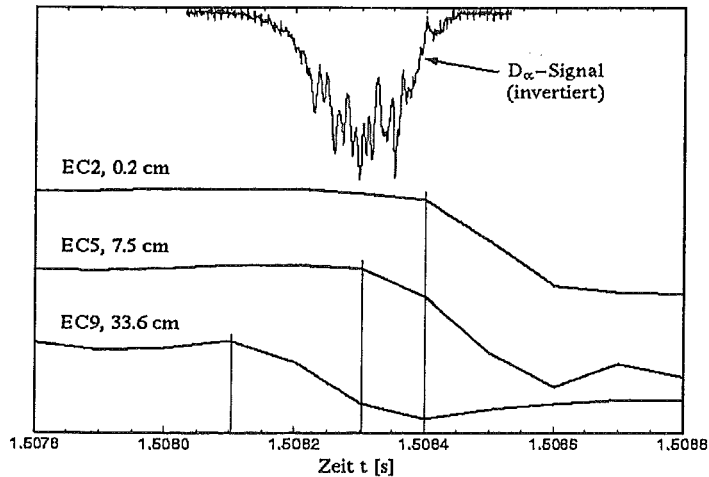


Abb. 7.1: Vergleich dreier ECE-Kanäle für die Entladung Nummer 60928.

Trägt man die so ermittelten Zeiten gegen die radiale Position der ECE-Radiometer in ein Diagramm auf, so läßt sich aus der Steigung der Ausgleichsgeraden durch die Meßpunkte die Propagationsgeschwindigkeit ermitteln. Abbildung 7.2 veranschaulicht diesen Zusammenhang für zwei Entladungen ähnlicher Plasmaparameter aber deutlich unterschiedlicher Pelletgeschwindigkeit.

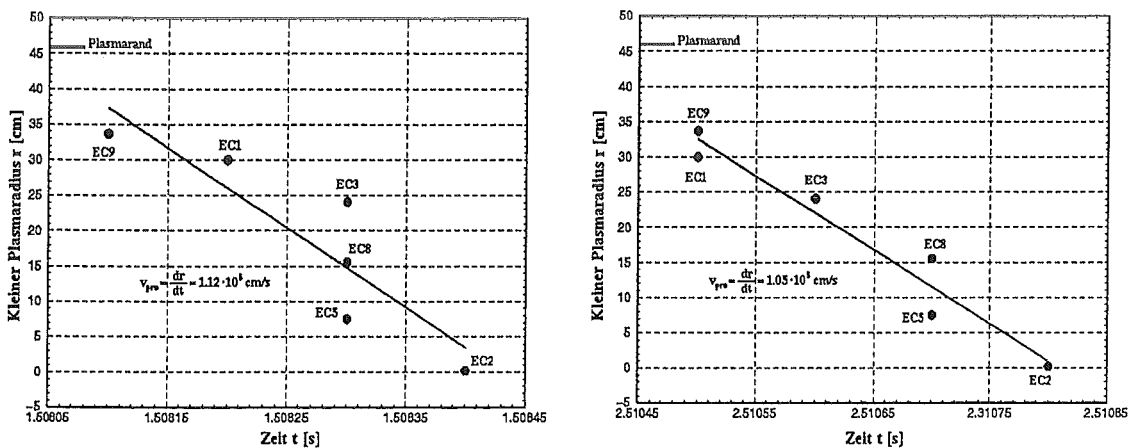


Abb. 7.2: Geschwindigkeiten der Kühlfront für die Entladungen Nummer 60928 (links) und 64094 (rechts).

Im Falle der Entladung Nr. 60928 (linkes Bild) betrug diese $v_p^1 = 966$ m/s, während sie im Falle der Entladung Nr. 64094 (rechtes Bild) zu $v_p^2 = 672$ m/s

gemessen wurde. Obwohl die Pelletgeschwindigkeiten einen deutlichen Unterschied aufweisen, erreichen die Propagationsgeschwindigkeiten ähnliche Werte, nämlich bei $v_{pro}^1 = 1120$ m/s bzw. $v_{pro}^2 = 1050$ m/s. Diese Beobachtungen bestätigen frühere Messungen, die am französischen Fusionsexperiment TFR bereits durchgeführt wurden ([36]). Die Ergebnisse legen die Vermutung nahe, daß sich vor dem ins Plasma injizierten Pellet eine Kaltfront bewegt, die schneller als das Pellet selbst ist und deren Geschwindigkeit von der Pelletgeschwindigkeit offensichtlich nur relativ schwach abhängt. Eine solche Kühlfront, die das Plasma bereits vor dem Eintreffen des Pellets an einer bestimmten radialen Position abkühlt*, ist bei langsamen Pellets von größerer Bedeutung als bei schnellen.

Das im Abschnitt 5.3 behandelte Kuteevsche Ablationsmodell, wie auch das NGS-Modell, setzt bei der Berechnung der Ablationsrate voraus, das die Plasmatemperatur am Ort des Pellets derjenigen vor der Pelletinjektion an diesem Ort entspricht. Die Berücksichtigung eines starken lokalen Abkühlens des Plasmas noch vor dem Einsetzen des Ablationsvorgangs an einem bestimmten radialen Ort macht die Einführung von Korrekturfaktoren bei der Berechnung der Ablationsrate bzw. der Eindringtiefe notwendig, wobei dieser Abkühleffekt, wie bereits im Kapitel 6 besprochen wurde, zur Verlängerung der Lebensdauer und somit zur Vergrößerung der Eindringtiefe des Pellets führen würde. In diesem Zusammenhang sind aber weitere und detailliertere Untersuchungen mit einer höheren zeitlichen und radialen Auflösung der Temperaturmessungen nach Injektion des Pellets nötig.

7.2 Entwicklung der Elektronendichte

Wie bei vielen Pelletinjektionsexperimenten beobachtet werden konnte (siehe z. B. [38]) und [39]) führt die Pelletinjektion in ohmsche Entladungen zum signifikanten Aufsteilen des Dichteprofiles, das um so ausgeprägter ist, je höher die Plasmadichte vor der Injektion ist. Wie sich in zahlreichen Experimenten herausstellte, ist das Aufsteilen der Dichteprofile nicht nur die Folge der zentralen Massedeposition durch

*Der Temperaturgradient dieser Störung $\partial \tilde{T}_e(r)/\partial r \sim \left(\partial \tilde{T}_e(r)/\partial t\right) \cdot v_{pro}^{-1}$ (die lokale Temperatur ist gegeben durch $T_{e0}(r) + \tilde{T}_e(r)$, wenn $T_{e0}(r)$ die Plasmatemperatur vor der Pelletinjektion am Ort r ist) liegt in der Größenordnung von $5 \text{ keV} \cdot \text{m}^{-1}$.

die ablatierenden Pellets; da das Dichteprofil einige Zeit lang nach der Deposition aufgesteilt bleibt, muß angenommen werden, daß die Pelletinjektion nicht nur den Energietransport sondern auch den Teilchentransport im Plasma beeinflusst. Der Teilchenfluß Γ_e , der aus der Teilchenerhaltungsgleichung folgt, setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Aus dem Dichtegradienten $-D\nabla n_e$ und einem konvektiven Anteil Vn_e (V ist die "inward pinch"-Geschwindigkeit, die inwärts gerichtete Konvektionsgeschwindigkeit der Plasmaelektronen) folgt der Teilchenfluß zu $\Gamma_e = -D\nabla n_e + Vn_e$. Im Gleichgewichtsfall ($\dot{n} = 0$) und für Bereiche ohne Teilchen-"Quellen" wird das Aufsteilen des Dichteprofiles gewöhnlich durch das Verhältnis V/D charakterisiert, das dann gleich $\nabla n_e/n_e$ und umso größer ist, je steiler das Dichteprofil ist.

Die Abbildung 7.3 zeigt für die ohmsche TEXTOR-Entladung Nummer 60928 die mit dem HCN-Interferometer bestimmten Dichteprofile für verschiedene Zeitpunkte (linke Bildhälfte) sowie den zeitlichen Verlauf des sog. Peaking-Faktors $Q_{peak} = n_{e0}/\langle n_e \rangle$, der das Aufsteilen des Profils wiedergibt, und der totalen Elektronenzahl N_{tot} (rechte Bildhälfte). In diese Entladung wurde ein Deuteriumpellet bei $t = 1.5$ s injiziert*. Die Plasmaparameter lauteten $I_p = 352$ kA, $B_T = 2.24$ T, $q(a) = 3.85$, die Pelletgeschwindigkeit wurde zu 966 m/s gemessen.

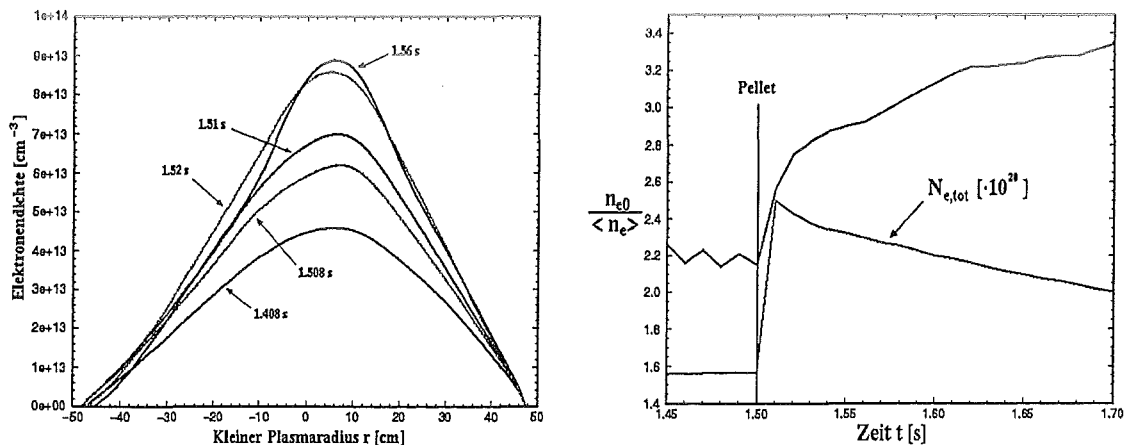


Abb. 7.3: Dichteprofile und der Peaking-Faktor für die Entladung #60928.

Während die Elektronendichte 60 ms nach der Injektion von $4.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auf

*Wegen der langen Flugstrecke erfolgt das Eintauchen des Pellets im Plasma etwa 5 bis 8 ms später.

$8.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ anwuchs, wurde Q_{peak} mehr als verdoppelt in dieser Zeit. Deutlich zu sehen ist das Aufsteilen der Profile; das Verhältnis $\nabla n_e/n_e$ wächst bei $r = 30 \text{ cm}$ von 0.04 cm^{-1} auf 0.05 cm^{-1} . Dies würde einer Inwärtsgeschwindigkeit von etwa 50 cm/s entsprechen, wenn man für den Diffusionskoeffizienten einen Wert von $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ annimmt. Wie der Verlauf von Q_{peak} zeigt, setzt das Aufsteilen des Dichteprofiles in diesem Fall unmittelbar nach der Pelletinjektion ein.

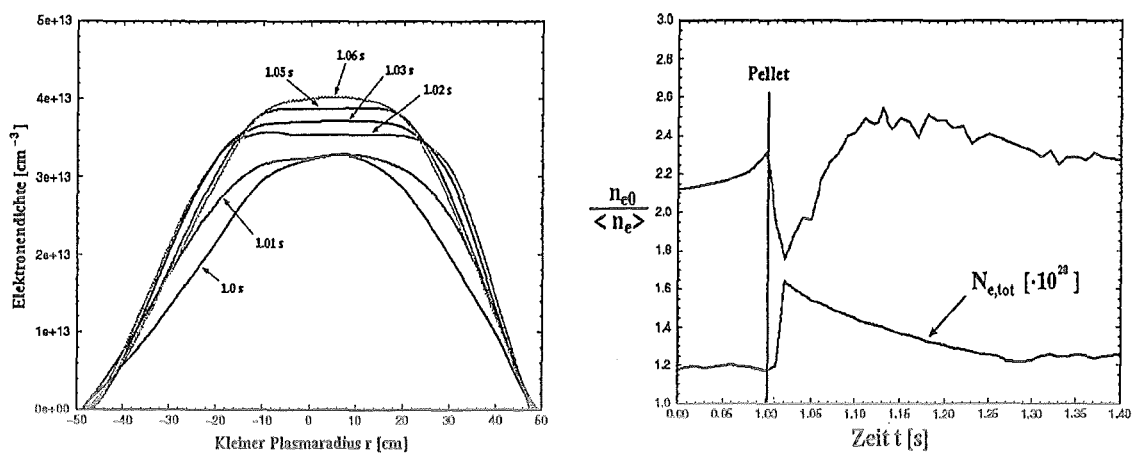


Abb. 7.4: Dichteprofile und der Peaking-Faktor für die Entladung #64094.

Die Abbildung 7.4 zeigt demgegenüber für die ohmsche Entladung Nummer 64094 ein konträres Verhalten der Profilentwicklung. Hier lauteten die Plasmamparameter wie folgt: $I_p = 362 \text{ kA}$, $B_T = 2.24 \text{ T}$, $q(a) = 3.75$. In diesem Fall wurde das Pellet bei 1 s (Beginn der Eintauchphase bei etwa 1.006 s) mit einer Geschwindigkeit von 688 m/s injiziert. Trotz sehr ähnlicher Entladungsbedingungen zum vorhergehenden Fall, ist das Dichteprofil zunächst sehr flach und breit ohne, daß sich der maximale Wert der Dichte ändert. Der Peaking-Faktor wird daher unmittelbar nach der Injektion kleiner und steigt erst nach etwa 50 ms wieder an, erreicht seinen Maximalwert von 2.54 nach 130 ms und relaxiert auf den Wert vor der Injektion nach etwa 380 ms . Dieses Verhalten konnte in zahlreichen Injektionsexperimenten mit Pellets niedriger Geschwindigkeit beobachtet werden.

7.2.1 Dichteprofile in Multipelletexperimenten

Wie bereits erwähnt, hängt das Aufsteilen der Dichteprofile von der Plasmadichte vor der Pelletinjektion ab. Dieses Verhalten kann man bei Multipelletexperimenten beobachten, bei denen das erste Pellet zu einer Erhöhung der zentralen Dichte und zum Aufsteilen des Profils führt. Die Abbildung 7.5 zeigt die zeitliche Entwicklung der Dichteprofile für die Entladungen 60928 (links) und 64094 (rechts). Im Falle der Entladung Nummer 60928 betrug die Geschwindigkeit des ersten Pellets 966 m/s und des zweiten 1101 m/s, das 200 ms nach dem ersten injiziert wurde. Unmittelbar vor der 2. Injektion betrug die Dichte bereits $8.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, und das Profil war durch das erste Pellet relativ stark aufgesteilt ($Q_{peak} = 3.34$). Nach der Injektion des zweiten Pellets stieg die zentrale Elektronendichte dann auf den Wert von $1.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, während Q_{peak} sich weiter erhöhte.

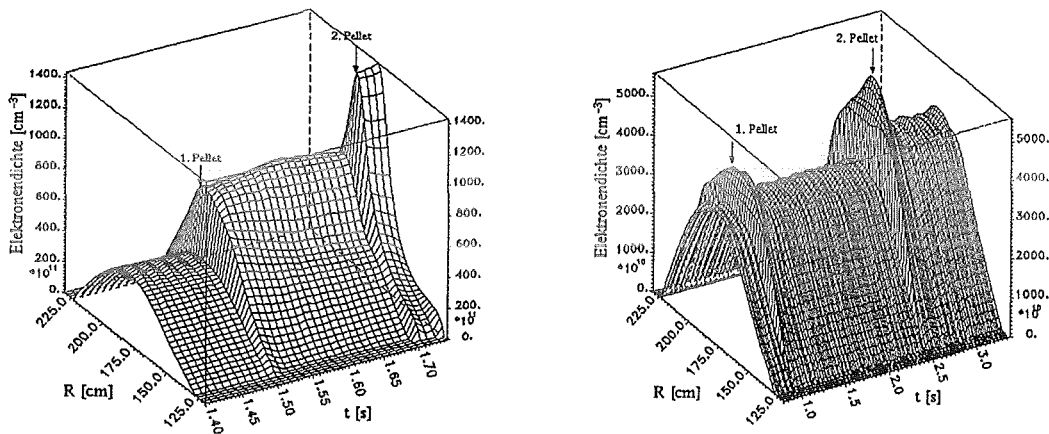


Abb. 7.5: Zeitliche Entwicklung von Dichteprofilen für die Entladungen Nummer 60928 (linkes Bild) und 64094 (rechtes Bild).

Im Falle der Entladung Nummer 64094 wurde das zweite Pellet 1.5 s nach dem ersten mit einer Geschwindigkeit von 672 m/s injiziert. Zum Zeitpunkt der zweiten Injektion war die zentrale Elektronendichte auf den Wert vor der Injektion des ersten von $3.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ wieder eingeregelt. Der Verlauf von Q_{peak} nach der zweiten Injektion entspricht im wesentlichen dem Verlauf desjenigen nach dem ersten Pellet: Das Profil wird zunächst abgeflacht, so daß Q_{peak} abnimmt. 100 ms nach der Injektion wird das Profil aufgesteilt und erreicht seinen maximalen Q_{peak} -Wert von

2.75 nach 140 ms, während die zentrale Dichte den maximalen Wert von $5.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ nach 200 ms erreicht.

Von besonderem Interesse ist im Zusammenhang mit der Multipelletinjektion, das Verhalten der Plasmadichte bei einer kürzeren Injektionsabfolge und einer steigenden Pelletzahl zu studieren. Die Abbildung 7.6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Dichteprofile sowie des Aufsteilungsfaktors und der totalen Elektronenzahl für die ohmsche Entladung Nummer 60923, in die fünf Pellets in einem zeitlichen Abstand von 100 ms injiziert wurden. Die Plasmaparameter lauteten $I_p = 353 \text{ kA}$, $B_T = 2.24 \text{ T}$, $q(a) = 3.84$. Die Pelletgeschwindigkeiten wurden wie folgt gemessen: $v_p^1 = 1035 \text{ m/s}$, $v_p^2 = 936 \text{ m/s}$, $v_p^3 = 1022 \text{ m/s}$, $v_p^4 = 1096 \text{ m/s}$ und $v_p^5 = 925 \text{ m/s}$.

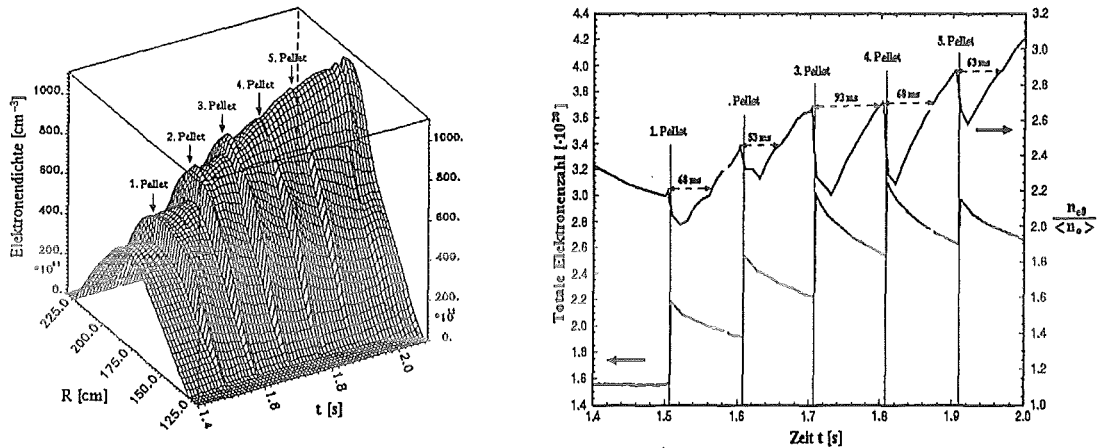


Abb. 7.6: Zeitliche Entwicklung von Dichteprofilen (linkes Bild) und der Verlauf von Q_{peak} (rechtes Bild) für die Entladungen Nummer 60923.

Durch die Injektion von fünf Pellet in einer relativ schnellen Abfolge konnte ein deutlicher Anstieg der zentralen Elektronendichte von $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ nach dem letzten Pellet erreicht werden. Dabei stieg der Aufsteilungsfaktor auf den Wert von 3.05. Trotz der relativ hohen Pelletgeschwindigkeiten konnte in diesem Fall zunächst ein Abflachen der Dichteprofile unmittelbar nach jeder Injektion beobachtet werden, deren Relaxation beim dritten Pellet mit 93 ms am längsten ausfiel. Hier war die im Plasma deponierte Masse von allen fünf Pellets offensichtlich am größten, was sich im relativen Anstieg der totalen Elektronenzahl N_{tot} von $\Delta N_{tot} = 0.8 \cdot 10^{20}$ widerspiegelt.

Die Frage nach dem Zusammenhang zwischen dem Aufsteilen der Dichteprofile und einer signifikanten Verbesserung des Teilchentransports aufgrund von Pelletinjektion muß vor dem Hintergrund der Sägezahnaktivitäten in solchen Fällen gesehen werden, die zum Abflachen von Dichteprofilen in Entladungen ohne Pelletinjektion führen können ([39]). Wie Injektionsexperimente am ASDEX-Tokamak gezeigt haben, sind die $-\nabla n_e/n_e$ -Profile in pelletgefüllten, sägezahnfreien Entladungen deutlich stärker aufgestellt als in sägezahnaktiven Entladungen ohne Pelletinjektion. Im Falle der hier gezeigten Entladung Nummer 64094 mit abgeflachten Dichteprofilen nach der Injektion langsamer Pellets sind die Sägezahnaktivitäten durch die Injektion aufgrund der relativ geringen Eindringtiefe nicht unterdrückt worden, während im Falle der Entladung Nummer 60928 diese nach der Injektion vollständig unterdrückt worden sind (für die Dauer von 200 ms, die hier dem zeitlichen Abstand zwischen zwei Injektion entspricht). In diesem Falle wurden die Dichteprofile unmittelbar nach der Pelletinjektion nicht abgeflacht, sondern sofort aufgestellt (Abb. 7.3). Im Falle der Entladung Nummer 60923 wurden die Sägezahnaktivitäten nach jedem der fünf injizierten Pellets ebenfalls unterdrückt, und trotz höherer Pelletgeschwindigkeit und somit größerer Eindringtiefen wurden die Dichteprofile nach jeder Injektion abgeflacht. Die Klärung dieses konträren Verhalten erfordert weitere Untersuchungen, auch der Transporteigenschaften pelletgefüllter Entladungen.

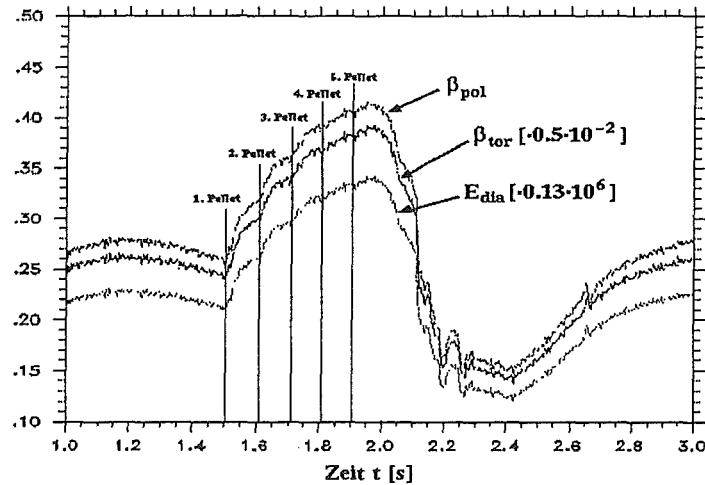
7.3 Verbesserung des Energieeinschlusses

7.3.1 Ohmsche Entladungen

Wie im Abschnitt 2.1 gezeigt wurde, führt die Pelletinjektion zu einem Anstieg der Plasmaenergie und zu einer Verbesserung des Energieeinschlusses. Für die im vorigen Abschnitt behandelten Entladungen 60923, 60928 und 64094 zeigen die Abbildungen 7.7, 7.8, 7.9 und 7.10 den zeitlichen Verlauf der diamagnetischen Energie.

Die Abbildung 7.7 zeigt für die Entladung Nummer 60923 neben der diamagnetischen Energie auch die Verläufe der Größen β_{pol} und β_{tor} , die die "Effizienz" des

Abb. 7.7: Diamagnetische Energie, sowie das poloidale und toroidale β für die Entladung #60923.



Plasmaeinschlusses wiedergeben und wie folgt definiert sind:

$$\beta_{tor} = \frac{\sqrt{\int p^2 d\tau / \int d\tau}}{B_T^2 / 2\mu_0}, \quad \beta_{pol} = \frac{\int p dS}{\mu_0 I_p^2 / 8\pi}.$$

Hier ist $p = 2nkT$ der Plasmadruck, B_T die Stärke des toroidalen Magnetfeldes und I_p der Plasmastrom. In der ersten Gleichung wird der Plasmadruck über das ganze Plasmavolumen integriert, in der zweiten Gleichung, die für Plasmen mit kreisförmigem Querschnitt gilt, wird der Plasmadruck über den poloidalen Querschnitt integriert. Wie man in der Abbildung erkennt, wird die Plasmaenergie mit jedem Pellet sukzessiv erhöht und steigt von 27.3 kJ vor dem 1. Pellet auf einen maximalen Wert von 44.2 kJ nach dem 5. Pellet. Definiert man die Energieeinschlußzeit durch

$$\tau_E = \frac{E}{P_{tot} - \dot{E}},$$

setzt ferner näherungsweise $E = E_{dia}$ und vernachlässigt \dot{E} , so entspricht die relative Erhöhung der Plasmaenergie um 16.9 kJ einer Verbesserung der Energieeinschlußzeit um 43.5 ms ($P_{tot} = V_{loop} \cdot I_p$).

Die Abbildung 7.8 zeigt für die Entladung Nummer 60928 den zeitlichen Verlauf der diamagnetischen Energie und der Plasmalage. Nach der Injektion des ersten Pellets wurde die Energie um einen Betrag von 9.5 kJ erhöht. 200 ms später, zum

Zeitpunkt der Injektion des zweiten Pellets, war die Energie immer noch um 6.4 kJ höher, als vor der Injektion des ersten Pellets. Etwa 40 ms nach der zweiten Injektion hat sich das Plasma zur Hochfeldseite (vermutlich aufgrund des Auftretens einer kleinen Disruption) verschoben (siehe rechtes Bild der Abb. 7.8), was zu einem Verlust der Plasmaenergie führte. Diese wurde in Form von Strahlung nach außen abgegeben, wie Abb 7.9 anhand des zeitlichen Verlaufs der totalen Strahlungsleistung veranschaulicht. 400 ms nach der Injektion des ersten Pellets erreichte die Plasmaenergie den Wert vor der Injektion des ersten Pellets.

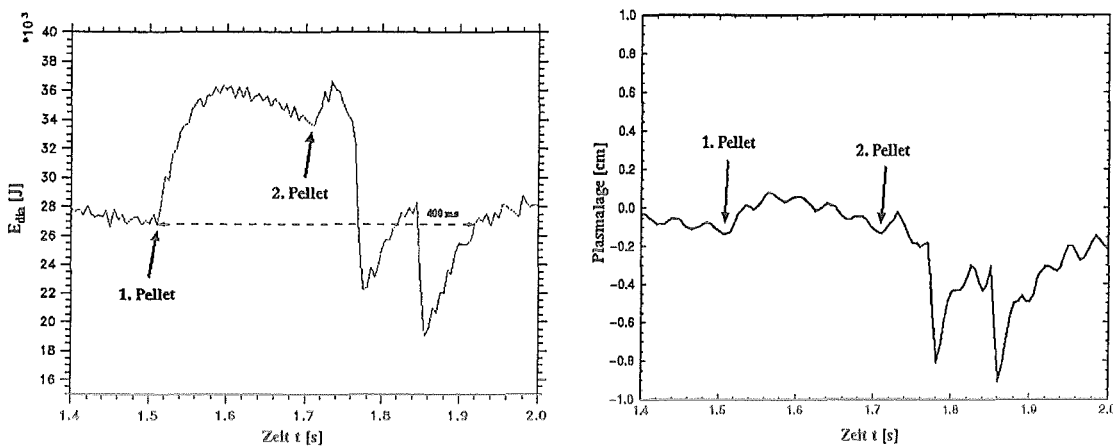


Abb. 7.8: Diamagnetische Energie (linkes Bild) und die Plasmalage (rechtes Bild) für die Entladung Nummer 60928.

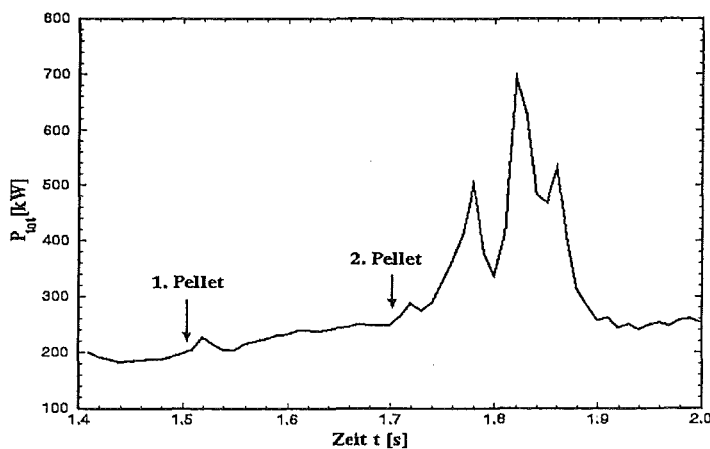
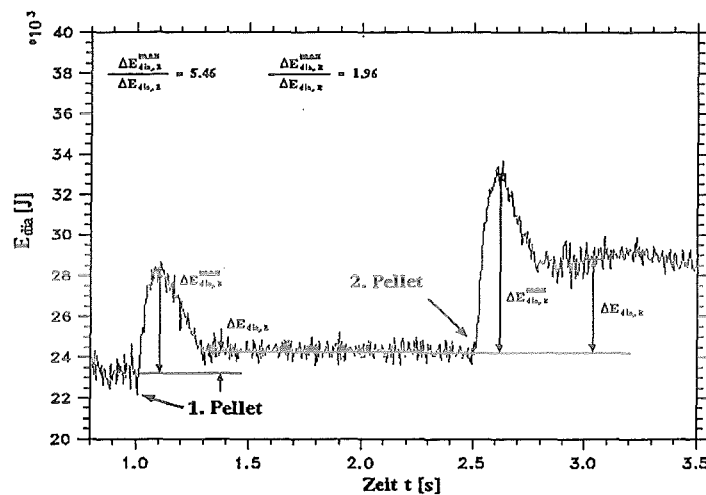


Abb. 7.9: Die Gesamtstrahlungsleistung für die Entladung Nummer 60923.

Für die Entladung Nummer 64094 zeigt die Abbildung 7.10 die diamagnetische Energie in einem zeitlichen Bereich, der die Injektion beider Pellets abdeckt. Die Plasmaenergie wurde hier um moderate 4.9 kJ nach dem ersten Pellet bzw. um 8.7 kJ nach dem zweiten Pellet erhöht. Diese relaxiert in beiden Fällen nach etwa 300 ms auf einen jeweils höheren Wert, als vor der Injektion. Bildet man das Verhältnis der maximalen Erhöhung zur relativen Erhöhung nach der Relaxationszeit $\Delta E_{dia}^{max} / \Delta E_{dia}$, so erkennt man, daß sich die Energie nach dem zweiten Pellet in "akkumulierender" Weise deutlicher erhöht hat, als nach dem ersten Pellet. In dem hier betrachteten Zeitraum hat sich die Plasmalage nicht verändert.

Abb. 7.10: Die diamagnetische Energie für die Entladung Nummer 64094.



7.3.2 Stark geheizte Entladungen

Wie die Ergebnisse des letzten Abschnitts klar machen, ist eine fusionsrelevante Erhöhung der Plasmaenergie nur durch Pelletinjektion nicht möglich. Wegen der im Kapitel 1 besprochenen Kruskal-Shafranov-Grenze ist die Einstellung hoher, im Hinblick auf das Zünden von Fusionsprozessen ausreichender Temperaturen nur mit der ohmschen Heizung nicht möglich. Vor diesem Hintergrund sind Injektionsexperimente an stark geheizten Plasmen von besonderem Interesse. Die Abbildung 7.11 zeigt den Vergleich zwischen der diamagnetischen Energie einer NI-Entladung ohne Pelletinjektion und einer NI-Entladung, in die unmittelbar vor dem Einschalten der

Zusatzheizung bei 1.1 s zwei Pellets bei 1.0 s und 1.05 s ins Plasma injiziert wurden. Die NBI-Leistung betrug 1.7 MW (Koinjektion) und die Plasmaparameter lauteten $I_p = 350$ kA, $B_T = 2.25$ T, $n_{e0}(t=1.0s) = 2.6 \cdot 10^{13}$ cm⁻³. Die der Pelletinjektion nachfolgende Injektion von hochenergetischen Deuteriumatomen fand ein Targetplasma hoher zentraler Elektronendichte und aufgesteilter Dichteprofile vor. Dies führte zu einer Verbesserung des Energieeinschlusses und einer deutlichen Erhöhung der Plasmaenergie gegenüber der NI-Entladung ohne Pellets.

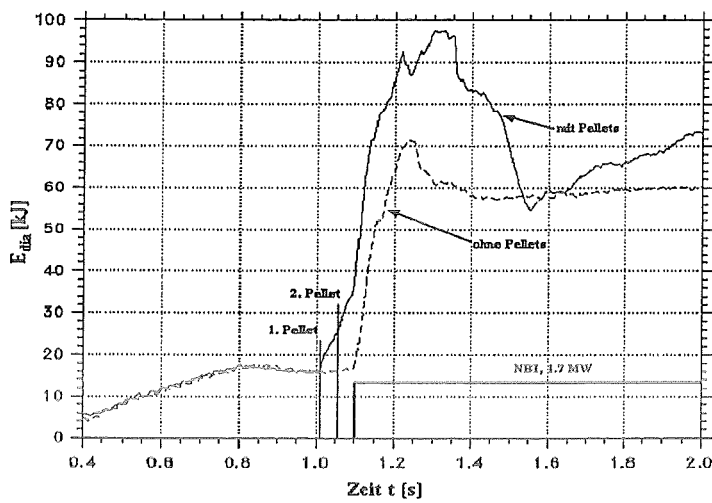


Abb. 7.11: Der Vergleich zwischen der Plasmaenergie in einer NI-Entladung ohne Pellets und einer, in die vor dem Einschalten von NBI 2 Pellets injiziert wurden.

Zusammenfassung

Die Injektion von gefrorenen Pellets aus Wasserstoffisotopen in ein magnetisch eingeschlossenes Plasma toroidaler Symmetrie ist sowohl als Nachfüllmethode zukünftiger Fusionsreaktoren als auch als Möglichkeit vorteilhafter Einflußnahme auf wichtige Plasmaeigenschaften von großer Bedeutung: Die **Deposition des Tritiums** in der Zentralregion einer Plasmaentladung in fusionsrelevanten Divertormaschinen kann wegen der relativ hohen Nachfülleffizienz aus heutiger Sicht nur mit der Injektion der Materie in Form gefrorener Pellets bewerkstelligt werden. Die **Verbesserung der Entladungsbedingungen** durch eine Erhöhung der Energieeinschlußzeit, sowie durch das Aufsteilen der Dichte- und Temperaturprofile weist auf eine Änderung des Teilchen- und Energietransports im Plasma hin, der auf einer Zeitskala abläuft, die mehr als drei Größenordnungen über derjenigen typischer Lebensdauern der Pellets liegt. Die verhältnismäßig große Eindringtiefe der Pellets ermöglicht darüberhinaus den Einsatz der Pelletinjektion als **Plasmadiagnostik** zur Untersuchung zentraler Entladungsregionen (Messung der Stromdichte, des lokalen Magnetfeldes oder des α -Teilchenprofils).

Ein wesentlicher Vorteil der Pelletinjektion ist die relativ lange Lebensdauer bzw. große Eindringtiefe und die damit einhergehende Deposition der Pelletmaterie in der Zentralregion einer Plasmaentladung. Für die Erklärung dieses Verhaltens wurden **Ablationsmodelle** entwickelt, die von der dem Leidenfrost'schen Phänomen entsprechenden Vorstellung ausgehen, wonach sich um das im Plasma eintauchende Pellet eine Ablationswolke neutralen, dichten Wasserstoff- bzw. Deuteriumgases ausbildet, die die Pelletoberfläche von dem umgebenden Plasma abschirmt, indem sie den ankommenden Wärmefluß verringert. Das Modell der neutralen Abschirmung gestattet dabei die Berechnung der Ablationsrate, die eine starke Abhängigkeit

von der Plasmatemperatur und eine schwache Abhängigkeit von der Plasmadichte zeigt. Weitere Modifikationen und Erweiterungen dieses Ablationsmodells unter Berücksichtigung zusätzlicher Effekte wurden von verschiedenen Autoren vorgeschlagen.

Im Ablationslicht eines ins Plasma injizierten Pellets können Modulationen der Intensität, sog. **Striations**, beobachtet werden, für deren Auftreten im wesentlichen zwei Vorstellungen entwickelt wurden. Während das eine Modell diese Modulationen auf die relative Bewegung des Pellets innerhalb seiner eigenen Ablationswolke und der dadurch verursachten Instabilitäten im Ablationsvorgang zurückführt, wird die Auswirkung radial unterschiedlicher Verfügbarkeit der Elektronenenergie, die die Folge der Magnetfeldstruktur ist, für die Erscheinung der Striations verantwortlich gemacht. Dem Modell zufolge erfährt das Pellet beim Durchqueren des Plasmas an resonanten Flußflächen, deren Gleichgewicht durch das Auftreten kleiner magnetischer Inseln gestört ist, eine geringere Ablation als im Mittel. Aus der Lage der mit dieser geringeren Ablation einhergehenden Minima wird das **q-Profil** selbstkonsistent berechnet, wobei ein von M. Dubois und R. Sabot von TORE SUPRA entwickeltes Computerprogramm verwendet wird. Der im Rahmen des zweitgenannten Modells angenommene, unmittelbare Zusammenhang zwischen der Magnetfeldstruktur eines Tokamaks und dem Auftreten der Striations bzw. deren Lage im Ablationssignal wurde in dieser Arbeit schwerpunktmäßig untersucht.

Für eine Vielzahl ohmscher Entladungen am TEXTOR-94 bei unterschiedlichen Plasmabedingungen wurden auf die o. g. Weise die q-Profile berechnet und mit dem jeweiligen Normprofil aus polarimetrischen Messungen verglichen. Dabei konnte eine relativ gute Übereinstimmung in den Verläufen der Profile unabhängig von den Entladungsbedingungen festgestellt werden. Diese Ergebnisse legen den Schluß nahe, daß die Anwendung des hier betrachteten Ablationsmodells die Berechnung der q-Profile in einer ohmschen Entladung gestattet. Die grobe Übereinstimmung der berechneten q-Profile mit den Ergebnissen polarimetrischer Messungen klärt aber die Entstehungsfrage der Striations noch nicht entgültig, denn das Auftreten dieser Modulationen, deren Tiefe und Halbwertsbreite, ist daran geknüpft, an welcher Stelle das Pellet eine magnetische Insel durchquert bzw. welcher Satz von x- oder o-Punkten durchschritten wird (Abb. 5.3). Dieser Zusammenhang wird in der

durchgeführten **statistischen Untersuchung** deutlich, bei der Ablationskurven verschiedener Pellets verglichen wurden, die in Entladungen sowohl gleicher als auch unterschiedlicher Plasmaparameter injiziert wurden. Die berechneten Korrelationskoeffizienten zeigen keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Lage der Striations im Ablationslicht und den Entladungsbedingungen.

In zahlreichen CCD-Aufnahmen des Ablationsvorgangs wird eine **toroidale Ablenkung** der Pelletbahn in Richtung der Elektronendrift beobachtet. Es wurde vorgeschlagen, diese Bahnkrümmung durch eine asymmetrische Elektronenverteilung am Ort des Pellets zu beschreiben, die zu einer stärkeren Ablation des Pellets auf der Elektronendriftseite als auf der Ionendriftseite führt ("Raketeneffekt"). Auf der Grundlage eines 2-dimensionalen Ablationsmodells von Kuteev wurde die Ablationsrate und die toroidale Ablenkung der Pellets berechnet und mit den experimentellen Beobachtungen am TEXTOR-94 verglichen. Der Verlauf der Ablationsrate stimmt mit dem Verlauf des Ablationssignals in weiten Teilen überein. Die berechnete Ablenkung approximiert teilweise die beobachtete Bahnkrümmung des Pellets. Hier ist die vorhergesagte Eindringtiefe kleiner als die beobachtete.

Taucht ein Pellet im Plasma ein, so nimmt die Elektronentemperatur sprunghaft ab. Diese Abnahme erfolgt nicht gleichzeitig über den gesamten poloidalen Querschnitt, sondern pflanzt sich radial mit einer Geschwindigkeit fort, die für TEXTOR-94 im Bereich 1000 m/s und 1200 m/s liegt und damit Werte annimmt, die über denjenigen schneller Pellets liegen. Es handelt sich als um eine **Kaltfront**, die sich vor dem Pellet im Plasma radial fortbewegt und deren Geschwindigkeit von der Pelletgeschwindigkeit unabhängig ist.

Die Injektion von Pellets in eine ohmsche Entladung führt häufig zu einem **Aufsteilen der Dichteprofile**. Dieses Aufsteilen ist auf eine Änderung der Teilchentransporteigenschaften im Plasma zurückzuführen und wird durch das Verhältnis der inwärts gerichteten Konvektionsgeschwindigkeit zur Größe der Diffusionskonstanten der Plasmaelektronen charakterisiert. Das Aufsteilen erfolgt einige ms nach dem Eintauchen des Pellets im Plasma und setzt sich über 50 bis weit über 100 ms fort. Dies entspricht einer Dauer, die um mehr als drei Größenordnungen über der Lebensdauer des Pellets liegt. Am TEXTOR-94 wurde dabei ein Aufsteilungsfaktor ($n_{e0}/\langle n_e \rangle$) gefunden, der einen Wert über 3.3 annimmt.

Neben dem Aufsteilen der Dichteprofile konnte in ohmschen Entladungen eine Unterdrückung der Sägezahnaktivitäten unmittelbar nach der Pelletinjektion beobachtet werden, die 30 bis über 100 ms andauerte bzw. vollständig unterdrückt blieb. In Fällen, in denen die Sägezahnaktivität wieder einsetzte, war deren Periode größer als vor der Injektion. Zeitgleich stieg die **diamagnetische Energie** für mehrere Hundert ms um Werte, die zwischen 5 und 35 kJ lagen.

Die Pelletinjektion in mit **NBI geheizte Entladungen** zeichnet sich durch eine stärkere Ablation bzw. eine kürzere Lebensdauer der Pellets aus. Die Eindringtiefe kann aber durch eine schnelle Abfolge mehrerer Pelletinjektionen in die gleiche Entladung sukzessiv erhöht und damit eine zentrale Massendeposition erreicht werden. Diese Abfolge muß wegen der schnellen Erholung der durch das ablatierende Pellet abgesenkten Plasmatemperatur in der Größenordnung 15 bis 20 ms gegenüber etwa 100 ms im Falle ohmscher Entladungen liegen.

Ausblick

Die Vielzahl von Möglichkeiten einer Einflußnahme auf Plasmaparameter und Entladungseigenschaften durch Pelletinjektion macht eine intensive und systematische Auswertung der Injektionsexperimente notwendig. Von besonderem Interesse ist dabei die Untersuchung der Transporteigenschaften im Plasma nach der Injektion eines Pellets und des Aufsteilens der Dichteprofile. Diese Untersuchungen können durch die Anwendung des Transportcodes TRANSP unterstützt werden.

Die Möglichkeit einer Verbesserung der Einschlußbedingungen durch Pelletinjektion unmittelbar vor dem Einschalten der NBI-Heizung muß Gegenstand von Untersuchungen an stark geheizten Entladungen sein, wobei der Rekonstruktion von Dichteprofilen, wie bei allen Injektionsexperimenten am TEXTOR-94, eine besondere Rolle zukommt.

Durch die in jüngster Zeit zur Verfügung stehende Möglichkeit der Massenbestimmung der Pellets wird ein weiterer, wichtiger Pelletparameter erfaßt werden können, der die Bestimmung der Nachfülleffizienz und das Skalieren der Eindringtiefe der Pellets erlaubt.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Soltwisch; *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **34** (12), 1992, p. 1669
- [2] J. Manickam et al.; *Proc. 14th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, EPS, Madrid 1987, Part I, p. 13
- [3] M. Greenwald et al.; *Physical Review Letters*, **53** (4), 1984, p. 352
- [4] *Proceedings of the Fusion Fueling Workshop*, CONF-771129, U.S. Department of Energy, Washington, D.C., 1978
- [5] S. Fairfax et al.; *Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, Brussels, 1989, Vol. 1, p. 439
- [6] S.L. Milora; *Journal of Fusion Energy*, **1** (1), 1981, p. 15
- [7] G. Vlases et al.; *Nuclear Fusion*, **27** (3), 1987, p. 351
- [8] TFR Group, *Europhysics Letters*, **2** (4), 1986, p. 267
- [9] G. Gerdin, *Phys. Fluids*, **30** (12), 1987, p. 3782
- [10] V. Andersen, *Controlled Fusion and Plasma Physics*, Proc. 12th European. Conf. Budapest, **9F**, Part II, 1985, p. 648
- [11] P.B. Parks, R.J. Turnbull, C.A. Foster, *Nuclear Fusion*, **17** (3), 1977, p. 539
- [12] D.J. Rose, *Culham Laboratory Technology Division*, Memorandum No. 82 (1968)
- [13] S.L. Milora et al., *Nuclear Fusion*, **20** (2), 1980, p. 1491

- [14] C.T. Chang, K. Thomsen, *Nuclear Fusion*, **24** (6), 1984, p. 697
- [15] L.R. Baylor et al., *Nuclear Fusion*, **32** (12), 1992, p. 2177
- [16] W.A. Houlberg et al., *Nuclear Fusion*, **32** (11), 1992, p. 1951
- [17] B.V. Kuteev, *Nuclear Fusion*, **35** (4), 1995, p. 431
- [18] F.S. Felber et al., *Nuclear Fusion*, **19** (8), 1979, p. 1061
- [19] P.B. Parks, *Nuclear Fusion*, **20** (3), 1980, p. 311
- [20] M. Kaufmann et al., *Nuclear Fusion*, **26** (2), 1986, p. 171
- [21] TFR Group, *Europhysics Letters*, **2** (4), 1986, p. 267
- [22] H.R. Grim, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York, 1964
- [23] R.D. Durst, *Rep. FRCR #302*, March, 1988; Fusion Research Center, Austin, Texas
- [24] C. Andelfinger et al., *Rep. IPP 1/219*, July, 1983; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching
- [25] S.C. McCool et al., *Proc. 18th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics Berlin 1991* EPS, Geneva, 1991, Vol. 15C, Part I, p. 325
- [26] B. Pégourié, M.A. Dubois, *Nuclear Fusion*, **30** (8), 1990, p. 1575
- [27] M.A. Dubois et al., *Nuclear Fusion*, **32** (11), 1992, p. 1935
- [28] K.P. Büchl, *Rep. IPP 1/238*, December, 1986; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching
- [29] G.A. Wurden, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, 1990, p. 3604
- [30] J. Neuhauser et al., *Rep. IPP 5/30*, November, 1989; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching
- [31] F. Viargues et al., *Note SBT/CT/92-06*, April, 1992; CEA-CENG, Service des Basses Températures, Grenoble

- [32] K. Oswatitsch, *Gasdynamik*, Springer Verlag, Berlin (1952)
- [33] L.L. Lengyel et al., *Nuclear Fusion*, **31** (6), 1991, p. 1107
- [34] B. Pégourié, Private Korrespondenz
- [35] M.L. Watkins et al., *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Eur. Conf. Madrid, 1987)*, Vol. 11D, Part I, European Physical Society (1987), p. 201
- [36] TFR Group, *Nuclear Fusion*, **27** (12), 1987, p. 1975
- [37] M. Kaufmann et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1989)*, Vol. 1 (1988), p. 229
- [38] K.H. Finken et al., *International Conference on Plasma Physics, ICPP, Nov. 1994, Iguacu, Brasil*
- [39] G.L. Schmidt et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1987)*, Vol. 1 (1986), p. 171
- [40] S.L. Milora et al., *Nuclear Fusion*, **35** (6), 1995, p. 657
- [41] S.I. Braginskii, in *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1 (1965), p. 205

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Nukleonenzahl.	2
Abb. 1.2	Der prinzipielle Aufbau eines Tokamak.	4
Abb. 1.3	Flußflächentopologie eines Tokamaks.	5
Abb. 2.1	Energieeinschlußzeit als Funktion der Plasmadichte	11
Abb. 3.1	Schematische Darstellung des Ablationsvorgangs	14
Abb. 3.2	q-Profile für die TEXTOR-Entladung Nr. 58387	21
Abb. 4.1	Schematische Darstellung des Jülicher Pelletinjektors.	24
Abb. 4.2	Schematische Darstellung des Kryostatinnern.	25
Abb. 4.3	Fehlerabschätzung bei der Geschwindigkeitsmessung	28
Abb. 4.4	CCD-Aufnahme der Ablationswolke (#63614)	29
Abb. 4.5	Einstellbare Pelletgröße	30
Abb. 4.6	Die Aufsicht von TEXTOR	31
Abb. 4.7	Experimentelle Anordnung der Ablationsdiagnostiken.	32
Abb. 5.1	Radial aufgelöste Ablationskurve (#58387)	34
Abb. 5.2	Darstellung eines stationären, periodischen Ablationsszenarios	35
Abb. 5.3	Inselstruktur in einem Tokamak	38

Abb. 5.4	Die Anwendung des Striationscodes zur q-Profilbestimmung. . . .	40
Abb. 5.5	Das berechnete q-Profil für die TEXTOR-Entladung Nr. 59387. .	43
Abb. 5.6	q-Profil für die Entladung #59387	43
Abb. 5.7	Grenzprofile für die Entladung #59387	44
Abb. 5.8	q-Profile für die Entladung #60405	45
Abb. 5.9	q-Profile für die Entladung #60418	45
Abb. 5.10	Vergleich der α_{exp} - mit den α_{th} -Werten	47
Abb. 5.11	Vergleich zweier präparierter Ablationskurven	50
Abb. 5.12	Vergleich zweier präparierter Ablationskurven	53
Abb. 5.13	Vergleich zweier mittlerer Ablationskurven	54
Abb. 5.14	Die radiale Abnahme des Pelletradius für #60927.	57
Abb. 5.15	Toroidale Beschleunigung des Pellets	58
Abb. 5.16	Toroidale Pelletgeschwindigkeit	58
Abb. 5.17	Toroidale Ablenkung des Pellets	59
Abb. 5.18	D_α -Kurve eines D_2 -Pellets (#60927)	60
Abb. 5.19	Die Ablationswolke eines D_2 -Pellets	61
Abb. 5.20	Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der Plasmatemperatur	62
Abb. 5.21	Die Ablationswolke des zweiten Pellets (#60927)	63
Abb. 5.22	D_α -Kurve des 2. Pellets	63
Abb. 5.23	Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur (#60930)	64
Abb. 5.24	CCD-Aufnahmen von Ablationswolken (#60930)	66
Abb. 5.25	D_α -Signale von Pellets für die Entladung Nr. 61548.	67
Abb. 5.26	CCD-Aufnahmen von Ablationswolken für die Entladung #61548	68

Abb. 5.27	D _α -Signale von Pellets für die Entladung Nr. 60406.	69
Abb. 5.28	CCD-Aufnahmen von Ablationswolken für die Entladung #60406	71
Abb. 6.1	CCD-Aufnahmen und D _α -Signale von drei Pellets	75
Abb. 6.2	Der Verlauf der Elektronentemperatur (#60923)	77
Abb. 6.3	Ergebnisse diagnostischer Messungen (#60963)	78
Abb. 7.1	Vergleich dreier ECE-Kanäle für die Entladung Nummer 60928. . .	80
Abb. 7.2	Geschwindigkeiten der Kühlfront (#60928 und #64094)	80
Abb. 7.3	Dichteprofile und der Peaking-Faktor (#60928)	82
Abb. 7.4	Dichteprofile und der Peaking-Faktor (#64094)	83
Abb. 7.5	Entwicklung von Dichteprofilen (#60928 und #64094)	84
Abb. 7.6	Dichteprofil und Q _{peak} (#60923)	85
Abb. 7.7	Diamagnetische Energie für #60923	87
Abb. 7.8	Diamagnetische Energie und Plasmalage für #60928	88
Abb. 7.9	Die Gesamtstrahlungsleistung für #60923	88
Abb. 7.10	Diamagnetische Energie für #64094	89
Abb. 7.11	Plasmaenergie einer NI-Entladung mit und ohne Pellets	90

Tabellenverzeichnis

1.1	Parameter des Tokamaks TEXTOR-94.	7
5.1	Korrelationsmatrix verschiedener Ablationskurven.	51

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation EURATOM-KFA am Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich GmbH durchgeführt. Mein erster Dank gilt daher dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. G. Wolf, für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Anleitung durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch, Heinrich-Heine-Universität, Düsseldorf, danke ich herzlich für die Übernahme des Korreferats der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K.H. Finken für seine intensive Betreuung dieser Arbeit. Seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am Tokamak TEXTOR-94, seine Bereitschaft, Ergebnisse und aufgetretene Probleme zu diskutieren und sein permanentes Interesse am Fortgang der Arbeit, haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Durch seinen persönlichen Einsatz und seine Hilfestellung sind mir wichtige persönliche und wissenschaftliche Entwicklungen möglich geworden.

Für ihre technische Unterstützung und ihre Gesprächsbereitschaft möchte ich meinen Kollegen Herrn Dr. Günter Mank und Herrn Peter Cornette danken.

Mein Dank gilt ferner allen Mitarbeitern des IPP für ihre Hilfsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung.

Zuletzt möchte ich einen herzlichen Dank meiner Ehefrau und meinen Eltern für ihre persönliche Unterstützung und Zuwendung aussprechen, die ein konzentriertes und ungestörtes Arbeiten ermöglichten und zu einem erfolgreichen Abschluß der Arbeit beigetragen haben.

Jül-3327
Dezember 1996
ISSN 0944-2952