

Laser-blow-off-Experimente

am ASDEX

C. Setzensack

IPP III/119

Februar 1987



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Laser-blow-off-Experimente  
am ASDEX

C. Setzensack

IPP III/119

Februar 1987

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Zusammenfassung

1985 wurde am ASDEX ein Laser-blow-off-System installiert. In der Folgezeit wurde hiermit eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt. Im wesentlichen ging es bei diesen Experimenten um den Einschluß und Transport von Verunreinigungen unter verschiedenen Plasmabedingungen, wobei neuartige, überraschende Ergebnisse gefunden wurden:

- drastische Zunahme der Verunreinigungseinschlußzeit von OH-Plasmen an der Dichtegrenze
- Beeinflussung der ELMs durch Verunreinigungen
- starke Abhängigkeit der Verunreinigungseinschlußzeit vom Gradienten des Plasmastroms
- unterschiedlicher Verunreinigungseinschluß bei verschiedenen Heizungen.

## LASER BLOW-OFF EXPERIMENTS ON ASDEX

Abstract

In 1985 a laser blow-off system was installed on the ASDEX tokamak and in the following period a number of experiments were performed. The idea of these investigations was to study the impurity behaviour under different plasma conditions. New and unexpected results were obtained:

- considerable improvement of the impurity confinement time in OH plasmas near to the density limit
- influence on ELMs by impurities
- strong dependence of the impurity confinement time on the gradient of the plasma current
- different impurity confinement under various heating conditions.

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Experimenteller Aufbau
3. Experimente mit Laser-blow-off
  - 3.1 Verunreinigungseinschluß an der Dichtegrenze
  - 3.2 Untersuchung der ELMs
  - 3.3 Verunreinigungseinschluß bei nichtstationärem Plasmastrom
  - 3.4 Verunreinigungseinschluß bei verschiedenen Heizungen
  - 3.5 Bestimmung von Diffusionskoeffizienten
  - 3.6 Identifikation von Linien mit Laser-blow-off
4. Ausblick
  - 4.1 Messung der Abschirmwirkung des Plasmarandes
  - 4.2 m- und Z-Abhängigkeit des Verunreinigungseinschlusses

## 1. Einleitung

Das Studium des Verhaltens von Verunreinigungen ist ein wichtiges Forschungsgebiet auf dem Weg der Entwicklung zum Fusionsreaktor.

Häufig verwendet man dazu die Verunreinigungen, die natürlicherweise im Plasma vorhanden sind. Hierbei hat man allerdings keinen Einfluß auf deren Ursprung, was die Interpretation der Messungen erheblich erschweren kann.

Einen Weg, dieses Problem zu vermeiden, stellen kurze Gaspuffs dar. Diese Methode hat jedoch verschiedene Nachteile:

- a) Es steht nur eine begrenzte Anzahl brauchbarer Gase zur Verfügung.
- b) Wegen der geringen thermischen Geschwindigkeit von Gasen bei Raumtemperatur haben die injizierten Pulse eine Breite von einigen Millisekunden. Diese Zeit ist lang, verglichen mit charakteristischen Zeiten für Verunreinigungen wie Diffusions-, Ionisations- und Rekombinationszeit.
- c) Aufgrund der geringen kinetischen Energie der injizierten Gasteilchen (0,025 eV) ist ihre Penetrationswahrscheinlichkeit durch die Scrape-off-Schicht gering. Folglich muß sehr viel Gas eingeblasen werden, damit eine ausreichende Menge ins Plasma geht. Dies führt jedoch zu einer starken Abkühlung des Plasmarandes, was Auswirkungen auf das gesamte Plasma haben kann.

All diese Probleme gibt es nicht bei der Injektion von Verunreinigungen mit Hilfe der Laser-blow-off-Technik. Diese Methode wird seit etwa 1974 /1/ in der Plasmaphysik zum Studium des Verhaltens von Verunreinigungen eingesetzt.

## 2. Experimenteller Aufbau

Die Hauptkomponenten unseres Laser-blow-off-Systems (siehe Figur 1) sind ein Rubinlaser ( $\lambda = 694 \text{ nm}$ ), der eine Energie bis zu 1 J mit einer Pulsbreite von 20 ns (Q-switch !) liefert, und das Target. Letzteres besteht aus einem  $64 \times 64 \times 1 \text{ mm}$  großen Glasplättchen, das auf der dem Plasma zugewandten Seite mit einer  $1\text{-}2 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Schicht des zu verdampfenden Materials versehen ist. Der Laserstrahl wird mit Hilfe einer Linse ( $f = 30 \text{ cm}$ ) in das Vakuumsystem auf das Target fokussiert. Hierbei erhitzt sich die bestrahlte Stelle so stark, daß Material abgedampft wird; dieses bewegt sich dann in Richtung Plasma.

Das Target kann durch eine mechanische Vorrichtung senkrecht zum Laserstrahl bewegt werden, so daß mehrere Schüsse gemacht werden können, ohne daß das Vakuum gebrochen werden muß.

Die mittlere kinetische Energie der Atome im Neutralstrahl variiert typischerweise zwischen  $0,1 - 20 \text{ eV}$ . Nach einem Modell von Utterback et al. /2/ kann man das Energiespektrum der abgedampften Teilchen näherungsweise berechnen. Dazu wird angenommen, daß sich die abgedampfte Wolke beschreiben läßt durch eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, der eine Schwerpunktsbewegung überlagert ist. Letztere wird durch den Rückstoß der abgedampften Teilchen auf das Target verursacht. Betrachtet man die abgedampften Teilchen als ideales Gas, so läßt sich zeigen, daß das Verhältnis zwischen Schwerpunktsenergie und innerer Energie etwa  $1:4$  ist. Figur 2 zeigt die Energieverteilung für Cr-Ablation, berechnet nach dem Utterback-Modell.

Aufgrund der unterschiedlichen kinetischen Energien der abgedampften Teilchen und somit ihrer unterschiedlichen Flugzeiten vom Target zum Plasmarand (Abstand  $45 \text{ cm}$ ) ergibt sich eine Pulsbreite von etwa  $100 \text{ }\mu\text{s}$ .

Die Winkelverteilung der abgedampften Teilchen ist stark nach vorne gerichtet. Messungen ergaben, daß in den Raumwinkel von  $0,26 \text{ sr}$ , den wir bei ASDEX zur Verfügung haben, rund  $50 \%$  der insgesamt abgelösten Teilchen fliegen. (Bei einer isotropen Winkelverteilung dürften nur  $2 \%$  der Teilchen in diesen Raumwinkel gelangen.) Figur 3 zeigt als Beispiel die Winkel-

verteilung bei Cr-Ablation, berechnet nach dem Utterback-Modell.

Die Zahl der abgedampften Teilchen kann in gewissen Grenzen mit Hilfe der Linse, die sich vor dem Target befindet, variiert werden. Durch Verschieben dieser Linse entlang der optischen Achse verändert sich die Größe des Strahlflecks auf dem Target. Auf diese Weise wird mehr oder weniger Material abgelöst. Messungen ergaben, daß bei unserer Anordnung die injizierte Teilchenzahl zwischen  $10^{16}$  -  $10^{19}$  einstellbar ist. Dazu wurden die Teilchen auf einer Catcher-Folie aufgesammelt und ihre Zahl durch Wiegen ermittelt.

Untersuchungen /3/ haben gezeigt, daß bei den von uns verwendeten Laserenergiedichten von  $5-100 \text{ J/cm}^2$  das Verhältnis  $N_{\text{Ionen}}/N_{\text{Atome}} \approx 10^{-4}$  ist. Es entstehen also kaum Ionen. Der Hauptteil der abgedampften Teilchen sind neutrale Atome und eventuell auch einige Cluster.

### 3. Experimente mit Laser-blow-off

Im folgenden werden einige Experimente beschrieben, die wir mit unserem Laser-blow-off-System am ASDEX durchgeführt haben.

#### 3.1 Verunreinigungseinschluß an der Dichtegrenze

Einschlußzeiten von Verunreinigungen in OH-Plasmen wurden in der Nähe der Dichtegrenze untersucht.

Zu diesem Zweck wurden geringe Mengen an Ti-Atomen ( $10^{16}$ ) mit Hilfe der Laser-blow-off-Methode in das Plasma injiziert.

Zunächst wurde die Elektronendichte des Plasmas kontinuierlich erhöht ( $\bar{n}_e, \text{max} = 5.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) und der Injektionszeitpunkt der Verunreinigungen von Entladung zu Entladung geändert. Die zeitliche Entwicklung der Testteilchen wurde über spektroskopische Messungen ermittelt. In Figur 4 ist das Ti-XX-Signal ( $\lambda=259.2 \text{ \AA}$ ) zusammen mit der Elektronendichte  $\bar{n}_e$  für zwei

verschiedene Injektionszeitpunkte  $t_{in}$  dargestellt. Die Entladung mit  $t_{in} = 0,8$  s (niedrige Dichte) zeigt, daß die Testteilchen mit einer charakteristischen Zeit ( $1/e$ -Zerfall) von rund 70 ms aus dem Plasma verschwinden. Im Gegensatz dazu gehen die Testteilchen im Hochdichtefall ( $t_{in} = 1,2$  s) nicht vollständig aus dem Plasma heraus. Die Ti-XX-Intensität geht lediglich auf ein bestimmtes Niveau zurück, welches nicht von Recycling-Effekten verursacht wird. Die Einschlußzeit liegt in diesem Fall im Sekundenbereich.

In einem zusätzlichen Experiment ließen wir die Elektronendichte konstant und arbeiteten mit verschiedenen toroidalen Magnetfeldern  $B_t$ .  $B_t$  ist ein anderer Parameter, der das Dichtelimit bestimmt. Der Plasmastrom hatte den gleichen Wert wie vorher ( $I_p = 280$  kA). In Figur 5 ist ein Beispiel hierzu gezeigt. Man sieht, daß der Verunreinigungseinschluß für den kleineren  $B_t$ -Wert besser ist.

Unsere Untersuchungen haben also gezeigt, daß der Einschluß von Verunreinigungen bei OH-Plasmen in der Nähe des Dichtelimits beträchtlich zunimmt. Ähnliche Beobachtungen wurden auch am ISX-B Tokamak /4/ gefunden.

Es gibt verschiedene Hinweise dafür (z. B. Anstieg der Ti-XX-Signale, Penetration usw.), daß die Einschlußverbesserung an der Dichtegrenze eher auf eine Abnahme des Diffusionskoeffizienten als auf eine Zunahme der Inwärtsdrift zurückzuführen ist.

Bis jetzt noch nicht untersucht ist die Frage, ob derartige Einschlußverbesserungen auch bei Zusatzheizung auftreten.

### 3.2 Untersuchung der ELMs

Die ELMs (edge localized modes) zerstören periodisch die guten Isolationsbedingungen des H-Regimes während der Neutral-Injektions-Heizung. Man vermutet, daß sie eine Folgeerscheinung einer lokalen Überschreitung der  $\beta$ -Grenze sind.

Demnach sollten sie weniger häufig auftreten oder gar verschwinden, wenn genügend Energie aus dem Plasma durch Strahlung abgeführt wird. Um diese



Interpretation zu testen, wurden mit Hilfe der LBO-Technik geringe Mengen an Cr- und Al-Verunreinigungen in H-Entladungen, die starke ELMS zeigten, eingebracht. Im Falle von Cr verschwanden die ELMS tatsächlich für eine gewisse Zeit ( $\approx 20$  ms) vollständig (siehe Fig. 6); bei Al-Injektion dagegen wurden sie nur etwas kleiner (siehe Fig. 7).

### 3.3 Verunreinigungseinschluß bei nichtstationärem Plasmastrom

Mit Hilfe unseres LBO-Systems wurde der Verunreinigungseinschluß bei OH-Entladungen mit veränderlichem Plasmastrom  $I_p$  untersucht (siehe Figur 8). Hierzu wurden geringe Mengen an Ti-Verunreinigungen einmal in die ansteigende Stromflanke -  $I_p$  wächst innerhalb von 200 ms von 250 kA auf 420 kA an - , das andere Mal in die abfallende Flanke -  $I_p$  fällt innerhalb von 200 ms von 420 kA auf 250 kA ab - injiziert.

Im Fall des Stromanstiegs ergab sich eine Einschlußzeit der Verunreinigungen von 33 ms; bei der negativen Flanke dagegen ist sie mehr als doppelt so hoch, nämlich 76 ms. Injiziert man in die stationäre Phase ( $I_p = 420$  kA), so liegt die Verunreinigungseinschlußzeit bei einem mittleren Wert von etwa 50 ms.

### 3.4 Verunreinigungseinschluß bei verschiedenen Heizungen

Mit diesen Untersuchungen wurden die Einschlußzeiten von Verunreinigungen bei OH, NI, ICRH, NI+ICRH und LH bestimmt.

Hierzu wurden als Testteilchen geringe Mengen an Ti-Verunreinigungen mit Hilfe der Laser-blow-off-Technik ins Plasma eingebracht. Durch Messung der  $259.2 \overset{\circ}{\text{Å}}$ -Linie von Ti XX (siehe Fig. 9) wurde ihre Einschlußzeit ermittelt. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Neben der Verunreinigungseinschlußzeit  $\tau_{Ti}$  sind zu Vergleichszwecken auch die zugehörigen globalen Einschlußzeiten des Hintergrundplasmas  $\tau_p$  /5/ und der Energie  $\tau_E$  /6/ angegeben.

Im OH-Fall ist der Verunreinigungseinschluß etwa 50 ms. Den gleichen Einschluß bekommt man bei NI-Heizung im H-Regime. Im L-Regime dagegen hat man nur etwa 20 ms.

Bemerkenswert ist, daß bei ICRH die Einschlußzeit um 50 % besser ist als bei NI im L-Regime mit vergleichbaren Heizleistungen.

Beispiel: NI (1,7 MW):  $\tau_{Ti} = 22$  ms  
ICRH (1,8 MW):  $\tau_{Ti} = 31$  ms.

Die gleiche Tendenz zeigt sich für den globalen Energieeinschluß (siehe Tabelle 1).

Betreibt man NI und ICRH zusammen, so wird der schlechte Einschluß der NI durch die ICRH aufgehoben, vorausgesetzt es gilt:  $P_{NI} \leq P_{ICRH}$ .

Beispiel: NI(0,8 MW) :  $\tau_{Ti} = 19$  ms  
NI + ICRH (0,8 + 0,8 MW):  $\tau_{Ti} = 33$  ms.

Ist jedoch die Heizleistung von NI deutlich höher als von ICRH, so kommt die einschlußverbessernde Wirkung der ICRH nicht zum Tragen; in diesem Fall dominiert der schlechte Einschluß der NI.

Verschiedene Hinweise (Anstieg der Signale, Penetration usw.) sprechen dafür, daß der bessere Verunreinigungseinschluß bei ICRH gegenüber NI (L-Mode) auf eine höhere Inwärtsdrift zurückzuführen ist.

Tabelle 1

Einschlußzeiten bei verschiedenen Heizungen zusammen mit wichtigen Plasmaparametern.

$\tau_{Ti}$  ist die Verunreinigungseinschlußzeit, ermittelt über Ti-Laser-blow-off-Messungen,  
 $\tau_p$  die globale Teilcheneinschlußzeit des Hintergrundplasmas /5/ und  $\tau_E$  die globale  
 Energieeinschlußzeit /6/.

#	Heizung	P [MW]	$\bar{n}_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$I_p$ [kA]	$I_{HF}$ [kA]	Plasma	karb.	$\tau_{Ti}$ [ms]	$\tau_p$ [ms]	$\tau_E$ [ms]
18791	OH	0,4	$3,4 \times 10^{13}$	380	37	D <sub>2</sub>	ja	49		86
18834	"	"	$4,0 \times 10^{13}$	"	"	"	"	47	33	84
16750	"	"	$3,5 \times 10^{13}$	420	38	"	nein		49	
18833	"	"	$3,6 \times 10^{13}$	380	37	"	ja		30	
18835	"	"	$3,5 \times 10^{13}$	"	"	"	"		28	
18529	NI	0,8	$2,7 \times 10^{13}$	380	37	D <sub>2</sub>	nein	19	25	
18794	"	1,3	$3,4 \times 10^{13}$	"	"	"	ja	22		38
18833	"	1,7	$3,5 \times 10^{13}$	"	"	"	"	22	21	37
16750	"	3,6	$3,5 \times 10^{13}$	420	38	"	nein	45	50	
18790	ICRH	1,2	$3,6 \times 10^{13}$	380	37	D <sub>2</sub>	ja	32		54
18787	"	1,8	$3,8 \times 10^{13}$	"	"	"	"	30		48
18788	"	1,8	$3,8 \times 10^{13}$	"	"	"	"	31		50
18792	"	1,8	$3,7 \times 10^{13}$	"	"	"	"	33		
18835	NI+ICRH	0,8+0,8	$3,7 \times 10^{13}$	380	37	D <sub>2</sub>	ja	27	46	44
18528	"	0,8+0,8	$2,9 \times 10^{13}$	"	"	"	nein	33	45	46
18834	"	1,7+0,8	$3,7 \times 10^{13}$	"	"	"	ja	19	32	36
20121	OH + LH	0,08+0,36	$8,1 \times 10^{12}$							

### 3.5 Bestimmung von Diffusionskoeffizienten

Zur Beschreibung des Transports von Verunreinigungsionen in einem Plasma geht man von der Kontinuitätsgleichung aus:

$$\partial n^+ / \partial t = -\text{div } \vec{\Gamma}^+ + Q - S \quad (1)$$

$n^+$  ist die Dichte der Verunreinigungsionen,  $Q$  und  $S$  sind Quell- und Senkterme.

Für den Fluß  $\vec{\Gamma}^+$  macht man i.a. folgenden Ansatz:

$$\vec{\Gamma}^+ = (-D \cdot \partial n^+ / \partial r + v \cdot n^+) \cdot \vec{e}_r \quad (2)$$

Hierbei sind  $D$  der Diffusions- und  $v$  der Driftkoeffizient.

In erster Näherung verwendet man für diese Transportparameter häufig nachstehende Ansätze /7/:

$$D = \text{const} \quad (3)$$

$$v = v_a \cdot r / a \quad (4)$$

( $a$  ist der Plasmaradius. Für ASDEX gilt:  $a = 40$  cm).

In der Hard-boundary-Näherung ergibt sich aus den Gleichungen 1-4 folgende Beziehung zwischen der Einschlußzeit  $\tau$  und den Transportparametern /7/:

$$\tau = 0.173 \cdot a^2 / D \cdot e^{-0.17 \cdot v_a \cdot a / D} \quad (5)$$

Durch Messung der Einschlußzeit  $\tau$  kann aus dieser Formel der Diffusionskoeffizient  $D$  ermittelt werden, vorausgesetzt man hat zusätzliche Informationen über den Driftparameter.

In Tabelle 2 sind die Einschlußzeiten bei OH-Entladungen von einigen Verunreinigungen angegeben.

Leider standen uns bei diesen Messungen keine Informationen bezüglich der Inwärtsdrift zur Verfügung. Aus anderen Untersuchungen ist jedoch bekannt, daß im Fall von OH-Entladungen für die Drift näherungsweise gilt /7/:

$$-2 \leq v_a \cdot a/D \leq 0.$$

In Tabelle 3 ist der zugehörige Schwankungsbereich von D angegeben.

Tabelle 2 Einschlußzeiten von Verunreinigungen in OH-Plasmen, ermittelt über LBO.

<u>Verunreinigung</u>	<u><math>\tau</math> (ms)</u>	<u><math>I_p</math> (kA)</u>	<u><math>I_{HF}</math> (kA)</u>	<u><math>\bar{n}_e</math></u>	<u>Shot</u>
Ti	49	380	37	25	18791
Cu	53	300	40	26	19378

Tabelle 3 Diffusionskoeffizient D als Funktion der Inwärtsdrift, berechnet nach Formel 5.  $\tau = 50$  ms.

<u><math>v_a \cdot a/D</math></u>	<u>D (cm<sup>2</sup>/s)</u>
-2	7778
-1	6562
0	5536

Mit dem neuen Übersichtsspektrometer (SPRED) können in Zukunft mehrere Ionisationsstufen gleichzeitig gemessen werden. Hiermit wird dann eine unabhängige Bestimmung von D und v möglich sein.

### 3.6 Identifikation von Linien mit LBO

1985 wurde ASDEX mit einem schwenkbaren Vielkanal Übersichtsspektrometer (SPRED) zur Aufnahme zeitaufgelöster Spektren ( $\Delta t \geq 20$  ms;  $100 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1000 \text{ \AA}$ ) ausgerüstet. Um eine bessere Identifizierung der vielen Peaks in diesen Übersichtsspektren zu erhalten, wurde unser Laser-blow-off-System eingesetzt. Injiziert man z. B. Cu in das Plasma, so steigen alle Cu-Linien in den Spektren drastisch an. Die Identifizierung der Linien wird hierdurch erheblich erleichtert. Außer Cu haben wir für diesen Zweck auch noch die Elemente Al, Ti, Cr und Fe verwendet.

## **4. Ausblick**

Die LBO-Methode zur Untersuchung des Verhaltens von Verunreinigungen in Plasmen hat sich als sehr vorteilhaft erwiesen. Neben den von uns durchgeführten Experimenten, die unter "3" beschrieben sind, gäbe es noch viele weitere Anwendungsmöglichkeiten. Hierzu im folgenden ein paar Beispiele.

### 4.1 Messung der Abschirmwirkung des Plasmarandes

Spektroskopische Messungen haben gezeigt, daß die Eisenkonzentration im Fall von ICRH viel größer ist als bei vergleichbaren NI-Schüssen. Zunächst versuchte man dies mit einem verstärkten Eisenfluß von der Wand zu erklären. Neuere Untersuchungen /8/ deuten jedoch darauf hin, daß die Eisenflüsse bei ICRH und NI ungefähr gleich groß sind ( $10^{18}$  Fe-Atome/s). Auch die von uns gefundene Zunahme der Einschlußzeit für Verunreinigungen bei ICRH (siehe unter 3.4) kann die hohe Eisenkonzentration nicht erklären. Es liegt deshalb der Schluß nahe, daß im Fall von ICRH die Abschirmwirkung der Randschicht reduziert ist.

Fe-Injektionen mit Hilfe der LBO-Methode könnten dieses Problem voraussichtlich klären. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die Zahl der injizierten Atome gering ist ( $< 10^{16}$ ), damit der Plasmarand nicht gestört wird. Zudem muß die Laserenergiedichte auf dem Target so eingestellt werden, daß die mittlere kinetische Energie der abladierten Atome den gleichen Wert hat wie die Fe-Atome, die von der Wand kommen. Beide Forderungen sind erfüllbar.

Gaspuffexperimente wären für derartige Untersuchungen weniger gut geeignet, da die kinetische Energie der Atome viel zu gering ist - die Gase haben nur Raumtemperatur -, und somit ihr Depositionsgebiet zu weit außen liegen würde.

#### 4.2 m- und Z-Abhängigkeit des Verunreinigungseinschlusses

In vielen Tokamaks zeigt der Verunreinigungstransport anomales Verhalten. Manche Theorien des anomalen Transports besagen, daß die Transportparameter unabhängig von m und Z der Verunreinigungen sind. Die LBO-Methode bietet hier eine einzigartige Möglichkeit: Durch Injektion verschiedener Verunreinigungen - zur Zeit stehen uns die Elemente Al, Si, Ti, V, Cr, Fe, Ni, Cu, Nb, Mo und Au zur Verfügung - könnte dieser Sachverhalt leicht überprüft werden.

#### **Acknowledgement**

Der Autor bedankt sich recht herzlich bei allen ASDEX-Mitarbeitern für das Zustandekommen dieser Arbeit.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Fußmann für seine wertvolle Unterstützung.

Ferner bedanke ich mich bei Fräulein C. Weller für die Erledigung der Schreibarbeiten und bei Frau H. Volkenandt für das Anfertigen der Zeichnungen.

## Referenzen

/1/ J.F. Friichtenicht, Rev. Sci. Instrum. 45, 51 (1974)

/2/ N.G. Utterback, et al., Phys. Fluids 19, 900 (1976)

/3/ E.S. Marmor, et al., Rev. Sci. Instrum. 46, 1149 (1975)

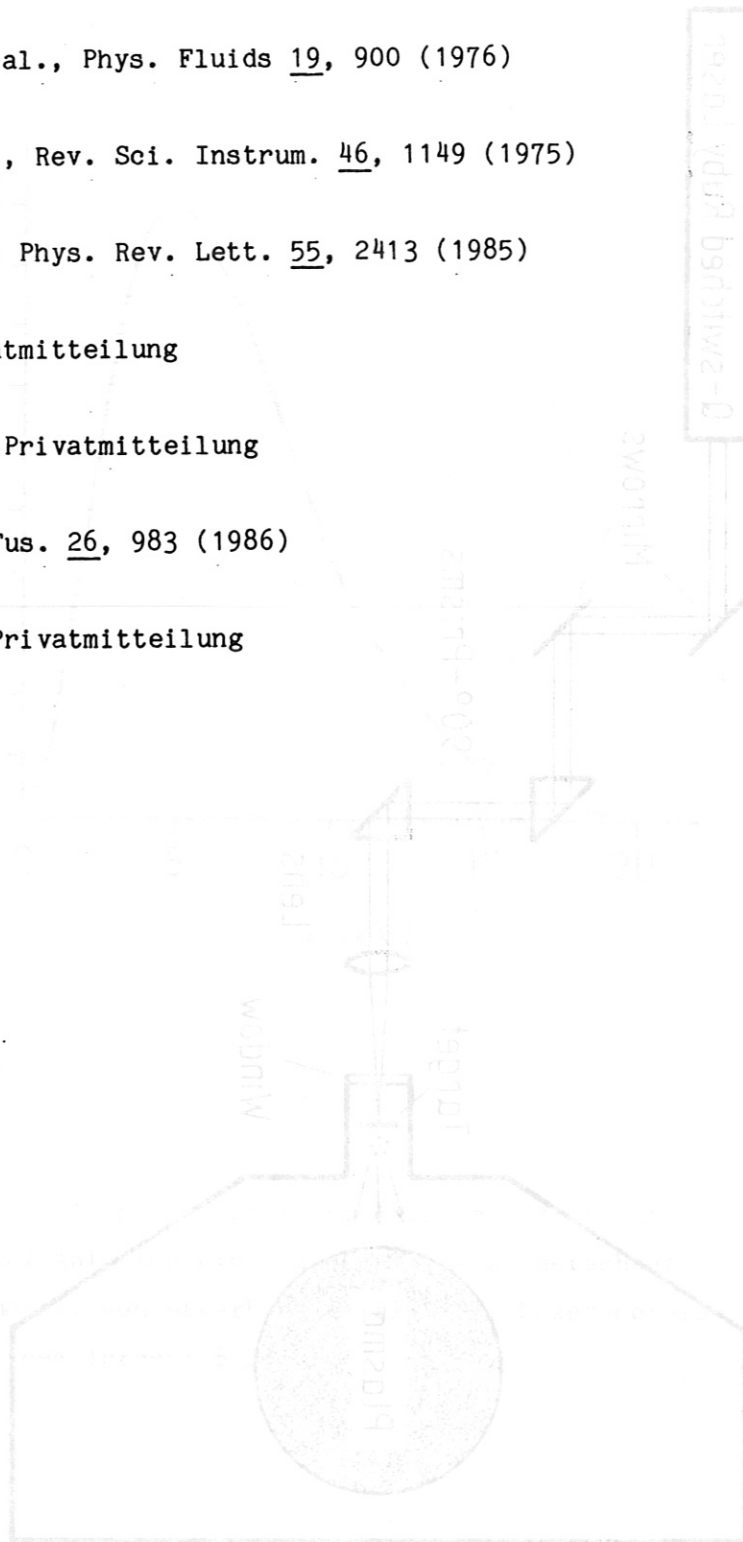
/4/ R.C. Isler, et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2413 (1985)

/5/ G. Haas, IPP, Privatmitteilung

/6/ K. Steinmetz, IPP, Privatmitteilung

/7/ G. Fußmann, Nucl. Fus. 26, 983 (1986)

/8/ E. Taglauer, IPP, Privatmitteilung





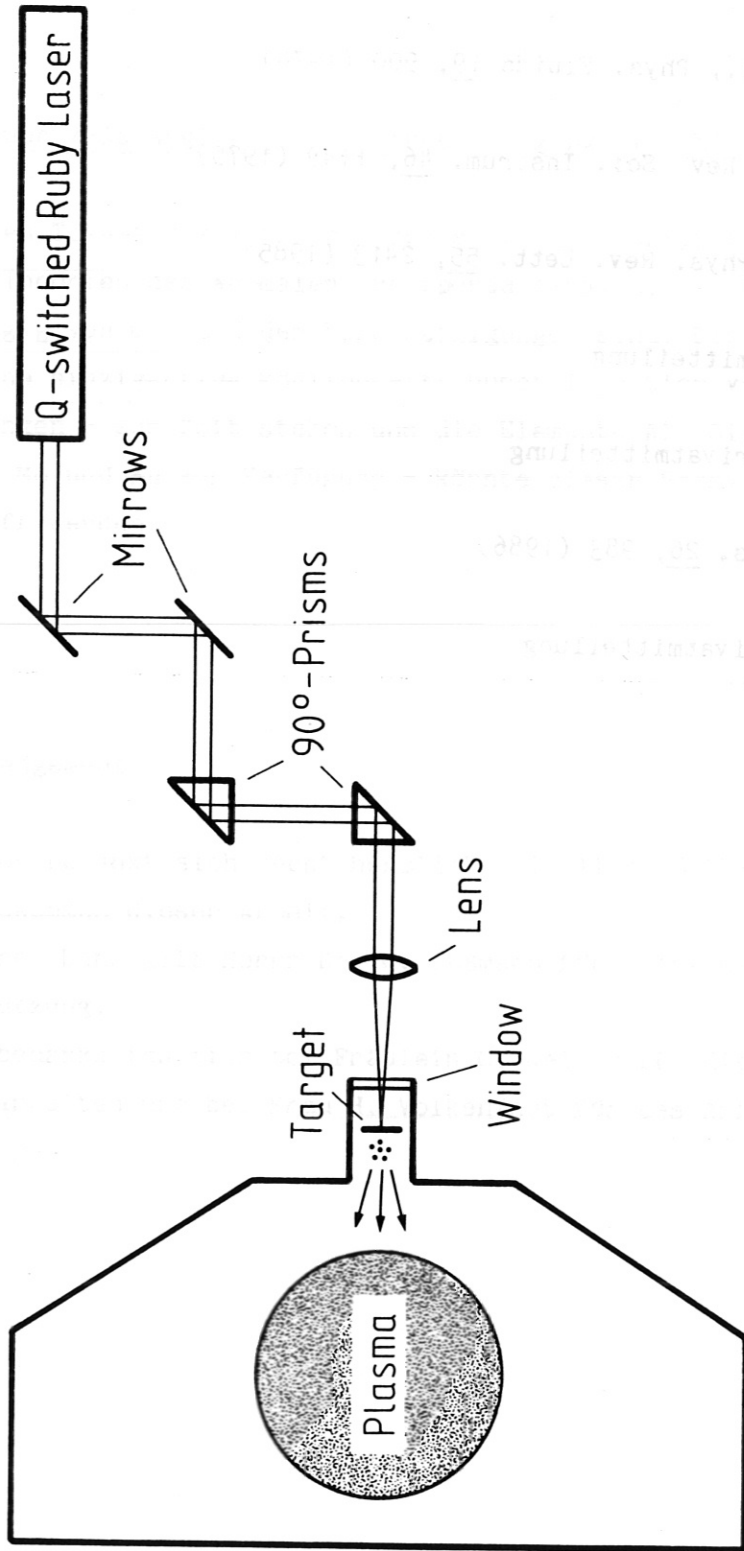


Fig. 1: Experimenteller Aufbau des Laser-blow-off-Systems am ASDEX.

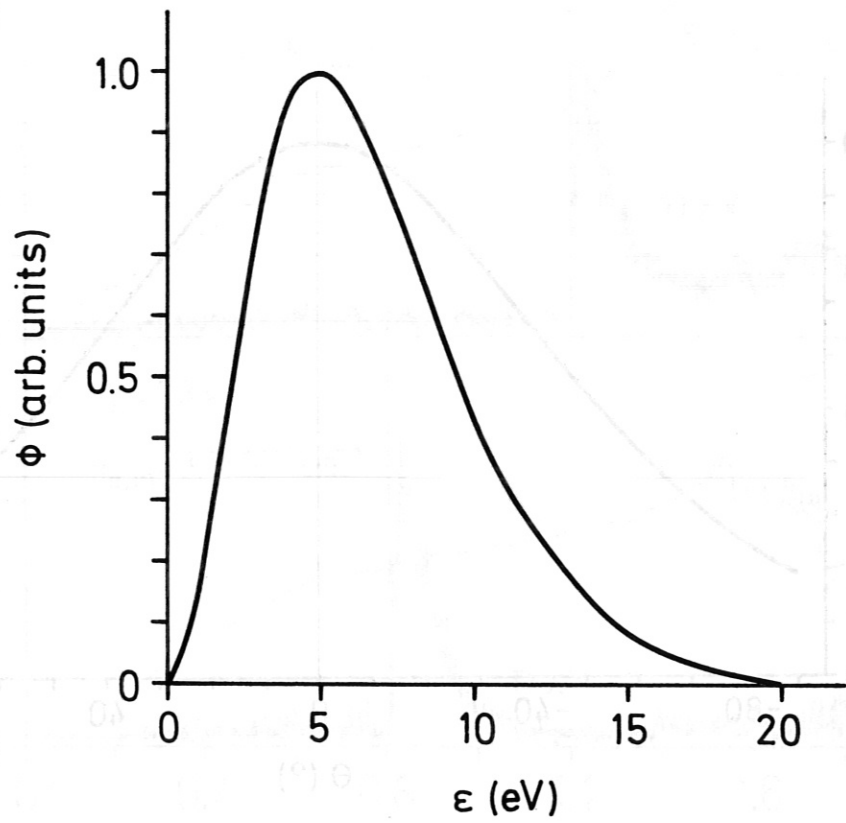


Fig. 2: Teilchenfluß (Atome/Fläche · Zeit) in Vorwärtsrichtung ( $\theta = 0^\circ$ ) bei Ablation eines  $2\mu$ -Cr-Targets, berechnet nach dem Modell von Utterback et al. /2/. Laserenergiedichte auf dem Target:  $8 \text{ J/cm}^2$ .

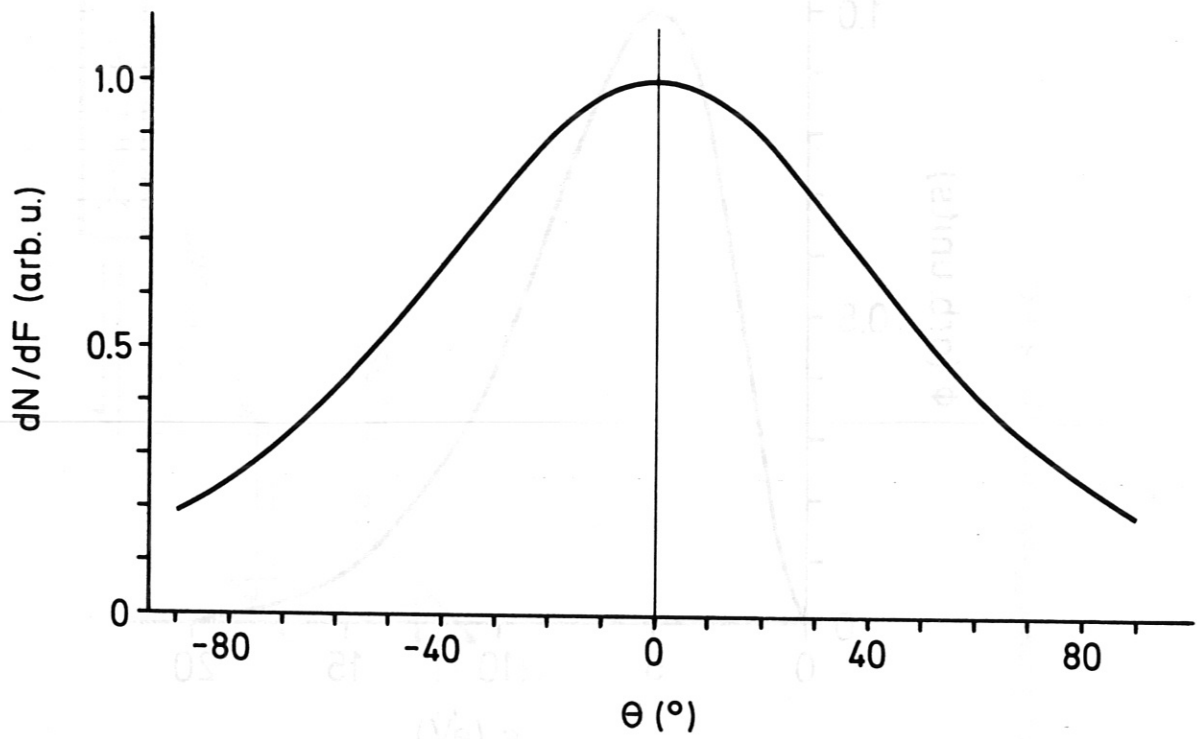


Fig. 3: Winkelverteilung der abgedampften Atome (Dimension: Atome/Fläche) bei Ablation eines  $2\mu\text{-Cr}$ -Targets, berechnet nach dem Modell von Utterback et al. /2/. Laserenergiedichte auf dem Target:  $8 \text{ J/cm}^2$ .

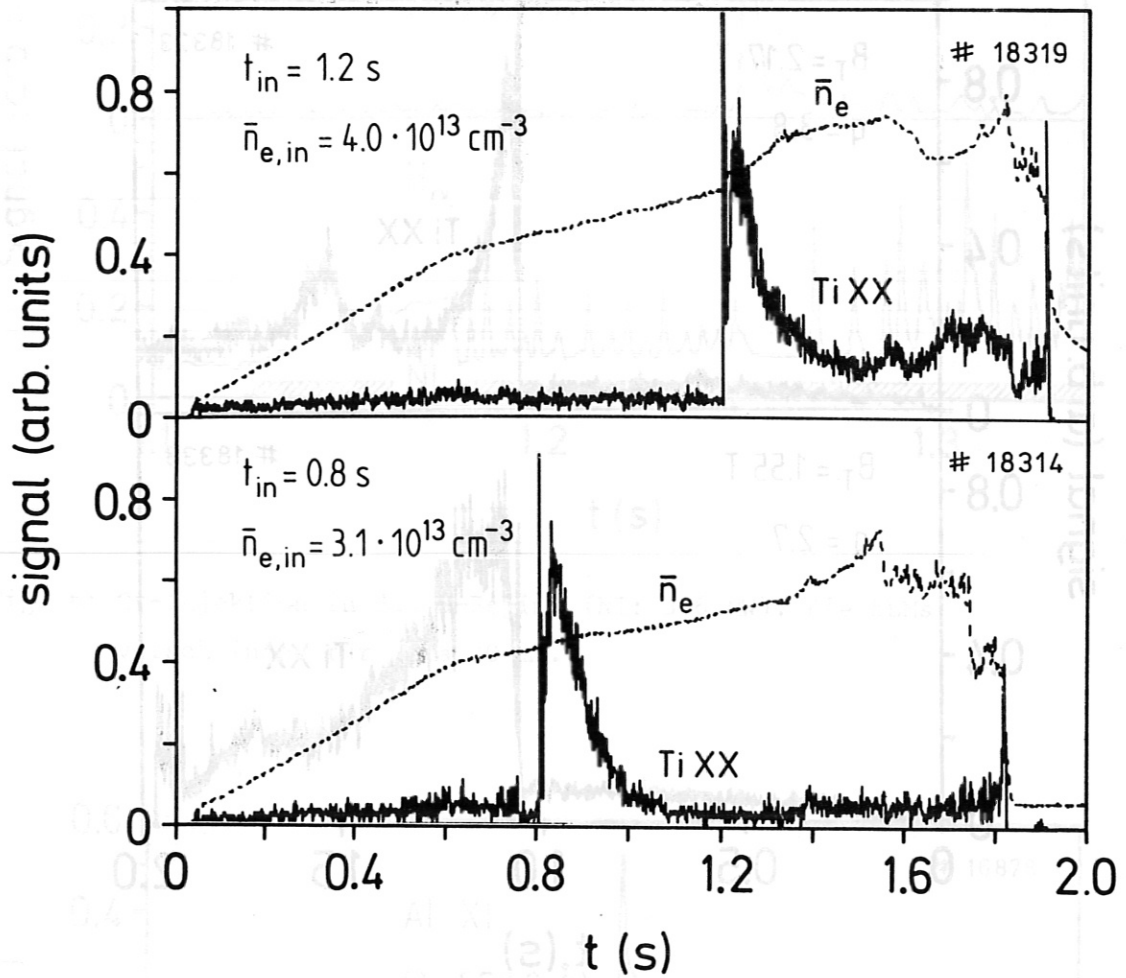


Fig. 4: Zeitliche Entwicklung des Ti-XX-Signals ( $259.2 \text{ \AA}$ ) für zwei verschiedene Injektionszeitpunkte. Die scharfe Spitze zu Beginn der Injektion rührt von einer niedrigen Ionisationsstufe her.

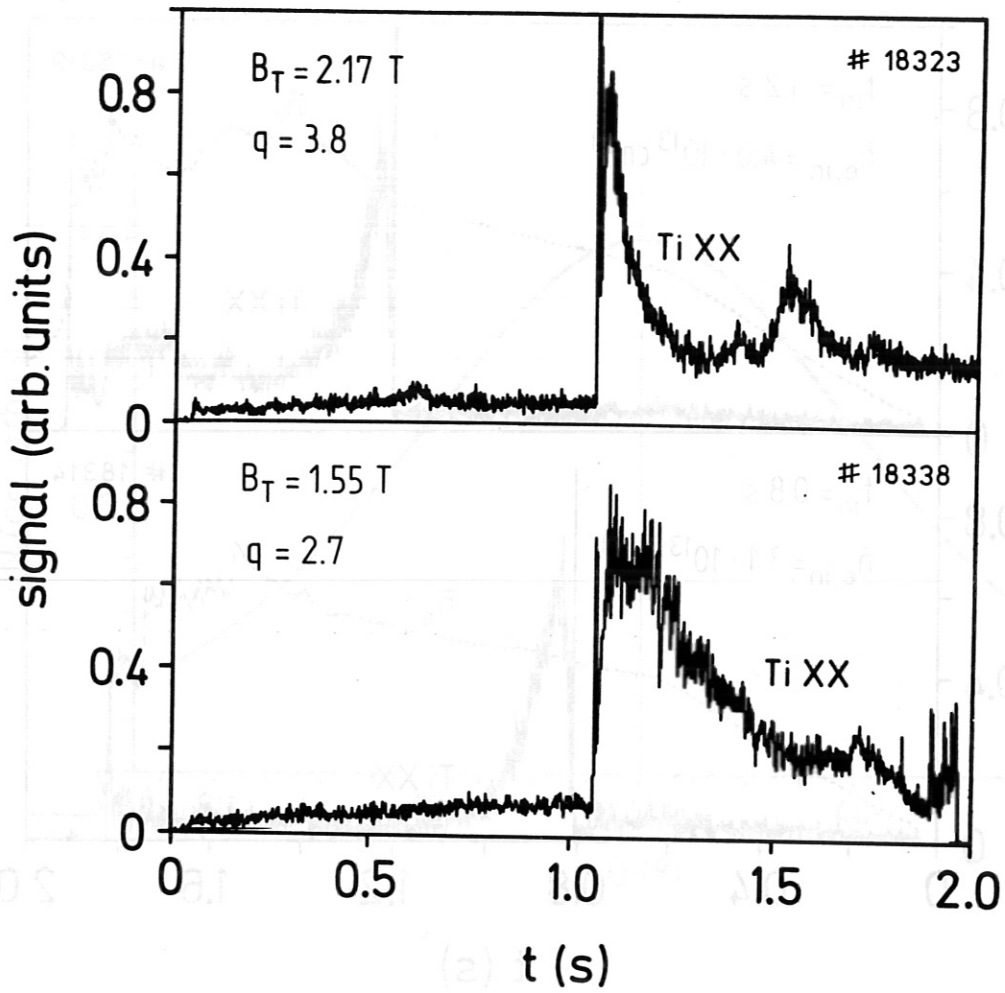


Fig. 5: Vergleich der Ti-XX-Signale bei verschiedenen  $B_t$ -Werten.  
 $I_p = 280 \text{ kA}$ ,  $n_e = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

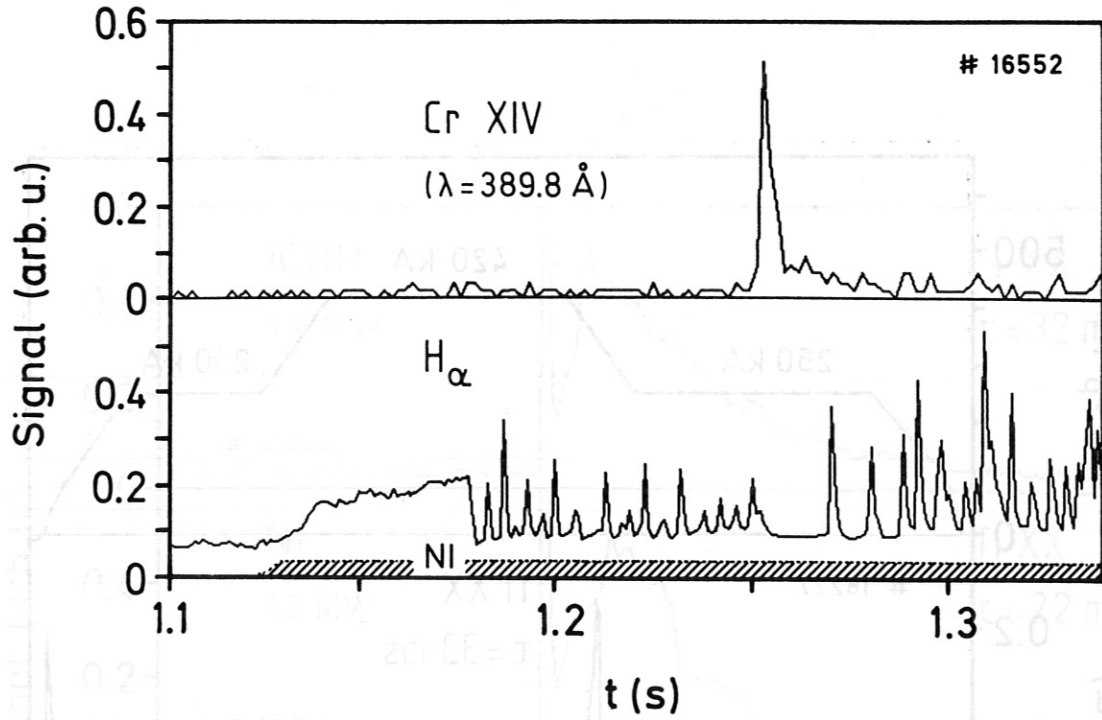


Fig. 6: Cr-Injektion in das H-Regime (NI: 3.6 MW). Die ELMs verschwinden für etwa 20 ms.

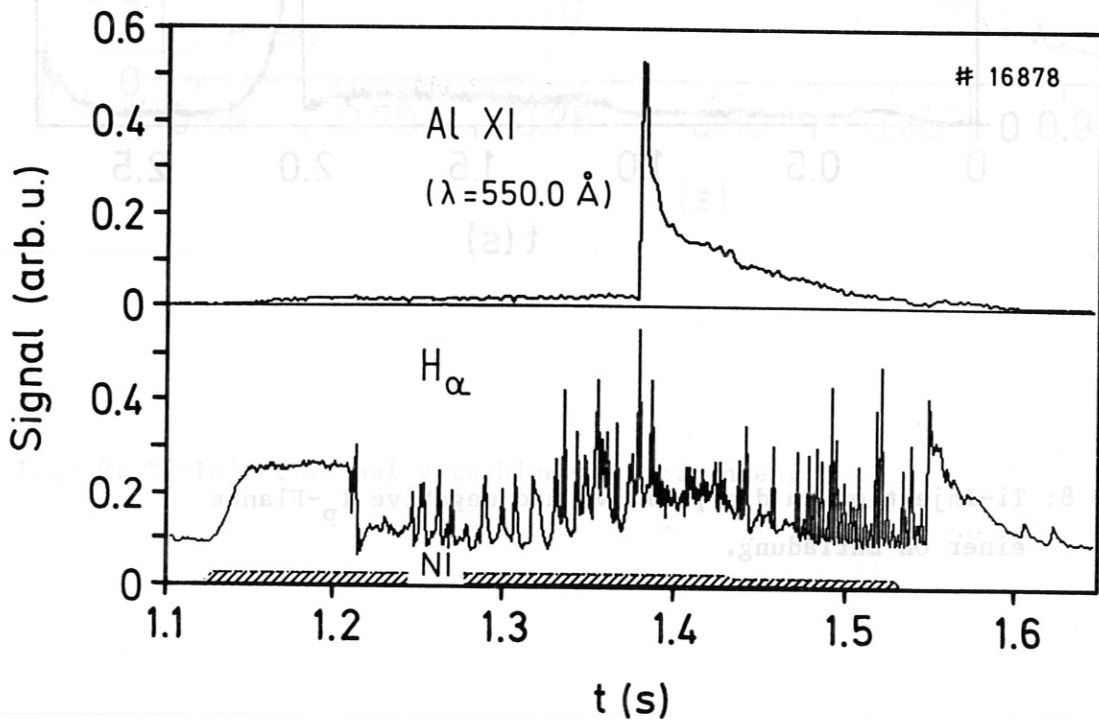


Fig. 7: Al-Injektion in das H-Regime (NI: 3.1 MW). Die ELMs verschwinden nicht, sie werden lediglich kleiner.

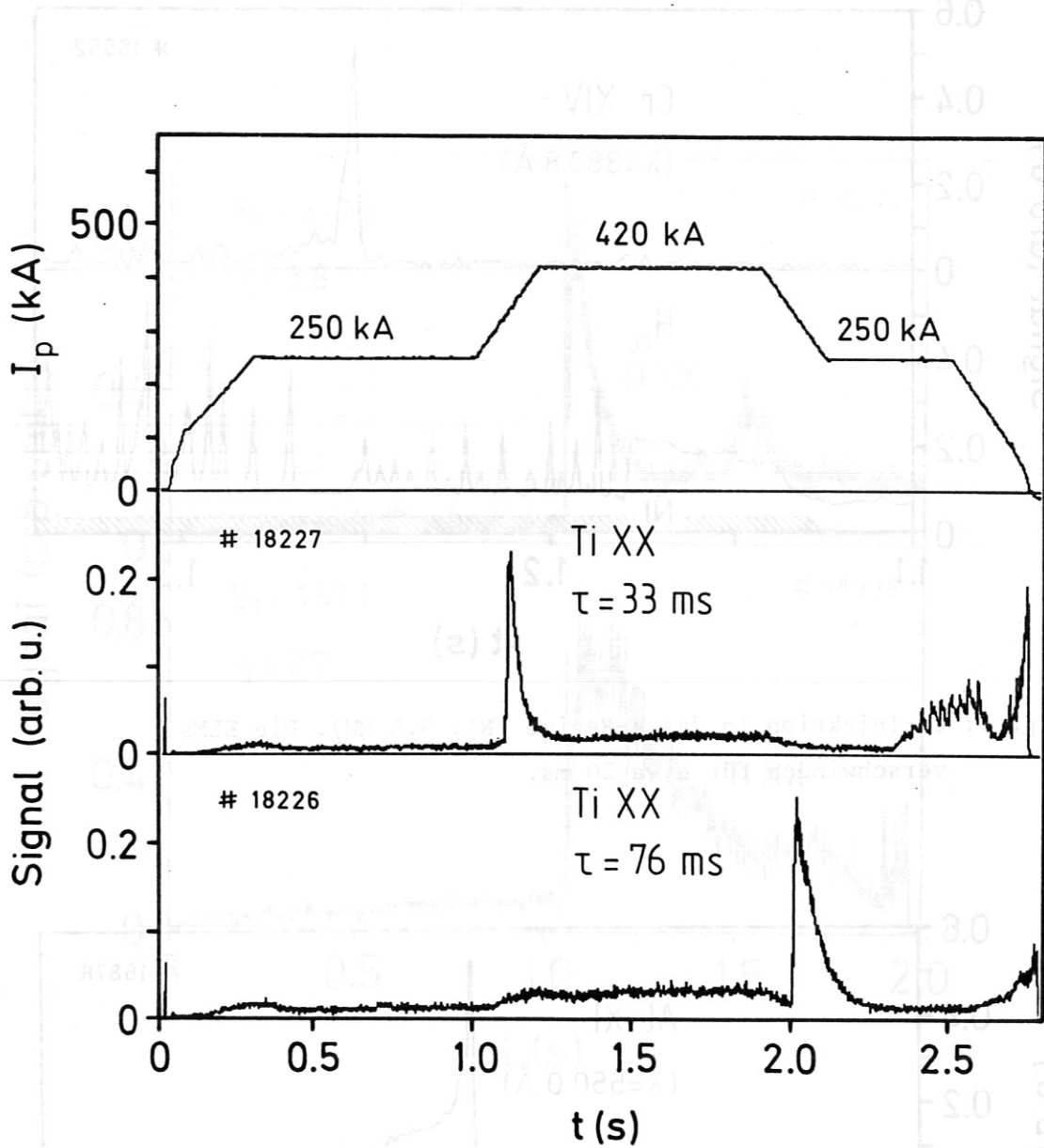


Fig. 8: Ti-Injektion in die positive und negative  $I_p$ -Flanke einer OH-Entladung.

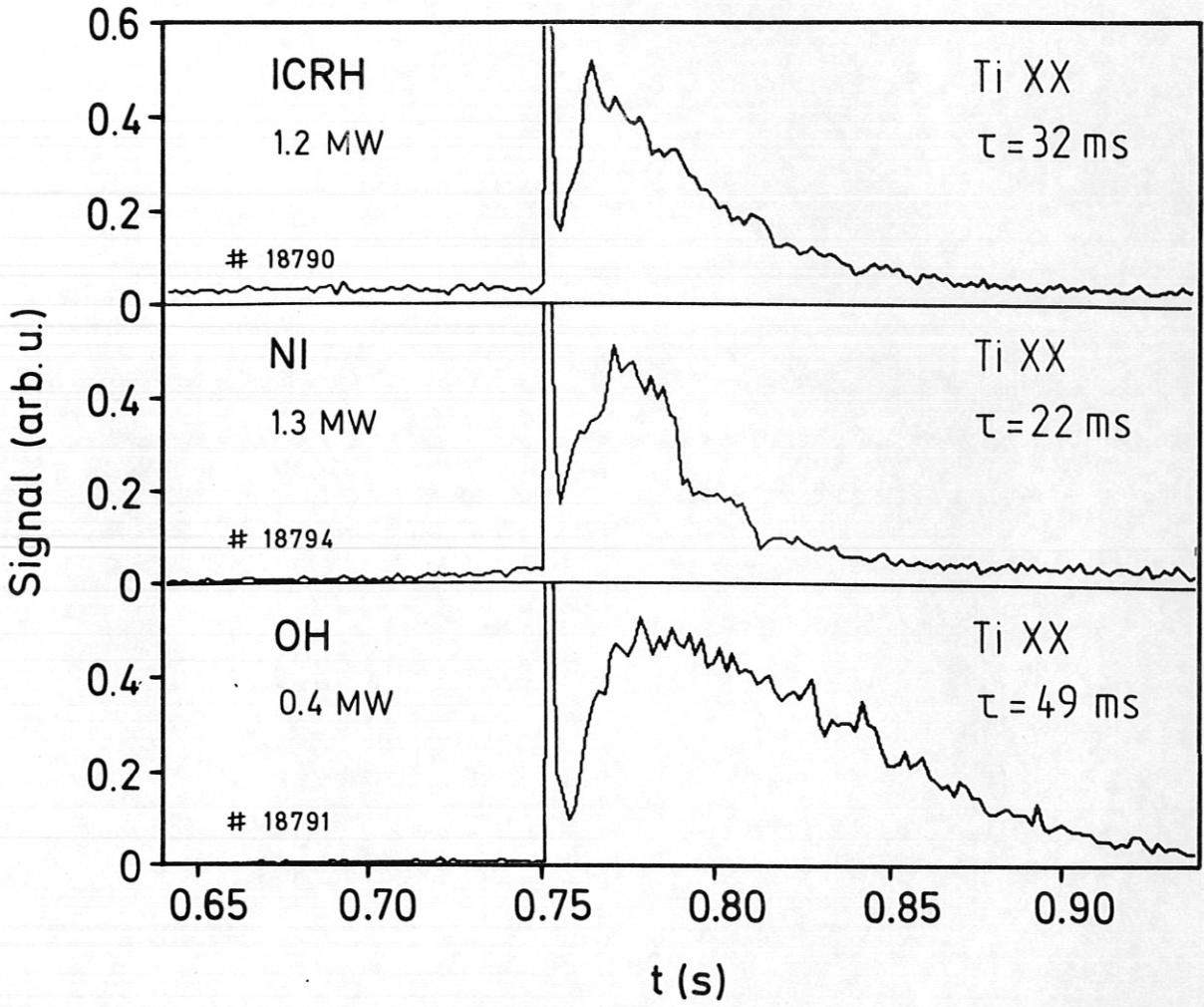


Fig. 9: Ti-Injektion bei verschiedenen Heizungen.