

Neutronen- und γ -Ratenmessungen am
Tokamak-Experiment ASDEX

R. Preis

IPP III / 182

Dezember 1991



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Neutronen- und γ -Ratenmessungen am
Tokamak-Experiment ASDEX**

R. Preis

IPP III / 182

Dezember 1991

*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.*

NEUTRONEN - UND γ - RATENMESSUNGEN

AM TOKAMAK-EXPERIMENT ASDEX

1. Einleitung 1

2. Experimenteller Aufbau 5

3. Messergebnisse 10

4. Diskussion 15

5. Zusammenfassung 20

6. Literaturverzeichnis 25

7. Anhang 30

8. Zusammenfassung 35

9. Zusammenfassung 40

10. Zusammenfassung 45

11. Zusammenfassung 50

12. Zusammenfassung 55

13. Zusammenfassung 60

14. Zusammenfassung 65

15. Zusammenfassung 70

16. Zusammenfassung 75

17. Zusammenfassung 80

18. Zusammenfassung 85

19. Zusammenfassung 90

20. Zusammenfassung 95

21. Zusammenfassung 100

22. Zusammenfassung 105

23. Zusammenfassung 110

24. Zusammenfassung 115

25. Zusammenfassung 120

26. Zusammenfassung 125

27. Zusammenfassung 130

28. Zusammenfassung 135

29. Zusammenfassung 140

30. Zusammenfassung 145

31. Zusammenfassung 150

32. Zusammenfassung 155

33. Zusammenfassung 160

34. Zusammenfassung 165

35. Zusammenfassung 170

36. Zusammenfassung 175

37. Zusammenfassung 180

38. Zusammenfassung 185

39. Zusammenfassung 190

40. Zusammenfassung 195

41. Zusammenfassung 200

42. Zusammenfassung 205

43. Zusammenfassung 210

44. Zusammenfassung 215

45. Zusammenfassung 220

46. Zusammenfassung 225

47. Zusammenfassung 230

48. Zusammenfassung 235

49. Zusammenfassung 240

50. Zusammenfassung 245

51. Zusammenfassung 250

52. Zusammenfassung 255

53. Zusammenfassung 260

54. Zusammenfassung 265

55. Zusammenfassung 270

56. Zusammenfassung 275

57. Zusammenfassung 280

58. Zusammenfassung 285

59. Zusammenfassung 290

60. Zusammenfassung 295

61. Zusammenfassung 300

62. Zusammenfassung 305

63. Zusammenfassung 310

64. Zusammenfassung 315

65. Zusammenfassung 320

66. Zusammenfassung 325

67. Zusammenfassung 330

68. Zusammenfassung 335

69. Zusammenfassung 340

70. Zusammenfassung 345

71. Zusammenfassung 350

72. Zusammenfassung 355

73. Zusammenfassung 360

74. Zusammenfassung 365

75. Zusammenfassung 370

76. Zusammenfassung 375

77. Zusammenfassung 380

78. Zusammenfassung 385

79. Zusammenfassung 390

80. Zusammenfassung 395

81. Zusammenfassung 400

82. Zusammenfassung 405

83. Zusammenfassung 410

84. Zusammenfassung 415

85. Zusammenfassung 420

86. Zusammenfassung 425

87. Zusammenfassung 430

88. Zusammenfassung 435

89. Zusammenfassung 440

90. Zusammenfassung 445

91. Zusammenfassung 450

92. Zusammenfassung 455

93. Zusammenfassung 460

94. Zusammenfassung 465

95. Zusammenfassung 470

96. Zusammenfassung 475

97. Zusammenfassung 480

98. Zusammenfassung 485

99. Zusammenfassung 490

100. Zusammenfassung 495

1	EINLEITUNG	5
1.1	Kontrollierte Kernfusion.....	6
1.2	Neutronendiagnostik.....	11
1.2.1	Neutronenraten.....	12
1.2.2	Harte Röntgenstrahlen und Photoneutronen.....	14
1.2.3	Neutronendetektoren.....	15
2	SZINTILLATOR-PHOTOMULTIPLIER-AUFBAU	18
2.1	Szintillationsprozeß.....	18
2.2	NE213.....	21
2.3	Detektoraufbau an ASDEX.....	23
2.4	Szintillatorgehäuse.....	26
2.5	Magnetfeldabschirmung.....	28
2.6	Quellenmeßstand.....	30
3	DETEKTORELEKTRONIK	32
3.1	Pulsformtrennung.....	33
3.1.1	Einfluß des Szintillatorzustandes.....	35
3.1.2	Einfluß der Hochspannung.....	37
3.2	Totzeiten und Relativeichung.....	39
4	MESSUNGEN AN ASDEX	42
4.1	Schnelle Vorgänge.....	43
4.1.1	Sägezahnoszillationen.....	45
4.1.2	Sägezahnkorrelierte Spikes.....	51
4.1.3	Neutronen- und γ -Raten bei Pellet-Injektion.....	55
4.1.4	Anwachszeiten der Neutronen- und γ -Raten..... bei Neutralinjektion	61
4.1.5	Neutronen- und γ -Raten bei Quellenabschaltungen.....	65
4.1.6	Plasmainstabilitäten und NE213- γ -Rate.....	68

Die Ergebnisse und neuen Effekte, die mit diesem Detektoraufbau gemessen werden konnten, werden in Kapitel 4 diskutiert. Gleichzeitig wird dabei ein Überblick über den Einsatzbereich dieses Detektortyps gegeben.

2	4.2	Langsame Vorgänge (Ratenverhältnisse).....	72
6	4.2.1	Neutronenproduktion bei H- und L-Mode.....	72
11	4.2.2	Abhängigkeit der Neutronen- und γ -Rate von der.....	74
12		Elektronendichte bei H ⁰ -Injektion.....	
14	4.2.3	Einfluß der Injektionsleistung bei D ⁰ -Injektion auf.....	75
16		die Neutronen- und γ -Raten.....	
	4.2.4	γ -Raten bei LH-Zusatzheizung.....	77
18	4.2.4.1	Elektronendichte.....	79
18	4.2.4.2	LH-Leistung.....	79
21	4.2.4.3	LH-Phase.....	82
23	4.3	Neutronen- und γ -Spektrum.....	85
26	4.4	Vergleich mit der Diagnostik zur Messung der harten.....	88
28		Röntgenstrahlung (NE226-Diagnostik).....	
30		
5		ZUSAMMENFASSUNG.....	92
32		
33		LITERATURVERZEICHNIS.....	95
35		
37		
39		
42		
43		
45		
51		
55		
61		
65		
68		

1 EINLEITUNG

Mit der wachsenden Größe der Plasmen in Fusionsexperimenten gewinnt die Neutronendiagnostik weiterhin an Bedeutung. Die durch Fusionsreaktionen produzierten Neutronen können ohne Wechselwirkung mit anderen Plasmateilchen außerhalb des Tokamak-Gefäßes detektiert werden. Die Neutronenraten an ASDEX erstrecken sich von $5 \cdot 10^8$ n/s bei ohmscher Heizung bis zu $5 \cdot 10^{14}$ n/s bei Deuteriuminjektion. Um diesen gesamten Neutronenratenbereich ganz abzudecken werden mehrere Proportionalzähler verwendet. Das Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines Detektorsystems, mit dem ein Ausschnitt aus dem gesamten Neutronenratenbereich an ASDEX mit hoher Zeitauflösung untersucht werden kann. Zu der Messung von Änderungen der Neutronenrate im Millisekundenbereich ist der Szintillator-Detektor interessant. Da der Tokamak abhängig von den Entladungsbedingungen harte Röntgenstrahlung (300 keV bis ca. 15 MeV) unterschiedlicher Intensität emittiert und der Szintillator für diese Röntgenstrahlung empfindlich ist, werden in dieser Arbeit die gemessenen Neutronen- und γ -Pulse getrennt. Durch die Pulstrennung konnten erstmals an ASDEX gleichzeitig an der gleichen Meßposition die Neutronen- und γ -Raten gemessen werden. Die Messungen dienen der Untersuchung der Erzeugungsprozesse der Neutronenemission und der harten Röntgenstrahlung während der Tokamakentladung (Kap. 1.2.2).

In Kapitel 2 wird die Szintillator-Photomultiplier-Anordnung beschrieben. Da der Photomultiplier bereits gegen das Erdmagnetfeld abgeschirmt werden muß, ist eine sorgfältige Abschirmung gegen die starken Magnetfelder am Tokamak nötig.

In Kapitel 3 wird die Methode der Pulstrennung dargestellt. Zur Justierung der elektronischen Pulstrennung wurde ein Quellenmeßstand aufgebaut. Dadurch vereinfachte sich der Wechsel zwischen der zur Einstellung der Pulstrennung benötigten Neutronen- und der γ -Quelle. Die mit Testpulsen gemessene Totzeit reproduzierte sich in den ASDEX-Messungen. Damit war eine genaue Festlegung der oberen Zählratengrenze möglich.

Die Ergebnisse und neuen Effekte, die mit diesem Detektoraufbau gemessen werden konnten, werden in Kapitel 4 diskutiert. Gleichzeitig wird dabei ein Überblick über den Einsatzbereich dieses Detektortyps gegeben.

1.1 KONTROLLIERTE KERNFUSION

Das Ziel der kontrollierten Kernfusion ist die aus dem Massendefekt Δm freiwerdende Energie $\Delta E = \Delta m c^2$ (c : Lichtgeschwindigkeit) für die technische Energieversorgung zu nutzen. Dazu muß die kinetische Energie der Reaktionspartner groß genug sein, um mit genügend großer Wahrscheinlichkeit die Coulombbarriere zu durchtunneln. Dies ist bei leichten Massen und Energien ab ca. 1 keV der Fall ($1 \text{ keV} \cong 1.16 \cdot 10^7 \text{ K}$).

Bei diesen Temperaturen sind die leichten Atome vollständig ionisiert und können ein Plasma bilden. Für die Kernfusion bieten sich folgende Reaktionen an (Abb. 1.1):

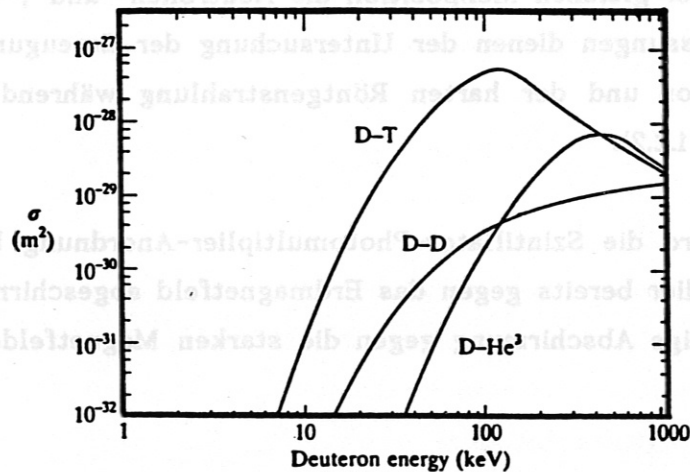
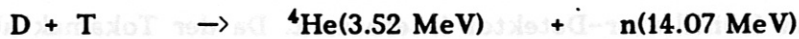


Abb. 1.1: Wirkungsquerschnitte der D-T-, D-D- und D- ${}^3\text{He}$ -Fusionsreaktion. Die beiden Reaktionspfade der D-D-Reaktion haben sehr ähnliche Wirkungsquerschnitte. In der Abbildung ist die Summe beider Wirkungsquerschnitte dargestellt /43/.

Die geladenen Plasmateilchen können durch Magnetfelder eingeschlossen werden (magnetischer Einschluss). Dies gilt auch für die α -Teilchen aus der D-T-Reaktion. Ab einer bestimmten Plasmatemperatur gleicht die α -Teilchenheizung die Strahlungsverluste des Plasmas aus und das Plasma brennt ohne Zusatzheizung. Die D-T-Reaktion zeigt einen hohen Wirkungsquerschnitt. Das Produkt aus Plasmadichte und Energieeinschluss ($n\tau_E$) der D-T-Reaktion besitzt ein Minimum bei einer relativ niedrigen Plasmatemperatur. Das dafür notwendige Tritium kann aus der lithiumhaltigen ersten Wand eines Reaktors aus den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,T){}^4\text{He}$ und ${}^7\text{Li}(n,T+n){}^4\text{He}$ gewonnen werden. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen handelt es sich immer um ein Deuteriumplasma (D-D-Reaktion).

Die Magnetfeldkonfiguration des Tokamak besitzt ein Hauptfeld in toroidaler Richtung B_ϕ (Abb. 1.2). Um das Tokamakplasma einzuschließen ist zusätzlich ein poloidales Magnetfeld B_θ nötig. Die zentrale Transformatorspule erzeugt durch die magnetische Flußänderung ein toroidales elektrisches Feld, das den Plasmastrom I_p treibt. Der Plasmastrom wiederum erzeugt das Poloidalfeld B_θ .

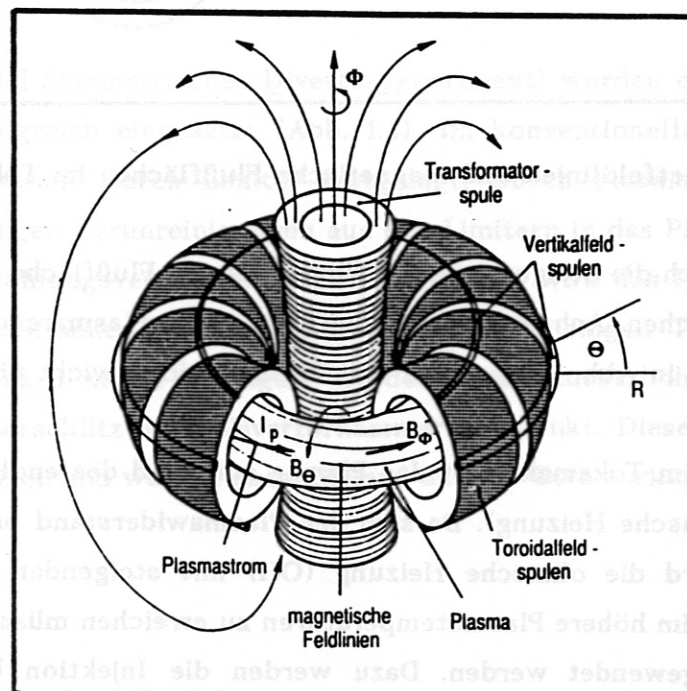


Abb. 1.2: Die Magnetfeldkonfiguration des Tokamak /44/

Aus der Überlagerung von Toroidal- und Poloidalfeld resultieren helikal gewundene Feldlinien (Abb. 1.3). Die Feldlinien bilden ineinandergeschachtelte Flächen mit konstantem poloidalem Fluß. Die Steigung der Feldlinien wird durch die Größe q ausgedrückt. q gibt die Anzahl der poloidalen Umläufe einer Feldlinie während eines toroidalen Umlaufes an.

$$q = \frac{r}{R} \frac{B_{\Phi}}{B_{\Theta}} \quad (1.1)$$

Darin ist r der kleine und R der große Radius des toroidal eingeschlossenen Plasmas.

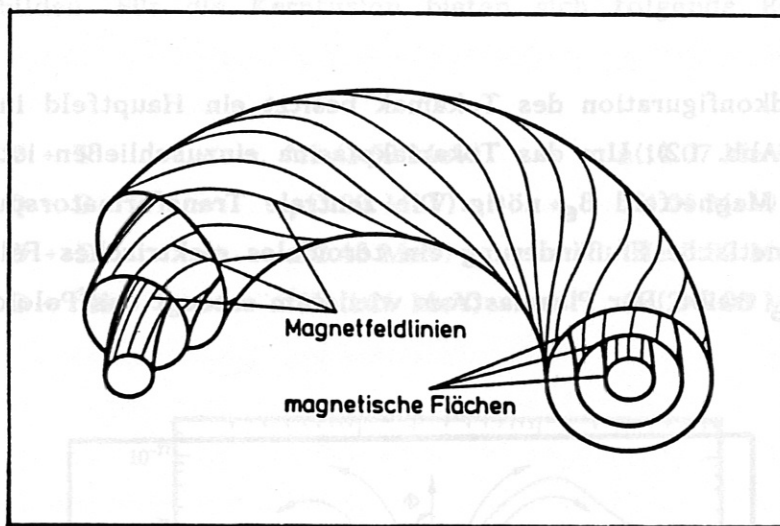


Abb. 1.3: Magnetfeldlinien und magnetische Flußflächen im Tokamak

Für große q ist auch die Steigung der Feldlinien auf der Flußfläche groß. q nimmt von der magnetischen Achse ($r=0$ und $q(0) \approx 1$) zum Plasmamantel hin zu. Die Vertikalfeldspulen in Abb. 1.2 sind für das Plasmagleichgewicht nötig.

Der Plasmastrom im Tokamak heizt das Plasma aufgrund des endlichen Plasmawiderstandes (ohmsche Heizung). Da sich der Plasmawiderstand proportional zu $T^{-3/2}$ verhält, wird die ohmsche Heizung (OH) mit steigenden Temperaturen weniger effektiv. Um höhere Plasmatemperaturen zu erreichen müssen zusätzliche Heizmethoden angewendet werden. Dazu werden die Injektion beschleunigter neutraler Teilchen (Neutralteilcheninjektion) und die Einstrahlung elektromagnetischer Wellen (Wellenheizung) im Plasma untersucht.

Durch die Wellenheizung werden Plasmateilchen beschleunigt. Die beschleunigten Teilchen heizen das Plasma durch Stöße mit den übrigen Plasmateilchen. Ebenso wie die ohmsche Heizung verliert auch die Wellenheizung bei hohen Temperaturen an Effektivität. Es können sowohl Wellen zur Anregung der Elektron-Zyklotron-Resonanzfrequenz (ECRH: electron-cyclotron-resonance-heating; 100–200 GHz), als auch Wellen zur Anregung der Ionen-Zyklotron-Resonanzfrequenz (ICRH; 30–60 MHz) in das Plasma eingestrahlt werden. Bei der Lower-Hybrid-Resonanz-Heizung (1–5 GHz) ist ein nicht induktiver Stromtrieb im Plasma möglich (Kap. 4.2.4).

Bei der Neutralteilcheninjektion (NBI) werden die von einer Ionenquelle produzierten Ionen (Wasserstoff- oder Deuteriumionen) durch ein elektrisches Feld beschleunigt und anschließend neutralisiert. Dadurch kann der neutrale Teilchenstrahl quer zum Magnetfeld injiziert werden. Die injizierten Neutralteilchen werden durch Ladungsaustauschprozesse mit den Plasmateilchen wieder ionisiert und eingeschlossen. Die Energie der injizierten Neutralteilchen beträgt an ASDEX 45 keV. Die typischen ASDEX-Plasmatemperaturen betragen 1 bis 3 keV. Durch Coulombstöße geben die schnellen Ionen aus der NBI ihre Energie an die Plasmateilchen ab und erhöhen die Plasmatemperatur.

An ASDEX (Axial Symmetrisches Divertorexperiment) wurden erstmals poloidale Divertoren erfolgreich eingesetzt (Abb. 1.4). Im konventionellen Limiterbetrieb wird der Plasmarand durch Limiter festgelegt. Durch Plasma-Wand-Wechselwirkungen gelangen Verunreinigungen aus den Limitern in das Plasma und führen zu erhöhten Strahlungsverlusten. Im Divertorbetrieb wird das Plasma durch eine magnetische Flußfläche, die Separatrix, begrenzt. Diejenigen Teilchen, die über die Separatrix nach außen gelangen, werden durch zusätzliche Divertorspulen über den Divertorschlitz in die Divertorkammer abgelenkt. Diese Teilchen treffen auf die Prallplatten und werden anschließend aus der Divertorkammer abgepumpt.

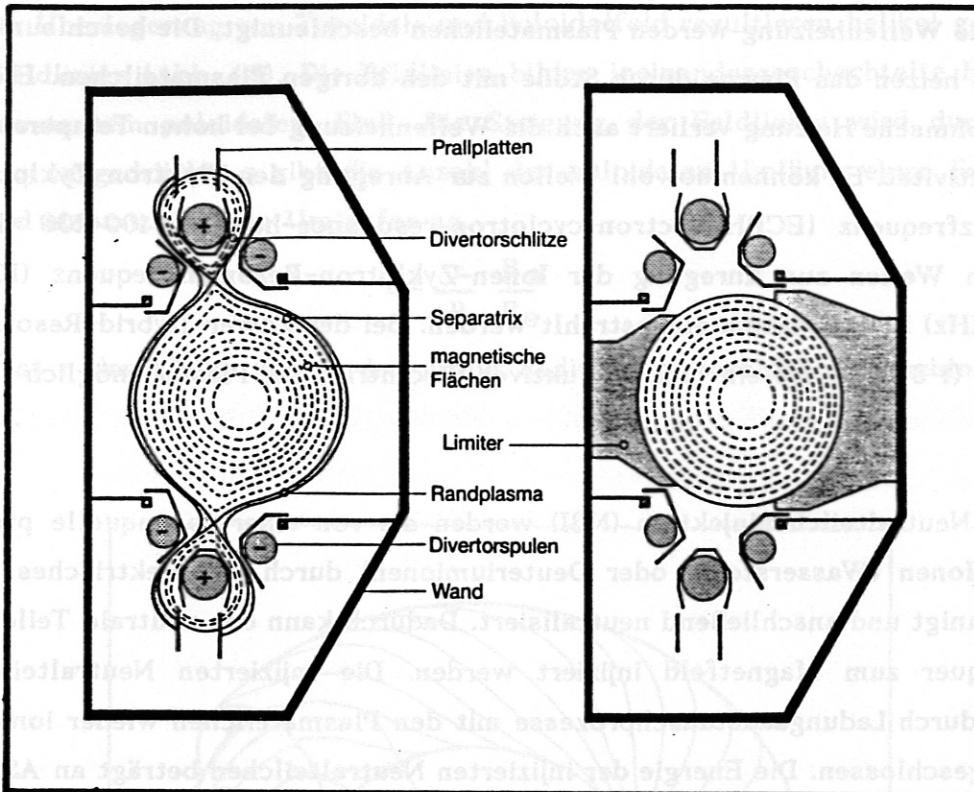


Abb. 1.4: ASDEX-Divertor- und Limiterbetrieb (rechts) /44/. Der kleine Plasmaradius beträgt 40 cm und der große Plasmaradius des Torus beträgt 1.65 m.

Durch den Einsatz des Divertors wurde erstmals an ASDEX ein neuer Betriebsmodus mit verbessertem Energie- und Teilcheneinschluß bei NBI erreicht. Dieses Einschlußregime wird H-Mode (high confinement mode) im Kontrast zum L-Mode (low confinement mode) genannt. Bei der Untersuchung der Energieeinschlußzeit τ_E in Abhängigkeit von der totalen Heizleistung P_{tot} bei NBI (Abb. 1.5) ergibt sich für den L-Mode an ASDEX die Skalierung $\tau_E \sim P_{tot}^{-1/2}$ bei Heizleistungen bis 3.5 MW. In H-Mode-Entladungen ist τ_E nahezu unabhängig von P_{tot} /12/.

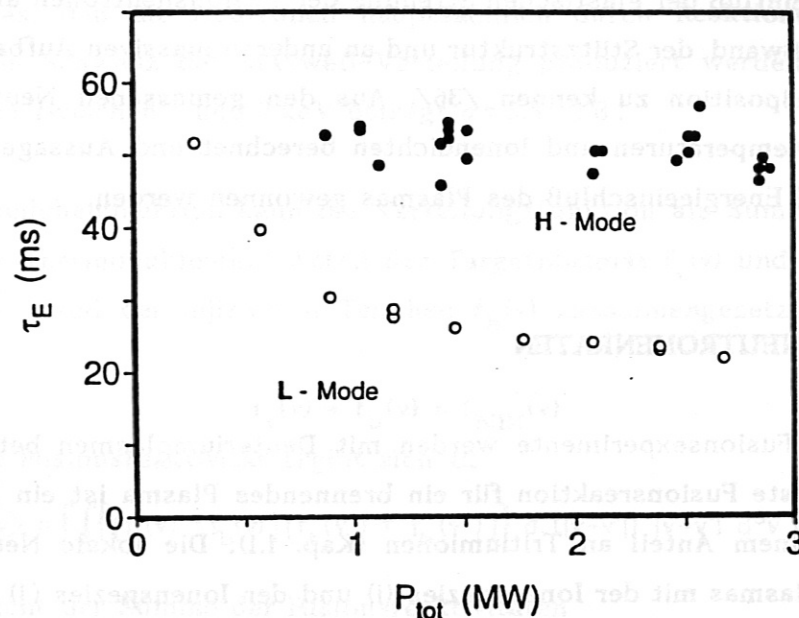


Abb. 1.5: Leistungsabhängigkeit (P_{total}) der Energieeinschlußzeit τ_E für die L- und H-Mode bei Wasserstoff- (H^0 -) Injektion /12/.

1.2 NEUTRONENDIAGNOSTIK

Aus der experimentellen Untersuchung der Fusionsreaktionen (Kap. 1.1) können Aussagen über die Plasmaionen erzielt werden. Dazu ist die Neutronendiagnostik am besten geeignet, da die durch die Fusionsreaktionen entstandenen ungeladenen Neutronen ohne Wechselwirkung mit anderen Plasmateilchen das Plasma verlassen und die ganze Information über ihre Entstehung mit sich tragen. Dies gilt auch für die künftigen Fusionsexperimente mit größerem kleinem Radius. Die Neutronendiagnostik erlaubt die Untersuchung der kurzzeitigen Änderung der Neutronenraten $[n/s]$ - wie es Ziel dieser Arbeit ist-, der Iontemperatur, sowie die Messung des Neutronenprofils. Bei tangentialer Beobachtungsrichtung am Tokamak kann die Plasmarotation aus der Verschiebung des Neutronenspektrums bestimmt werden.

Zur Interpretation experimenteller Ergebnisse der Neutronendiagnostik ist es wichtig, den Einfluß der elastischen Streuung der Fusionsneutronen an den Limitern, der Gefäßwand, der Stützstruktur und an anderen massiven Aufbauten in der Nähe der Meßposition zu kennen /36/. Aus den gemessenen Neutronenraten können Ionentemperaturen und Ionendichten berechnet und Aussagen über den Teilchen- und Energieeinschluß des Plasmas gewonnen werden.

1.2.1 NEUTRONENRATEN

Die heutigen Fusionsexperimente werden mit Deuteriumplasmen betrieben. Die aussichtsreichste Fusionsreaktion für ein brennendes Plasma ist ein Deuteriumplasma mit einem Anteil an Tritiumionen (Kap. 1.1). Die lokale Neutronenrate $Q(r,t)$ eines Plasmas mit der Ionenspezies (i) und der Ionenspezies (j) wird durch

$$Q(r,t) = \frac{n_i n_j}{1 + \delta_{ij}} \langle \sigma v \rangle_{ij}(r,t) \quad (1.2)$$

beschrieben (für ein reines Deuteriumplasma ist $i=j$). Darin ist δ_{ij} das Kronecker Symbol, n_i und n_j sind die Dichten der Ionenspezies (i) und (j). $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ bezeichnet die lokale Fusionsreaktivität

$$\langle \sigma v \rangle_{ij} = \iint f_i(v) f_j(v') \sigma(|v-v'|) |v-v'| d^3v d^3v' . \quad (1.3)$$

$f_i(v)$ und $f_j(v)$ sind die normierten Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der Ionenspezies (i) und (j), σ der Wirkungsquerschnitt der Fusionsreaktion und $|v-v'|$ die Relativgeschwindigkeit der Ionen. Die totale Neutronenrate $Q(t)$ wird aus der über das Plasmavolumen V integrierten lokalen Neutronenrate $Q(r,t)$ erhalten.

$$Q(t) = \int_V Q(r,t) dV \quad (1.4)$$

Bei ohmscher Plasmaheizung wird die thermische Geschwindigkeitsverteilung $f_{OH}(v)$ durch eine Maxwellverteilung beschrieben.

$$f_{OH}(v) = n \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2KT}} \quad (1.5)$$

Da $\langle \sigma v \rangle_{ij}(r,t)$ proportional zu $T_i^{\alpha(T_i)}$ mit der Elektronentemperatur T_i ist, bedeutet dies, daß die Neutronen hauptsächlich durch Reaktionen im hoch-energetischen Schwanz der Maxwell-Verteilung produziert werden. Für Ionen-temperaturen zwischen 1 und 3 keV beträgt $\alpha = 5.5 \dots 3.8$.

Bei Neutralteilcheninjektion kann die Verteilungsfunktion als Summe aus einem thermischen (thermonuklearen) Anteil des Targetplasmas $f_t(v)$ und einem nicht-thermischen Anteil der injizierten Teilchen $f_b(v)$ zusammengesetzt geschrieben werden.

$$f_t(v) + f_b(v) = f_{\text{NBI}}(v) \quad (1.5)$$

Die gesamte Fusionsreaktivität ergibt sich zu

$$\langle \sigma v \rangle = \int \int \{ (f_t(v) + f_b(v)) (f_t(v') + f_b(v')) \} \sigma(|v-v'|) |v-v'| d^3v d^3v' \quad (1.6)$$

Dies entspricht der Summe der Fusionsreaktivitäten

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{NBI}} = \langle \sigma v \rangle_{tt} + \langle \sigma v \rangle_{bt} + \langle \sigma v \rangle_{bb} \quad (1.7)$$

aus der Reaktivität des ohmschen Plasmas $\langle \sigma v \rangle_{tt}$, der Reaktivität der injizierten Teilchen mit dem Targetplasma $\langle \sigma v \rangle_{bt}$ und der Reaktivität aus den injizierten Teilchen untereinander $\langle \sigma v \rangle_{bb}$. Damit kann die totale Neutronenrate bei NBI

$$Q_{\text{NBI}}(t) = Q_{tt}(t) + Q_{bt}(t) + Q_{bb}(t) \quad (1.8)$$

als Summe aus den Anteilen der thermischen Neutronenrate $Q_{tt}(t)$, der Strahl-Target-Neutronenrate $Q_{bt}(t)$ und der Strahl-Strahl-Neutronenrate $Q_{bb}(t)$ geschrieben werden.

An ASDEX erhöht sich $Q_{\text{NBI}}(t)$ durch den Anteil der Strahl-Target-Neutronenraten $Q_{bt}(t)$ bei Deuterium- (D^0 -) Neutralteilcheninjektion über die thermische Neutronenrate bei Wasserstoff- (H^0 -) Injektion mit gleicher Injektionsleistung um 1 bis 1.5 Größenordnungen. Die numerische Behandlung der Geschwindigkeitsverteilung bei NBI wird in /18/ und /58/ beschrieben.

1.2.2 HARTE RÖNTGENSTRAHLUNG UND PHOTONEUTRONEN

Am Tokamak gibt es drei Erzeugungsprozesse für die harte Röntgenstrahlung: Dies sind Reaktionen zwischen den Plasmaionen selbst, neutroneninduzierte γ -Strahlung und Bremsstrahlung durch schnelle, nicht eingeschlossene Elektronen, die in den Strukturmaterialien des Tokamak-Experimentes abgebremst werden. Zusätzlich emittiert der Tokamak Elektronen-Bremsstrahlung im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung (1 bis 20 keV), die nur innerhalb des Tokamakgefäßes gemessen werden kann und für die der in dieser Arbeit verwendete Detektor nicht empfindlich ist.

Bei Reaktionen der Plasmaionen untereinander wird γ -Strahlung hoher Energie emittiert ($D(p,\gamma)^3\text{He}$; $E_\gamma=5.5$ MeV, $D(D,\gamma)^4\text{He}$; $E_\gamma=23.8$ MeV, $D(^3\text{He},\gamma)^5\text{Li}$; $E_\gamma=16.6$ MeV, $D(T,\gamma)^5\text{Li}$; $E_\gamma=16.7$ MeV). Die Reaktionswahrscheinlichkeiten sind abhängig von der Injektionsenergie der Protonen bzw. Deuteronen und liegen zwischen 10^{-12} und 10^{-10} pro Fusionsneutron für γ -Energien bis 10 MeV /53/74/.

Die durch Neutroneneinfangsreaktionen in den Strukturmaterialien erzeugte γ -Strahlung wird ebenfalls bei hohen Neutronenrate während D^0 -Injektion emittiert.

Die Stoßfrequenz der schnellen Elektronen im hochenergetischen Schwanz der Maxwellverteilung ist gering. Ist das elektrische Feld im Tokamak groß genug, können die schnellen Elektronen beschleunigt werden und laufen in der Geschwindigkeitsverteilung zu hohen Werten davon (Runaway-Effekt /21/). Der Coulomb-Stoßquerschnitt verringert sich weiter. Diejenigen beschleunigten Elektronen, die nicht eingeschlossen sind, treffen auf die Schutzlimiter in ASDEX. Die Intensität der Röntgenstrahlung hängt vom elektrischen Feld am Tokamak, der Plasmatemperatur, der Einschlußzeit der Plasmaelektronen, der Meßposition und von den Anfangsbedingungen vor Erreichen der Durchbruchspannung ab. Es kann eine Schwellenenergie angegeben werden, ab der die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Runaway-Elektronen rasch anwächst. Die Runaway-Schwellenenergie T_{thres} wächst mit der Elektronendichte n_e und fällt mit dem elektrischen Feld E . T_{thres} ist proportional zu $(n_e/E)^{1/2}$ und in nicht relativistischer Näherung zu (n_e/E) /45/46/. An ASDEX fällt das Spektrum der hochenergetischen Röntgenstrahlung exponentiell von 1 MeV bis ca. 5 - 15 MeV ab /10/.

Zusätzlich zu der Produktion von Fusionsneutronen (Kap. 1.2.1) können durch (γ, n)-Prozesse Photoneutronen erzeugt werden. In Messungen an PLT (Princeton Large Torus) /47/ mit BF_3 -Proportionalzählern (Neutronenraten) und NaI(Tl) -Szintillatoren (harte Röntgenstrahlung) hing die gemessene Neutronen- bzw. γ -Rate stark von der toroidalen Meßposition ab. Der Unterschied zwischen einer Meßposition in der Nähe eines Schutzlimiters und einer um 180° toroidal versetzten Meßposition betrug bis zu einem Faktor 10^2 . Die hohen Neutronenraten am BF_3 -Detektor werden auf im Schutzlimiter produzierte Photoneutronen zurückgeführt. Hohe Photoneutronenraten verfälschen die Ionentemperaturbestimmung (Kap. 1.2.1).

Das Ziel der Arbeit ist der Aufbau eines Detektorsystems, mit dem die Neutronen- und γ -Raten am Tokamak untersucht werden können. Die Messergebnisse werden Informationen über den jeweils dominierenden Erzeugungsprozeß der harten Röntgenstrahlung und der Neutronenemission liefern. Da die Neutronen- und γ -Raten von der Meßposition am Tokamak abhängen, kann dieses Ziel nur durch einen Detektor erreicht werden, mit dem gleichzeitig an der gleichen Meßposition Neutronen- und γ -Raten gemessen werden können. Das Ergebnis der Messungen zeigt, daß die Photoneutronenraten unter bestimmten Entladungsbedingungen deutlich über den Fusionsneutronenraten liegen. Diese Zusammenhänge werden in Kapitel 4 diskutiert und sind in der Übersichtstabelle 4.1 zusammengefaßt.

1.2.3 NEUTRONENDETEKTOREN

Die Neutronendiagnostik am Tokamak umfaßt die Messung der Neutronenraten über einen Zählratenbereich von 6 bis 8 Größenordnungen, die Neutronenratenmessung mit hoher Zeitauflösung und die Neutronenspektrometrie. Daher werden je nach Anwendung unterschiedliche Detektoren benutzt.

Die Neutronendetektoren an Tokamak-Experimenten können eingeteilt werden in moderierte Detektoren zur Neutronenratenmessung und in Detektoren, die Fusionsneutronen direkt ohne Moderation messen. Diese Detektoren besitzen zwar eine geringere Nachweisempfindlichkeit, dafür bleibt aber die Energieinformation der Neutronen erhalten. Die nicht moderierten Detektoren werden zur Spektrometrierung und zur Messung der Fusionsneutronenraten mit einer Zeitauflösung im Millisekundenbereich eingesetzt. Die mit einem Moderator umgebenen Neutronenratendetektoren erreichen eine hohe Empfindlichkeit für thermische Neutronen. Zu dieser Gruppe gehören BF_3 - und ^3He -Proportionalzähler, sowie ^{235}U -Spaltzähler.

Die mit BF_3 -Füllgas betriebenen Proportionalzähler besitzen einen Wirkungsquerschnitt für die $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion ($Q=2.3\text{MeV}$) von 3840 b für thermische Neutronen /49/. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit steigender Neutronenenergie und beträgt für 2.5 MeV Neutronen noch 0.4 b. Daher ist ein Moderator nötig. Diese Zähler sind auch gegenüber γ -Strahlung empfindlich, die Sekundärelektronen aus dem Mantel des Zählers auslösen. Bei mäßigen γ -Raten können diese Ereignisse durch elektronisches Setzen einer Amplitudenschwelle (Amplitudendiskriminierung) abgetrennt werden.

Die mit Helium gefüllten Proportionalzähler registrieren Neutronen durch die $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ -Reaktion mit $Q=0.76\text{MeV}$. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist mit 5400b /50/ höher verglichen mit dem der BF_3 -Zähler. Die ^3He -Zähler können zudem bei einem höheren Fülldruck betrieben werden. Aufgrund des kleinen Q -Wertes der Nachweisreaktion kann der Zähler nur bei geringerem γ -Untergrund eingesetzt werden. Die maximale Zählratengrenze liegt bei 20 kHz.

Der ^{235}U -Spaltzähler ($Q_{\text{gesamt}} \approx 200\text{MeV}$) besitzt einen Wirkungsquerschnitt für 2.5 MeV Neutronen von 1b /49/ und $\approx 2000\text{b}$ für thermische Neutronen. Der Detektor ist für Neutronenmessungen mit hohem γ -Untergrund geeignet. Die α -Aktivität des auf der Innenseite des Ionisationszählrohrs aufgetragenen Spaltmaterials (U_3O_8) kann durch eine Amplitudendiskriminierung unterdrückt werden.

Die nicht moderierten Neutronendetektoren finden in der Neutronenratenmessung der Fusionsneutronen und in der Neutronenspektrometrie Verwendung. Die am längsten eingeführten Kernspurdetektoren /39/40/54/ besitzen ein Energieauflösungsvermögen von $\frac{\Delta E}{E} = (3.0 \pm 0.5)$ für 2.5 MeV-Neutronen. Die Kernspurdetektoren registrieren Neutronen über die elastische (n, p)-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt für 2.5 MeV-Neutronen beträgt ≈ 2.5 b /57/. Der Detektor ist unempfindlich gegenüber Magnetfeldern und kann hohem γ -Untergrund ausgesetzt werden. Mit dem Flugzeitspektrometer wird die Zeit zwischen Ereignissen in zwei Szintillator-Detektoren gemessen. Bei hohen Neutronenraten kann eine Energieauflösung von 5% erreicht werden /38/. Die sphärische Ionisationskammer /55/56/ besitzt ein Auflösungsvermögen bis zu 2.7% bei einer oberen Zählratengrenze von 20 kHz.

Einzelne Szintillator-Photomultiplier-Anordnungen werden heute zur Neutronenratenmessung mit hoher Zeitauflösung eingesetzt. Die Energieauflösung beträgt 7% bis 8% /32/33/34/35/. Die 19 kollimierten Szintillator-Detektoren (Typ: NE213) an JET ermöglichen eine tomographische Auswertung des Neutronenemissionsprofils /48/. Die Zeitkonstante für das Abklingen des Szintillatorlichts beträgt 2 bis 5 ns. Szintillatoren sind auch gegenüber γ -Strahlung (ab ca. 50 keV) empfindlich. Die Zeitkonstanten für den Pulsabfall ($\tau \approx 200$ bis 300 ns) sind bei Flüssigszintillatoren für detektierte Neutronen und für detektierte γ -Strahlung sehr verschieden. Dadurch wird eine elektronische Trennung der durch Neutronen- und γ -Strahlung verursachten Pulse ermöglicht (Pulsformtrennung). Mit der Pulsformtrennung (pulse shape discrimination) werden Zählraten bis ca. 1 MHz erreicht. Dies ist der Grund für die Verwendung von Szintillatoren am Tokamak. Es werden Zeitaufösungen im Milli- und Zehntelmillisekundenbereich ermöglicht.

Für die Neutronenratenmessung mit hoher Zeitauflösung an ASDEX (Kap. 4) wurde in dieser Arbeit ein Szintillator-Detektor mit Pulsformtrennung verwendet. Der Aufbau eines solchen Detektors wird in den Kapiteln 2 und 3 beschrieben.

2 Szintillator-Photomultiplier-Aufbau

Eine Szintillator-Photomultiplier-Anordnung zur Messung von 2 MeV α -Teilchen wurde erstmals 1944 verwendet /59/. Die Photomultiplierpulse wurden mit einem Oszillographen gezählt. Noch früher wurden die Lichtpulse eines ZnS-Schirmes in einem abgedunkelten Raum gezählt. Die Zählratengrenze dieses "Visual Scintillation Counters" betrug 60 counts/min /60/. Mit dieser Meßmethode schloß Rutherford auf die Existenz der Atomkerne.

Dieses Kapitel umfaßt die Darstellung des Szintillationsprozesses, die Eigenschaften und die Nachweisempfindlichkeit des verwendeten Szintillatortyps NE213 (Kap. 2.1), den Aufbau der Diagnostik am Experiment (Kap. 2.2) und die für den Photomultiplier benötigte Magnetfeldabschirmung (Kap. 2.3). Die Methode der Trennung der gemessenen Signale in Neutronen- und γ -Pulse wird in Kapitel 3 beschrieben.

2.1 SZINTILLATIONSPROZESS

Neutronen, die auf das Szintillatormaterial treffen, erzeugen durch die (n,p)-Streuung Rückstoßprotonen, und einfallende harte Röntgenstrahlung erzeugt Comptonelektronen. Die geladenen Teilchen ionisieren die Moleküle des Szintillators. Organische Moleküle, die eine π -Bindung ausbilden, können nach einem Anregungsprozeß sichtbares Licht emittieren (organische Szintillatoren). Abb. 2.1 zeigt die Energieniveaus der π -Bindung. Darin bezeichnet S die Singulett- und T die Triplett-Zustände. Durch die Absorption der Ionisationsenergie geladener Teilchen werden die angeregten Singulettzustände besetzt. Die Energiedifferenz zwischen dem S_0 -Grundzustand und dem S_1 -Zustand beträgt für die als Szintillatoren verwendeten organischen Moleküle 3 bis 4 eV. Jedes Energieniveau ist in Vibrationsunterniveaus unterteilt. Die höher angeregten Zustände mit einer Lebensdauer von ca. 10^{-11} s gehen durch strahlungslose Molekülkonversion in den S_1 -Zustand über. Die Lebensdauer der Vibrationsniveaus beträgt ca. 10^{-12} s. Nach kurzer Zeit ist daher nur noch der erste angeregte Zustand S_{10} besetzt, dessen Lebensdauer 10^{-8} bis 10^{-9} s beträgt.

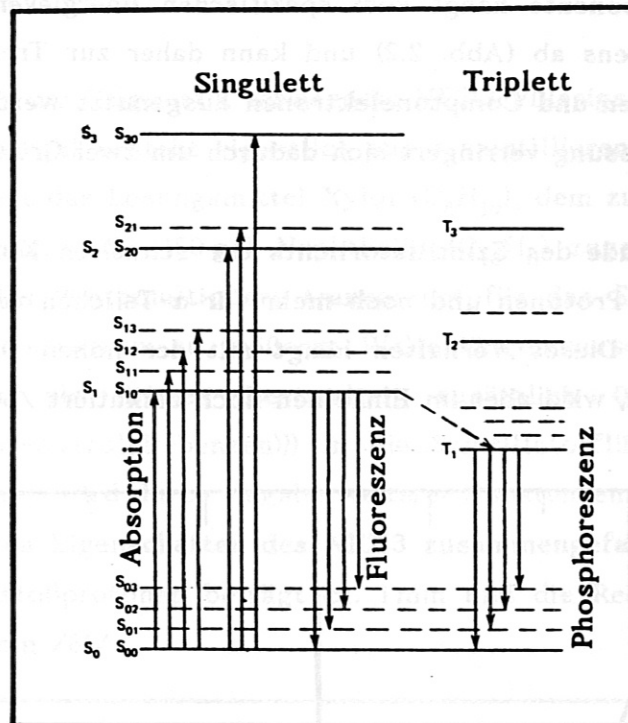


Abb. 2.1: Energieniveauschema organischer Moleküle, die π -Bindungen ausbilden /60/.

Beim Übergang in den Grundzustand wird der größte Teil des Szintillatorlichts emittiert (Fluoreszenz). Die Zeitkonstante für den Abfall des Szintillatorlichtpulses begrenzt die maximal erreichbare Zeitauflösung für einen Szintillator-Detektor ohne elektronische Pulsformtrennung.

Die Lebensdauer des angeregten Triplet-Zustandes beträgt 10^{-3} bis 10^{-4} s. Da das T_1 -Niveau niedriger als das S_1 -Niveau liegt, wird beim T_1-T_0 -Übergang ein Licht größerer Wellenlänge emittiert als im Fall der Fluoreszenz. Dieser Übergang wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Moleküle, die vom T_1 -Zustand wieder in den S_1 -Zustand angeregt werden, gehen durch einen verzögerte Fluoreszenz genannten Prozeß in den Grundzustand über. Die Zeitkonstante für die verzögerte Fluoreszenz beträgt 10^{-6} bis 10^{-7} s. Da der Fluoreszenzübergang eine kleinere Energiedifferenz (mit Ausnahme des $S_{10}-S_{00}$ -Überganges) als die zur Anregung benötigte Energie besitzt, kann der Szintillator für die Fluoreszenzemission transparent sein. Die Fluoreszenz wird auch als die schnelle Komponente, und die verzögerte Fluoreszenz als die langsame Komponente des Szintillatorlichts bezeichnet.

Die langsame Komponente hängt vom spezifischen Energieverlust dE/dx des ionisierenden Teilchens ab (Abb. 2.2) und kann daher zur Trennung der Pulse der Rückstoßprotonen und Comptonelektronen ausgenutzt werden. Die maximal erreichbare Zeitauflösung verringert sich dadurch um zwei Größenordnungen.

Die höchste Amplitude des Szintillatorlichts der schnellen Komponente zeigen die Elektronen. Für Protonen und noch mehr für α -Teilchen verringert sich die Lichtpulsamplitude. Dieses Verhalten hängt mit der hohen Dichte angeregter Moleküle zusammen, wird aber im Einzelnen noch diskutiert /60/.

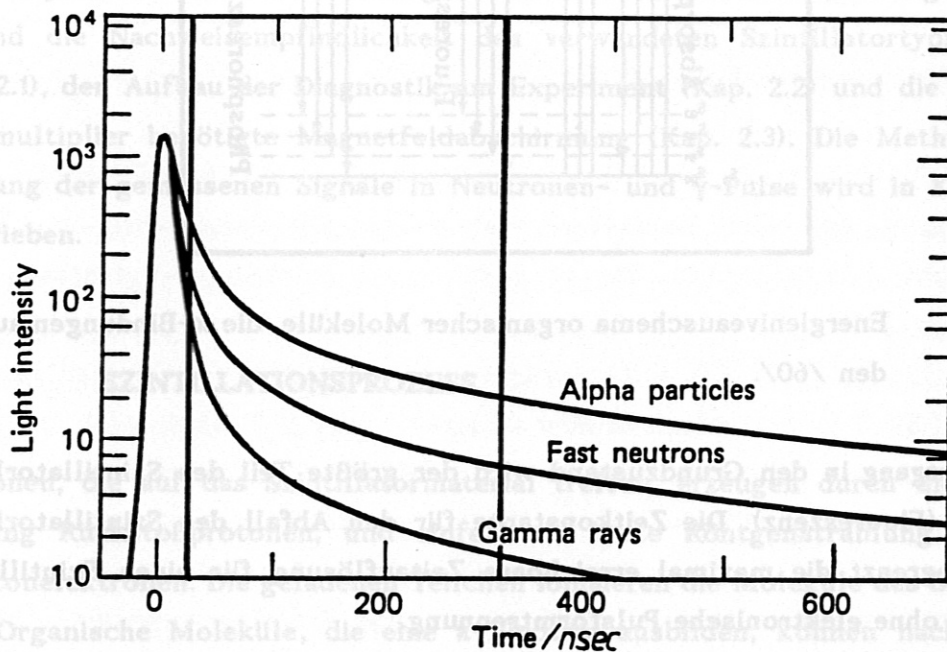


Abb. 2.2: Abhängigkeit des Szintillatorlichtpulses von der Art der anregenden Teilchen /64/. Die senkrechten Linien markieren die zeitlichen Integrationsbereiche des Pulse-Shape-Diskriminators und werden in Kap. 3.1 erklärt.

2.2 NE213

Der für den Aufbau der Diagnostik verwendete NE213-Flüssigszintillator (Nuclear Enterprises, Edinburgh) besteht eigentlich aus 3 szintillierenden Komponenten. Hauptbestandteil ist das Lösungsmittel Xylol (C_8H_{10}), dem zur Verstärkung der langsamen Komponente 50...150 g/l Naphthalin ($C_{10}H_8$) zugesetzt wird. Damit das Glasfenster des Photomultipliers transparent für das Szintillatorlicht ist, wird das Emissionsspektrum zu größeren Wellenlängen verschoben. Zu diesem Zweck gibt man als dritten Bestandteil zusätzlich 0.1...0.5 g/l POPOP (1,4-di-(2-(5-phenyl-oxazolyl)-benzen)) in die Szintillatorflüssigkeit. Die Zahl der Absorptionslinien wird durch Zugabe weiterer Substanzen erhöht. In Tab. 2.1 sind die wichtigsten Eigenschaften des NE213 zusammengefaßt. Die Reichweite für 2.5 MeV Rückstoßprotonen beträgt ca. 1 mm und die Reichweite für 1 MeV Elektronen ca. 4 mm /61/.

Zahl der H-Atome	$4.82 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Zahl der C-Atome	$3.98 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Zahl der Elektronen	$2.87 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$
H/C - Verhältnis	1.212
Dichte	0.874 g cm^{-3}
Brechungsindex beim Emissionsmaximum bei 425 nm	1.530

Tab. 2.1: Eigenschaften des NE213-Flüssigszintillators nach Herstellerangaben

In Abb. 2.3 und 2.4 sind die Neutronen- und die γ -Empfindlichkeit für Szintillatoren unterschiedlicher Länge aufgetragen. Für 2.5 MeV-Neutronen beträgt die Empfindlichkeit 25% und für 1 MeV Gammas 14%. Vergleichende Rechnungen mit dem NR-Programm /18/37/ ergaben eine Neutronenempfindlichkeit des Szintillators von 22 bis 27% an der ASDEX-Meßposition.

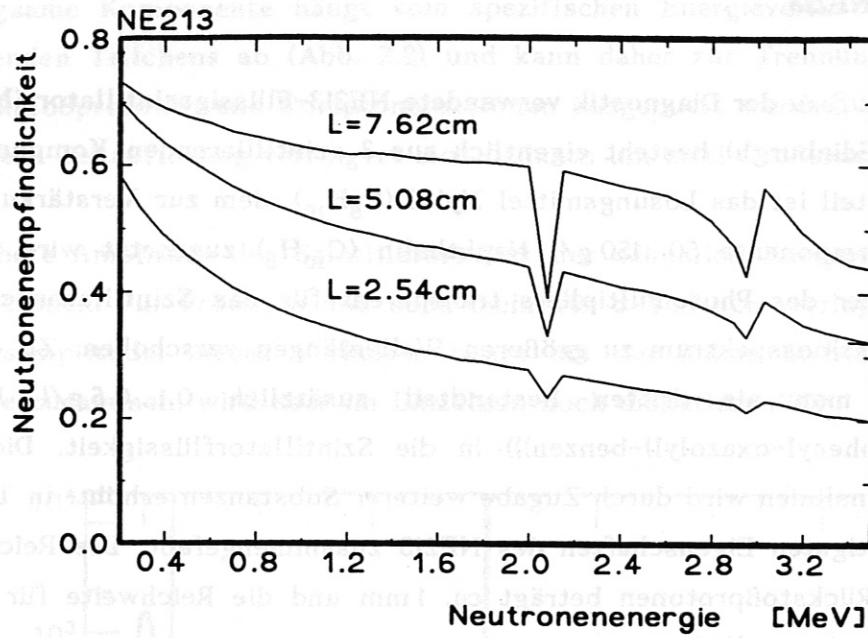


Abb. 2.3: Neutronenempfindlichkeit des NE213 für unterschiedliche Szintillatorlängen L (berechnet nach Toms /61/).

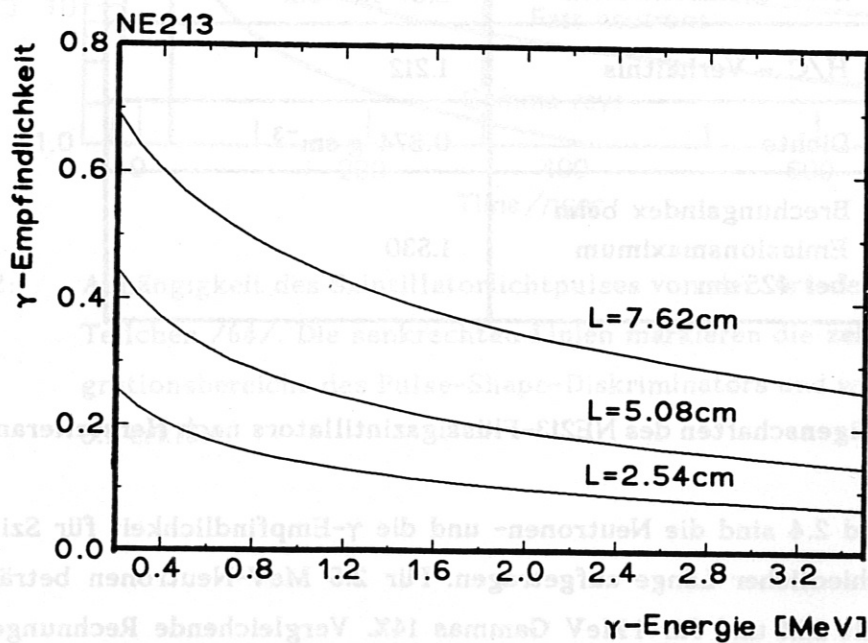


Abb. 2.4: γ -Empfindlichkeit des NE213 für unterschiedliche Szintillatorlängen L (berechnet nach Toms /61/).

2.3 DETEKTORAUFBAU AN ASDEX

Um einen hohen Anteil an Fusionsneutronen zu messen, muß auf einen Plasmaauschnitt kollimiert und gegen gestreute Neutronen abgeschirmt werden. Aufgrund der Empfindlichkeit für harte Röntgenstrahlung ist zusätzlich eine Bleiabschirmung nötig. Der dem Plasma zugewandte Teil des Kollimators (Abb. 2.5) besteht aus einer 20 cm starken Polyäthylenabschirmung (PE-Abschirmung). Die Stärke der seitlichen PE-Abschirmung beträgt 13 cm. Es wird teilweise PE mit Borzusatz (B_2O_3) verwendet, um die im PE abgebremsten Neutronen einzufangen. Die $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ -Reaktion besitzt einen hohen Wirkungsquerschnitt für langsame Neutronen. Die Abschirmung der langsamen Neutronen ist nötig, da der Szintillator für Neutronen ab ca. 100 keV empfindlich ist. Innerhalb der PE-Abschirmung befindet sich die Bleiabschirmung (stark schraffierte Teile in Abb. 2.5). Die Stärke der Bleiabschirmung beträgt frontal 10 cm und seitlich 4 cm.

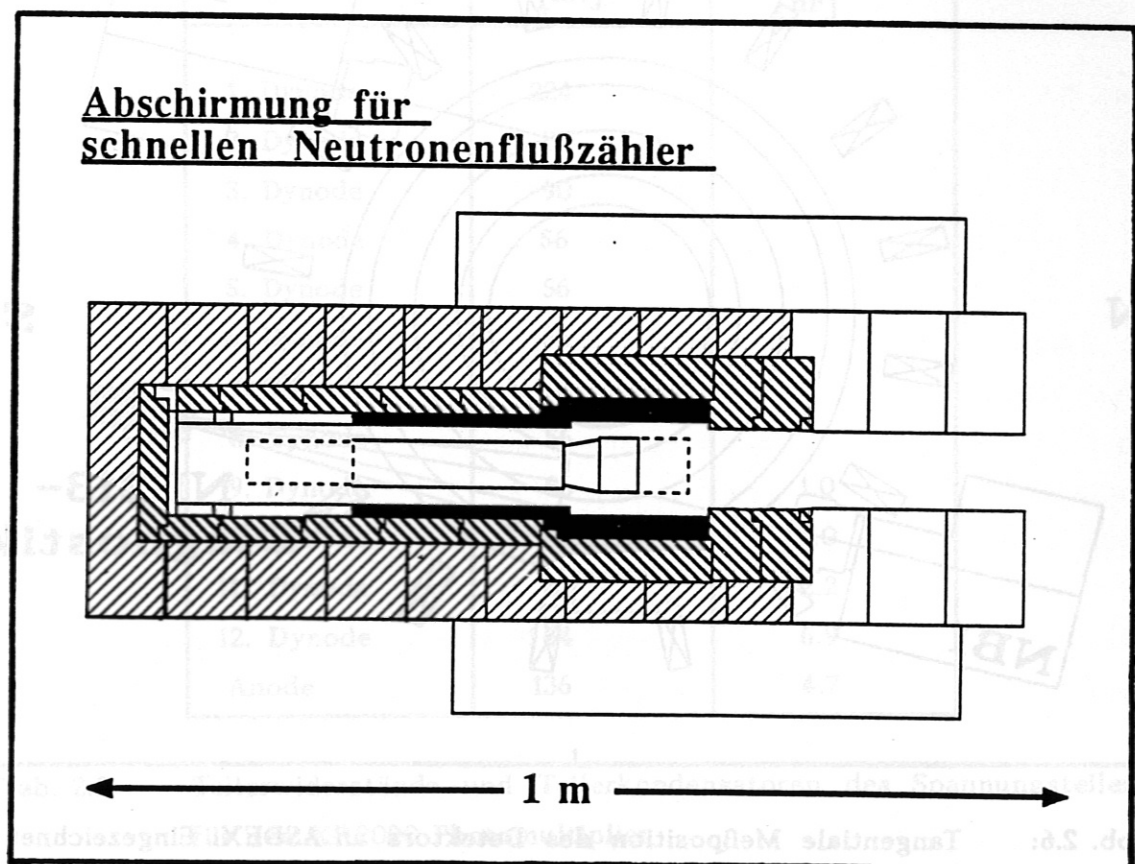


Abb. 2.5: Die Abschirmung des NE213-Detektors an ASDEX:

Die weißen Flächen bestehen aus reinem PE, die leicht schraffierten Teile aus boriertem PE und die stark schraffierten Teile gehören zur Bleiabschirmung, die den auf den Detektor treffenden γ -Fluß reduziert. Die schwarzen Bereiche gehören zu der in Abb. 2.7 detaillierter dargestellten Magnetfeldabschirmung.

Im Innern der Abschirmung ist die Lage des Szintillators und des Photomultipliers eingezeichnet. Bei einer Verengung des Kollimatorkanals von 8 auf 2 cm Durchmesser wird der relative Anteil der gemessenen Streuneutronen erhöht und die elektronische Pulstrennung kann die Neutronen- und γ -Pulse nicht mehr sicher zuordnen.

In Abb. 2.6 ist die tangentielle Meßposition des Detektors skizziert. Die Entfernung Szintillator-Plasmaachse beträgt ca. 4 m, die radiale Entfernung von der Plasmaachse beträgt 1.95 m. Nach numerischen Magnetfeldberechnungen herrscht am Ort des Detektors eine Gesamtmagnetfeldstärke von 40 mT /62/.

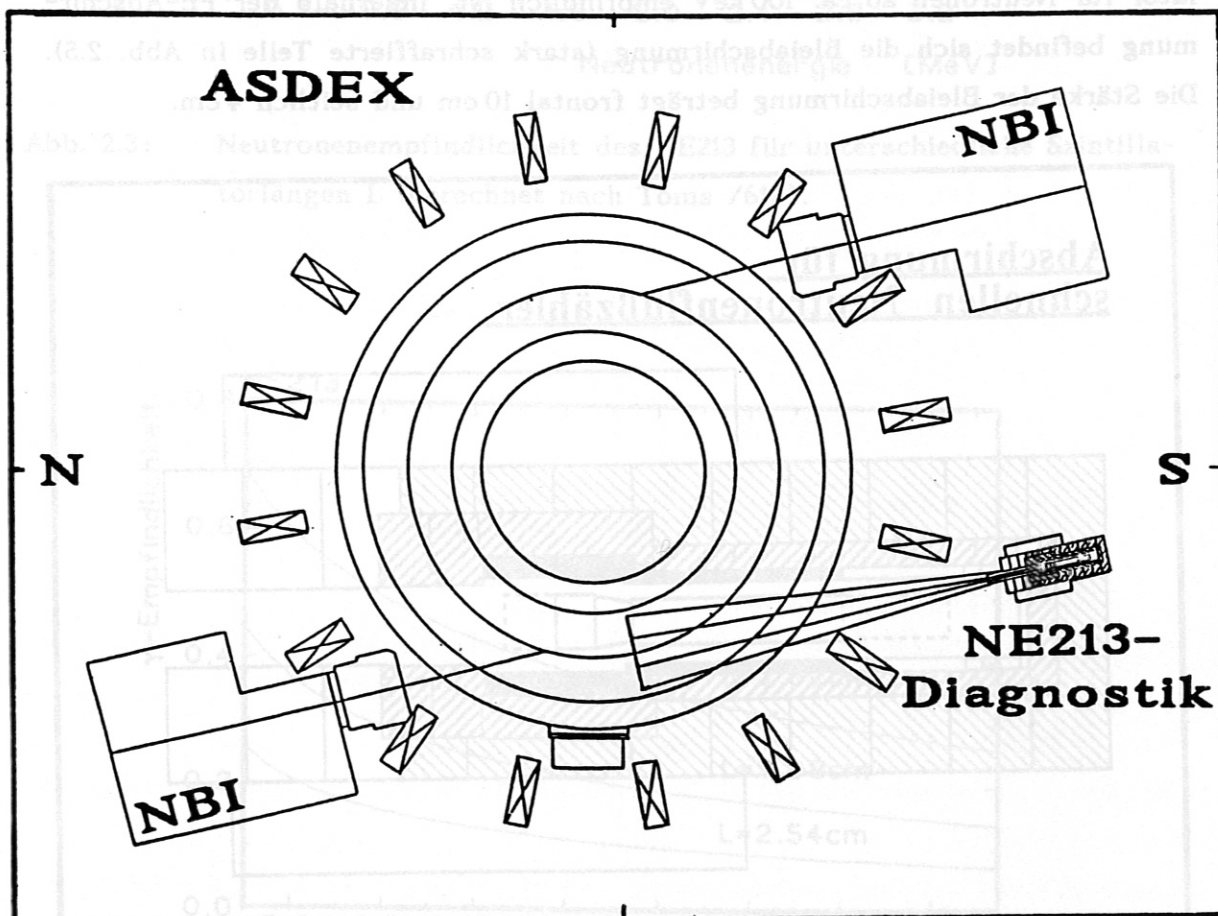


Abb. 2.6: Tangentielle Meßposition des Detektors an ASDEX. Eingezeichnet sind auch die beiden Neutralteilcheninjektoren.

Die Einbauten innerhalb des Kollimators sind in Abb. 2.7 dargestellt. Der Photomultiplier mit dem Spannungsteiler ist über ein 2.5 cm langes Lichtleiterstück (Plexi218 /75/) an das Szintillatorgehäuse angekoppelt. Durch die teilweise Beschichtung des kleinen Lichtleiterstücks mit Reflexionsfarbe (TiO_2 auf Wasserbasis) wird die Abhängigkeit der Szintillatorlichtemission vom Entstehungsort der Lichtemission reduziert /63/.

Eine Alternative zu diesem Aufbau besteht in der Ankopplung des Szintillators über ein einige Meter langes und einige Zentimeter starkes Lichtleiterstück. Damit kann der Photomultiplier in großer Entfernung vom Tokamak installiert werden und es muß nur gegen ein schwächeres Magnetfeld abgeschirmt werden. Aufgrund möglicher Szintillationseffekte im Lichtleitermaterial selbst wurde in dieser Arbeit die direkte Ankopplung des Photomultipliers vorgezogen.

Als Photomultiplier wird der XP 2020 (Fa. VALVO) mit 12 linear fokussierten Dynoden verwendet. Die Verstärkung beträgt abhängig von der angelegten Hochspannung $2 \cdot 10^6$ bis $6 \cdot 10^6$. Die Photokathode mißt 44 mm im Durchmesser. Die Teilerstufen und die parallel geschalteten Kondensatoren sind in Tab. 2.2 zusammengestellt und folgen der Empfehlung des Photomultiplierherstellers.

Teilerstufe	Tellwiderstände [k Ω]	Teiler- kondensatoren [nF]
1. Dynode	224	
2. Dynode	80	
3. Dynode	90	
4. Dynode	56	
5. Dynode	56	
6. Dynode	56	
7. Dynode	56	
8. Dynode	56	
9. Dynode	56	1.0
10. Dynode	82	2.0
11. Dynode	82	2.2
12. Dynode	164	6.9
Anode	136	4.7

Tab. 2.2: Teilerwiderstände und Teilerkondensatoren des Spannungsteilers für den XP 2020 Photomultiplier

Zur Abschirmung des Magnetfelds wurde eine Dreifachabschirmung verwendet. Die äußere Magnetfeldabschirmung besteht aufgrund seiner hohen Sättigungsinduktivität aus Weicheisen (Fa. Armco). Für die innere Abschirmung wurden Materialien mit hoher Permeabilität, nämlich Hyperm 766 (Fa. Krupp) und Permalloy (Fa. Hamamatsu) verwendet. Die LED dient zur Kontrolle der Wirkung eines möglichen Restfeldes auf den Photomultiplier.

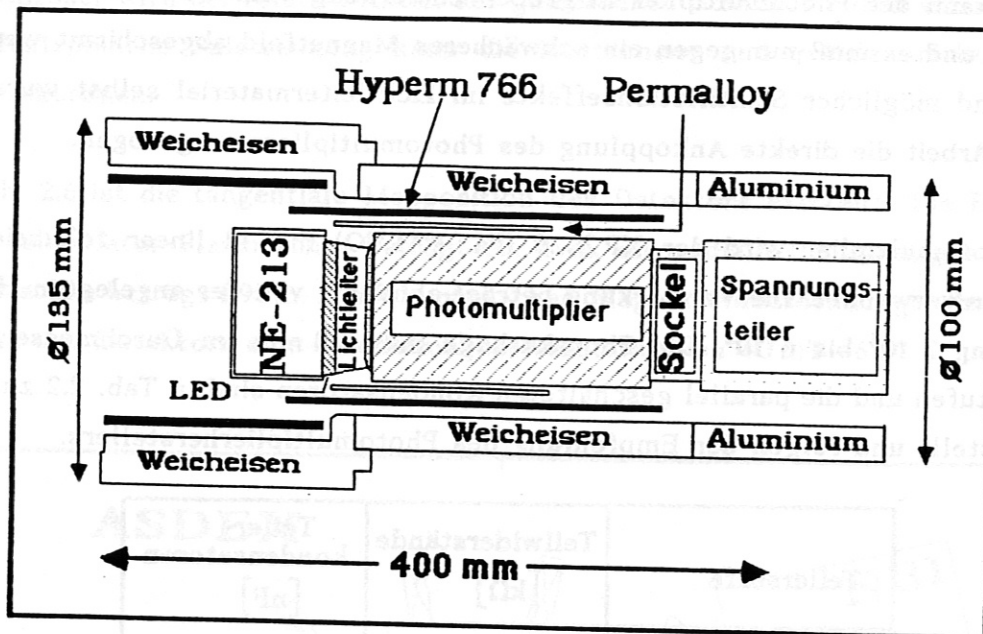


Abb. 2.7: Die Einbauten des Kollimators der NE213-Diagnostik

2.4 SZINTILLATORGEHÄUSE

Der Flüssigszintillator wurde unter Stickstoffatmosphäre in das Szintillatorgehäuse eingefüllt (Abb. 2.8). Je geringer der Sauerstoffanteil ist, um so höher ist die Amplitude des Szintillatorlichtpulses /60/. Durch die Reduktion der Pulsamplitude würde die Pulsformtrennung (Kap. 3.1) weniger effektiv. Vor dem Einfüllen der Szintillatorflüssigkeit wurde für ca. 20 min Stickstoff eingepert. Statt Stickstoff kann auch Argon verwendet werden /60/. Danach wurde die Szintillatorflüssigkeit über eine Bohrung mit 3 mm Durchmesser in das Gehäuse injiziert.

Die Innenwand des Gehäuses wurde mit einer Reflexionsfarbe (TiO_2 auf Polyurethanbasis) beschichtet. Wegen des hohen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Xylol benötigt man ein Ausdehnungsreservoir für die Szintillatorflüssigkeit. Es wurden Ausführungen aus Teflon und Edelstahl getestet (Kap. 3.1.1).

Der Szintillator muß möglichst blasenfrei eingefüllt werden. Dazu ist es von Vorteil, die Szintillatorflüssigkeit gekühlt zu injizieren. Zur optischen Ankopplung der Szintillatorflüssigkeit mit einem Brechungsindex von $i,38$ an das Fenster des Photomultipliers ($n(425\text{ nm})=1.53$) wurde ein Pyrex-Glas ($n=1.475$) auf der dem Photomultiplier zugewandten Seite des Szintillatorgehäuses mit einem Araldit-Klebstoff (Araldit AV 138 und Härter HV 998, Fa. Ciba Geigy) aufgeklebt.

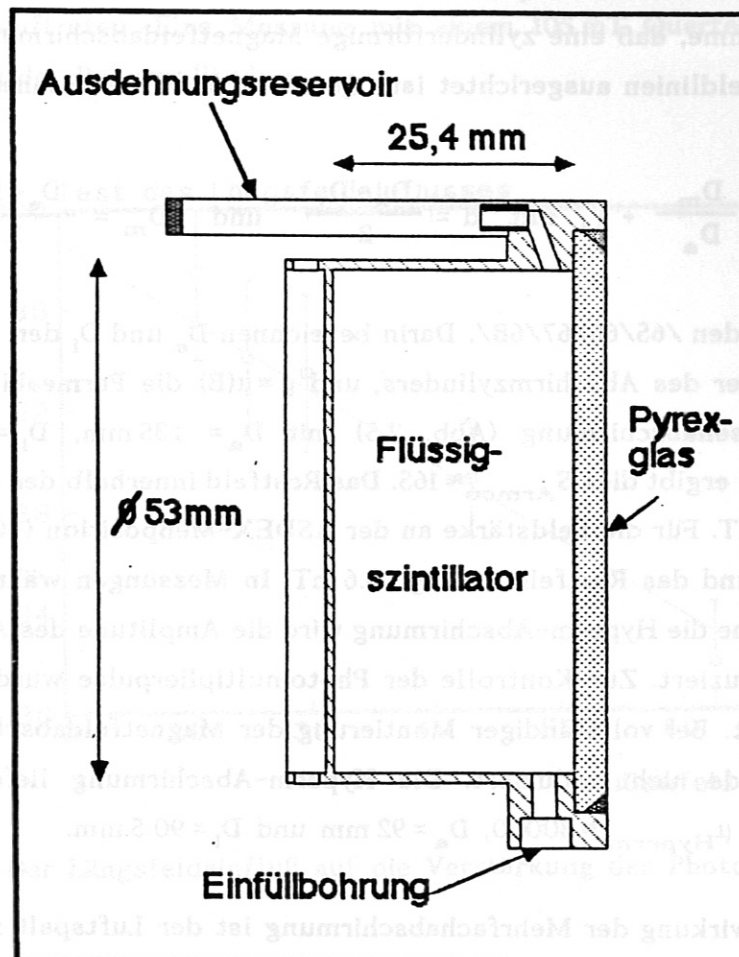


Abb. 2.8: Aufbau des Szintillatorgehäuses

2.5 MAGNETFELDABSCHIRMUNG

Um eine stabile Zuordnung der im Szintillator gemessenen Neutronen- und γ -Pulse sicherzustellen, muß der Photomultiplier gegen das Tokamakfeld abgeschirmt werden. Damit die Verringerung der Amplitude des Anodenpulses durch ein Restfeld innerhalb der Magnetfeldabschirmung höchstens 5% beträgt, darf das Restfeld 0.04 mT nicht überschreiten /69/. Die Gesamtmagnetfeldstärke an der Meßposition beträgt 40 mT /62/, d.h. das Feld muß um einen Abschirmfaktor $S = B_{\text{extern}}/B_{\text{Rest}} \approx 1000$ verringert werden. Da die Magnetfeldabschirmung für ein Außenfeld von 150 mT konzipiert ist, wird ein Schirmfaktor $S \approx 4000$ benötigt. Unter der Annahme, daß eine zylinderförmige Magnetfeldabschirmung senkrecht zu den Magnetfeldlinien ausgerichtet ist (Querfeld) kann der Schirmfaktor mit

$$S_{\text{quer}} = \frac{\mu d}{D_a} \frac{D_m}{D_a} + 1, \quad \text{mit } d = \frac{D_a - D_i}{2} \quad \text{und} \quad D_m = \frac{D_a + D_i}{2} \quad (2.1)$$

abgeschätzt werden /65/66/67/68/. Darin bezeichnen D_a und D_i den Außen-, bzw. Innendurchmesser des Abschirmzylinders, und $\mu = \mu(B)$ die Permeabilität. Für die äußere Weicheisenabschirmung (Abb. 2.5) mit $D_a = 135$ mm, $D_i = 100$ mm und μ_{Armco} (150 mT) ergibt dies $S_{\text{Armco}} \approx 165$. Das Restfeld innerhalb der Abschirmung beträgt noch 1 mT. Für die Feldstärke an der ASDEX-Meßposition (40 mT) beträgt $\mu \approx 600$, $S \approx 68$ und das Restfeld beträgt 0.6 mT. In Messungen während ASDEX-Entladungen ohne die Hyperm-Abschirmung wird die Amplitude des Anodenpulses um ca. 30 % reduziert. Zur Kontrolle der Photomultiplierpulse wurde die LED in Abb. 2.5 benutzt. Bei vollständiger Montierung der Magnetfeldabschirmung wird die Pulsamplitude nicht reduziert. Die Hyperm-Abschirmung liefert $S_{\text{Hyperm}} \approx 480$. Darin ist $\mu_{\text{Hyperm}} \approx 30000$, $D_a = 92$ mm und $D_i = 90.5$ mm.

Für die Gesamtwirkung der Mehrfachabschirmung ist der Luftspalt zwischen den Abschirmzylindern von Bedeutung.

$$S_{\text{Gesamt}} = S_{\text{Armco}} S_{\text{Hyperm}} 4 \frac{\Delta}{D_a} \approx 9400 \quad (2.2)$$

Darin ist Δ die Lücke zwischen den Abschirmungen ($\Delta=4$ mm). Das Restfeld ohne Berücksichtigung der Permalloy-Abschirmung und ohne Berücksichtigung der konischen Übergangsstücke zwischen großem und kleinem Durchmesser beträgt 0.016 mT.

Wird die Entfernung der Photokathode von der Öffnung des Abschirmzylinders mit berücksichtigt, ergibt dies ein Restfeld am Ort der Photokathode von 0.02 mT für ein Außenfeld von 150 mT. Aufgrund der tangentialen Meßposition wurde ein Längsfeld (in Richtung der Zylinderachse) von ≈ 10 mT abgeschätzt. Dieses zusätzliche Längsfeld erhöht das Restfeld in der Abschirmung nicht. Der Einfluß eines Längsfeldes auf den Anodenpuls wurde durch Messungen am ICRH-Meßstand untersucht (Abb. 2.9). Ein LED-Puls wurde mit einem Multichannel-Analyzer aufgenommen. Die Verschiebung der Peaklage des LED-Pulses im Pulshöhenspektrum zeigte die Wirkung des Restfelds in der Abschirmung an. Der Einfluß des Restfeldes wird erst für höhere Längsfelder wirksam als an der ASDEX-Meßposition auftreten. Eine Messung mit einem 105 mT Querfeld zeigte keine Beeinflussung der Pulsamplitude.

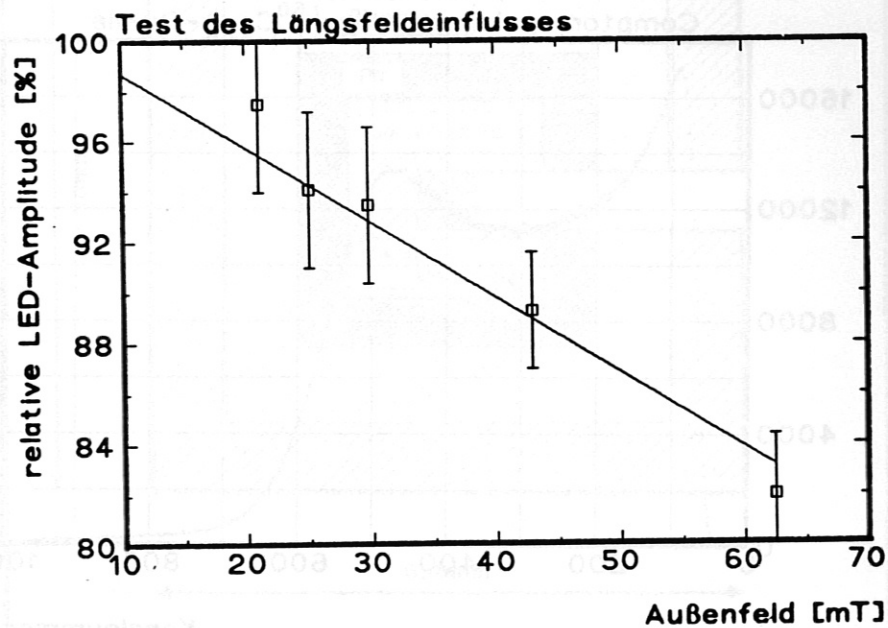


Abb. 2.9: Der Längsfeldeinfluß auf die Verstärkung des Photomultipliers

2.6 QUELLENMESSTAND

Zur Einstellung der Pulsformtrennung wird eine Neutronen- und eine γ -Quelle benötigt. Das Spektrum der verwendeten AmBe-Neutronenquelle (100 mCi, $2.2 \cdot 10^5$ n/s) reicht bis zu 10 MeV bei einer mittleren Energie von 4.3 MeV /70/. Das γ -Spektrum der Neutronenquelle zeigt einen ausgeprägten Peak bei 60 keV, der durch 3 mm Blei leicht abzuschirmen ist. Durch die ${}^9\text{Be}(\alpha/n){}^{12}\text{C}$ -Reaktion entsteht ein angeregter ${}^{12}\text{C}$ -Kern, bei dessen Abregung 4.43 MeV γ -Strahlung emittiert wird. Als γ -Quelle dient ${}^{60}\text{Co}$ (1mCi), das 2 Linien bei 1.17 MeV und 1.33 MeV emittiert. Ein mit dem NE213 aufgenommenes Comptonpektrum zeigt Abb. 2.10.

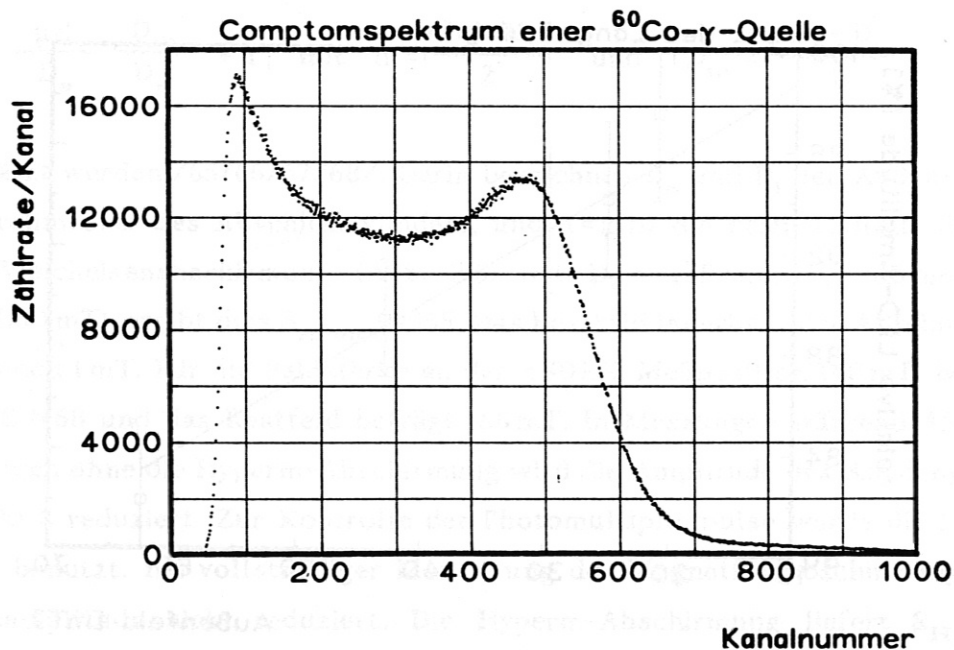


Abb. 2.10: Mit dem NE213 gemessenes Compton-Spektrum einer ${}^{60}\text{Co}$ -Quelle. Die beiden Emissionslinien (Comptonkanten) können nicht aufgelöst werden (vergleiche dazu /71/).

Der für diese Arbeit im Institut für Angewandte Physik entwickelte Quellenmeßstand wurde auch für Testmessungen mit der sphärischen Ionisationskammer und für Kernspurdetektoren ausgelegt und ermöglicht den raschen Wechsel zwischen Neutronen- und γ -Quelle. Der Quellenmeßstand besteht aus einer

massiven Laborabschirmung (Abb. 2.11), in die durch Öffnen von Meßkanälen verschiedener Durchmesser unterschiedliche Detektoren bis nahe an die Quelle herangeschoben werden können. Die Transportabschirmungen für die Neutronen- und die γ -Quelle können in die Laborabschirmung eingesetzt werden. Die Laborabschirmung ist von innen nach außen zusammengesetzt aus einer 5 cm starken Bleischicht, und aus je 7.5 cm PE und borierterem PE.

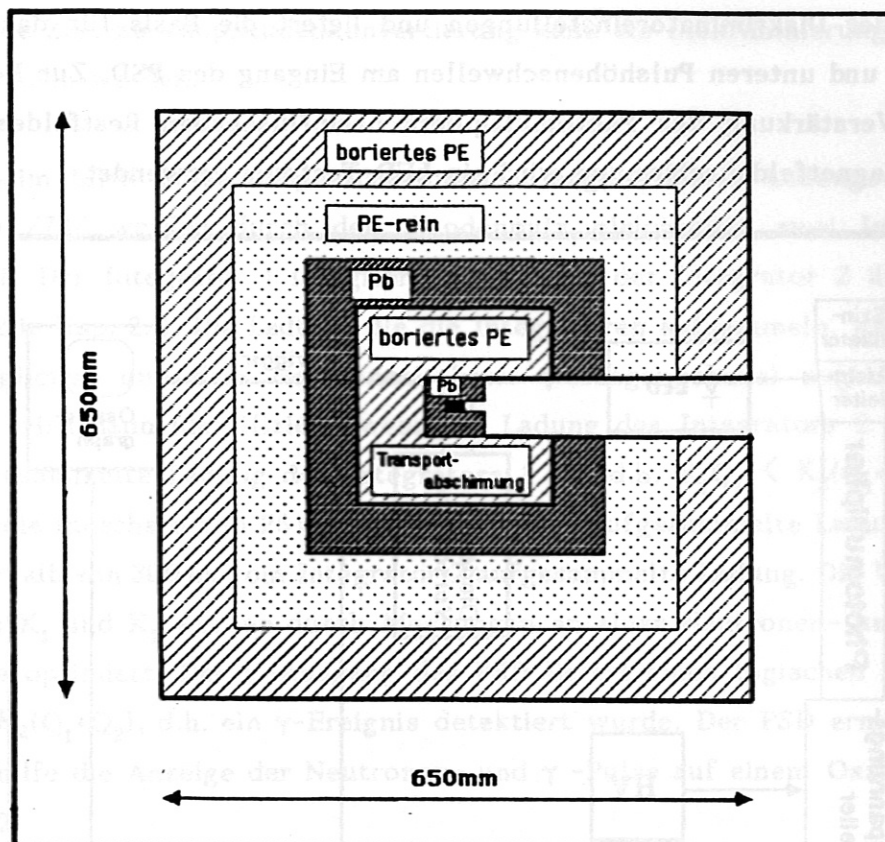
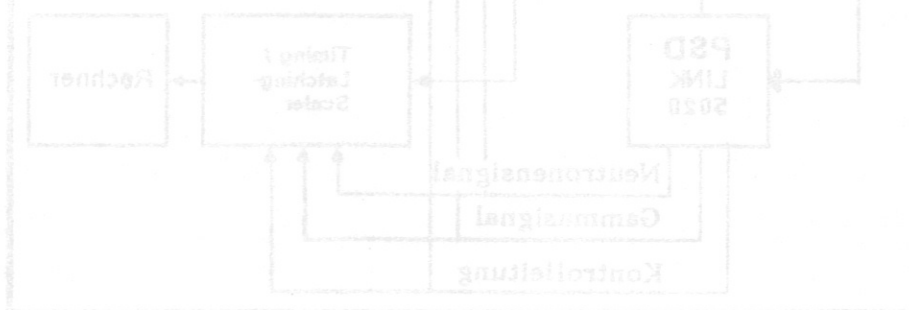


Abb. 2.11: Skizze der Laborabschirmung mit eingesetzter und geöffneter Transportabschirmung der Neutronenquelle. Die weißen Flächen bestehen aus PE, die leicht schraffierten aus borierterem PE und die stark schraffierten Bereiche aus Blei.



3 DETEKTORELEKTRONIK

Die Verschaltung der NE213-Diagnostik ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die im Szintillator entstandenen und im Photomultiplier verstärkten Pulse werden im Pulse-Shape-Diskriminator (PSD) als Neutronen- und γ -Pulse identifiziert und gezählt. Der Pulse-Shape-Diskriminator verfügt zusätzlich über einen Analogausgang. Wird das Anodensignal in Koinzidenz mit dem logischen Neutronen- oder γ -Signal (als gate) auf den Multichannel-Analyzer (MCA) gegeben, kann ein Diskriminierungsspektrum aufgenommen werden. Dieses Spektrum dient der Kontrolle der Diskriminatoreinstellungen und liefert die Basis für das Setzen der oberen und unteren Pulshöhenschwellen am Eingang des PSD. Zur Kontrolle eines die Verstärkung des Photomultipliers beeinflussenden Restfeldes innerhalb der Magnetfeldabschirmung wird ein LED-Testpuls verwendet.

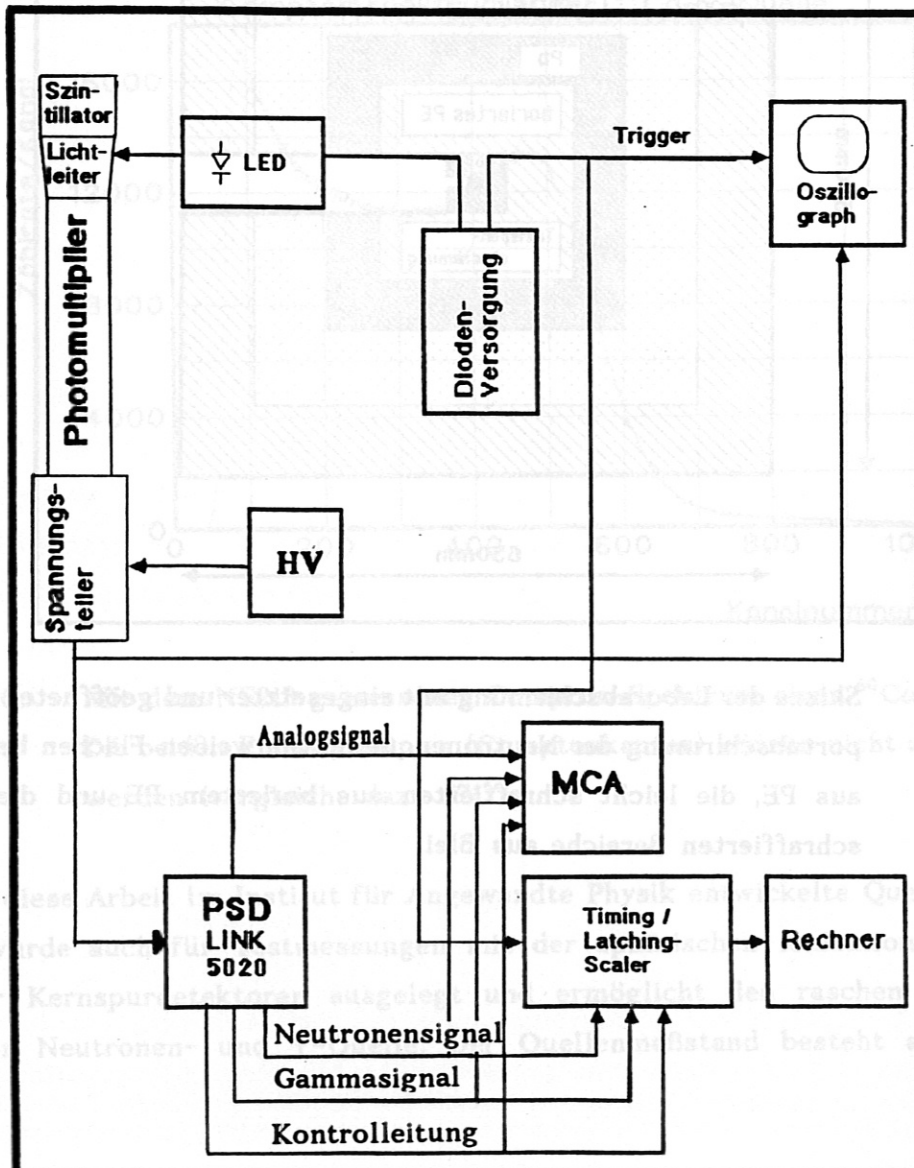


Abb. 3.1: Die Verschaltung der NE213-Diagnostik

3.1 PULSFORMTRENnung

Um eine Trennung der Neutronen- (Rückstoßprotonen) und γ -Pulse (Compton-elektronen) zu realisieren stehen zwei Methoden zur Verfügung. Die Nulldurchgangsmethode und die in diesem Aufbau verwendete Ladungsvergleichsmethode. Bei der Nulldurchgangsmethode /72/ wird der Anodenpuls des Photomultipliers integriert und anschließend differenziert. Dadurch hängt der Zeitpunkt des Nulldurchgangs des so erhaltenen Signals von der Abfallzeit des Anodenpulses ab. Die Abfallszeit der Neutronenpulse ist höher als die der γ -Pulse (Kap. 2.1). Durch eine Zeit-zu-Amplitudenkonvertierung kann ein Diskriminierungsspektrum aufgenommen werden.

In der beim LINK Pulse-Shape-Diskriminator angewendeten Ladungsvergleichsmethode /73/ werden durch den Anodenpuls gleichzeitig zwei Integratoren gestartet. Der Integrator 1 integriert über 25 ns, der Integrator 2 über 300 ns (Abb. 2.2 in Kap. 2.1). Die Ladung, die die Integratoren aufsammeln, wird gewichtet, verglichen und dem Neutronen- bzw. γ -Ausgangskanal zugeordnet. Ein Neutron wird dann identifiziert, wenn die Ladung des Integrators 2 größer als die aufgesammelte Ladung des Integrators 1 ist, d.h. $K_1 Q_1 < K_2(Q_1 + Q_2)$. Darin sind Q_1 die innerhalb von 25 ns vom Integrator 1 aufgesammelte Ladung, und Q_2 die innerhalb von 300 ns vom Integrator 2 aufgesammelte Ladung. Die Wichtungsfaktoren K_1 und K_2 werden durch Messungen an einer Neutronen- und an einer γ -Quelle optimiert. Der γ -Ausgang des PSD liefert einen logischen Puls, wenn $K_1 Q_1 > K_2(Q_1 + Q_2)$, d.h. ein γ -Ereignis detektiert wurde. Der PSD ermöglicht als Einstellhilfe die Anzeige der Neutronen- und γ -Pulse auf einem Oszillographen (Abb. 3.2).

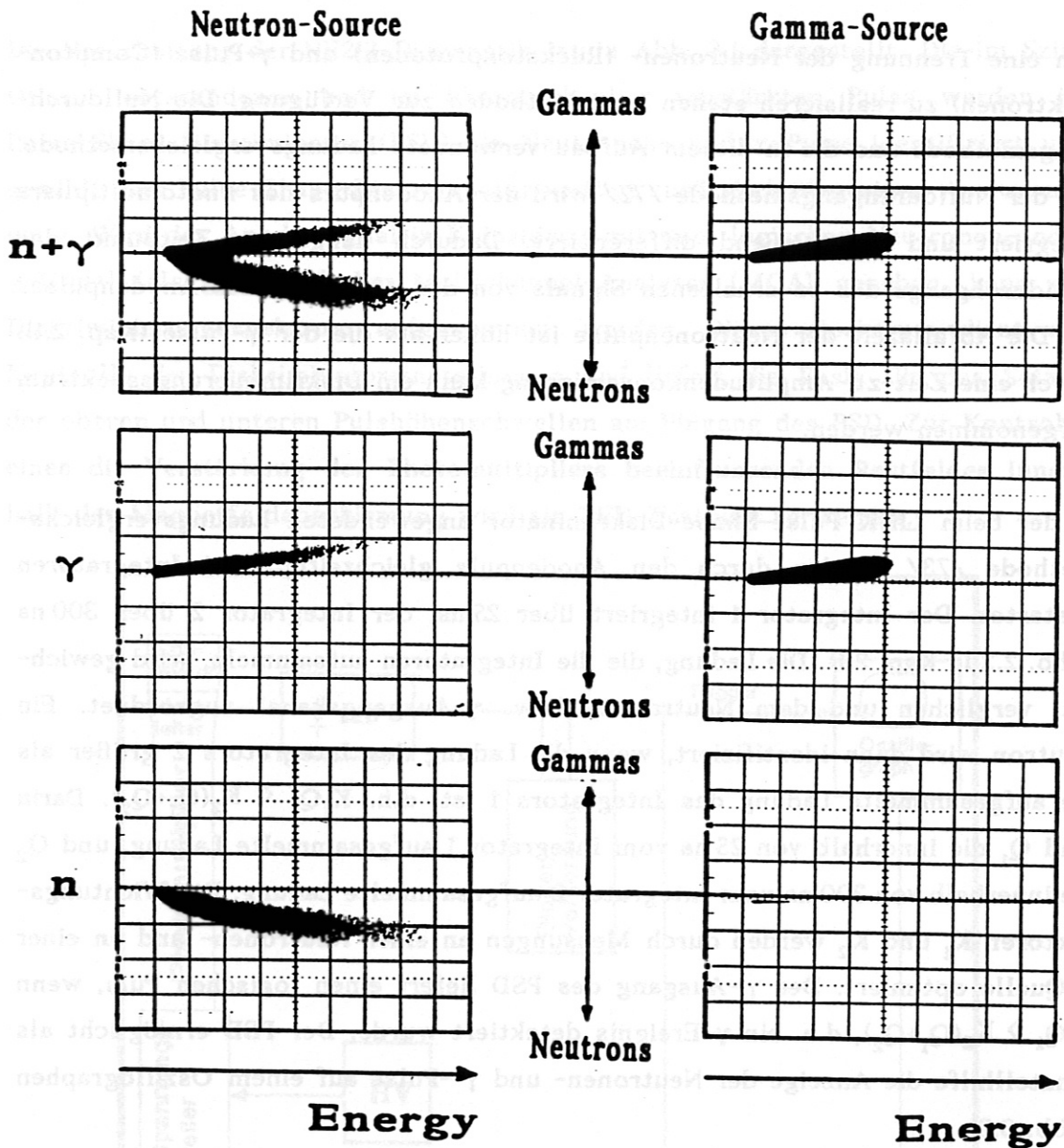


Abb. 3.2: Neutron/ γ - Pulsformtrennung mit dem LINK PSD 5020

Die linke Spalte in Abb. 3.2 zeigt Messungen an der Neutronen- und die rechte Spalte Messungen an der γ -Quelle. Die Energie der Rückstoßprotonen- und Comptonelektronen ist auf der Abszisse aufgetragen. Auf der Ordinate werden die Neutronenpulse negativ und die γ -Pulse positiv (zusammen mit einem von der Einstellung der Pulstrennung abhängigen Wichtungsfaktor) eingestellt. Die Zeilen bezeichnen die auf den Oszillographen gegebenen Ausgangskanäle des PSD. In der oberen Zeile sind sowohl der Neutronen- wie auch der γ -Kanal angeschlossen, in der Mitte nur der γ -Kanal und unten nur der Neutronenkanal. Die Krümmung der Neutronenpulse spiegelt die Nicht-Linearität der Response-Funktion des NE213 für Protonen wider.

3.1.1 EINFLUSS DES SZINTILLATORZUSTANDES

Um die Diskriminierungsgüte zu beurteilen wird aus dem gesamten, in Abb. 3.2 dargestellten Energiebereich ein schmales Energiefenster bestimmt. Zusammen mit dem Analogausgang des PSD (Abb. 3.1) werden die Neutronen- und γ -Pulse auf den Analog-Digitalkonverter eines Multichannel-Analyzer gegeben. Dadurch erhält man ein Diskriminierungsspektrum. In Abb. 3.3 werden drei Ausführungen des NE213-Szintillators mit 5.08 cm Durchmesser und 2.54 cm Länge verglichen. Die Hochspannung am Photomultiplier beträgt in jedem Fall 2.2 kV. In Abb. 3.3a ist das Diskriminierungsspektrum eines NE213 in einem kommerziellen (acht Jahre alten) BA1-Gehäuse gezeigt. Abb. 3.3b enthält die Messung mit dem in Kap. 2.4 beschriebenen Szintillatorgehäuse (HD1-Gehäuse) mit vier Monate alter Füllung. Als Ausdehnungsreservoir wird ein Teflonschlauch verwendet. Das gleiche Gehäuse, diesmal allerdings mit einem gut belüfteten Szintillator, ist in Abb. 3.3c dargestellt. Eine zwei Wochen alte Füllung mit einem Ausdehnungsreservoir aus Edelstahl zeigt Abb. 3.3d (HD2-Gehäuse).

Die Trenngüte wird oft durch $M = \frac{\Delta P}{W_n + W_\gamma}$ (3.1) ausgedrückt.

Dabei ist ΔP die Separation des Neutronen- und γ -Peaks. W_n und W_γ sind die Halbwertsbreiten des Neutronen- bzw. γ -Peaks. Die zwei Wochen alte Füllung zeigt einen um 70% höheren M-Wert (Trenngüte) im Vergleich zum Szintillator im BA1-Gehäuse. Zusätzlich liegen die Amplituden der Anodenpulse höher. Das bedeutet, daß eine regelmäßige Kontrolle des Szintillatorzustandes notwendig ist. Die Verschlechterung des Trenngüte des belüfteten Szintillators verglichen mit dem unbelüfteten HD1-Gehäuse beträgt nur 10% (Tab. 3.1). Daher wurde für die ASDEX-Messungen das HD2-Gehäuse verwendet.

Szintillatorgehäuse	M
BA1-Gehäuse	1.16
HD1-Gehäuse	1.62
HD1-Gehäuse belüftet	1.46
HD2-Gehäuse	1.99

Tab. 3.1: Einfluß des Szintillatorzustands

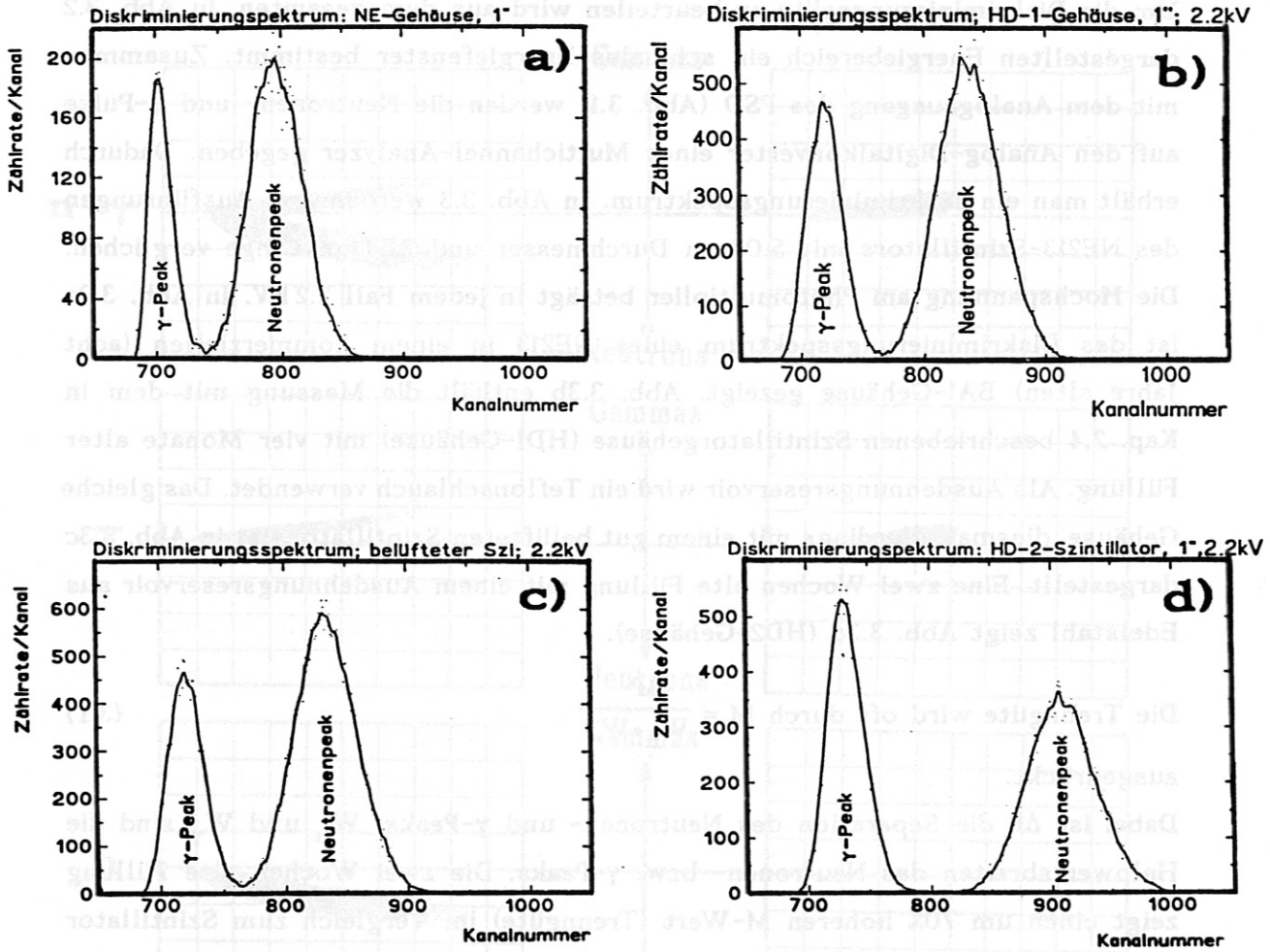


Abb. 3.3a-d: Einfluß des Szintillatorzustands :

- a) kommerzielles , 8 Jahre altes BA1-Gehäuse
- b) HD1-Gehäuse
- c) HD1-Gehäuse belüftet
- d) HD2-Gehäuse

Die linke Spalte in Abb. 3.2 zeigt Messungen für ein kommerzielles 8 Jahre altes BA1-Gehäuse und die rechte Spalte Messungen für ein HD1-Gehäuse. In beiden Fällen sind die Peaks für die Neutronen- und die γ-Strahlung getrennt zu sehen. Die Neutronen- und die γ-Strahlung sind in der oberen Zeile der Abbildung aufgetragen. Auf der Ordinate werden die Zählraten in Zählungen pro Kanal angegeben. Die Neutronen- und die γ-Strahlung sind in der unteren Zeile der Abbildung aufgetragen. Die Neutronen- und die γ-Strahlung sind in der unteren Zeile der Abbildung aufgetragen. Die Neutronen- und die γ-Strahlung sind in der unteren Zeile der Abbildung aufgetragen.

3.1.2 EINFLUSS DER HOCHSPANNUNG

Die an dem Photomultiplier angelegte Hochspannung beeinflusst die Trenngüte ebenfalls. In Abb. 3.4a-d wird die Hochspannung von 1.8 kV (a) über 2.0 kV (b), 2.2 kV (c) bis zu 2.4 kV (d) variiert. In allen Fällen wurde das HD2-Gehäuse verwendet (vgl. Tab. 3.2).

Hochspannung [kV]	ΔP	W_n	W_γ	M
1.8	103	25	22	2.19
2.0	126	39	32	1.77
2.2	177	63	26	1.99
2.4	199	89	48	1.45

Tab. 3.2: Einfluß der Hochspannung auf die Diskriminierungsgüte
Die Trennungsgüte M ist auf $\pm 5\%$ genau.

Mit steigender Hochspannung wächst zwar die Separation der Neutronen- und γ -Pulse an, W_n steigt allerdings noch stärker. Dennoch scheint in dieser Berechnung für die Trenngüte die Separation des Neutronen- und γ -Peaks zu schwach gewichtet zu sein.

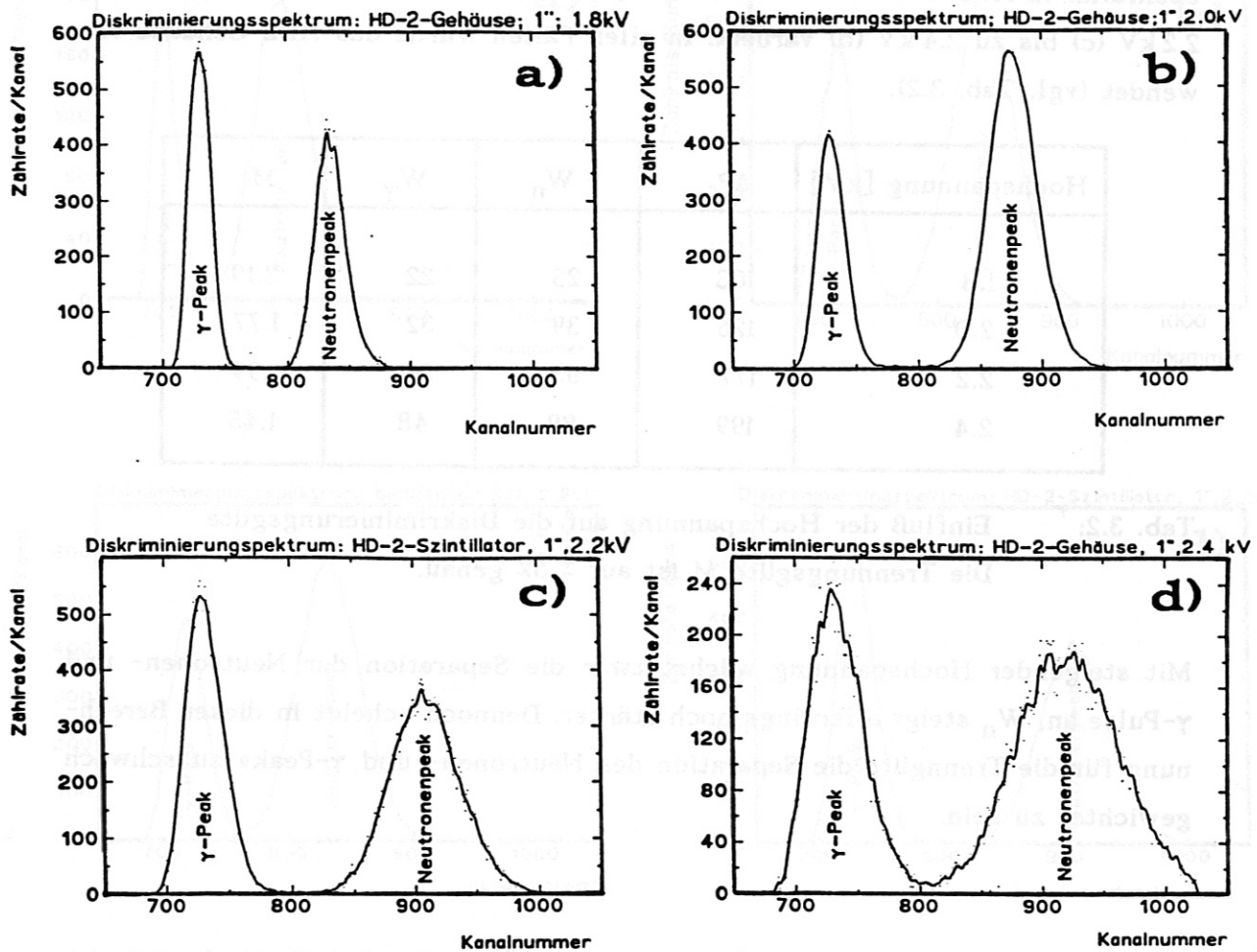


Abb. 3.4: Einfluß der Hochspannung auf die Diskriminierungsgüte. Die Messungen erfolgten mit einem HD2-Gehäuse

- a) 1.8 kV
- b) 2,0 kV
- c) 2.2 kV
- d) 2.4 kV

3.2 TOTZEITEN UND RELATIVEICHTUNG

Zur Festlegung der oberen Zählratengrenze wurde die Totzeit des für die Messungen an ASDEX (Kap. 4) verwendeten LINK PSD 5020 mit 70 ns breiten Rechteckpulsen ausgemessen (Abb. 3.5). Die gemessene Totzeit beträgt $T_{\text{tot}} = 3.13 \cdot 10^{-7}$ s und für das Vorgängermodell LINK PSD 5010 ist $T_{\text{tot}} = 1.67 \cdot 10^{-6}$ s.

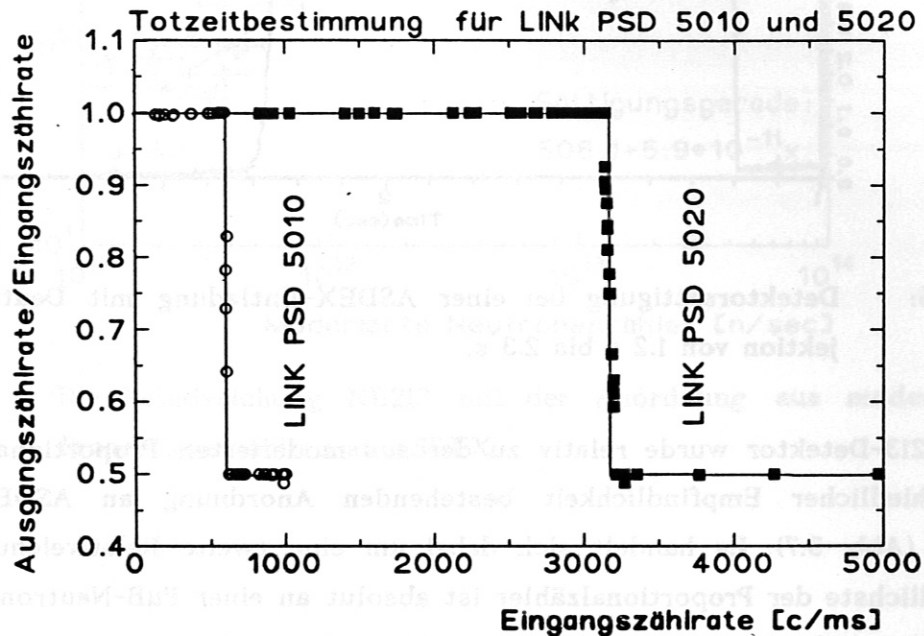


Abb. 3.5: Totzeitbestimmung des für die Messungen eingesetzten LINK PSD 5020 und des Vorgängermodells LINK PSD 5010. Die vollen Quadrate beziehen sich auf Messungen mit dem LINK PSD 5020.

Die Pulse-Shape-Elektronik zeigt ein nicht paralysierbares Totzeitverhalten /49/. Die obere Zählratengrenze liegt damit für den PSD 5020 bei 1.6 MHz und im Fall des PSD 5010 bei 300 kHz. Bei Erreichen der oberen Zählratengrenze kann nur noch jeder zweite Eingangspuls gezählt werden, d.h. die Zählrate wird halbiert. Dieses Verhalten reproduziert sich in Messungen an ASDEX (Abb. 3.6). Hier handelt es sich um eine ASDEX-Entladung mit Deuterium-Injektion. Der Diskriminator sättigt bei 1.4 s. Die Eingangszählrate verringert sich bei 2.15 s wieder und die Ausgangszählrate verläßt den Sättigungsbereich. Es wird wieder jeder Eingangspuls gezählt. Die Spitzen während der Sättigungsperiode können mit kurzzeitigen Übergängen in den regulären Zählratenbereich zusammenhängen.

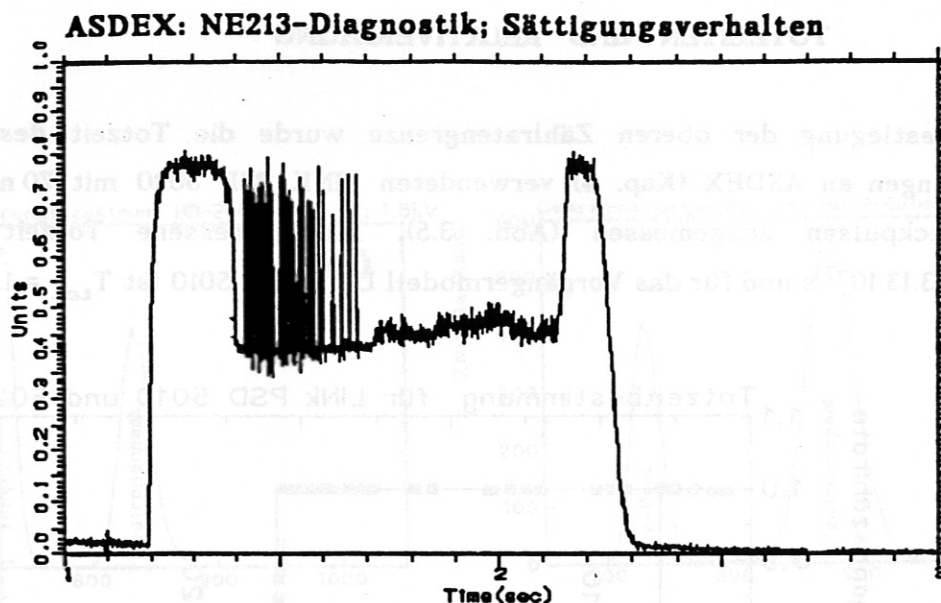


Abb. 3.6: Detektorsättigung bei einer ASDEX-Entladung mit Deuteriuminjektion von 1.2 s bis 2.3 s.

Der NE213-Detektor wurde relativ zu der aus moderierten Proportionalzählern unterschiedlicher Empfindlichkeit bestehenden Anordnung an ASDEX /13/ geeicht (Abb. 3.7). Es handelt sich dabei um eine zweite Relativeichung. Der empfindlichste der Proportionalzähler ist absolut an einer PuB-Neutronenquelle im Gefäß geeicht. Die übrigen, den Dynamikbereich der Neutronenrate an ASDEX abdeckenden Zähler können nur relativ geeicht werden. Aus der Relativeichung des NE213 mit den Proportionalzählern läßt sich der Meßbereich des Detektors ablesen. Der ausnutzbare Dynamikbereich beginnt bei 10^{12} n/s (entsprechend ca. 7 Quellen H⁰-Injektion) und endet bei 10^{13} n/s (ca. 4 Quellen D⁰-Injektion). Bei einigen der Schüsse mit D⁰-Injektion sättigt der PSD auch schon bei 4 Injektionsquellen. Aufgrund des Totzeitverhaltens wird ab einer totzeitkorrigierten Zählrate von 3200 c/ms nur noch jeder zweite Eingangspuls am Ausgang gezählt. Dadurch ergibt sich in Abb. 3.7 eine zweite Gerade (Sättigungsgerade).

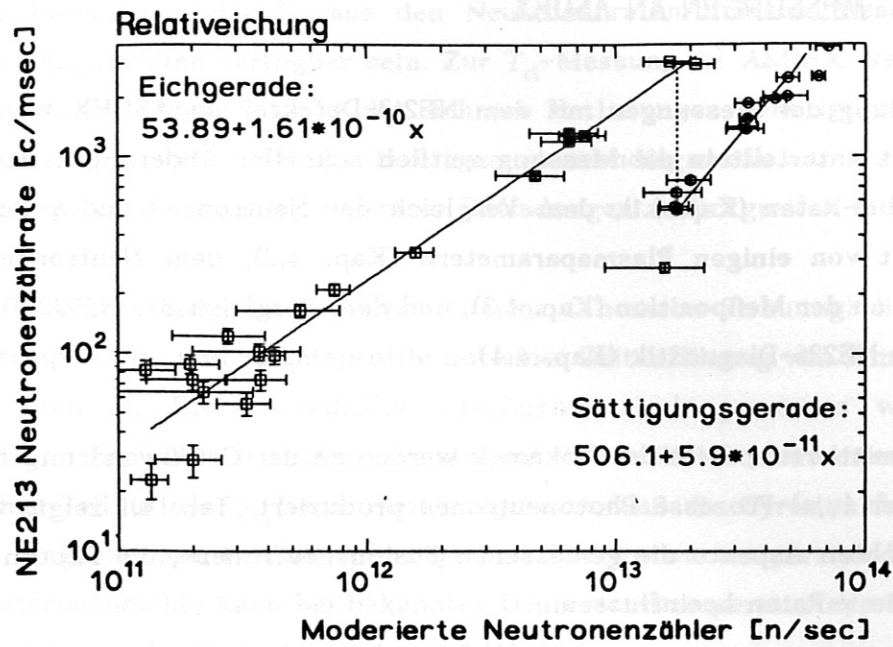


Abb. 3.7: Die Relativeichung NE213 mit der Anordnung aus moderierten Proportionalzählern an ASDEX.

4 MESSUNGEN AN ASDEX

Die Darstellung der Messungen mit dem NE213-Detektor an ASDEX werden in dieser Arbeit unterteilt in die Messung zeitlich schneller Änderungen der Neutronen- und γ -Raten (Kap. 4.1), dem Vergleich der Neutronen- und γ -Raten in Abhängigkeit von einigen Plasmaparametern (Kap. 4.2), dem Neutronen- und γ -Spektrum an der Meßposition (Kap. 4.3), und dem Vergleich der NE213-Diagnostik mit der NE226-Diagnostik (Kap. 4.4).

Durch die emittierte γ -Rate des Tokamak werden an der Gefäßwand und an den Limitern über (γ,n)-Prozesse Photoneutronen produziert. Tab. 4.1 zeigt, welche der untersuchten Aspekte die gemessenen Fusionsneutronen-, die Photoneutronen- oder die γ -Raten beeinflussen.

Der dem Detektor zugängliche Ausschnitt aus dem gesamten Dynamikbereich der Neutronenrate an ASDEX (10^9 n/s bis 10^{14} n/s) beginnt bei einer gemessenen Gesamtrate ((n+ γ)-Rate), wie sie bei H⁰-Injektion mit 7 Injektionsquellen üblich ist, und reicht bis zu Gesamtzählraten, die 4 Quellen D⁰-Injektion entsprechen. Für die plasmaphysikalische Untersuchung besteht die Aufgabe darin, bei einer optimalen Zählratenstatistik der NE213-Diagnostik diejenigen Entladungen aus der gesamten Datenbasis herauszusuchen, bei denen auch die für die Analyse benötigten anderen Diagnostiken verfügbar waren. Diese Anforderungen begrenzen die zur Auswertung geeigneten Entladungen. Die Gründe für diese Einschränkung werden in den folgenden Kapiteln gesondert diskutiert.

Die thermischen Fusionsneutronenraten werden durch die Temperatur und Dichte der Plasmaionen bestimmt (Kap. 1.2). Die mit der NE213-Diagnostik gemessenen Fusionsneutronenraten werden in den folgenden Kapiteln aber auf die Elektrentemperaturen und -dichten bezogen. Zu Entladungsbedingungen, für die ein T_d/T_e -Verhältnis aus Parameterstudien /37/ bekannt war, wurde dieses verwendet.

Die Deuteronentemperaturen T_d werden an ASDEX nicht routinemäßig gemessen. Für die Berechnung der T_d aus den Neutronenraten müssen Messungen mit anderen Diagnostiken verfügbar sein. Zur T_d -Messung an ASDEX werden Kernspuremulsionen verwendet, für die mehrere Entladungen benötigt werden /39/ /40/. Zusätzlich steht dafür die Ladungsaustauschdiagnostik zur Verfügung, die aber ebenfalls auf die Daten mehrerer Entladungen zurückgreifen muß.

Die Laserlichtstreuung am Elektronenplasma (Thomson-Streuung) liefert Elektronentemperatur- und -dichteprofile mit einer Zeitauflösung von 17ms. Darüber hinaus kann die Elektronendichte interferometrisch gemessen werden. Die ECE-Diagnostik (electron cyclotron emission) liefert Elektronentemperaturprofile mit hoher Zeitauflösung. Dabei wird ausgenutzt, daß die Gyrationfrequenz der um die magnetischen Feldlinien gyrierenden Elektronen temperaturabhängig ist. Die Deuteronendichte kann bei bekannter Deuteronentemperatur aus der Neutronenrate numerisch ermittelt werden /18/41/42/.

4.1 SCHNELLE VORGÄNGE

Dieses Kapitel behandelt zeitlich schnelle Änderungen der Neutronen- und der γ -Raten. Die charakteristischen Zeiten der Ratenänderung betragen 20 ms für den Sägezahnseinbruch (4.1.1), 5 bis 10 ms im Fall der sägezahnkorrelierten Spikes (4.1.2), 5 ms und weniger bei Pellet-Injektion (4.1.3), 5 bis 100 ms für die Anwachszeiten beim Einschalten der Teilcheninjektion (4.1.4), 30 ms und weniger bei Quellenabschaltungen (4.1.5) und liegen im Fall der γ -Rateneinbrüche bei minor disruptions (4.1.6) innerhalb der maximalen Zeitauflösung von 1 ms.

Neutronen- und γ-Ratenmessungen an ASDEX				
	Beeinflussung der			Kapitel
	Fusions- neutronen	Photo- neutronen	γ -Raten	
Sägezahn- oszillationen	X		X	4.1.1
Sägezahn- korrelierte Spikes		X	X	4.1.2
Pellet-Injektion bei NI	X		X	4.1.3
Pellet-Injektion bei LH		X	X	4.1.3
Anwuchszeiten bei NI	X		X	4.1.4
Quellen- abschaltungen	X		X	4.1.5
Plasma- instabilitäten		X	X	4.1.6
H/L-Vergleich	X			4.2.1
Dichte- abhängigkeit bei H ⁰ -Injektion	X		X	4.2.2
Injektions- leistung bei D ⁰ -Injektion	X		X	4.2.3
Dichteeinfluß bei LH			X	4.2.4.1
Einfluß der LH-Leistung			X	4.2.4.2
Einfluß der LH-Phasen- differenz			X	4.2.4.3

Tab. 4.1: Übersicht der untersuchten Aspekte und deren Auswirkung auf die mit der NE213-Diagnostik gemessenen Fusionsneutronen, Photo-neutronen und γ -Raten.

4.1.1 SÄGEZAHNOSZILLATIONEN

Die 1974 erstmals gemessenen Sägezahnoszillationen (interne Disruptionen /1/) treten an allen Tokamaks bei unterschiedlichen Entladungsbedingungen auf. Die Sägezahnoszillationen werden mit Diagnostiken zur Messung der weichen Röntgenstrahlung (SXR-Diagnostik) und zur Messung der harten Röntgenstrahlung, sowie mit zeitaufgelösten Temperatur- und Dichtemessungen untersucht. Bei ausreichender Zählratenstatistik können diese Oszillationen auch in der emittierten Fusionsneutronenrate gemessen werden /2/3/4/5/. An allen Fusionsexperimenten werden dazu Szintillator-Detektoren verwendet. An JET (Joint European Torus) und in dieser Arbeit an ASDEX werden die im Szintillator registrierten Ereignisse in Neutronen- und γ -Pulse getrennt (Kapitel 3).

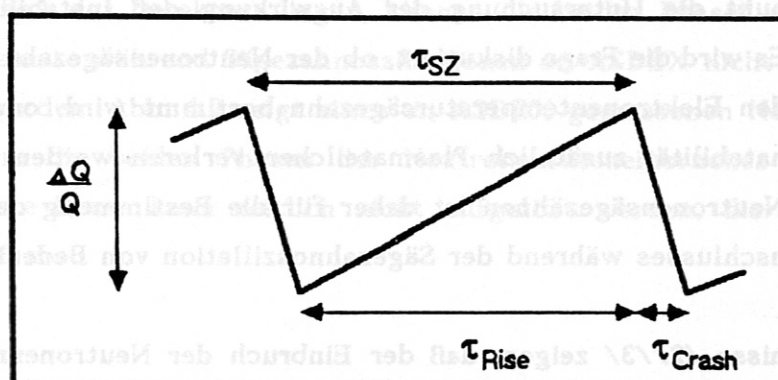


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Sägezahnoszillation

Die Sägezahninstabilität (Störung des Plasmagleichgewichts) wird durch das Anwachsen einer $m=1$ Mode verursacht. Ein Sägezahneinbruch (Abb. 4.1) ist durch einen schnellen ($\sim 100 \mu s$ im SXR-Signal) Abfall von Temperatur und Dichte innerhalb der $q=1$ -Fläche gekennzeichnet. Die physikalische Ursache des schnellen Abflachens der Temperatur- und Dichteprofile und damit der Typ der $m=1$ Mode, mit der die Sägezahninstabilität korreliert ist, wird noch untersucht /15//16/.

Nach dem schnellen Abflachen der Temperatur- und Dichteprofile (Sägezahneinbruch) steigen Temperatur und Dichte innerhalb einiger 10 ms wieder an und die Profile spitzen sich wieder zu. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch. An ASDEX betragen die Sägezahnperioden $\tau_{SZ} \approx 30$ bis 80 ms. Am Plasmarand

werden invertierte Sägezähne (langsamer Abfall, schneller Anstieg) gemessen. Dabei wird Energie in radialer Richtung nach außen transportiert (Wärmepuls). Die invertierten Sägezähne können an JET aufgrund der hohen Fusionsrate mit auf einen bestimmten Plasmaausschnitt kollimierten Szintillator-Neutronendetektoren nachgewiesen werden /5/.

Aus SXR-Messungen der Sägezahnoszillationen wurde gefolgert, daß die Sägezahnperiode proportional zu dem Quotienten der gesamten Heizleistung dividiert durch die Wurzel der liniengemittelten Dichte zunimmt /6/. Die relative Sägezahn-Amplitude der zentralen Elektronentemperatur $\Delta T_e(0)/T_e(0)$ skaliert mit $T_e(0)$ und kann an JET bis zu $\Delta T_e(0)/T_e(0)=0.3$ (oder $T_e^{\max}/T_e^{\min}=2$) betragen /7/.

Die Messung der Neutronenrate während der Sägezahnoszillation (Neutronensägezahn) erlaubt die Untersuchung der Auswirkung der Instabilität auf die Plasmaionen. Es wird die Frage diskutiert, ob der Neutronensägezahn im wesentlichen durch den Elektronentemperatursägezahn bestimmt wird, oder ob durch die Sägezahninstabilität zusätzlich Plasmateilchen verloren werden. Die Untersuchung von Neutronensägezähnen ist daher für die Bestimmung des Teilchen- und Energieeinschlusses während der Sägezahnoszillation von Bedeutung.

Neuere Ergebnisse /2//3/ zeigen, daß der Einbruch der Neutronenrate in zwei zeitlich aufeinanderfolgenden Phasen erfolgt. In der ersten Phase (0.3 ms bis 1.5 ms) wird die emittierte Neutronenrate durch die Vermischung der Ionen innerhalb des Mixingradius reduziert. Der Mixingradius ist der äußerste Radius, an dem durch die Sägezahninstabilität aufgebrochene Magnetfeldlinien (Inselbildung) wieder miteinander verbunden werden. In der zweiten Phase des Einbruchs der Neutronenrate (5 ms bis 20 ms) werden schnelle Ionen über den Mixingradius nach außen transportiert. Grund dafür ist der steile Temperaturgradient am Mixingradius. Im Fall der zitierten Messungen wurde auf eine Pulsformtrennung verzichtet, wodurch die maximal erreichbare Zählrate des Detektorsystems nicht durch die Totzeit der Elektronik für die Pulsformtrennung limitiert wird. Tab. 4.2 faßt einige Ergebnisse an den Tokamakexperimenten PLT, TFTR und DIII-D zusammen. Bei sonst gleichen Entladungsparametern skaliert die relative Änderung der gemessenen Gesamtrate aus detektierten Neutronen- und γ -Ereignissen $\Delta Q_{n+\gamma}/Q_{n+\gamma}$ mit $\Delta T_e(0)/T_e(0)$.

Experiment	Entladungsbedingung	τ_{SZ} [msec]	T_i [keV]	$\frac{\Delta Q_{n+\gamma}/Q_{n+\gamma}}{\Delta T_e/T_e}$
PLT	^3He Minoritätsheizung	~ 15	-3.0	-0.6
TFTR	OH	~ 130	-2.0	-1.6
DIII-D	$\text{H}^0 \rightarrow \text{D}^+$, H-Mode	-30	-1.3	-2.1

Tab. 4.2: Vergleich der Sägezahnparameter an PLT (Princeton Large Torus), TFTR (Tokamak Fusion Test Reaktor, Princeton) und Doublet-III D (San Diego).

Da die in dieser Arbeit gemessenen Neutronensägezähne nicht im optimalen Zählratenbereich des Detektors liegen, können die beiden Phasen des Einbruchs der Neutronenrate während Sägezahnoszillationen an ASDEX nicht systematisch untersucht werden. Abb. 4.2 zeigt einen an ASDEX gemessenen Neutronensägezahn, an dem die beiden Phasen des Neutronenrateneinbruchs zu erkennen sind. Die erste Phase kann zeitlich nicht aufgelöst werden, die zweite Phase beträgt ca. 15 ms.

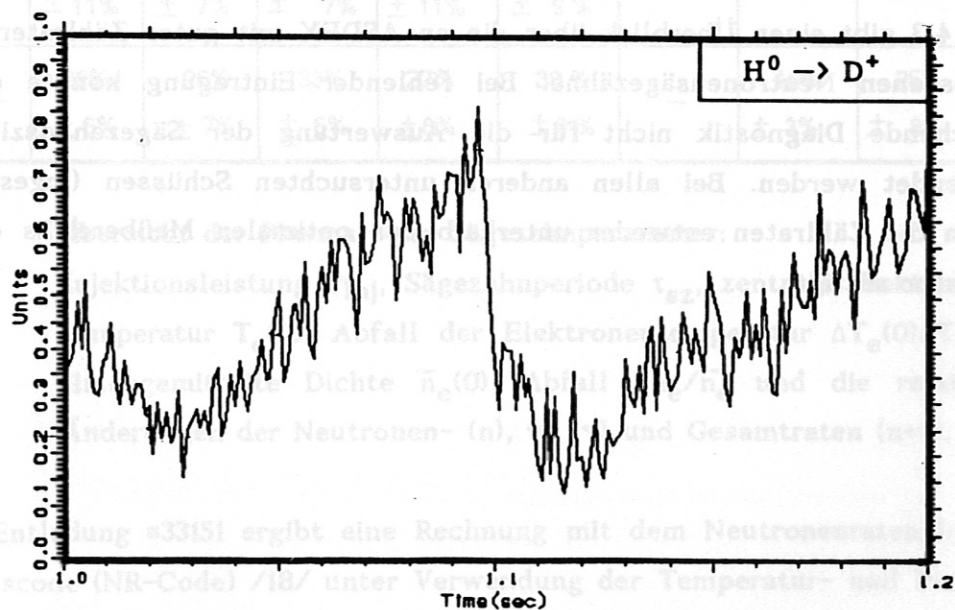


Abb. 4.2: Neutronensägezahn mit zwei unterscheidbaren aufeinanderfolgenden Phasen der Reduktion der Neutronenrate. Der Sägezahneinbruch erfolgt bei 1.095 s. Die zweite Phase des Sägezahneinbruchs liegt zwischen 1.10 s und 1.115 s.

Die zwischen registrierten Neutronen- und γ -Ereignissen diskriminierende Neutronenratenmessung zeigt, daß neben Neutronensägezähnen auch Sägezähne im Bereich der harten Röntgenstrahlung auftreten (γ -Raten in Abb. 4.3). Dieses Ergebnis stimmt mit Messungen an TEXTOR überein /17/.

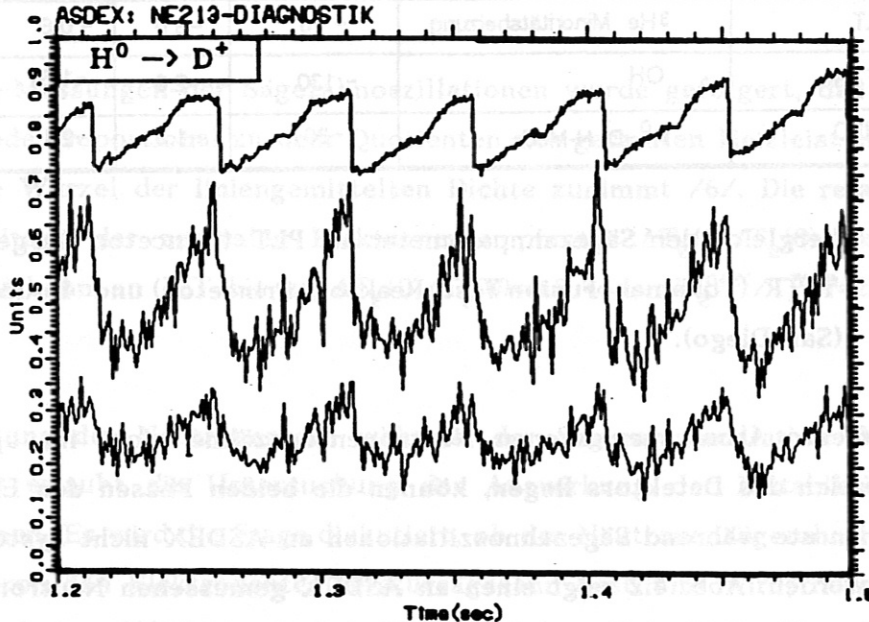


Abb. 4.3: Sägezahnoszillation im SXR-Signal (obere Spur) und mit dem NE213-Szintillator gemessene Neutronen- (mittlere Spur) und γ -Raten im gleichen Maßstab.

Tab. 4.3 gibt einen Überblick über die an ASDEX mit guter Zählratenstatistik gemessenen Neutronensägezähne. Bei fehlender Eintragung konnte die entsprechende Diagnostik nicht für die Auswertung der Sägezahnoszillationen verwendet werden. Bei allen anderen untersuchten Schüssen (insgesamt 44) liegen die Zählraten entweder unterhalb des optimalen Meßbereichs oder der Detektor sättigt.

Schub	# 33501	# 33496	# 33495	# 33210	#33151	# 33121	# 32371	# 30860
$P_{inj.} [MW]$	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.45	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.45	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.4	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.05	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.05	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.1	$D^0 \rightarrow D^+$ 1.5	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.45
$\tau_{sz} [ms]$	40	67	90	65	60	35	50	80
$T_e(0) [keV]$	1.57	1.9	1.9	1.75	1.8	2.46	—	1.65
$\frac{\Delta T_e(0)}{T_e(0)}$	16 %	—	—	18 %	5.6 %	15%	—	10 %
$\bar{n}_e [10^{13} cm^{-3}]$	2.68	2.74	2.75	2.77	2.8	2.5	2.16	3.3
$\frac{\Delta \bar{n}_e}{\bar{n}_e}$	5.7 %	5.8 %	6.5 %	2.7 %	4.4 %	3.3 %	5.4 %	4.4 %
$\frac{\Delta Q_n}{Q_n}$	41 % $\pm 7 %$	34 % $\pm 7 %$	40 % $\pm 7 %$	32 % $\pm 6 %$	37 % $\pm 10 %$	39 % $\pm 14 %$	23 % $\pm 4 %$	27 % $\pm 8 %$
$\frac{\Delta Q_\gamma}{Q_\gamma}$	29% $\pm 11 %$	24% $\pm 7 %$	26% $\pm 7 %$	33% $\pm 11 %$	33% $\pm 9 %$	—	—	—
$\frac{\Delta Q_{n+\gamma}}{Q_{n+\gamma}}$	38% $\pm 6 %$	26% $\pm 7 %$	33% $\pm 6 %$	27% $\pm 8 %$	30% $\pm 6 %$	—	10% $\pm 3 %$	25% $\pm 8 %$

Tab. 4.3: Übersicht der Plasma- und Sägezahnparameter:

Injektionsleistung P_{inj} , Sägezahnperiode τ_{sz} , zentrale Elektronentemperatur $T_e(0)$, Abfall der Elektronentemperatur $\Delta T_e(0)/T_e(0)$, liniengemittelte Dichte $\bar{n}_e(0)$, Abfall $\Delta \bar{n}_e/\bar{n}_e$ und die relativen Änderungen der Neutronen- (n), γ - (γ) und Gesamtraten (n+ γ).

Für die Entladung #33151 ergibt eine Rechnung mit dem Neutronenraten-Interpretationscode (NR-Code) /18/ unter Verwendung der Temperatur- und Dichteprofile aus der Thomsonstreuung eine relative Änderung der Neutronenrate $\Delta Q_n/Q_n = 0.3$ (Tab. 4.4). Aufgrund der geringen Zeitauflösung der Diagnostiken

wurde das n_H/n_D -Verhältnis und die effektive Plasmaladung Z_{eff} über die Sägezahnoszillation als konstant angenommen und $T_D/T_e=1$ gesetzt. Die gemessenen NE213-Neutronenraten wurden über die Relativeichung zu den moderierten Neutronenratendetektoren (Kap. 2.4) bestimmt.

Zeit	gemessene Neutronenrate	berechnete Neutronenrate
1.300 s	$(4.4 \pm 1.2) \cdot 10^{11}$ n/s	$7.1 \cdot 10^{11}$ n/s
1.335 s	$(8.8 \pm 2.5) \cdot 10^{11}$ n/s	$1.0 \cdot 10^{12}$ n/s
$\frac{\Delta Q_n}{Q_n}$	$(37 \pm 10) \%$	30 %

Tab. 4.4: Vergleich der NE213-Neutronenratenmessung mit der NR-Code-Rechnung für eine Sägezahnoszillation der Entladung *33151.

Experimentell wird der Mixingradius durch den Radius festgelegt, bei dem der Übergang zu invertierten Sägezähnen erfolgt (Inversionsradius). Der Inversionsradius wird in dieser Arbeit mit der SXR-Diagnostik bestimmt. Eine Abelinversion der SXR-Sichtlinien würde in diesem Fall die Genauigkeit der Lage des Inversionsradius nicht erhöhen /76/. In einer zweiten Rechnung wurde nach dem Sägezahneinbruch ein von der Plasmaachse bis zum Mixingradius abgeflachtes Temperatur- und Dichteprofil angenommen. Diese zweite Rechnung liefert ebenfalls $\Delta Q_n/Q_n=0.3$. Aufgrund des kleinen Inversionsradius ($r_{\text{inv}}/a=(0.18 \pm 0.08)$) mit dem kleinen Plasmaradius a) der einzigen Entladung, für die alle für die Rechnung mit dem NR-Code benötigten Daten zur Verfügung stehen, ergibt sich keine Änderung von $\Delta Q_n/Q_n$. Die Lage des Inversionsradius hat starken Einfluß auf die relative Abnahme der Neutronenrate durch den Sägezahneinbruch ($\Delta Q_n/Q_n$ skaliert mit $r_{\text{inv}}^4/2$).

Durch die topologische Auswertung der 2D-SXR-Messungen und der kollimierten Neutronenemissionsprofile /48/ an JET /19/ können am Ende des Sägezahneinbruchs vor dem Wiederanstieg der $T_e(0)$ sogar Hohlprofile nachgewiesen werden.

Nach Simulationsrechnungen an anderen Tokamak-Experimenten [2][3] kann die gemessene Amplitude des Neutronensägezahns auch durch die Annahme abgeflachter Profile nicht vollständig erklärt werden. Um die gemessenen Amplituden der Neutronenraten zu reproduzieren, wird zusätzlich ein Energie- und teilweise auch ein Teilchentransport von der Mixingregion nach außen angenommen. Dieser Energiefluß über den Mixingradius ist für die langsame Abfallzeit des Neutronensägezahneinbruchs verantwortlich. Um solche Modelle auch auf ASDEX Neutronensägezähne anzuwenden, muß die Datenbasis verbreitert und der optimale Arbeitsbereich des Detektors angepaßt werden.

An ASDEX werden in dieser Arbeit sowohl in der NE213-Neutronen- als auch in der NE213- γ -Rate Sägezahnoszillationen gemessen. $\Delta Q_n/Q_n$ beträgt 30% bis 40%. Ohne Pulsformtrennung würde die $(n+\gamma)$ -Gesamtrate gemessen werden. Da der Anteil der in dieser Arbeit gemessenen relativen Änderung der Neutronenrate an der Gesamtrate stark variiert, ist eine Pulsformtrennung zur Interpretation der gemessenen Neutronenraten notwendig. Bei hohen Zählraten werden mit der NE213-Diagnostik zwei Phasen des Abfalls der Neutronenraten im Sägezahneinbruch gemessen. Die zweite langsamere Abfallzeit läßt auf einen Energie- und Teilchenverlust des Plasmas innerhalb des Mixingradius schließen. Eine systematische Analyse der gemessenen Neutronenratenänderung mit dem Neutronenraten-Interpretationscode war aufgrund fehlender Daten anderer Diagnostiken und der schmalen Datenbasis von NE213-Messungen mit hoher Zählrate nicht möglich.

4.1.2 SÄGEZAHNKORRELIERTE SPIKES

Bei Sägezahnoszillationen in Plasmen mit kleiner Dichte ($\bar{n}_e(0) \lesssim 2.1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$) treten zum Zeitpunkt des SXR-Sägezahneinbruchs in der Neutronen- und häufiger in der γ -Rate Spitzen (Spikes) auf (Abb. 4.4 und 4.5). Die sägezahnkorrelierten Spikes treten über den gesamten Sägezahnperiodenbereich an ASDEX (30 bis 80 ms) auf. Es werden Schüsse mit H^0 -Injektion und teilweise zeitgleicher Lower-Hybrid-Heizung untersucht.

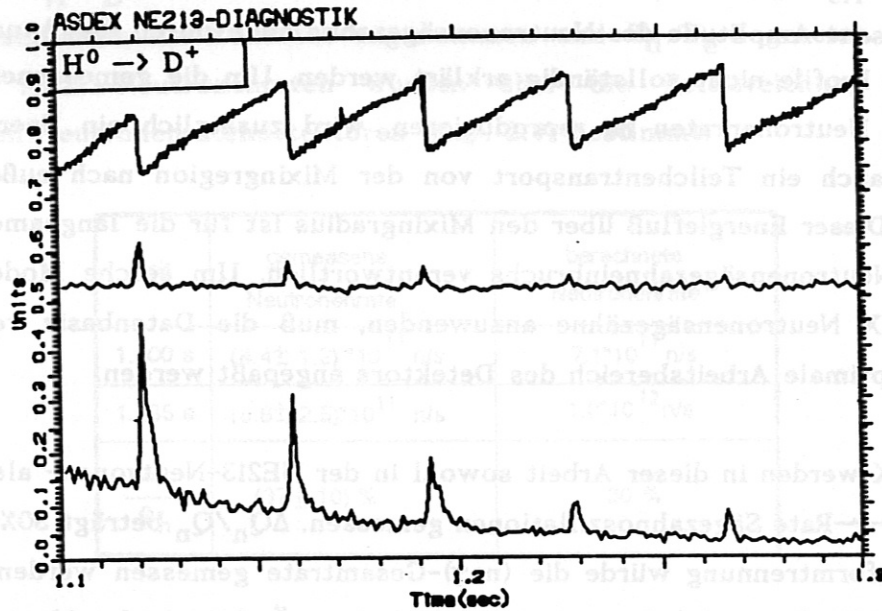


Abb. 4.4: Spitzen in der NE213-Neutronenrate (mittlere Spur) und der NE213- γ -Rate (unten). Die obere Spur zeigt die Sägezahnoszillationen im Zentralkanal der SXR-Diagnostik (* 33430).

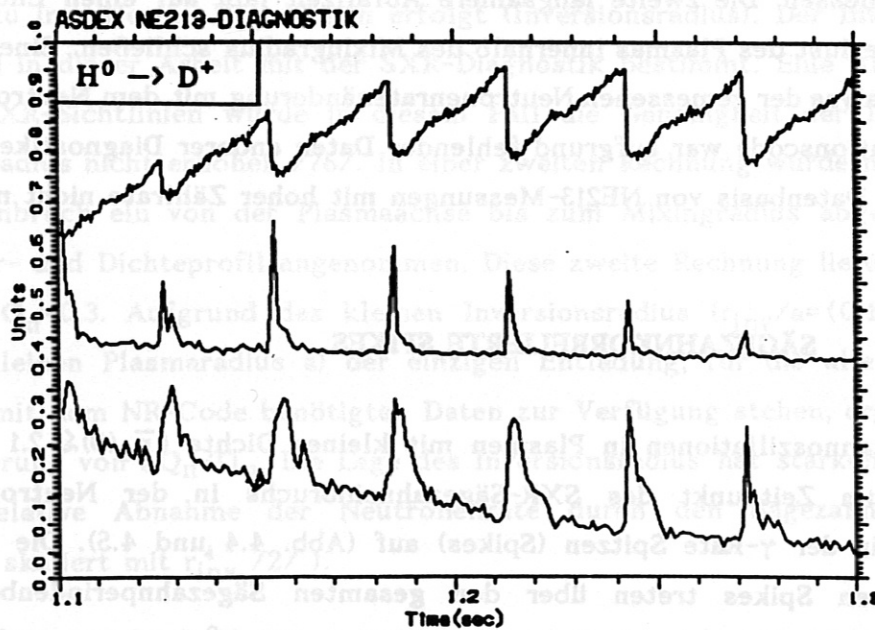


Abb. 4.5: Spitzen in der NE213-Neutronenrate (mittlere Spur) und der NE213- γ -Rate (unten). Die obere Spur zeigt die Sägezahnoszillationen im Zentralkanal der SXR-Diagnostik (* 33429).

Die NR-Code-Simulation /18/ der Entladung #33430 ergibt ohne Berücksichtigung abgeflachter Profile und des Energietransportes über den Mixingradius nach außen einen relativen Abfall der Neutronenrate von 37%. Die zeitgleichen hohen Spitzen in der NE213- γ -Rate bei sonst niedriger NE213-Neutronenrate zwischen den Spike-Ereignissen deuten darauf hin, daß die Neutronen-Spikes durch Photon-neutronen ((γ,n)-Prozesse) produziert werden.

Tab. 4.5 enthält die Parameter von drei Schüssen, die eine kurzzeitige hohe Neutronen- und γ -Emission zeigen. Die Dauer der hohen Neutronen- bzw. γ -Emission ist mit τ_n bzw. τ_γ bezeichnet.

Schuss	T_e (keV)	n_e (10^{20} cm^{-3})	τ_n (μs)	τ_γ (μs)
33430	1.5	1.8	1.5	1.5
33431	1.5	1.8	1.5	1.5
33432	1.5	1.8	1.5	1.5

Schußnr.	33429					
$\bar{n}_e(0)$ [10^{13} cm^{-3}]	1.9					
$T_e(0)$ [keV]	1.6					
Sägezahneinbruch ($t-t_0$) [ms]	127	154	184	213.5	242.5	271.5
τ_{sz} [ms]	27	30	30	29	29	30
τ_γ [ms]	14	12	10	11	8	9.5
$\Delta Q_\gamma/Q_\gamma$	0.7	0.7	1.3	1.8	3.1	3.3
τ_n [ms]	7	7	7	9	5	3
$\Delta Q_n/Q_n$	8.3	10.8	9.2	7.8	4.3	4.2

Schußnr.	33001			
$\bar{n}_e(0)$ [10^{13} cm^{-3}]	3.1			
$T_e(0)$ [keV]	2.0			
Sägezahneinbruch ($t-t_0$) [ms]	86.6	162.2	241.1	316.2
τ_{sz} [ms]	76	75.6	79	75
τ_γ [ms]	5.5	8.7	6.3	6.5
$\Delta Q_\gamma/Q_\gamma$	1.1	3.6	3.8	2.3
τ_n [ms]	5	5	3.8	1.8
$\Delta Q_n/Q_n$	11.5	3.7	3.1	0.4

Schußnr.	33430		
$\bar{n}_e(0)$ [10^{13} cm^{-3}]	1.8		
$T_e(0)$ [keV]	1.67		
Sägezahneinbruch ($t-t_0$) [ms]	120	158	192
τ_{sz} [ms]	38	34	35
τ_γ [ms]	5.7	4.8	5.7
$\Delta Q_\gamma/Q_\gamma$	2.25	2.3	1.8
τ_n [ms]	3.7	4	2.8
$\Delta Q_n/Q_n$	2.3	2.3	1.8

Tab. 4.5: Parameterbereich der Photoneutronen- und γ -Spikes an ASDEX: ($t-t_0$) ist der Zeitpunkt des SXR-Sägezahneinbruchs bezogen auf den Zeitpunkt t_0 des Beginns der H^0 -Injektion. τ_{sz} bezeichnet die Sägezahnperiode, τ_γ und τ_n die zeitliche Dauer der erhöhten γ - bzw. Photoneutronenemission. Die Zeitauflösung beträgt 1 ms. $\Delta Q_\gamma/Q_\gamma$ und $\Delta Q_n/Q_n$ sind der relative Anstieg der Photoneutronen- bzw. γ -Raten bezogen auf die Untergrundraten.

Sägezahnkorrelierte Spikes treten mit den ersten Sägezähnen nach dem Einschalten der H^0 -Injektion auf. Die zeitliche Entwicklung der Spikes ist durch einen sofortigen Anstieg (innerhalb der Detektorauflösung) der Rate während des Sägezahneinbruchs charakterisiert. Der Abfall der Spikeemission erfolgt innerhalb weniger Millisekunden. τ_γ liegt bis zu einem Faktor 2 über τ_n , was auf eine Verschiebung des Röntgenspektrums zu kleineren Energien während der Spikeemission hindeutet.

Der zeitliche Verlauf der Spikeemission erinnert an invertierte Sägezähne. In den ASDEX-Messungen wird im Gegensatz zu den Runaway-Elektronenmessungen bei Sägezahnoszillationen an PLT /21/ in der Regel keine Verzögerung zwischen dem SXR-Sägezahneinbruch und dem Erreichen des Maximalwertes der Spikeemission gemessen. Nach den Ergebnissen der PLT-Messungen sollte bei der entsprechenden Dichte für die ASDEX-Messungen (beide Maschinen haben $a=40$ cm) die Verzögerungszeit ca. 2 ms betragen. Nur in 2 Fällen wurde für die γ -Spikes eine Verzögerungszeit von 1.5 bzw. 3.5 ms gemessen.

Bei dem neuen in dieser Arbeit gemessenen Effekt der sägezahnkorrelierten Spikes bei niedrigen Plasmadichten liegt die Interpretation nahe, daß die gemessenen Neutronen-Spikes durch Photoneutronen verursacht werden. Die NE213-Neutronen und die NE213- γ -Rate erhöht sich ohne meßbare Verzögerung nach dem Sägezahneinbruch. Die Dauer der Spike-Emission beträgt 10 bis 15 ms. Dabei liegt die Dauer des γ -Spikes bis zu einem Faktor zwei über der Dauer der Neutronenspikes. Die gemessene Neutronenrate erhöht sich während der Spike-Emission bis zu einem Faktor 10 über die Untergrundrate. Die Messung dieses Effektes ist ausschließlich einem Detektor, der in der Lage ist Neutronen- und γ -Raten gleichzeitig an der gleichen Position am Tokamak zu messen, zugänglich.

4.1.3 NEUTRONEN- UND γ -RATEN BEI PELLETT-INJEKTION

Die Injektion von gefrorenen zylindrischen Pellets ($d \approx 1.5$ mm) wird als alternative Nachfüllmethode zu dem Einblasen von gasförmigem D_2 in Tokamakexperimenten untersucht /25/. Die Pellettemperatur vor dem Einschub in das Plasma (Pellet-Injektion) liegt bei ca. 10 K /22/. Das injizierte Pellet geht durch Verdampfen und durch Sublimation in den gasförmigen Zustand über. Dieser Vorgang wird als Ablation bezeichnet. Die Eindringtiefe der eingeschossenen

Pellets wird durch deren Größe und durch die Ablationsrate bestimmt und entscheidet damit über die Effizienz der Methode, da die Pelletdichte nahe an der Plasmaachse deponiert werden muß.

Will man die Beeinflussung der Plasmaparameter an der zum Ablationsradius gehörigen Fläche konstanten poloidalen magnetischen Flusses (Flußfläche) verstehen, ist es wichtig, das zeitliche Verhalten der Neutronenrate bei Pellet-Injektion zu untersuchen. Es werden zuerst die Neutronenraten bei D^0 - und H^0 -Neutralteilcheninjektion und danach die Neutronenraten mit Lower-Hybrid-Wellenheizung bei hohem γ -Untergrund betrachtet.

Bei Pellet-Injektion in ein durch Deuteriuminjektion geheiztes Deuteriumplasma ($D^0 \rightarrow D^+$) wird am TFTR /8//9/ ein Anstieg der Neutronenrate um $\Delta Q_n(t)/Q_n(t)=3$ bei $\bar{n}_e(0)=1.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und um $\Delta Q_n/Q_n(t)=0.4$ bei $\bar{n}_e(0)=3.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Abb. 4.6 zeigt die zeitliche Entwicklung der NE213-Neutronenrate an ASDEX bei D^0 -Injektion. Die senkrechten Linien markieren die Zeitpunkte der Pellet-Injektion. Ein Peak in der Neutronenrate ca. 0.5 ms nach der Pellet-Injektion wie im Fall der TFTR-Messungen wird an ASDEX nicht gemessen. Die liniengemittelte Dichte der ASDEX-Entladung schwankt über den ausgewerteten Zeitraum zwischen 5.1 und $6.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Nach einer Verzögerungszeit von $t_p=(3.8 \pm 0.7) \text{ ms}$ nach der Pellet-Injektion fällt die NE213-Neutronenrate im Fall der ASDEX-Messung aufgrund der Temperaturerniedrigung durch das eingeschossene kalte Pellet um $\Delta Q_n/Q_n=0.45$ ab.

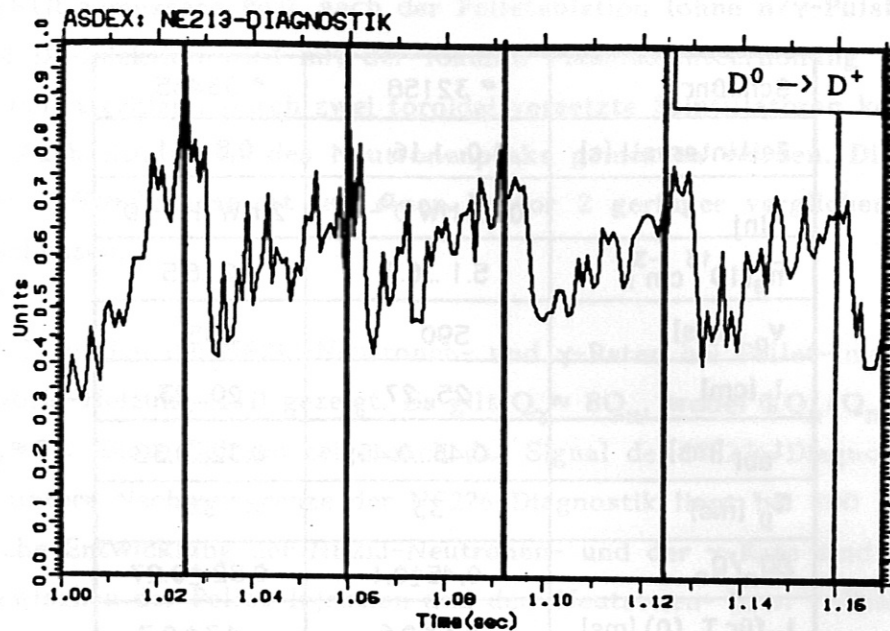


Abb. 4.6: Zeitliche Entwicklung der Neutronenrate während Pellet-Injektion in ein durch D^0 -Neutralteilcheninjektion geheiztes Deuteriumplasma ($D^0 \rightarrow D^+$). (3.8 ± 0.7)ms nach der Pellet-Injektion fällt die Neutronenrate um $\Delta Q_n(t)/Q_n(t)=0.45$ ab. Die senkrechten Linien markieren die Zeitpunkte der Pellet-Injektion. Die zeitliche Entwicklung der NE213- γ -Rate folgt den NE213-Neutronenraten.

Ein ähnliches Verhalten findet sich bei Pellet-Injektion in ein durch Wasserstoffinjektion geheiztes Deuteriumplasma (Tab. 4.6).

Schußnr.	* 32158	* 33465
Zeitintervall [s]	1.0...1.16	0.8...1.1
P_{inj}	0.65 MW $D^0 \rightarrow D^+$	2 MW $H^0 \rightarrow D^+$
$\bar{n}_e [10^{13} \text{ cm}^{-3}]$	5.1 ...6.7	4.2...6.5
v_p [m/s]	590	595
l_p [cm]	25...27	20...23
t_{abl} [ms]	0.43...0.46	0.32...0.38
τ_p [ms]	33	34
$\Delta Q_n/Q_n$	0.45 ± 0.1	0.82 ± 0.27
t_p für $T_e(0)$ [ms]	4.3 ± 0.6	4.7 ± 0.7
t_p für Q_n [ms]	3.8 ± 0.7	2.9 ± 0.6

Tab.4.6: Vergleich der Parameter zweier ASDEX-Schüsse bei D^0 - und H^0 -Injektion. P_{inj} bezeichnet die Leistung der Neutralteilcheninjektion, $\bar{n}_e(0)$ die liniengemittelte Dichte, v_p die Einschubgeschwindigkeit der Pellets, t_{abl} die Ablationszeit, τ_p den Zeitabstand zwischen den Pellet-Injektionen, $\Delta Q_n/Q_n$ den relativen Abfall der Neutronenrate und t_p die Zeit zwischen der Pellet-Injektion und dem Abfall $T_e(0)$ bzw. Q_n .

Die gemessenen Verzögerungszeiten zwischen Pellet-Injektion und dem Abfall der Neutronenrate sind sowohl für D^0 - wie für H^0 -Injektion mit dem Abfall der zentralen Elektronentemperatur konsistent. Bei allen ASDEX-Schüssen handelt es sich um Untersuchungen der experimentell erreichbaren maximalen Dichtegrenze (Dichtelimit). Die niedrige Plasmatemperatur bei Schüssen mit hoher Dichte bedingt daher eine niedrige Zählrate. Die Pelleteinschubfrequenz ist zu hoch, um Zeitkonstanten für den Abfall der Neutronenrate angeben zu können.

Der am TFTR gemessene Peak nach der Pelletablation (ohne n/γ -Pulsformtrennung) bei D^0 -Injektion wird mit der lokalen Plasmadichteerhöhung durch das injizierte Pellet erklärt. Durch zwei toroidal versetzte Szintillatoren konnte eine toroidale Ausbreitungszeit des Neutronenpeaks gemessen werden. Die Plasmadichte der TFTR-Schüsse ist um einen Faktor 2 geringer verglichen mit den ASDEX-Schüssen.

In Abb. 4.7 werden die NE213-Neutronen- und γ -Raten bei Pellet-Injektion und Lower-Hybrid-Heizung (LH) gezeigt. Es gilt $Q_\gamma \approx 8Q_n$, wobei $\Delta Q_n/Q_n \approx 0.7$ und $\Delta Q_\gamma/Q_\gamma \approx 0.3$. Diese Spitzen zeigt auch das Signal der NE226-Diagnostik (Kap. 4.4). Die untere Nachweisgrenze der NE226-Diagnostik liegt bei 400 keV /24/. Die zeitliche Entwicklung der NE213-Neutronen- und der γ -Rate sind identisch. Die Zeit zwischen der Pellet-Injektion und dem Neutronen- bzw. γ -Peak beträgt anfänglich 2.7 ms verglichen mit ca. 5 ms zwischen Pellet-Injektion und dem Abfall der ECE-Elektronentemperatur. Es handelt sich bei den gemessenen NE213-Neutronenrate nicht um Fusionsneutronen, sondern um Photoneutronen. Die Zeit zwischen Pellet-Injektion und dem Photoneutronenpeak vergrößert sich zwischen 1.33 s und 1.48 s auf (5.0 ± 1.5) ms. Diese Erhöhung von Δt_p ist bei einer Zeitauflösung von 1 ms mit der Dichteerhöhung vereinbar. Dabei ist vorausgesetzt, daß die charakteristische Zeit für die Ausbreitung der Pelletdichte die Schallgeschwindigkeit u_s im Plasma ist und $u_s \approx 1/n_e^{1/2}$ gilt /21/. Zu dem Zeitpunkt 1.48 s liegen keine $T_e(0)$ -Messungen vor. Die Pellet-Eindringtiefe l_p beträgt ca. 14 cm bei $t_{abl} \approx 0.24$ ms. l_p und t_{abl} sind geringer verglichen mit den Schüssen mit Neutralinjektion. Das gleiche Verhalten zeigt sich bei Pellet-Injektion in ein ohmsch geheiztes Plasma (OH) nach vorangegangener LH-Zusatzheizung bei hohem γ -Untergrund (Abb. 4.8).

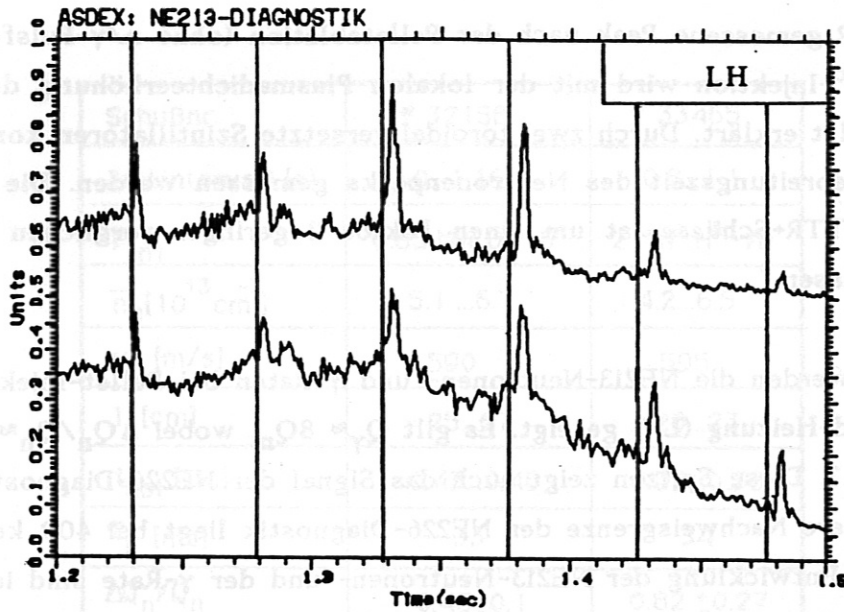


Abb.4.7: Zeitlicher Verlauf der NE213-Neutronen- (obere Spur) und der γ -Rate während Pellet-Injektion und LH-Zusatzheizung.

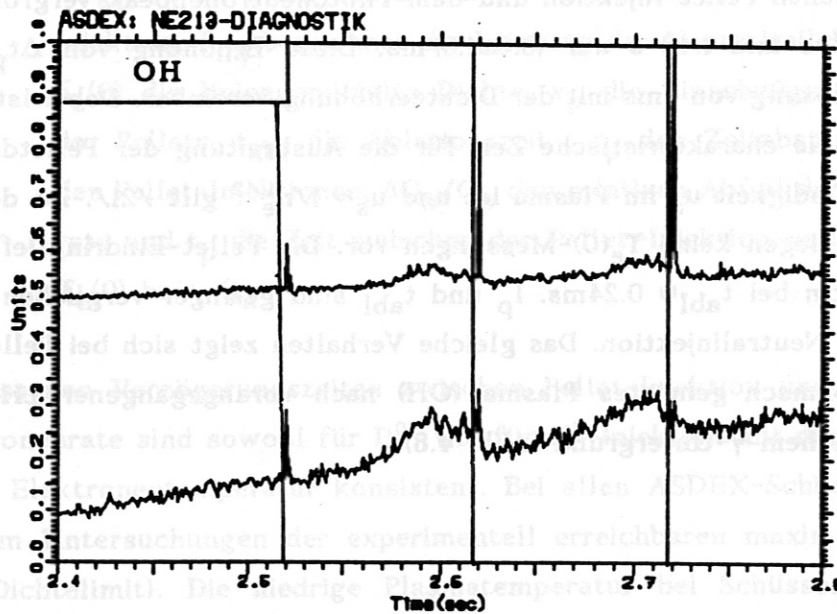


Abb.4.8: NE213-Neutronenrate (oben) und NE213- γ -Rate während Pellet-Injektion nach vorangegangener Lower-Hybrid-Wellenheizung.

Bei der Pellet-Injektion während D^0 - und H^0 -Injektion ist der gemessene Abfall der Neutronenrate in dieser Arbeit in Übereinstimmung mit dem Abfall der Elektronentemperatur. Eine Spitze in der Neutronenrate nach der Pellet-Injektion wird nicht gemessen.

Bei Pellet-Injektion in ein Plasma, das eine hohe Emission harter Röntgenstrahlung zeigt, wird nach der Pellet-Injektion eine starke kurzzeitige Erhöhung der Neutronen- und γ -Rate gemessen. Es könnte sich dabei um Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung der Plasmaelektronen mit dem Pellet handeln. Die Verzögerungszeit zwischen dem Maximum der Neutronen- und der γ -Rate und dem Zeitpunkt der Pellet-Injektion ist kürzer verglichen mit dem auf die Pellet-Injektion folgenden Abfall der Elektronentemperatur. Die Verzögerungszeit zwischen dem Maximum der Neutronen- und der γ -Rate steigt mit wachsender Plasmadichte an. Die zeitgleichen Spitzen in der NE213- γ - und der NE213-Neutronenrate deuten wiederum auf eine dominierende Photoneutronenproduktion während der Spike-Emission hin.

4.1.4 NEUTRONEN- UND γ -RATEN BEI NEUTRALINJEKTION

In diesem Abschnitt wird das zeitliche Verhalten der gemessenen NE213-Neutronen- und γ -Raten nach dem Zuschalten der Neutralteilcheninjektion untersucht. Die Neutronen- und γ -Raten steigen nach dem Einschalten der H^0 -Injektion entweder gleichzeitig an oder die γ -Rate steigt deutlich schneller an. Bei D^0 -Injektion steigt in allen gemessenen Fällen die γ -Rate deutlich schneller verglichen mit der Neutronenrate an. Die Messungen liefern 3 Ergebnisse:

1. Bei H^0 -Injektion steigen die Neutronen- und γ -Raten nach dem Einschalten der Neutralteilcheninjektion (NBI) zeitgleich mit $T_e(0)$ an. Das Verhältnis der Anstiegszeiten der Neutronen- und γ -Raten nach dem Einschalten der NBI beträgt $t_{\text{peak}}(n)/t_{\text{peak}}(\gamma) \sim 1$ (Tab. 4.7 und Abb. 4.9).
2. Bei H^0 -Injektion entspricht zwar die zeitliche Entwicklung der Neutronenrate der $T_e(0)$ wie unter 1), die γ -Raten steigen aber schneller an (Abb. 4.10), $t_{\text{peak}}(n)/t_{\text{peak}}(\gamma) = 3 \dots 5$.
3. Bei D^0 -Injektion beträgt $t_{\text{peak}}(n)/t_{\text{peak}}(\gamma) = 4 \dots 8$ (Abb. 4.11). Eine zeitgleiche Entwicklung der Neutronen- und γ -Rate wurde nicht gemessen.

Bei H^0 -Injektion zeigt sich ein Zusammenhang zwischen den NE213- γ -Raten vor dem Einsetzen der Injektion und den Anstiegszeiten der γ -Rate nach dem Einschalten der Injektion (Tab. 4.7). Bei D^0 -Injektion wird dieser Zusammenhang nicht gefunden. Trotz niedrigen γ -Raten vor der Injektion steigt nach dem Einsetzen der Injektion die γ -Rate schnell an.

Schußnr.	P_{inj} [MW]	$\bar{n}_e(0)$ [10^{13} cm^{-3}]	$t_{peak}(n)$ [ms]	$t_{peak}(\gamma)$ [ms]	$\frac{t_{peak}(n)}{t_{peak}(\gamma)}$	max. γ -Rate vorderNBI [c/ms]
* 33063	$H^0 \rightarrow D^+$ 2.46	2.65	132	146	0.95	15 ± 6
* 32967	2.5	2.9	136	133	1.0	4 ± 3
* 33495	2.94	2.7	190	187	1.0	25 ± 10
* 33068	2.5	2.6	120	33	3.6	132 ± 10
* 33091	2.5	2.6	104	23	4.5	90 ± 10
* 32369	$D^0 \rightarrow D^+$ 1.3	2.75	82	16	5.1	3 ± 2

Tab. 4.7: Vergleich der Zeiten zwischen dem Einschalten der NBI und dem Anstieg der Neutronen- und γ -Raten bis zum Maximalwert, $t_{peak}(n)$ bzw. $t_{peak}(\gamma)$. Die maximale γ -Rate vor dem Zuschalten der NBI wird in counts/ms angegeben.

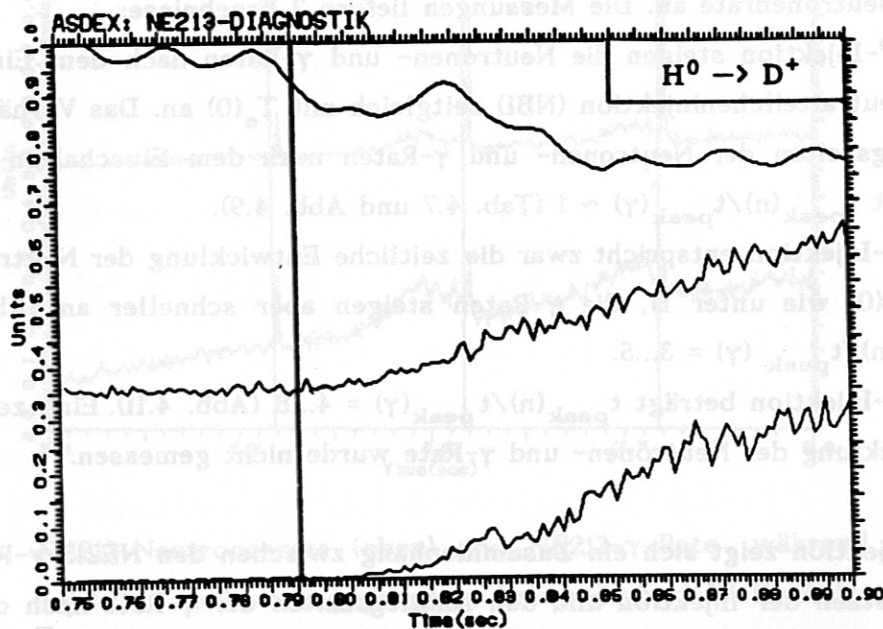


Abb. 4.9: Beispiel für einen Schuß mit H^0 -Injektion und dem zeitgleichen Anwachsen der Neutronenrate (unten) und der γ -Rate (mittlere Spur). Die Spur oben zeigt die Umfangsspannung U_1 (loop voltage) und die senkrechte Linie den Beginn der Neutralinjektion.

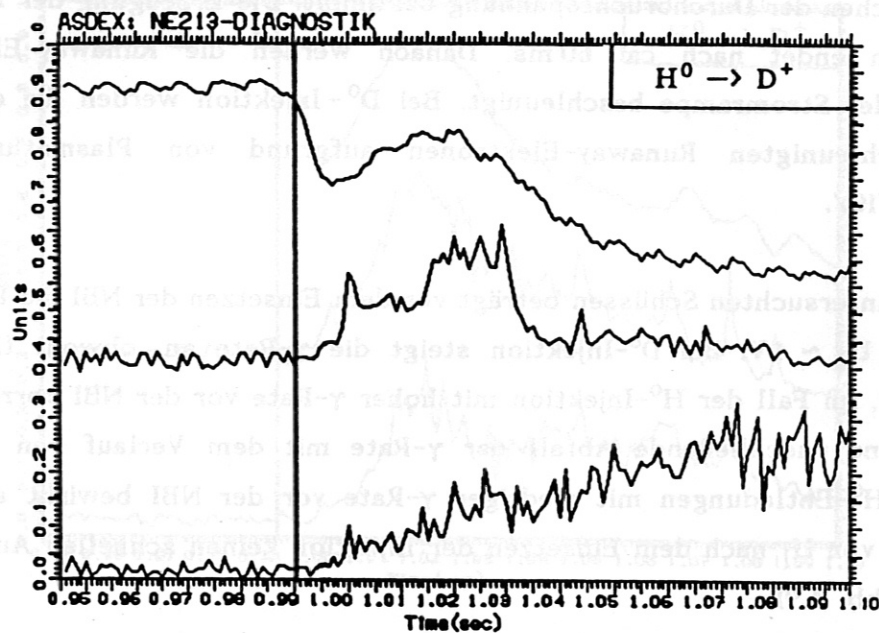


Abb. 4.10: H^0 -Injektion mit schnellem Anstieg der γ -Raten nach dem Einsetzen der NBI (mittlere Spur). Die Neutronenrate wächst entsprechend der Temperaturerhöhung. Oben ist die Spur der U_1 geplottet. Die senkrechte Linie markiert den Beginn der Neutralinjektion.

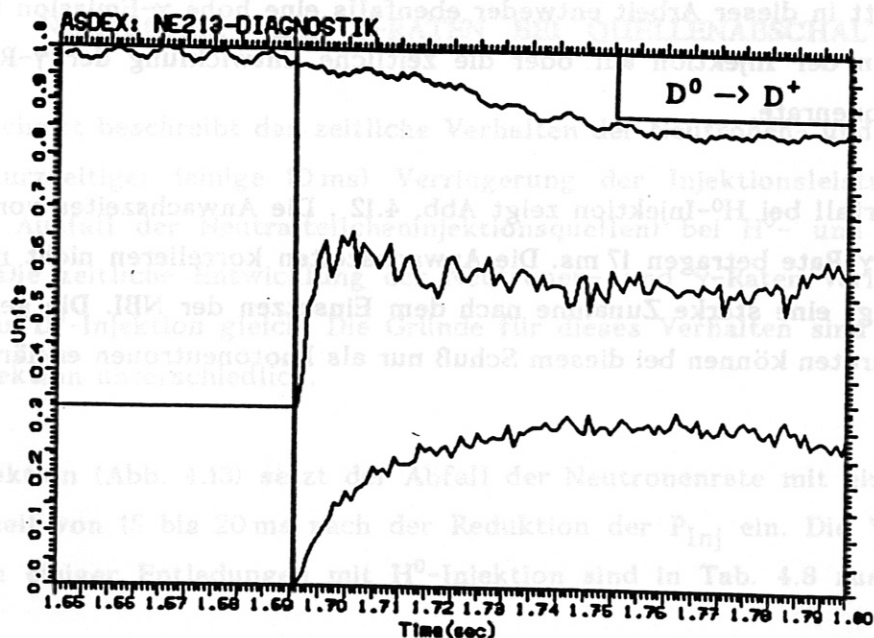


Abb. 4.11: Schnelles Anwachsen der γ -Rate (Mitte) und langsames Anwachsen der Neutronenrate (unten) nach dem Einsetzen der D^0 -Injektion (senkrechte Linie). Die obere Spur ist die Umfangsspannung U_1 .

Die Runaway-Elektronenerzeugung wird an ASDEX von der Füllbedingung vor dem Erreichen der Durchbruchsspannung bestimmt. Die Erzeugung der Runaway-Elektronen endet nach ca. 60 ms. Danach werden die Runaway-Elektronen während der Stromrampe beschleunigt. Bei D^0 -Injektion werden die erzeugten und beschleunigten Runaway-Elektronen aufgrund von Plasmaturbulenzen verloren /10/.

Bei allen untersuchten Schüssen beträgt vor dem Einsetzen der NBI die Umfangsspannung $U_1 \sim 1V$. Bei D^0 -Injektion steigt die γ -Rate an, obwohl U_1 abfällt (Abb. 4.11). Im Fall der H^0 -Injektion mit hoher γ -Rate vor der NBI korreliert der Anstieg und anschließende Abfall der γ -Rate mit dem Verlauf von U_1 (Abb. 4.10). In H^0 -Entladungen mit niedriger γ -Rate vor der NBI bewirkt auch eine Erhöhung von U_1 nach dem Einsetzen der Injektion keinen schnellen Anstieg der γ -Rate (Abb. 4.9).

Tab. 4.7: Vergleich der Zeiten zwischen dem Einschalten der NBI und dem

Durch die Messung der Neutronen- und γ -Raten nach dem Einsetzen der H^0 - und der D^0 -Injektion kann der Einschluß der schnellen Elektronen untersucht werden. Nach dem Einsetzen der D^0 -Injektion erfolgt in der NE213-Messung dieser Arbeit immer eine hohe Emission harter Röntgenstrahlung. Bei H^0 -Injektion tritt in dieser Arbeit entweder ebenfalls eine hohe γ -Emission nach dem Einschalten der Injektion auf oder die zeitliche Entwicklung der γ -Rate folgt der Neutronenrate.

Ein Sonderfall bei H^0 -Injektion zeigt Abb. 4.12. Die Anwachszeiten von Neutronen- und γ -Rate betragen 17 ms. Die Anwachszeiten korrelieren nicht mit $T_e(0)$. Die U_1 zeigt eine starke Zunahme nach dem Einsetzen der NBI. Die gemessenen Neutronenraten können bei diesem Schuß nur als Photoneutronen erklärt werden.

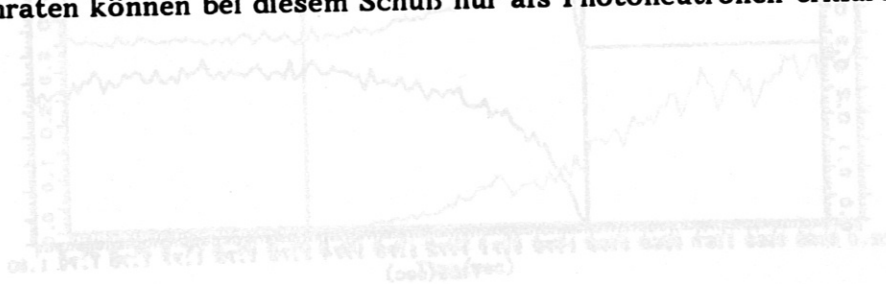


Abb. 4.12: Anstieg der γ -Rate (NE213) und langsame Anwachszeit bei H^0 -Injektion. Die Anwachszeit von Neutronen- und γ -Rate betragen 17 ms. Die Anwachszeiten korrelieren nicht mit $T_e(0)$. Die U_1 zeigt eine starke Zunahme nach dem Einsetzen der NBI. Die gemessenen Neutronenraten können bei diesem Schuß nur als Photoneutronen erklärt werden.

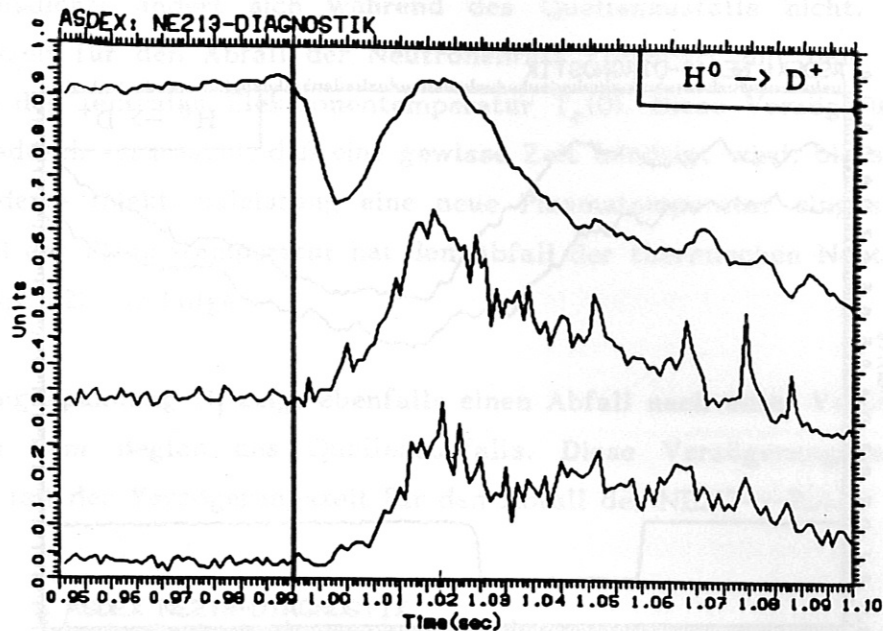


Abb. 4.12: Photoneutronenrate (mittlere Spur) und γ -Rate (unten) mit der oben geplotteten Umfangsspannung U_1 . Die senkrechte Linie zeigt den Beginn der NBI.

4.1.5 NEUTRONEN- UND γ -RATEN BEI QUELLENABSCHALTUNGEN

Dieser Abschnitt beschreibt das zeitliche Verhalten der Neutronen- und γ -Raten während kurzzeitiger (einige 10 ms) Verringerung der Injektionsleistung P_{Inj} (teilweiser Ausfall der Neutralteilcheninjektionsquellen) bei H^0 - und bei D^0 -Injektion. Die zeitliche Entwicklung der Neutronen- und γ -Raten verläuft für H^0 - wie für D^0 -Injektion gleich. Die Gründe für dieses Verhalten sind für H^0 - und D^0 -Injektion unterschiedlich.

Bei H^0 -Injektion (Abb. 4.13) setzt der Abfall der Neutronenrate mit einer Verzögerungszeit von 15 bis 20 ms nach der Reduktion der P_{Inj} ein. Die Verzögerungszeiten einiger Entladungen mit H^0 -Injektion sind in Tab. 4.8 zusammengefaßt.

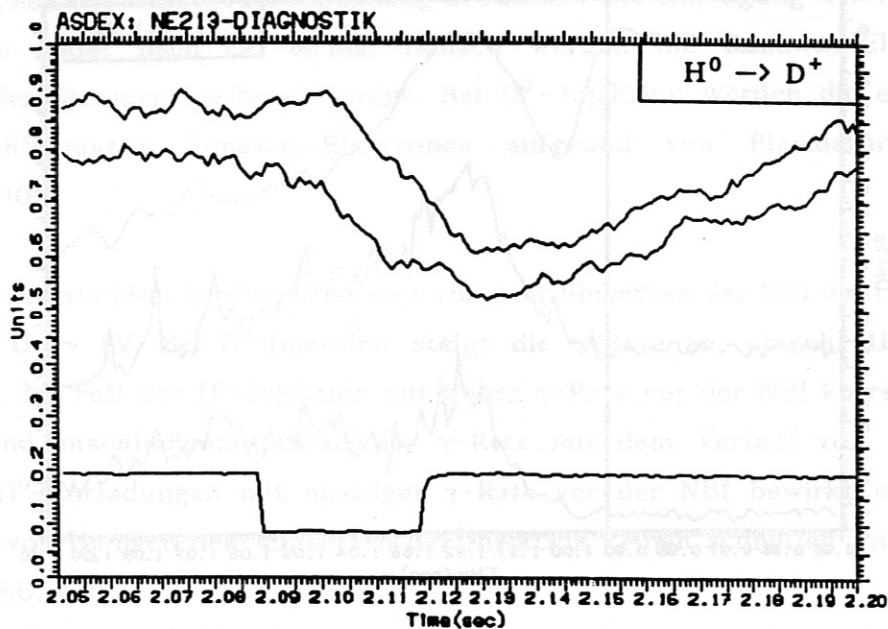


Abb. 4.13: Verhalten der NE213-Neutronen- (mittlere Spur) und der NE213- γ -Rate während einer Erniedrigung der Injektionsleistung (Quellenausfall, untere Spur). Es wird eine Verzögerungszeit zwischen dem Anfangszeitpunkt des Quellenausfalls und dem beginnenden Abfall der Neutronen- und γ -Rate gemessen.

Schußnr.	Δt_n [msec]	Δt_γ [msec]	ΔPNI [MW]	ΔT [msec]
33213	13	13	0.35	41
33213	15	15.5	0.53	30
33230	21	21	0.56	34
33411	13	13	0.58	22

Tab. 4.8: Daten einiger Schüsse, die bei H^0 -Injektion einen Quellenausfall zeigen. Δt_n und Δt_γ bezeichnen die Verzögerungszeiten, die auf ± 3 ms genau gemessen sind. ΔPNI ist der Betrag um den sich die Injektionsleistung über die Dauer ΔT des Quellenausfalls verringert.

Die Plasmadichte ändert sich während des Quellenausfalls nicht. Die Verzögerungszeit für den Abfall der Neutronenrate korreliert mit dem zeitlichen Verhalten der zentralen Elektronentemperatur $T_e(0)$. Diese Verzögerungszeiten werden dadurch verursacht, daß eine gewisse Zeit benötigt wird, bis sich durch die veränderte Injektionsleistung eine neue Plasmatemperatur eingestellt hat. Der Abfall der Plasmatemperatur hat den Abfall der thermischen Neutronenrate $Q_{tt}(t)$ (Kap. 1.2) zur Folge.

Die Umfangsspannung U_1 zeigt ebenfalls einen Abfall nach einer Verzögerungszeit nach dem Beginn des Quellenausfalls. Diese Verzögerungszeit in U_1 korreliert mit der Verzögerungszeit für den Abfall der NE213- γ -Rate.

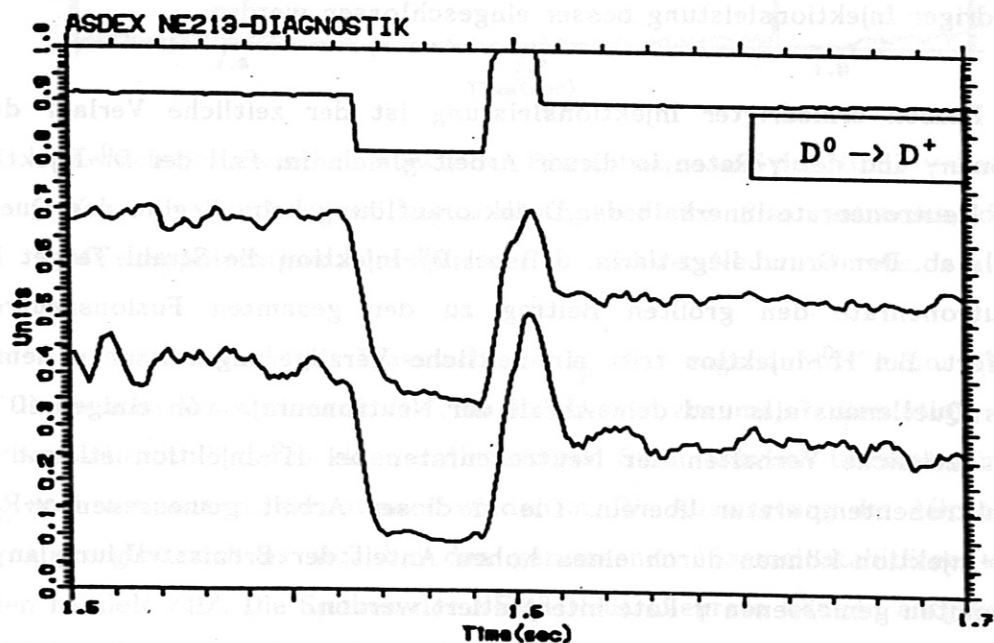


Abb. 4.14; Zeitlicher Verlauf der Neutronenrate (mittlere Spur) und der γ -Rate (oben) während eines Quellenausfalls bei Deuteriuminjektion über 32 ms. Bei 1.6 s ist die Injektionsleistung (unten) kurzzeitig erhöht (zeitliches Überlappen der SO- und NW-Injektoren; $\Delta PNI=0.6$ MW).

Bei Deuteriuminjektion (Abb. 4.14) setzt der Abfall der Neutronen- und γ -Rate innerhalb der Detektorzeitauflösung (1 ms) ein. Es gibt keine Entladung mit einer meßbaren Verzögerungszeit für den Ratenabfall. Bei D^0 -Injektion ist die Strahl-Target-Reaktion der dominierende Neutronenproduktionspfad. Durch eine plötzliche Reduktion der Zahl der injizierten Deuteronen fällt daher die gesamte Neutronenrate sofort ab. Die Umfangsspannung bleibt während der Phase der zuerst verringerten und danach erhöhten P_{Inj} unverändert und kann den Abfall der γ -Rate nicht verursachen. Da es in dem dargestellten Beispiel um eine Entladung zu Dichtelimituntersuchungen bei D^0 -Injektion handelt, ist die Neutronenrate niedrig und die gemessenen γ -Raten können nicht durch (n,γ) -Prozesse dominiert werden. Die gemessene γ -Rate wird daher aus der Bremsstrahlung nicht eingeschlossener Runaway-Elektronen stammen, die während der Phase niedriger Injektionsleistung besser eingeschlossen werden.

In Phasen erniedrigter Injektionsleistung ist der zeitliche Verlauf der Neutronen- und der γ -Raten in dieser Arbeit gleich. Im Fall der D^0 -Injektion fällt die Neutronenrate innerhalb der Detektorauflösung beim Beginn des Quellenausfalls ab. Der Grund liegt darin, daß bei D^0 -Injektion die Strahl-Target Fusionsneutronenrate den größten Beitrag zu der gesamten Fusionsneutronenrate liefert. Bei H^0 -Injektion tritt ein zeitliche Verzögerung zwischen dem Beginn des Quellenausfalls und dem Abfall der Neutronenrate von einigen 10 ms auf. Das zeitliche Verhalten der Neutronenraten bei H^0 -Injektion stimmt mit der Elektronentemperatur überein. Die in dieser Arbeit gemessenen γ -Raten bei H^0 -Injektion können durch einen hohen Anteil der Bremsstrahlung an der gesamten gemessenen γ -Rate interpretiert werden.

4.1.6 PLASMAINSTABILITÄTEN UND NE213- γ -RATE

Die mit den Mirnovspulen gemessenen Plasmainstabilitäten korrelieren mit der NE213- γ -Rate während Lower-Hybrid-Heizung. Abb 4.15 enthält (von oben nach unten) die Spur des Plasmastroms, das Signal der Mirnovspulen, die NE213- γ -Rate und die NE213-Neutronenrate. Der Einbruch des Plasmastroms korreliert mit den Maxima des Mirnovspulensignals und dem Einbruch der γ -Rate.

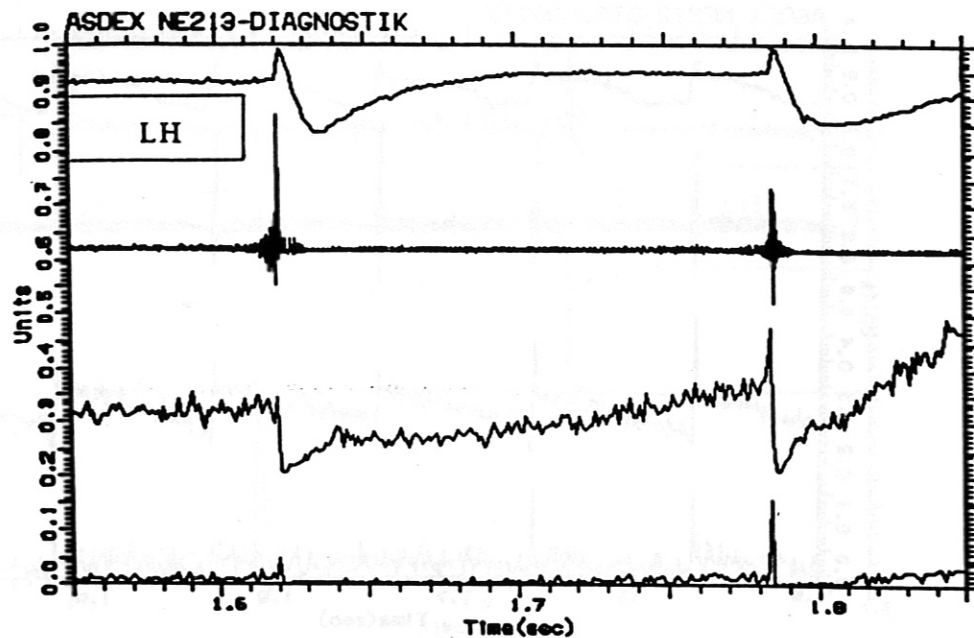


Abb. 4.15: Korrelation zwischen schwachen Disruptionen und der NE213- γ -Rate: Von oben nach unten liegen die Spuren des Plasmastromes, das Mirnovspulensignal, die Spur der γ - und der Neutronenrate.

Der Grund für den Einbruch des Plasmastroms I_p sind sogenannte "minor disruptions" (schwache Disruptionen) /11/. Im Gegensatz zur major disruption, in der der Plasmaeinschluß durch einen vollständigen Stromabbruch beendet wird, wächst I_p nach schwachen Disruptionen wieder an. Die Auswertung der Mirnovspulensignale ergibt, daß es sich bei den gemessenen Plasmainstabilitäten um $m=2$ Moden handelt. /11/. Die Spitzen der NE213-Neutronenrate können aufgrund der zeitgleichen Spitzen in der γ -Rate als Photoneutronen interpretiert werden.

Abb. 4.16 zeigt eine periodische Abfolge von schwachen Disruptionen. Zum Zeitpunkt des maximalen Mirnovspulensignals tritt eine Spitze mit sofortigem (innerhalb der Detektorzeitauflösung) Einbruch der γ -Rate auf. Dieses Verhalten läßt auf den Verlust schneller Elektronen schließen. Zum Zeitpunkt hoher Spitzen im γ -Ratensignal treten in der Neutronenrate ebenfalls Spitzen auf, die durch (γ,n) -Prozesse erzeugt werden können (Photoneutronen).

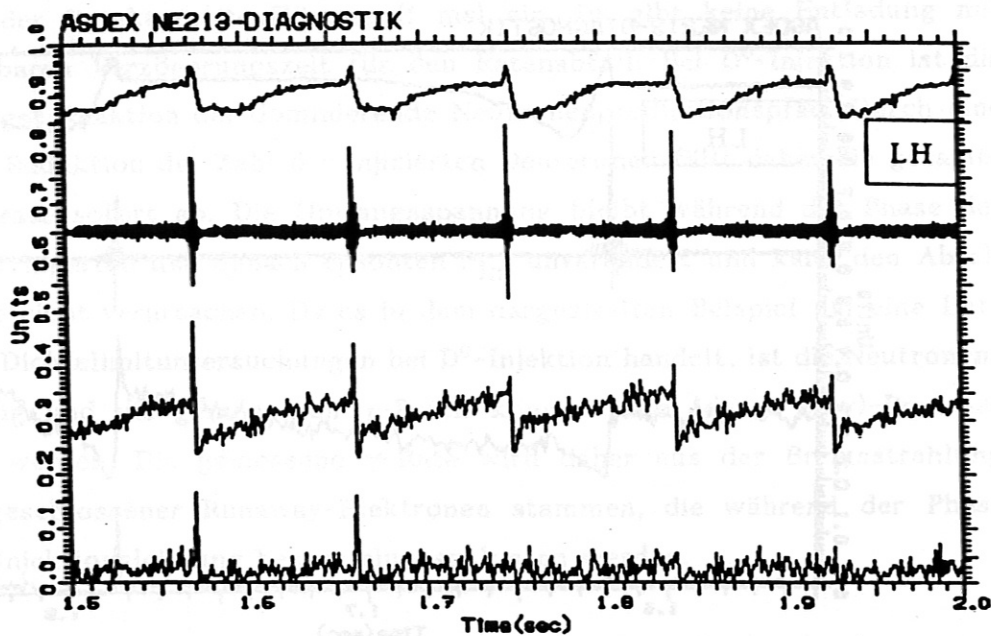


Abb. 4.16: Periodische Abfolge schwacher Disruptionen: Von oben nach unten sind die Signale des Plasmastromes, der Mirnovspulen, der NE213- γ -Raten und der NE213-Neutronenraten gezeigt.

Abb. 4.17 enthält (von oben nach unten) das Signal der Mirnovspulen, das Signal aus dem Zentralkanal der weichen Röntgenstrahlung (SXR), das D_{α} -Signal im Divertorraum und die NE213- γ -Rate. Bei 1.25 s tritt wieder eine schwache Disruption mit einer $m=2$ Mode auf. Das SXR-Signal fällt wegen der Temperaturniedrigung durch die schwache Disruption ab. Aufgrund des Teilchen- und Energieverlustes durch die schwache Disruption zeigt das D_{α} -Signal einen Peak. Bei 1.15 s wird von dem NE213-Detektor ebenfalls ein γ -Spike gemessen. Die SXR-Spur zeigt einen Sägezahnbruch. Bei dem Spike in der γ -Rate handelt es sich um einen sägezahnkorrelierten Spike (Kap. 4.1.2).

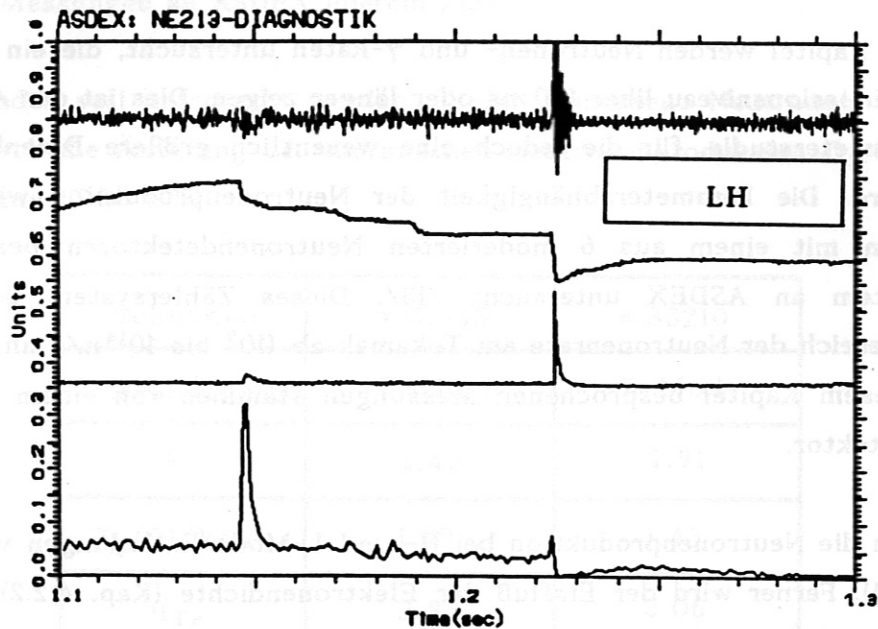


Abb. 4.17: Schwache Disruption und Sägezahneinbruch bei LH-Heizung. Von oben nach unten sind die Signale der Mirnovspulen, der SXR-Diagnostik, der NE213- γ -Rate und der NE213-Neutronenrate aufgetragen.

Schwache Disruptionen spiegeln sich in dieser Arbeit in der NE213- γ -Rate wider. Zum Zeitpunkt des maximalen Mirnovspulensignals zeigt die γ -Rate eine Spitze und fällt anschließend auf ein Niveau, das niedriger ist verglichen mit dem Niveau vor der schwachen Disruption. Zeitgleich mit den Spitzen in der γ -Rate treten Spitzen in der Neutronenrate auf. Da die Neutronenraten zu allen anderen Zeitpunkten in diesen Entladungen mit Lower-Hybrid-Heizung sehr niedrig ist, können die Spitzen in der Neutronenrate wieder auf eine Photoneutronproduktion zurückgeführt werden.

4.2 LANGSAME VORGÄNGE (RATENVERHÄLTNISSE)

In diesem Kapitel werden Neutronen- und γ -Raten untersucht, die ein ungefähr gleiches Emissionsniveau über 100 ms oder länger zeigen. Dies ist der Ansatz zu einer Parameterstudie, für die jedoch eine wesentlich größere Datenbasis benötigt wird. Die Parameterabhängigkeit der Neutronenproduktion wird durch Messungen mit einem aus 6 moderierten Neutronendetektoren bestehenden Zählersystem an ASDEX untersucht /13/. Dieses Zählersystem deckt den Dynamikbereich der Neutronenrate am Tokamak ab (10^9 bis 10^{14} n/s an ASDEX). Die in diesem Kapitel besprochenen Messungen stammen von einem einzelnen NE213-Detektor.

Es werden die Neutronenproduktion bei H- und L-Mode-Entladungen verglichen (Kap. 4.2.1). Ferner wird der Einfluß der Elektronendichte (Kap. 4.2.2) und der Injektionsleistung (Kap. 4.2.3) auf die NE213-Neutronen- und γ -Rate untersucht. In Kap. 4.2.4 werden die gemessenen γ -Raten bei Lower-Hybrid-Heizung interpretiert.

4.2.1 NEUTRONENPRODUKTION BEI H- UND L-MODE

Für einen Vergleich der Neutronenraten der NE213-Diagnostik im H-Mode (high confinement) /12/ und L-Mode (low confinement) Einschlußregime konnten nur die Entladungen #33158 (L-Mode) und #33210 (H-Mode) gefunden werden. Die Parameter der Entladungen sind:

$$P_{inj} = 2 \text{ MW bei } H^0 \rightarrow D^+,$$

$$\bar{n}_e(0) = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3},$$

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

$$I_{HF} = 35 \text{ kA}$$

$$\frac{Q_n^{NE213}(t)(H)}{Q_n^{NE213}(t)(L)} = 3 \dots 4$$

Die L-Mode-Entladung entwickelt Sägezahnoszillationen, über die beim Ratenvergleich der beiden Schüsse geglättet wird. Zum Zeitpunkt 1.3 s wird die beste Deckung der Plasmaparameter erreicht. Die H-Modeentladung erreicht eine um

um einen Faktor 3 bis 4 höhere Neutronenrate. Dieses Ergebnis stimmt mit früheren Messungen an ASDEX überein /12/.

Im Folgenden soll untersucht werden, ob der gemessene Neutronenratenunterschied durch die Änderung der thermischen Neutronenproduktion $Q_{tt}(t)$ erklärt werden kann (Tab. 4.9):

Schußnr.:	* 32158	* 33210
Einschlußregime	H-Mode	L-Mode
α	4.48	4.91
$T_e(0)$ (keV)	1.89	1.45
q_{Te}	2.85	3.06
$n_e(0)[10^{13} \text{cm}^{-3}]$	4.02	3.37
q_{ne}	1.68	1.45

Tab. 4.9: Parameter der L-Mode- (* 33158) und der H-Modeentladung (* 33210).

$$\frac{Q_n^{NE213}(H)}{Q_n^{NE213}(L)} = \frac{T_e^\alpha(0)(H)}{T_e^\alpha(0)(L)} \frac{q_{Te}(H)}{q_{Te}(L)} \frac{n_e^2(H)}{n_e^2(L)} \frac{q_{ne}(H)}{q_{ne}(L)} \quad (4.1)$$

Darin ist α der temperaturabhängige Exponent der Fusionsreaktivität $\langle \sigma v \rangle_{tt} \sim T_d^\alpha(T_d)$ und T_e die Elektronentemperatur sowie n_e die Elektronendichte.

Zur Beschreibung der Profilformen von Temperatur und Dichte $T_e(r)$ bzw. $n_e(r)$ (r : kleiner Radius) dienen die Peakingfaktoren q_{Te} und q_{ne} mit

$$q_{Te} = \frac{V}{\int f_{Te} dV} \quad \text{und} \quad q_{ne} = \frac{V}{\int f_{ne} dV} \quad (4.2)$$

Darin ist V das Plasmavolumen und f_{Te} , sowie f_{ne} die auf die zentralen Werte

$T_e(0)$ und $n_e(0)$ normierten Profile. Der Peakingfaktor dient als Maß für die Zuspitzung des Profils.

Diese Abschätzung liefert

$$\frac{T_e^\alpha(0)(H)}{T_e^\alpha(0)(L)} \frac{q_{Te}(H)}{q_{Te}(L)} \frac{n_e^2(H)}{n_e^2(L)} \frac{q_{ne}(H)}{q_{ne}(L)} = 4.3 \pm 0.53 \quad (4.3)$$

Dabei bleibt der Anteil der Wasserstoffdichte n_H im Deuteriumplasma unberücksichtigt. Die höhere Neutronenrate der H-Mode-Entladung kann durch die vermehrte thermische Neutronenproduktion erklärt werden.

4.2.2 ABHÄNGIGKEIT DER NEUTRONEN- UND γ -PRODUKTION VON DER ELEKTRONDICHTE BEI H^0 -INJEKTION

In Tab. 4.10 wird der Einfluß der Elektronendichte bei H^0 -Injektion (H-Mode, 2 MW) auf die Neutronen- und γ -Rate untersucht. Die Entladungsparameter sind $I_p=320$ kA und $B_\phi=2$ T. Eine Erhöhung der liniengemittelten Dichte $\bar{n}_e(0)$ um einen Faktor 1.22 erhöht sowohl die Neutronen- wie die γ -Rate um einen Faktor 1.4.

Schußnr.	* 33227	* 33228
$\bar{n}_e(0)[10^{13}\text{cm}^{-3}]$	2.98	3.43
$T_e(0)[\text{keV}]$	1.55 ± 0.13	1.71 ± 0.09
α	4.8	4.6
Q_n/Q_γ	0.89 ± 0.12	0.85 ± 0.11
$\frac{Q_n(\#28)}{Q_n(\#27)} = 1.37 \pm 0.18$		
$\frac{Q_\gamma(\#28)}{Q_\gamma(\#27)} = 1.44 \pm 0.19$		

Tab. 4.10: Dichteabhängigkeit der NE213-Neutronenrate:

Die Entladungsparameter sind die liniengemittelte Dichte $\bar{n}_e(0)$, die Elektronentemperatur $T_e(0)$ und der Exponent der Temperatur in $\langle\sigma v\rangle_{tt} \sim T_d^\alpha(T_d)$.

Die Abschätzung von Q_{tt} ergibt

$$\frac{Q_n(^{28})}{Q_n(^{27})} = 1.43 \pm 0.2. \quad (4.4)$$

Das n_H/n_D -Verhältnis ist nicht bekannt. Die höhere gemessene NE213-Neutronenrate kann durch eine Steigerung der thermischen Neutronenproduktion erklärt werden. Das Verhältnis der Neutronen- zu den γ -Raten Q_n/Q_γ ist für beide Entladungen gleich.

4.2.3 EINFLUSS DER INJEKTIONSLEISTUNG BEI D^0 -INJEKTION AUF NEUTRONEN- UND γ -RATEN

In diesem Kapitel werden Entladungen bei D^0 -Injektion mit 2 (0.6 MW) und 4 (1.4 MW) Injektionsquellen vorgestellt. Es handelt sich hier um Schüsse, deren Zählraten im optimalen Arbeitsbereich des Detektors liegen. Abb. 4.17 zeigt die Spuren der Neutronen- und der γ -Rate. Von 1.7 s bis 2.2 s sind 2 Injektoren und ab 2.2 s 4 Injektoren eingeschaltet. Zum Zeitpunkt 1.95 s sind ebenfalls für ca. 10 ms 4 Injektoren eingeschaltet. Die Neutronenrate fällt und die γ -Rate steigt bei der 2-Quellenphase an.

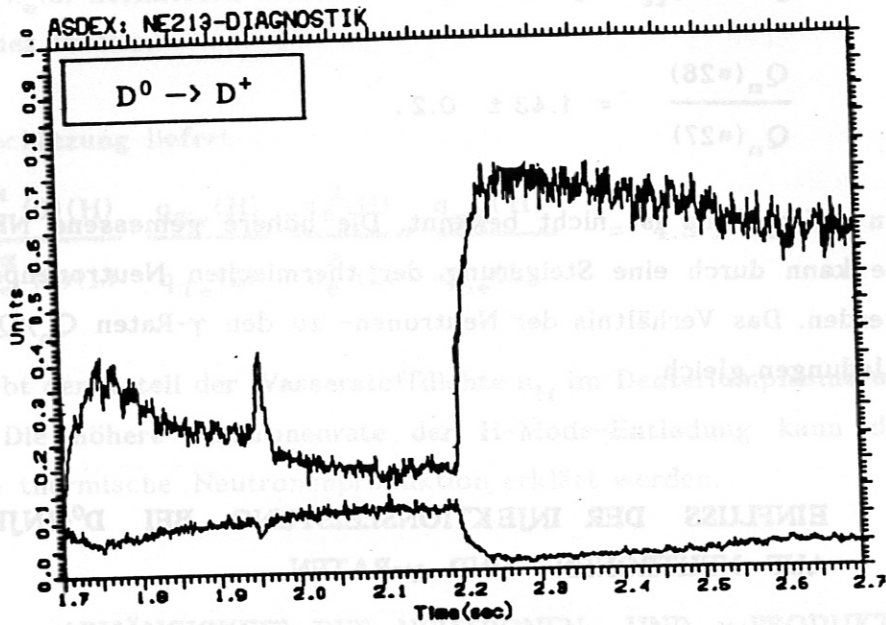


Abb. 4.18: NE213-Neutronenrate (oben) und NE213- γ -Rate bei einer Injektionsleistung von 0.6 MW bis 2.2 s und 1.4 MW ab 2.2 s.

Während der 4-Quellenphase zeigt sich qualitativ das gleiche Verhalten. Die Neutronenrate ist deutlich höher und die γ -Rate deutlich niedriger verglichen mit der 2-Quellenphase. Die NE213- γ -Rate folgt dem zeitlichen Verlauf der Umfangsspannung in der Phase der niedrigen wie auch in der Phase der hohen Injektionsleistung. Beim Übergang von 2 auf 4 Injektionsquellen fällt U_1 ab, da der Gesamtplasmastrom konstant gehalten wird. Dieses Verhalten läßt auf durch Runaway-Elektronen produzierte Bremsstrahlung schließen.

Bei beiden Injektionsleistungen fällt die Neutronenrate bei D^0 -Injektion mit der Zeit ab. Tab. 4.11 enthält die NE213-Neutronenraten $Q_n(t)$, die γ -Raten $Q_\gamma(t)$, die zentrale Elektronentemperatur $T_e(0)$, den Peakingfaktor der Elektronentemperatur q_{Te} , die zentrale Dichte $n_e(0)$, den Peakingfaktor der Dichte und die effektive Kernladungszahl des Plasmas Z_{eff} zu jeweils zwei Zeitpunkten bei niedriger und hoher Injektionsleistung. Bei gleicher Injektionsleistung bleiben $T_e(0)$ und Z_{eff} unverändert und q_{Te} zeigt eine geringe Profilzuspitzung. Ein Abfall der Neutronenrate kann somit nur durch einen Abfall der Ionentemperatur erklärt werden.

Tab. 4.10: Dichteabhängigkeit der NE213-Neutronenrate

Die Entladungsparameter sind die mittlere zentrale Dichte $n_e(0)$, die Elektronentemperatur $T_e(0)$ und der Exponent der Temperatur in

$$\langle \sigma v \rangle_{22} \sim T_e^{-1/2}$$

Zeit[s]	1.8	2.1	2.3	2.6
$P_{\text{NBI}}[\text{MW}]$	0.59	0.6	1.44	1.42
$Q_n(t)[\text{c/ms}]$	1320	920	2950	2700
$Q_\gamma(t)[\text{c/ms}]$	275	435	58	140
$T_e(0)[\text{keV}]$	1.03	1.01	1.27	1.24
q_{Te}	2.36	2.41	2.45	2.52
$n_e(0)[10^{13}\text{cm}^{-3}]$	5.22	5.0	4.6	4.6
q_{ne}	2.17	2.18	2.18	2.17
Z_{eff}	1.25	1.25	1.25	1.25

Tab. 4.11: Zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter zur Entladung
* 32076.

4.2.4 γ -RATEN BEI LOWER-HYBRID-HEIZUNG

LH-Wellenheizung wird am Tokamak zur Untersuchung der Elektronen- und Ionenheizung und bei Stromtriebexperimenten eingesetzt. Der Frequenzbereich der LH-Wellen liegt im Bereich von $\omega_{ge} \gg \omega \gg \omega_{gi}$. Darin ist $\frac{\omega_{ge}}{2\pi}$ die Gyrationfrequenz der Elektronen und $\frac{\omega_{gi}}{2\pi}$ die Gyrationfrequenz der Ionen. An ASDEX beträgt $\frac{\omega}{2\pi} = 2.45 \text{ GHz} / 27\%$. Dies entspricht einer Vakuumwellenlänge von 12 cm. Energie und Impuls der LH-Welle werden durch stoßfreie Dämpfung (Landau-Dämpfung) von den Elektronen und Ionen des Plasmas innerhalb einer dichteabhängigen Resonanzschicht absorbiert. Bei der Landau-Dämpfung handelt es sich um eine Wechselwirkung zwischen der LH-Welle und den Plasmateilchen. Die Dämpfung durch die Elektronen dominiert die Dämpfung durch die Ionen, wenn

$$T_i > T_e \left(\frac{\omega^2}{\omega_{LH}^2} - 1 \right) \quad (4.5)$$

erfüllt ist /29/.

T_e und T_i sind die Elektronen- bzw. Iontemperatur, ω die eingestrahlte Frequenz, und ω_{LH} die Resonanzfrequenz der LH-Welle in der Dispersionsgleichung für kalte Plasmen.

Diese Relation wird an ASDEX erfüllt. Die Heizung der Elektronen wird effektiv, wenn die senkrechte Komponente der Phasengeschwindigkeit der LH-Welle die thermische Geschwindigkeit der Elektronen erreicht. Die Elektronen diffundieren im Geschwindigkeitsraum und bilden eine überthermische Geschwindigkeitsverteilung aus.

Damit die eingestrahlte LH-Welle bis in die Resonanzschicht laufen kann, muß die Bedingung $n_{\parallel} > n_{\parallel}^{\text{kritisch}}$ erfüllt sein. $n_{\parallel} = \frac{ck_{\parallel}}{\omega}$ ist die Toroidalkomponente des Brechungsindex, c die Lichtgeschwindigkeit, und k_{\parallel} die Toroidalkomponente des Wellenvektors. Für $n_{\parallel} < n_{\parallel}^{\text{kritisch}}$ kann die eingestrahlte LH-Welle mit schnellen Elektronen wechselwirken /29/. Die nicht länger eingeschlossenen Runaway-Elektronen produzieren in der Gefäßwand harte Röntgenstrahlung und Photoneutronen.

Eine LH-Antenne besteht aus mehreren nebeneinander angeordneten Wellenleitern. Die LH-Antenne ist an ASDEX an der Innenseite der Gefäßwand ca. 25 cm von der Plasmaoberfläche entfernt /27/. Zwischen den Wellenleitern kann eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$ eingestellt werden.

Das n_{\parallel} -Spektrum der eingestrahlten LH-Leistung ist für $\Delta\varphi = 180^\circ$ in toroidaler Richtung symmetrisch. Für $\Delta\varphi = +90^\circ$ wird das n_{\parallel} -Spektrum asymmetrisch. Der größere Teil der eingestrahlten Leistung fließt in positiver Toroidalfeldrichtung (wenn für die LH-Antenne $B_{\phi}=0^\circ$ gilt) und der kleinere Teil in Gegenrichtung. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, einen kontinuierlichen Strom im Tokamak aufrechtzuerhalten. Der induktiv erzeugte Plasmastrom erfordert dagegen einen gepulsten Betriebsmodus.

Die folgenden Kapitel beschreiben die Abhängigkeit der gemessenen γ -Rate von der Elektronendichte (Kap. 4.2.4.1), von der LH-Leistung (Kap. 4.2.4.2) und von der LH-Phase (Kap. 4.2.4.3) .

4.2.4.1 ELEKTRONENDICHTE

Die Stoßfrequenz der Coulomb-Stöße der schnellen Elektronen verringert sich bei niedrigen Plasmadichten /26/. Dadurch wird bei LH-Heizung und niedrigen Dichten eine hohe Emission des Tokamak im Röntgenbereich gemessen. Tab. 4.12 vergleicht Schüsse mit gleicher eingestrahelter LH-Leistung und gleicher LH-Phasendifferenz.

Schußnr.	$\bar{n}_e(0)[\times 10^{13}\text{cm}^{-3}]$	
* 33109	1.39	$\frac{Q_\gamma(* 33109)}{Q_\gamma(* 33110)} = 9 \pm 1$
* 33110	2.04	
* 33704	1.42	$\frac{Q_\gamma(* 33704)}{Q_\gamma(* 33709)} = 85 \pm 15$
* 33709	2.67	

Tab. 4.12: Vergleich der NE213- γ -Raten bei Schüssen mit unterschiedlicher $\bar{n}_e(0)$ bei LH-Heizung.

4.2.4.2 LH-LEISTUNG

Abb. 4.19 enthält von oben nach unten die Spuren der LH-Leistung, die Umfangsspannung U_1 , den zentralen Kanal der SXR-Diagnostik, die NE213- γ -Rate, die NE226- γ -Rate und die Photoneutronenrate der NE213-Diagnostik.

Die LH-Leistungsstufen betragen 10 kW, 100 kW und 1000 kW. Die 10 kW-Stufe setzt bei 1.0 s ein. Die Entladungsparameter sind $I_p = 320 \text{ kA}$, $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, und die LH-Phasendifferenz beträgt $\Delta\phi = +90^\circ$. Es handelt sich also um ein Stromtriebexperiment.

Nach dem Übergang von der 10 kW-Leistungsstufe auf die 100 kW-Leistungsstufe nimmt U_1 ab. Durch den LH-Stromtrieb vergrößert sich der Gesamtplasmastrom. Durch die feedback-Regelung des Gesamtstromes wird U_1 verringert. Der zentrale

SXR-Kanal zeigt keinen Anstieg. Die Elektronen werden durch die LH noch nicht geheizt, da $n_{\parallel} < n_{\parallel}^{\text{kritisch}}$ gilt. Durch nicht länger eingeschlossene Runaway-Elektronen steigen die NE213- γ -Rate und die Photoneutronenrate bereits in der 10 kW-Stufe linear an. Die γ -Rate der NE226-Diagnostik nimmt ebenfalls in der 10 kW-Stufe zu und sättigt in der 100 kW-Stufe.

Die NE213-Diagnostik detektiert Röntgenstrahlung ab 300 keV, die NE226-Diagnostik ab 400 keV (bei experimentellem Abfall des Röntgenspektrums mit zunehmender Energie /10/). Das unterschiedliche Verhalten der NE213- und NE226- γ -Raten hat seine Ursache in einer Abnahme des hochenergetischen Anteils des emittierten Röntgenspektrums.

Nach Abschalten der 1000 kW-Leistungstufe nimmt U_1 noch einmal ab. Das SXR-Signal steigt mit der Elektronentemperatur schnell an. Die Bedingung $n_{\parallel} > n_{\parallel}^{\text{kritisch}}$ ist jetzt erfüllt. Das Empfindlichkeitsmaximum der SXR-Diagnostik liegt zwischen 1 keV und 10 keV /6/. Durch die einsetzende Elektronenheizung werden überthermische Elektronen erzeugt und die Emission weicher Röntgenstrahlung erhöht. Die NE213- γ - und Photoneutronenrate, sowie die NE226- γ -Rate fallen exponentiell ab.

Nach Abschalten der LH-Antenne fällt die SXR-Emission und $T_e(0)$ wieder ab. Die NE213- γ - und Neutronenraten, sowie die NE226- γ -Raten steigen erneut an. Da der Stromtrieb durch Abschalten der LH-Welle endet, steigt infolge der feedback-Regelung U_1 an. Die erhöhte Umfangsspannung sorgt für eine höhere Beschleunigung der Runaway-Elektronen und damit für den Anstieg der NE213- und NE226- γ -Raten.

An diesem Beispiel sieht man deutlich, daß durch den Einsatz von Detektoren mit unterschiedlicher spektraler Empfindlichkeit Aussagen über die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen möglich werden.

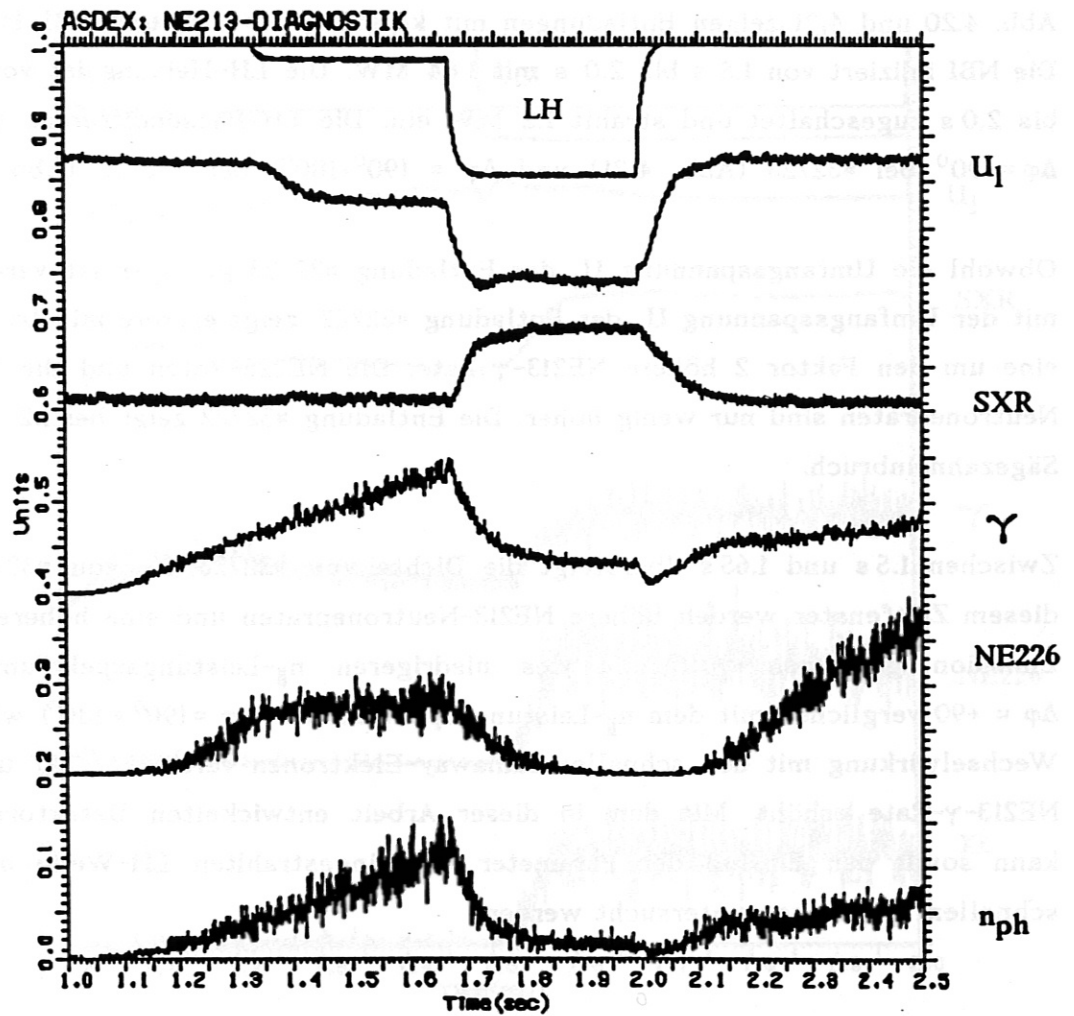


Abb. 4.19: Folgende Signale sieht man von oben nach unten aufgetragen: Das invertierte Signal der LH-Leistung, die Umfangsspannung U_1 , die SXR-Emission, die NE213- γ -Rate (γ), die NE226- γ -Rate (NE226) und NE213-Photoneutronenrate (n_{ph}). Die LH-Leistungsstufen (beginnend bei 1.0 s) betragen 10 kW, 100 kW und 1000 kW.

4.2.4.3 LH -PHASE

Abb. 4.20 und 4.21 zeigen Entladungen mit kombinierter LH- und NBI-Heizung. Die NBI injiziert von 1.5 s bis 2.0 s mit 1.64 MW. Die LH-Heizung ist von 1.0 s bis 2.0 s zugeschaltet und strahlt 1.2 MW ein. Die LH-Phasendifferenz beträgt $\Delta\varphi = +90^\circ$ bei #32723 (Abb. 4.21) und $\Delta\varphi = (90^\circ + 180^\circ)$ bei #32722 (Abb. 4.20).

Obwohl die Umfangsspannung U_1 der Entladung #32723 geringer ist verglichen mit der Umfangsspannung U_1 der Entladung #32722, zeigt erstere mit $\Delta\varphi = +90^\circ$ eine um den Faktor 2 höhere NE213- γ -Rate. Die NE226-Raten und die NE213-Neutronenraten sind nur wenig höher. Die Entladung #32722 zeigt bei 1.2 s einen Sägezahninbruch.

Zwischen 1.5 s und 1.65 s übersteigt die Dichte von #32723 die von #32722. In diesem Zeitfenster werden höhere NE213-Neutronenraten und eine höhere SXR-Emission gemessen. Aufgrund des niedrigeren $n_{||}$ -Leistungsspektrums für $\Delta\varphi = +90^\circ$ verglichen mit dem $n_{||}$ -Leistungsspektrum für $\Delta\varphi = (90^\circ + 180^\circ)$ wird die Wechselwirkung mit den schnellen Runaway-Elektronen verstärkt /29/ und die NE213- γ -Rate erhöht. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten Detektorsystem kann somit der Einfluß der Parameter der eingestrahlten LH-Welle auf die schnellen Elektronen untersucht werden.

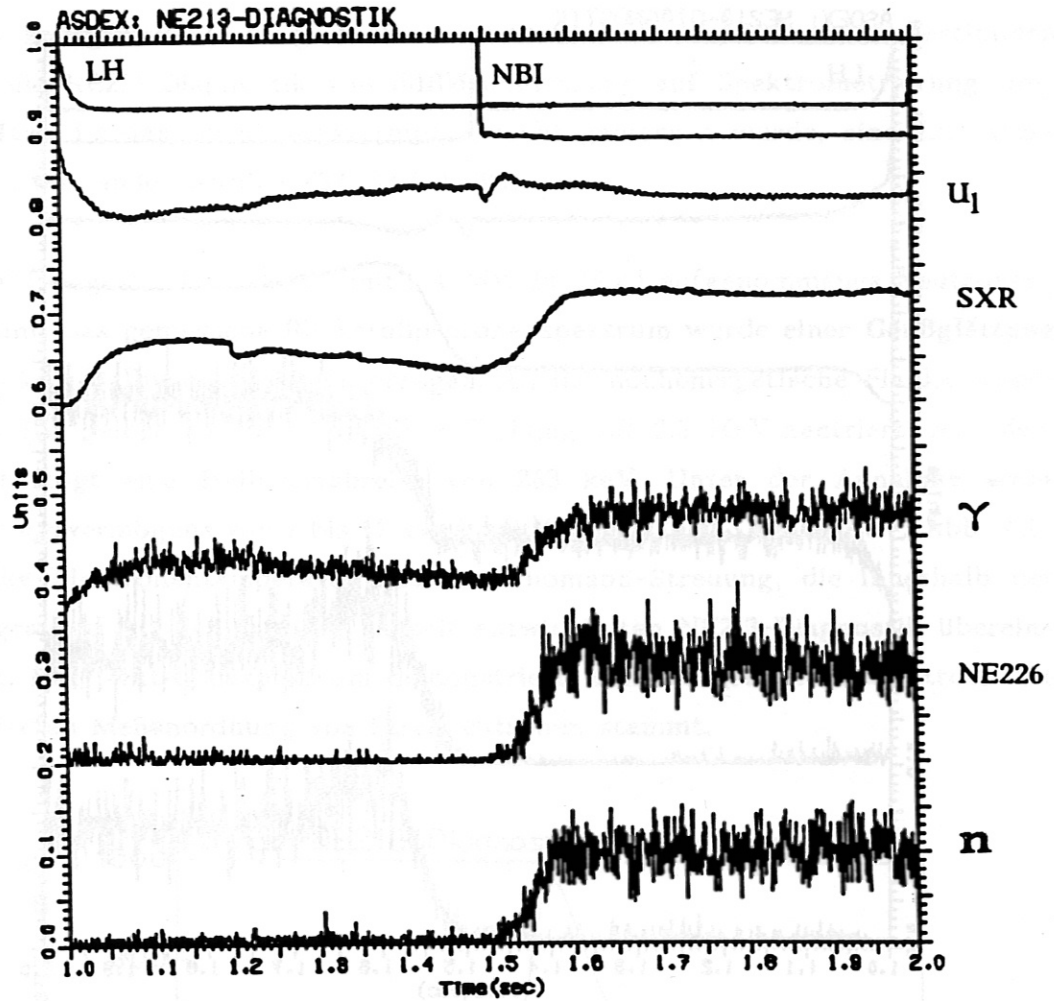


Abb. 4.20: Die Abbildung enthält von oben nach unten folgende Spuren:

Das invertierte Signal der LH-Leistung, die Umfangsspannung U_1 , die SXR-Emission, die NE213- γ -Rate (γ), die NE226- γ -Rate (NE226) und die NE213-Neutronenrate (n). Die Phasendifferenz der eingestrahlten LH-Welle beträgt $\Delta\varphi = (90^\circ + 180^\circ)$ bei 1.15 MW absorbierter Leistung.

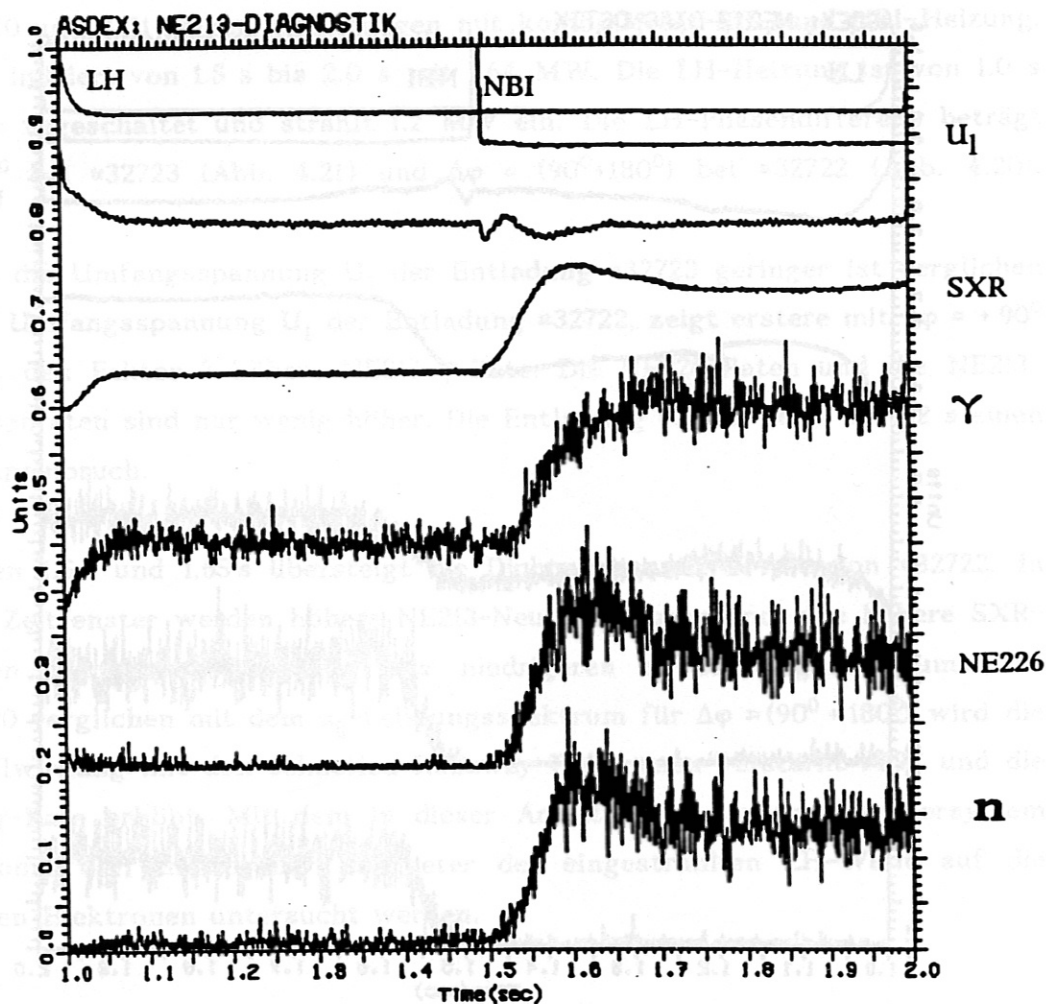


Abb. 4.21: Die Abbildung enthält von oben nach unten folgende Spuren: Das invertierte Signal der LH-Leistung, die Umfangsspannung U_1 , die SXR-Emission, die NE213- γ -Rate (γ), die NE226- γ -Rate (NE226) und die NE213-Neutronenrate (n). Die Phasendifferenz der eingestrahlten LH-Welle beträgt $\Delta\varphi = +90^\circ$ bei 1.20 MW absorbiert Leistung.

4.3 NEUTRONEN- UND γ -SPEKTRUM

Um das Energiefenster des gemessenen Neutronen- und γ -Flusses zu bestimmen wurde die NE213-Diagnostik von der Flußmessung auf Spektrometrierung umgeschaltet. Da das Auflösungsvermögen nicht gemessen wurde, sind Literaturangaben verwendet worden /32/33/34/35/.

Abb. 4.22 zeigt ein bei $H^0 \rightarrow D^+$ mit 2.4 MW (#33506) aufgenommenes Neutronenspektrum. Das gemessene Rückstoßprotonenspektrum wurde einer Gaußglättung mit 175 keV Halbwertsbreite unterzogen. An die hochenergetische Flanke wurde ein Gaußfit gelegt und der Peak ohne Eichung auf 2.5 MeV zentriert. Aus dem Gaußfit folgt eine Halbwertsbreite von 263 keV. Unter der Annahme eines Auflösungsvermögens von 7 bis 9% ergibt sich daraus $T_i=1.3$ bis 1.5 keV. Abb. 4.22 zeigt die Elektronentemperatur aus der Thomson-Streuung, die innerhalb der Fehlergrenzen mit der in dieser Arbeit entwickelten NE213-Diagnostik übereinstimmt. Das Neutronenspektrum demonstriert, daß der größte Anteil trotz der kollimierten Meßanordnung von Streuneutronen stammt.

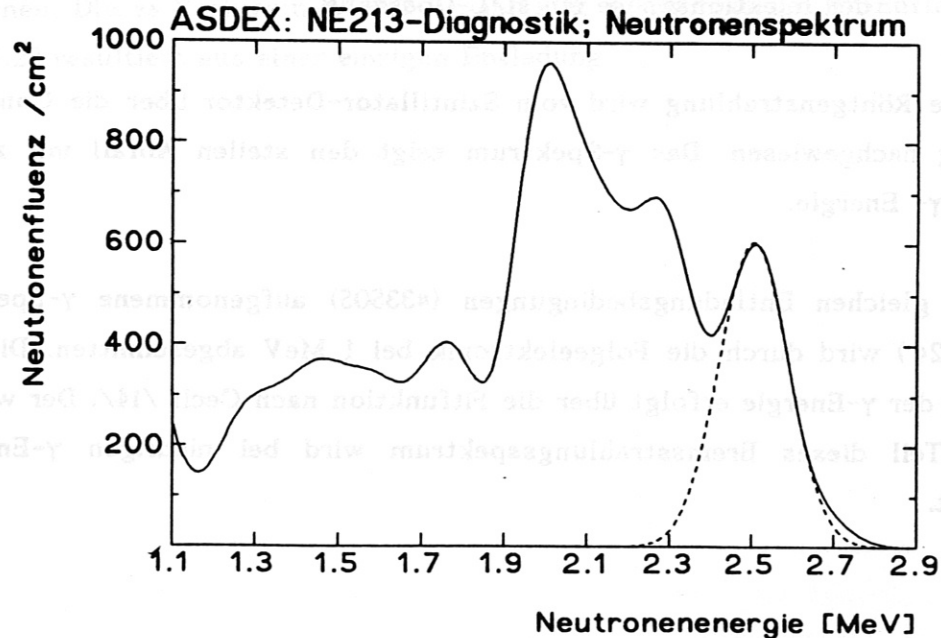


Abb. 4.22 Bei H^0 -Injektion mit dem NE213-Detektor gemessenes Neutronenspektrum.

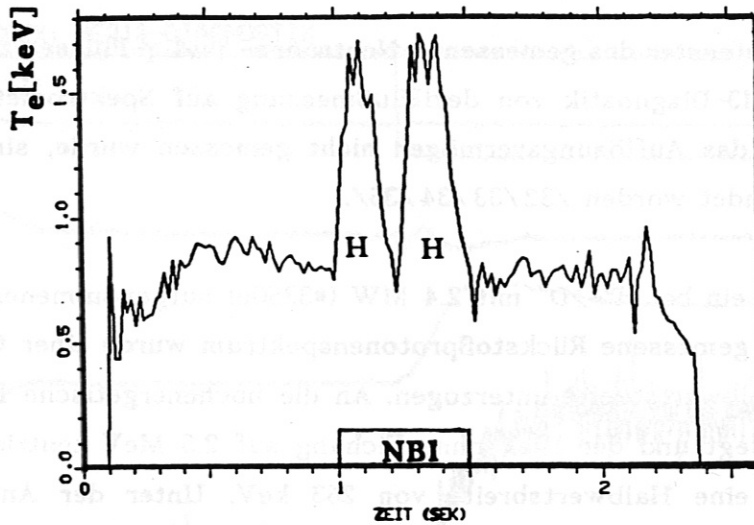


Abb. 4.22: Die Zentrale Elektronentemperatur aus der Thomson-Streuung. Die H^0 -Injektion ist zwischen 1.0 s und 1.5 s eingeschaltet. Kurz nach dem Einschalten der NBI erfolgt ein Übergang von der L-Mode in die H-Mode, die bei 1.12 s wieder in die L-Mode übergeht. Bei 1.2 s erfolgt ein erneuter L/H-Übergang und am Ende der Injektionsphase ein H/L-Übergang.

Die harte Röntgenstrahlung wird vom Szintillator-Detektor über die Comptonstreuung nachgewiesen. Das γ -Spektrum zeigt den steilen Abfall mit zunehmender γ -Energie.

Das bei gleichen Entladungsbedingungen (#33505) aufgenommene γ -Spektrum (Abb. 4.24) wird durch die Folgeelektronik bei 1 MeV abgeschnitten. Die Zuordnung der γ -Energie erfolgt über die Fitfunktion nach Cecil /14/. Der weitaus größte Teil dieses Bremsstrahlungsspektrum wird bei niedrigen γ -Energien emittiert.

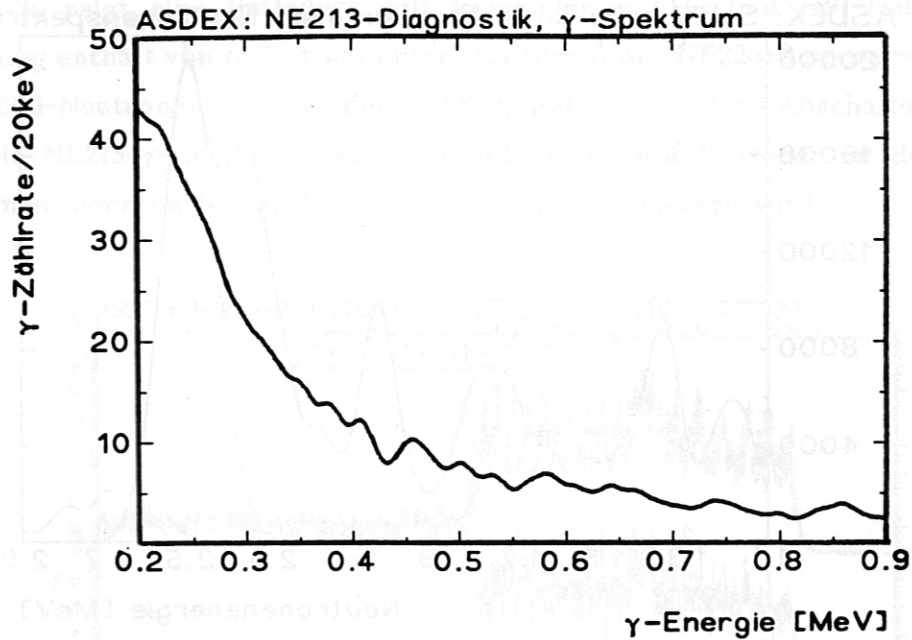


Abb. 4.24 : γ -Spektrum bei H^0 -Injektion aus der NE213-Diagnostik.

Das mit einer sphärischen Ionisationskugel an der gleichen Meßposition gemessene Neutronenspektrum /31/ zeigt ebenfalls einen hohen Untergrund an Streuneutronen. Dieses Spektrum ist das Ergebnis 12 aufsummierter H^0 -Entladungen. Abb. 4.22 resultiert aus einer einzigen Entladung.

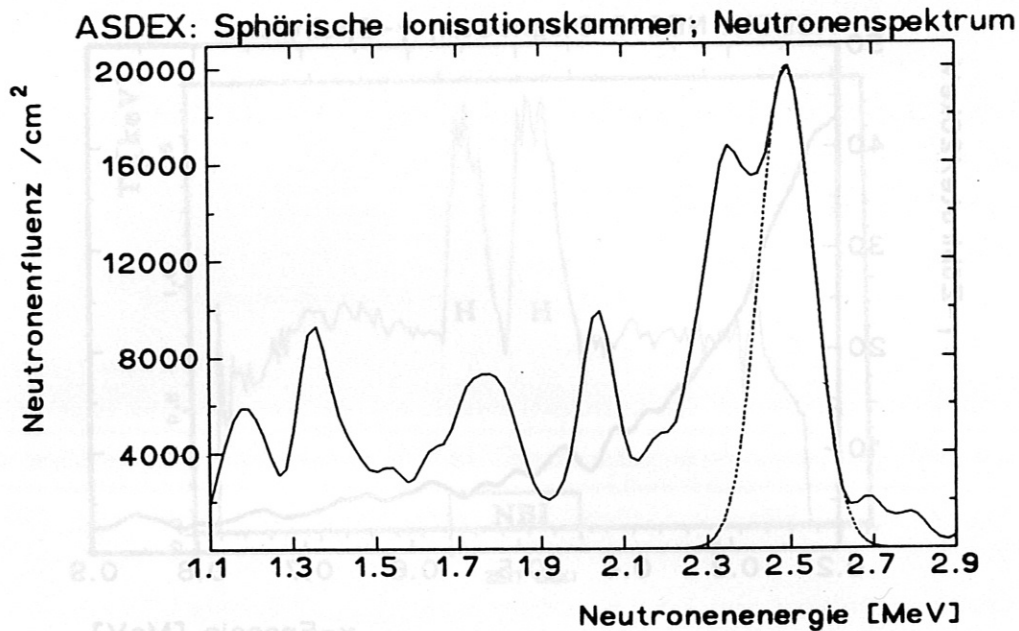


Abb. 4.25 Ein über 12 Entladungen aufsummiertes Neutronenspektrum der mit Methan gefüllten sphärischen Ionisationskugel bei H^0 -Injektion.

Dies zeigt, daß es nötig ist, die Abschirmung gegen Streuneutronen zu verbessern und den innerhalb der Neutronenabschirmung an der Meßposition zu erwartenden Neutronenraten numerisch zu berechnen /36/.

4.4 VERGLEICH MIT DER DIAGNOSTIK ZUR MESSUNG DER HARTEN RÖNTGENSTRAHLUNG (NE226-DIAGNOSTIK)

Zur Messung der durch Runaway-Elektronen verursachten harten Röntgenstrahlung wird üblicherweise an ASDEX eine Szintillator-Photomultiplier-Anordnung mit einem 2m langen Lichtleiterstab zwischen dem NE226-Szintillator und dem Photomultiplier verwendet /24/. Dieses Kapitel vergleicht den zeitlichen Verlauf der Neutronen- und γ -Raten aus der Messung mit der diskriminierenden NE213-Diagnostik mit dem zeitlichen Verlauf der Raten aus der NE226-Diagnostik.

Abb. 4.26 zeigt eine Entladung mit kombinierter LH- und NBI-Heizung. Die Abbildung enthält von oben nach unten das Signal des NE226-Runaway-Detektors, die NE213-Neutronenrate und die NE213- γ -Rate. Nach dem Abschalten der LH fällt die NE213- γ -Rate steil ab, während dieser Abfall weder an den NE213-Neutronen, noch im Signal des NE226-Detektors gemessen wird.

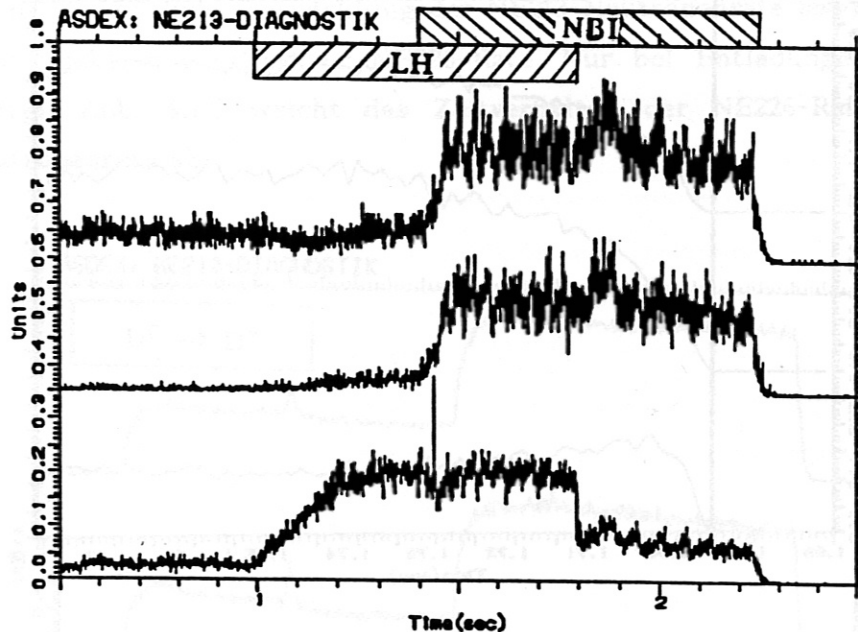


Abb. 4.26: Vergleich der NE213- und der NE226-Diagnostik. Die NE226-Rate (mittlere Spur) und die NE213-Neutronenrate (oben) verlaufen zeitlich parallel. Die NE213- γ -Rate (unten) zeigt ein anderes zeitliches Verhalten. Die H^0 -Injektionsleistung (NBI) beträgt 2 MW und die absorbierte LH-Leistung 1.24 MW.

Auch in Abb. 4.27 ist die Gemeinsamkeit des NE226-Signals mit dem NE213-Neutronen-Signal auffällig. Das NE226-Signal zeigt den gleichen langsamen Anstieg wie die NE213-Neutronenrate. Dagegen steigt die NE213- γ -Rate schnell an (vgl. Kap. 4.1.4).

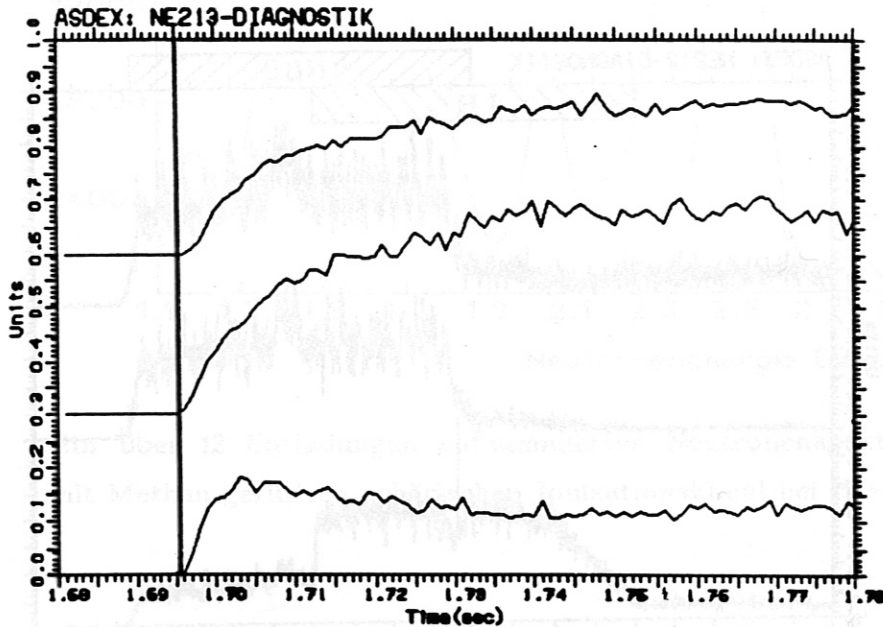


Abb. 4.27: Vergleich der NE213-Neutronenraten (obere Spur), der NE226-Raten (mittlere Spur) und der NE213- γ -Raten (unten) nach dem Einsetzen der D^0 -Neutralteilcheninjektion bei 1.695s (senkrechte Linie).

Abb. 4.28 liefert das gleiche Ergebnis wie die Beispiele vorher. Bei dieser Entladung mit D^0 -Injektion mit 2 Injektionsquellen (0.6 MW von 1.7 s bis 2.2 s) und mit 4 Injektionsquellen (1.4 MW von 2.2 s bis 2.7 s) verhält sich die NE226-Rate auf der mittleren Spur zeitlich identisch wie die NE213-Neutronenrate auf der oberen Spur. Die NE213- γ -Rate zeigt ein völlig anderes Zeitverhalten. In allen Schüssen, für die ein Vergleich der NE226- mit der NE213-Diagnostik möglich war, verläuft die zeitliche Entwicklung der NE213-Neutronenrate sowohl bei D^0 - wie bei H^0 -Injektion parallel zur NE226-Rate. Nur bei Entladungen mit LH-Heizung (vgl. Abb. 4.19) weicht das Zeitverhalten der NE226-Rate von der NE213-Neutronenrate ab.

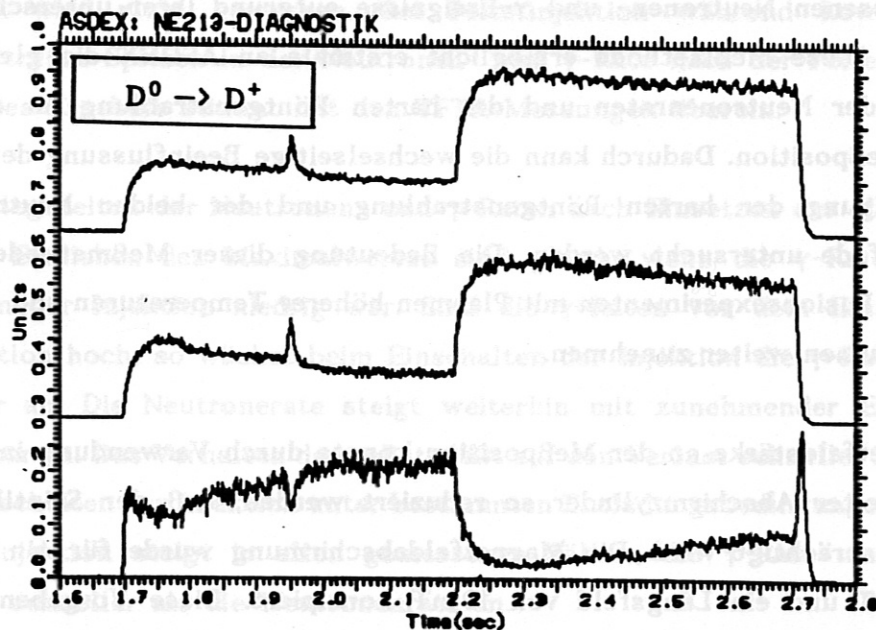


Abb. 4.28: Parallelität der zeitlichen Entwicklung der NE226-Raten (Mitte) und der NE213-Neutronenraten (oben) bei D^0 -Injektion mit Injektionsleistungsstufen von 0.6 MW (1.7 s bis 2.2 s) und 1.4 MW (2.2 s bis 2.7 s). Die NE213- γ -Rate zeigt eine andere zeitliche Entwicklung.

5 ZUSAMMENFASSUNG

Am Tokamak gibt es zwei Neutronenproduktionsprozesse und drei Quellen für harte Röntgenstrahlung: Fusionsneutronen, Photoneutronen, Bremsstrahlung aus der Abbremsung schneller Elektronen, neutroneninduzierte γ -Strahlung und γ -Strahlung aus den Reaktionen der Plasmaionen untereinander. Diese Arbeit liefert das Ergebnis, daß neben den Fusionsneutronen die Bremsstrahlung und unter bestimmten Entladungsbedingungen die Photoneutronen den dominierenden Anteil der Gesamtemission an ASDEX bilden.

Die in dieser Arbeit entwickelte NE213-Diagnostik erlaubt die sichere Trennung der gemessenen Neutronen- und γ -Ereignisse aufgrund ihrer unterschiedlichen Pulsform. Diese Meßmethode ermöglicht erstmals an ASDEX die gleichzeitige Messung der Neutronenraten und der harten Röntgenstrahlung an der identischen Meßposition. Dadurch kann die wechselseitige Beeinflussung der Quellen zur Erzeugung der harten Röntgenstrahlung und der beiden Neutronenproduktionspfade untersucht werden. Die Bedeutung dieser Meßmethode wird in künftigen Fusionsexperimenten mit Plasmen höherer Temperaturen und größerem Plasmavolumen weiter zunehmen.

Die Magnetfeldstärke an der Meßposition konnte durch Verwendung ineinandergeschachtelter Abschirmzylinder so reduziert werden, daß der Szintillatortpuls nicht beeinträchtigt wird. Die Magnetfeldabschirmung wurde für ein Querfeld von 100 mT und ein Längsfeld von 10 mT konzipiert. Diese Vorgaben konnten durch Testmessungen bestätigt werden.

Die Diskriminierungsspektren belegen die Bedeutung einer kontinuierlichen Kontrolle der Separation der Neutronen- und γ -Signale. Durch eine regelmäßige Kontrolle des Szintillatorzustandes konnte die Trenngüte der Neutronen- und γ -Pulse um 70% gesteigert werden. Die Anpassung der Hochspannung bietet eine weitere Optimierungsmöglichkeit.

Der Detektor kann Zählraten bis zu 1.6 MHz verarbeiten. Dies eröffnete an ASDEX die Möglichkeit, Sägezahnoszillationen mit der benötigten Zeitauflösung zu untersuchen. Sägezahnoszillationen treten sowohl in der NE213-Neutronen- wie in der NE213- γ -Rate auf.

Die in dieser Form erstmals gemessenen sägezahnkorrelierten Spikes zeigen eine zeitliche Koinzidenz mit Spitzen in der harten Röntgenstrahlung. Die Spitzen in der Neutronenrate können nicht durch Fusionsneutronen produziert werden. Die Spikes in der harten Röntgenstrahlung deuten auf nicht eingeschlossene Runaway-Elektronen hin, die in dem Tokamak-Strukturmaterial Photoneutronen erzeugen. Die Dauer der erhöhten Photoneutronen- und γ -Emission beträgt 2 bis 10 ms.

Bei Pellet-Injektion während D^0 - und H^0 -Injektion wird ein Abfall der Neutronenraten mit einer Verzögerungszeit von einigen Millisekunden nach der Pellet-Injektion gemessen. Diese Verzögerungszeit stimmt mit derjenigen der Elektronentemperatur überein. Ein Anstieg der Neutronenrate nach der Pellet-Injektion wie an TFTR wird nicht gemessen. Bei Pelletinjektion während Lower-Hybrid-Heizung treten Spitzen in der Neutronen- und γ -Rate nach der Pellet-Injektion auf. Dieses Ergebnis stimmt mit den TFTR-Messungen überein.

Die Anstiegszeiten der Neutronen- und γ -Raten nach Einsetzen der H^0 -Injektion bis zum Erreichen des Maximalwertes sind gleich, wenn die γ -Rate vor dem Einsetzen der Injektion niedrig war. Sind die γ -Raten vor dem Einsetzen der H^0 -Injektion hoch, so wächst beim Einschalten der Injektion die γ -Rate deutlich schneller an. Die Neutronenrate steigt weiterhin mit zunehmender Elektronentemperatur an. Das Verhalten der γ -Rate läßt auf den Verlust schneller Elektronen beim Einschalten der Injektion unter bestimmten Entladungsbedingungen schließen. Bei D^0 -Injektion steigt in allen gemessenen Fällen, die γ -Rate um ca. einen Faktor 5 schneller als die Neutronenrate an.

Durch Quellenausfälle während H^0 -Injektion wird in Übereinstimmung mit der absinkenden Elektronentemperatur eine Verzögerungszeit von einigen 10 Millisekunden zwischen dem Beginn des Quellenausfalls und dem Beginn des Abfalls der Neutronenrate gemessen. Tritt ein Quellenausfall während D^0 -Injektion auf, fällt die Neutronenrate innerhalb der Detektorzeitauflösung auf ein niedrigeres Niveau ab. Im Fall der D^0 -Injektion dominieren Neutronen aus Strahl-Target-Reaktionen die gesamte Neutronenrate. Daher fällt die Neutronenrate durch die Verringerung der Injektionsleistung ohne meßbare Verzögerung ab.

Während schwacher Disruptionen wird in der γ -Rate ein schneller Anstieg mit darauffolgendem Abfall gemessen. Die zeitgleichen Spitzen der Neutronenrate zeigen auch hier den Einfluß der Photoneutronenproduktion an.

Bei dem Vergleich einer H- und einer L-Modeentladung wird eine um einen Faktor 3.5 ± 0.5 höhere Neutronenrate in der H-Mode gemessen. Das Ergebnis der numerisch berechneten Neutronenraten stimmt mit diesem Ergebnis überein.

Der Vergleich der harten mit der weichen Röntgenstrahlung zeigt während Lower-Hybrid-Leistungsstufen Phasen des Verlustes schneller Elektronen und der Elektronenheizung an. Die Wechselwirkung zwischen der eingestrahlten Lower-Hybrid-Welle und den schnellen Elektronen kann untersucht werden.

Der Vergleich mit der NE226-Diagnostik unterstreicht noch einmal, daß für die weiten Neutronen- und γ -Ratenbereiche am Tokamak die Analyse der Neutronenproduktionsprozesse und der Erzeugungsprozesse der harten Röntgenstrahlung und deren Wechselwirkung nur mit einem Detektor möglich ist, der die gemessenen Neutronen- und γ -Ereignisse separieren kann.

Literaturverzeichnis

- /1/ S. von Goeler, W. Studiek, N. Sauthoff, Phys. Rev. Lett., **33** (1974), 1201
- /2/ J. A. Lovberg, W.W. Heidbrink, J. D. Strachan, V. S. Zaveryaev, Phys. Fluids, **B1**, (1989) 874
- /3/ P. Batistoni et al., ENEA, RT/FUS/89/7
- /4/ F. B. Marcus, J. M. Adams et al.,
in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990), Part I, European Physical Society (1990) 331
- /5/ J. M. Adams,
in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Eur. Conf. Madrid, 1987) Part III, European Physical Society (1987) 1224
- /6/ R. Büchse, PhD thesis, Technische Universität München, 1991
- /7/ D. J. Cambell et al.,
in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), IAEA, Vienna (1986) 433
- /8/ W. W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion, **27** (1987), 3
- /9/ W. W. Heidbrink, PPPL-2299
- /10/ J. Kwon, P.H. Diamond, F. Wagner, G. Fußmann et al.,
Nucl. Fusion, **28** (1988), 1931
- /11/ H. Zohm, private Mitteilung
- /12/ F. Wagner and The ASDEX team, IPP III/151
- /13/ G. Assi, H. Rapp, IPP III/70 (1981)
- /14/ R. A. Cecil, B. D. Anderson, R. Madey,
Nucl. Instr. and Meth., **161** (1979), 439
- /15/ B. B. Kadomtsev, Sov. J. Plasma Phys. **1** (1975), 389
- /16/ J. A. Wesson, JET-P(87)55 (1987)
- /17/ F. Hoenen, private Mitteilung
- /18/ B. Bomba, Dissertationsschrift, Universität Heidelberg 1989
- /19/ A. W. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 210
- /20/ C. W. Barnes, J. D. Strachan, Nucl. Fusion, **22** (1982), 1090
- /21/ K. Hübner, "Einführung in die Plasmaphysik",
Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1982
- /22/ J. Raeder et al., "Kontrollierte Kernfusion",
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1981

- /23/ W. Sandmann, private Mitteilung
- /24/ G. Fußmann, private Mitteilung
- /25/ M. Kaufmann et al., Nucl. Fusion, **26** (1986), 171
- /26/ H. Knoepfel, D.A. Spong, Nucl. Fusion **19** (1979), 785
- /27/ F. Leuterer, F. Söldner et al.,
in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th
Eur. Conf., Venice, 1989) European Physical Society, (1989), 1287
- /28/ P. Bolini, "Wave Heating and Current Drive in Plasmas"
(V.C. Granutstein, P.C. Colestock, eds.)
Gordon and Breach, New York (1985), 175
- /29/ M. Porkolab, "Wave Heating and Current Drive in Plasmas"
(V.C. Granutstein, P.C. Colestock, eds.)
Gordon and Breach, New York (1985), 175
- /30/ A.C. England et al., Nucl. Fusion **29** (1989), 1527
- /31/ K. Hübner et al., IPP Annual Report 1990
- /32/ M.J. Loughlin, "Neutron Diagnostics for Fusion Reactors
Ph.D. Thesis, University of Birmingham (1988)
- /33/ M. Chatelier, I. Idmtal, A. Lagattu, A. Lepers,
Nucl. Inst. and Meth. **190** (1981), 107
- /34/ J.H. Thorngate, Lawrence Livermore Nat. Lab.,
UCID-20644 (1987)
- /35/ A. Legattu, Conservatoire National des Arts et Metiers
EUR-CEA-FC-1067, Paris 1980
- /36/ K. Hübner, B. V. Robouch et al., IPP III/122, 1987
- /37/ B. Bomba, private Mitteilung
- /38/ T. Elevant, Nucl. Inst. and Meth, **185** (1981), 313
- /39/ R. Preis, "Charakteristiken der Kernspuremulsionen zur Teilchen-
registrierung", Universität Heidelberg, (1985)
- /40/ K. Hübner et al., in Controlled Fusion and Plasma Heating
(14th Eur. Conf., Madrid 1987), European Physical Society
(1987), 1295
- /41/ O. N. Jarvis et al., Nucl. Fusion **27** (1987), 1755
- /42/ O. N. Jarvis et al., Nucl. Fusion **30** (1990), 307
- /43/ J. Wesson, "Tokamaks", Oxford University Press, Oxford 1987
- /44/ IPP Jahresbericht 1984
- /45/ G. Fußmann, Nucl. Fusion, **19** (1979), 327
- /46/ G. Fußmann, IPP III/30 (1976)

- /47/ J. D. Strachan et al., Nucl. Fusion **17** (1977), 140
- /48/ F. B. Marcus et al., in Controlled Fusion and Plasma Heating (17th Eur. Conf., Amsterdam 1990), European Physical Society (1990), 331
- /49/ G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley and Sons, New York (1979)
- /50/ W. D. Allen, "Neutron Detection", George Newnes, London (1960)
- /51/ M. T. Swinhoe, O. N. Jarvis, Nucl. Inst. and Meth. **221** (1984), 460
- /52/ G. Assi, H. Rapp, IPP III/70 (1981)
- /53/ D. E. Neuman, F. E. Cecil, Nucl. Inst. and Meth. **227** (1984), 334
- /54/ S. Helbing, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1991
- /55/ F. Hoenen, Bericht der KFA Jülich, JÜL-2097 (1986)
- /56/ G. Degenhard, Dissertationsschrift, Universität Heidelberg (1991)
- /57/ C. D. Swartz, G. E. Owen, in "Fast Neutron Physics", J. B. Marion, J. L. Fowler eds., Vol. 1, Interscience Publ. Inc., New York (1960)
- /58/ B. K. R. Wolle, Dissertationsschrift, Universität Heidelberg (1990)
- /59/ S. C. Curran, W. R. Baker, Rev. Sci. Instr. **19** (1948), 116:
U.S. Atomic Energy Commission Report. MDDC. 1296, 1944
- /60/ J. B. Birks, "The Theory and Practice of Scintillation Counting", Pergamon Press, Oxford (1964)
- /61/ M. E. Toms, IEEE, Transactions on Nuclear Science, **NS-17** (1970), 107
- /62/ H. Preis, IPP III/24 (1976)
- /63/ H. Schölermann, H. Klein, Nucl. Inst. and Meth. **169** (1980), 25
- /64/ L. M. Bollinger, G. E. Thomas, R.J. Ginther, Nucl. Inst. and Meth. **17**, (1962), 97
- /65/ Firmenschrift FS-M9 der Vakuumschmelze GmbH, Hanau (1969)
- /66/ A. J. Mager, ETZ-A, **89** (1968), 11
- /67/ A. J. Mager, IEEE Transaction on Magnetics **MAG-6** (1970), 67
- /68/ A. J. Mager, Zeitschrift für angewandte Physik, **23** (1967), 381
- /69/ VALVO Datenbuch Fotovervielfacher (1990)
- /70/ E. A. Lorch, Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, **24** (1973), 588
- /71/ R. St. Onge et al., Nucl. Inst. and Meth., **126** (1975), 391
- /72/ P. Sperr, H. Spieler, M. R. Maier, Nucl. Inst. and Meth., **116** (1974), 55
- /73/ J. M. Adams, G. White, Nucl. Inst. and Meth., **156** (1978), 459
- /74/ F.E. Cecil, S.S. Medley, PPPL-2444 (1987)
- /75/ H. Klein, private Mitteilung
- /76/ M. Kornherr, private Mitteilung

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Hübner vom Institut für Angewandte Physik der Universität Heidelberg für die Vergabe und die Betreuung der Arbeit, zu deren Gelingen er durch zahlreiche Diskussionen in hohem Maße beigetragen hat.

Herrn Priv. Doz. Dr. F. Wagner vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Ich danke Herrn dipl. phys. R. Bätzner für das anregende Interesse und die tatkräftige Mithilfe beim Detektoraufbau sowie für die Planung des Kollimators und der Detektoreinbauten.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn K. Sahner, Leiter der ASDEX Werkstatt, für die Herstellung der 27 Einzelteile für die Detektoreinbauten, der 49 Teile des Kollimators und der 44 Teile der Quellenabschirmung. Diese hervorragende Zusammenarbeit hat den Aufbau des Detektors wesentlich erleichtert.

Herrn Dr. B. Bomba danke ich für die stete Hilfsbereitschaft und für die Rechnungen mit dem NR-Code.

Herrn R. Weidener danke ich für die freundliche Zusammenarbeit und für die schnelle Lösung elektronischer Probleme.

Bei allen Mitgliedern des ASDEX-Teams möchte ich mich herzlich für die Unterstützung der Arbeit und für fruchtbare Diskussionen bedanken. Der Heidelberger Neutronengruppe danke ich für viele Anregungen und für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Rosmarie bedanken, ohne deren Unterstützung die Arbeit nicht gelungen wäre.