

gungen lag dann bei Berücksichtigung der Gasabgabe von Wänden und Elektroden zum Zeitpunkt der Entladung unterhalb  $10^{-5}$  Torr. Entlädt man die Batterie ein zweites Mal ohne vorherige Neufüllung, so hat man mit erheblichen Verunreinigungen durch die vorhergehende Entladung zu rechnen. Obgleich nach der ersten Entladung kein merklicher Druckanstieg beobachtet wird, ist doch ein beträchtlicher Anteil schweratomiger Gase aus Wänden und Elektroden vorhanden. Dies folgt aus spektroskopischen Aufnahmen, die starke Emissionslinien besonders von Silicium und Kupfer zeigen.

In diesem Fall ändert sich sowohl Strom- als auch Flußverlauf grundsätzlich. Im Stromverlauf tritt mit und ohne  $B_{z0}$ -Feld nur ein einziger flacher Knick auf, der jedoch zur gleichen Zeit wie der erste Knick bei Entladungen mit hohem Reinheitsgrad erfolgt (Abb. 10,  $B_{z0} = 600$  Gauß). Der Fluß  $\Delta\Phi$  erreicht

nur sehr geringe Werte, die schon aus dem eingefangenen  $B_{z0}$ -Feld und dem früher erwähnten „paramagnetischen Effekt“ erklärt werden können. Es tritt jedoch nie ein starker Anstieg von  $\Delta\Phi$  auf, wie er bei den bisher beschriebenen Messungen im Zusammenhang mit dem Anwachsen von  $(m=1)$ -Instabilitäten gefunden wurde. Auch die kleinen Schwankungen der Spannung, wie sie früher im Zusammenhang mit der  $(m=0)$ -Instabilität gefunden wurden, treten nicht auf. Auch werden nie Neutronen beobachtet.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß in diesem Fall nur eine schwache Plasmakontraktion auftritt und daß keine Anzeichen für  $(m=0)$ - und  $(m=1)$ -Instabilitäten vorhanden sind.

## Neutronen- und Röntgen-Strahlung beim stabilisierten linearen Pinch-Effekt

Von E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK und C. ANDELFINGER

Aus dem Laboratorium für Techn. Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 14 a, 329–333 [1959]; eingegangen am 29. Dezember 1958)

Es wurde der Einfluß von stabilisierenden Longitudinalfeldern auf Intensität und zeitlichen Verlauf der Neutronenemission beim linearen Pinch-Effekt untersucht. Im allgemeinen wurde mit Deuterium von  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr und bei Stromstärken von  $3 \cdot 10^5$  A und Stromanstiegen von  $6 \cdot 10^{11}$  A/sec gearbeitet. Ohne Stabilisierungsfeld erhält man im Mittel etwa  $3 \cdot 10^6$  Neutronen pro Entladung. Mit ansteigendem Stabilisierungsfeld sinkt diese Zahl auf ein Drittel bei 900 Gauß ab. Der zeitliche Verlauf zeigt bei niedrigen Longitudinalfeldern zwei, bei höheren Feldern drei oder sogar mehrere getrennte Neutronenimpulse. Der erste Impuls beginnt bei etwa 2  $\mu\text{sec}$  kurz vor der zweiten Plasmakontraktion und fällt sehr schnell mit zunehmendem Longitudinalfeld ab, was auf einen Zusammenhang mit  $(m=0)$ -Instabilitäten hindeutet. Der zeitlich letzte Impuls ist an das Auftreten der  $(m=1)$ -Instabilität gebunden und verschiebt sich mit dieser zu späteren Zeiten (von 2,5  $\mu\text{sec}$  bei 0 Gauß zu 3,7  $\mu\text{sec}$  bei 1100 Gauß). Dazwischen liegen weitere Impulse, deren Einsatz nicht vom Feld abhängt und deren Herkunft nicht mit den genannten Instabilitäten erklärt werden kann. Ohne Feld ergab sich aus Messungen mit Kernspurplatten eine Asymmetrie der Neutronenenergie, die einer Beschleunigung von Deuteronen in Richtung der Entladungssache auf 40 keV entspricht. Ab 300 Gauß wird außerdem ein RÖNTGEN-Impuls im Zusammenhang mit der ersten Kontraktion des Plasmas (etwa bei 1,3  $\mu\text{sec}$ ) beobachtet, dessen Häufigkeit mit dem Feld zunimmt. Seine mittlere Energie beträgt mindestens einige 100 keV. Er wird durch das Auftreten von „Runaway-Elektronen“ in den bei der Plasmakontraktion induzierten elektrischen Feldern erklärt. Ein Zusammenhang zwischen Neutronen- und RÖNTGEN-Impulsen konnte nicht festgestellt werden.

In einer vorhergehenden Arbeit<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß bei stromstarken Entladungen in Deuterium eine Reihe von aufeinanderfolgenden Plasmakontraktionen auftritt. Im Zusammenhang damit wurden Neutronenimpulse gefunden. In einer späteren Arbeit<sup>2</sup> wurde der Einfluß von stationären magnetischen Longitudinalfeldern ( $B_{z0}$ ) mit der gleichen Anordnung untersucht. Durch magnetische Flußmessungen wurde dabei das Auftreten von  $(m=1)$ -

Instabilitäten (Korkzieherinstabilitäten) zum Zeitpunkt der letzten Plasmakontraktion festgestellt. Aus dem Spannungsverlauf ergaben sich Andeutungen für das Auftreten von  $(m=0)$ -Instabilitäten („sausage“-Instabilitäten). Im folgenden wird die Neutronenemission in Abhängigkeit vom stabilisierenden Längsfeld untersucht. Dabei wurde auch eine harte RÖNTGEN-Strahlung gefunden, die vorwiegend bei Längsfeldern ab 300 Gauß auftritt. Für den

<sup>1</sup> E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFINGER, Z. Naturforsch. 13 a, 524 [1958].

<sup>2</sup> H. HEROLD, E. FÜNFER, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFINGER, Z. Naturforsch. 14 a, 323 [1959].



nichtstabilisierten Fall wurde eine Asymmetriemessung der Neutronenenergie mit Hilfe von Kernspurplatten durchgeführt<sup>3</sup>.

### Experimenteller Aufbau und Meßmethoden

Die Stoßbatterie ist früher<sup>1</sup> beschrieben. Es wurde ein Entladungsgefäß aus Duranglas von 50 cm Länge und 20 cm Durchmesser verwendet. Die Versuche wurden bei einer Aufladespannung von 35 kV und bei einer Kapazität von 40  $\mu$ F durchgeführt. Die Messung der longitudinalen Flußänderung  $\Delta\Phi$  wurde wie früher<sup>2</sup> mit einer zwischen Rückleiter und Entladungsgefäß angebrachten Meßschleife vorgenommen.

Der zeitliche Verlauf der Neutronenimpulse wurde mit schnellen Szintillationszählern gemessen. Dazu fand sowohl eine Terphenyllösung als auch ein Kunststoffszintillator (NE 102) Anwendung. Die Gesamtausbeute ergab sich durch Bestimmung der Aktivierung von Silber. Dazu diente ein großflächiges  $\beta$ -Zählrohr mit Silberwänden in einem Paraffinmoderator. Die untere Nachweisgrenze lag in beiden Fällen bei  $10^5$  Neutronen pro Entladung. Die RÖNTGEN-Strahlung wurde mit Terphenyl- und NaJ-Szintillatoren nachgewiesen. Im Gegensatz zum Terphenylzähler läßt sich der zeitliche Verlauf der Strahlung mit NaJ nicht feststellen, da die Abklingzeit des NaJ mit etwa  $10^{-6}$  sec zu lang ist. Dagegen ist seine hohe  $\gamma$ -Empfindlichkeit für den Nachweis sehr schwacher Strahlung von Vorteil. Die Unterscheidung zwischen RÖNTGEN-Strahlung und Neutronen erfolgte durch wahlweise Abschirmung zweier gleichlaufender Szintillationszähler mit 25 cm Paraffin oder 5–10 cm Blei.

### Gesamte Neutronenausbeute in Abhängigkeit von $B_{z0}$

Die Gesamtausbeute wurde mit dem Silberzählrohr gemessen. Die absolute Neutronenzahl ergab sich durch Eichung mit einer Ra-Be-Quelle bekannter Neutronenausbeute. Es zeigte sich (Abb. 1) eine relativ langsame Abnahme mit dem  $B_{z0}$ -Feld. Bei 900 Gauß erreicht man etwa 1/3 der Anfangsintensität. Dies stimmt mit den Ergebnissen von OHLIN und Mitarbb. bzw. CURRAN und Mitarbb.<sup>4,5</sup> überein, widerspricht jedoch den Ergebnissen von ANDERSON und Mitarbb. bzw. DUNAWAY und Mitarbb.<sup>6,7</sup>, bei denen Feldstärken von 100 Gauß die Neutronenausbeute bereits sehr stark herabsetzen. Nach Abb. 1

scheint die Neutronenausbeute sogar zunächst bis 100 Gauß zuzunehmen, obgleich aus den eingezeichneten mittleren quadratischen Fehlern zu ersehen ist, daß die Statistik zu einer sicheren Aussage nicht

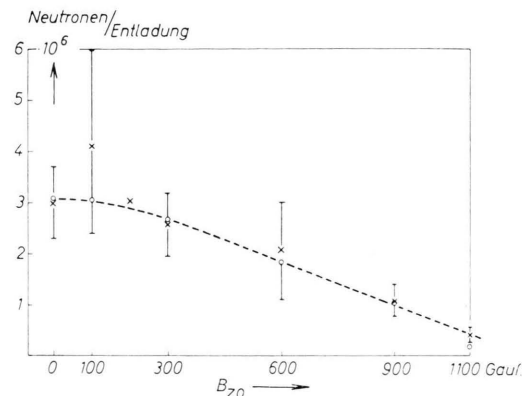


Abb. 1. Gesamtausbeute an Neutronen in Abhängigkeit von  $B_{z0}$ , X Aktivierungsmessung und O gemessen mit Szintillationszähler.

ausreicht. Die Gesamtausbeute wurde außerdem noch durch Integration der mit Szintillationszählern gewonnenen Neutronenimpulse bestimmt. Die Eichung wurde durch Vergleich mit dem Silberzählrohr vorgenommen. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 1 eingezeichnet und zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Aktivierungsmessung. Die verhältnismäßig langsame Abnahme der Neutronenausbeute mit dem  $B_{z0}$ -Feld zeigt, daß der größte Teil der Neutronen nicht einer ( $m=0$ )-Instabilität entspringen kann.

### Neutronenimpulse

Schon früher<sup>1</sup> wurde ein im Vergleich zu vielen anderen Arbeiten lang dauernder Neutronenimpuls von etwa 2–3  $\mu$ sec gefunden. Es ergaben sich damals Anhaltspunkte dafür, daß dieser Impuls in vielen Fällen aus zwei Komponenten besteht (siehe z. B. Anm. 1, Abb. 6 c auf Seite 528). Bei den vorliegenden Versuchen mit stabilisierendem Longitudinalfeld trat diese Tendenz immer deutlicher hervor. Bei  $B_{z0}=0-100$  Gauß traten in der Regel 2 Impulse auf. Mit zunehmendem Feld traten oft 3 oder sogar noch mehr Impulse auf, wobei jedoch eine

<sup>3</sup> H. WILHELM, Diplomarbeit, TH München 1959.

<sup>4</sup> P. OHLIN, K. SIEGBAHN, T. SUNDRÖM u. S. SVENNERSTEDT, Nucl. Instrum. **3**, 237 [1958].

<sup>5</sup> S. C. CURRAN, K. W. ALLEN, H. A. B. BODIN, R. A. FITCH, N. J. PEACOCK u. J. A. REYNOLDS, 2nd UN Int. Conf. on Peaceful

Uses of Atomic Energy (1958), Bericht Nr. A/Conf 15/P/1460.

<sup>6</sup> O. A. ANDERSON, W. R. BAKER, S. A. COLGATE, I. ISE u. R. V. PYLE, Phys. Rev. **110**, 1375 [1958].

<sup>7</sup> R. E. DUNAWAY u. J. A. PHILLIPS, J. Appl. Phys. **29**, 1137 [1958].

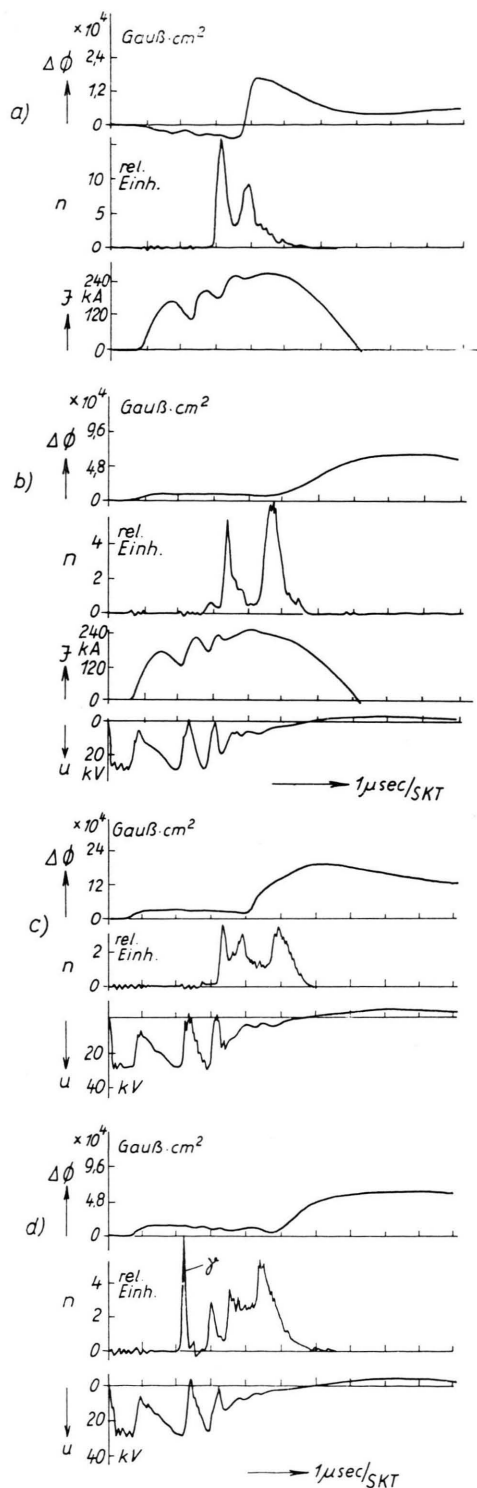


Abb. 2. Flußänderung  $\Delta\Phi$ , Neutronen  $n$  (bzw.  $\gamma$ ), Strom  $I$ , Spannung  $u$ . a)  $B_{z0}=0$  Gauß, b)  $B_{z0}=600$  Gauß, c)  $B_{z0}=900$  Gauß, d)  $B_{z0}=600$  Gauß.

Unterscheidung einzelner Impulse immer schwieriger wird. Diese Impulse sind in ihrer Amplitude voneinander unabhängig und zeigen von Entladung zu Entladung starke Schwankungen. Abb. 2 gibt einige typische Oszillogramme. Aus solchen Oszillogrammen wurde die mittlere Neutronenausbeute pro Entladung getrennt für 3 Impulse in ihrer Abhän-

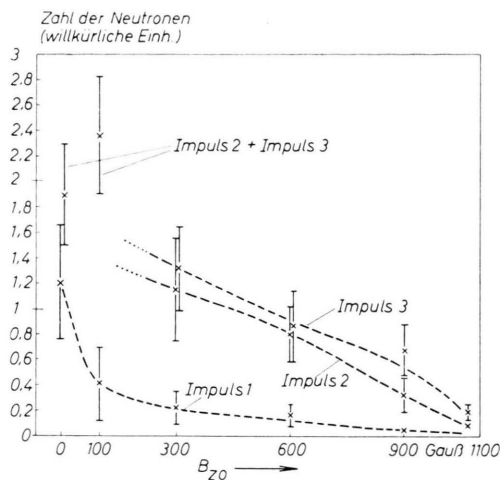


Abb. 3. Zahl der Neutronen für die Impulse 1, 2 und 3; Impuls 2 und Impuls 3 für  $B_{z0}=0$  bis 100 Gauß zeitlich zusammenfallend.

gigkeit vom Stabilisierungsfeld  $B_{z0}$  gewonnen. Dies ist in Abb. 3 wiedergegeben. Die beiden zeitlich späteren Impulse („Impuls 2“ und „Impuls 3“) nehmen mit zunehmendem Feld etwa in derselben Weise ab wie die mit dem Silberzählrohr bestimmte Gesamtausbeute (Abb. 1). Der erste Impuls dagegen („Impuls 1“) zeigt eine sehr starke Abnahme mit steigendem  $B_{z0}$  und sinkt bei etwa 100 Gauß auf 1/3 ab. Im Bereich von 0 bis 100 Gauß können, wie schon erwähnt, nur 2 Impulse beobachtet werden. Dies scheint daran zu liegen, daß „Impuls 2“ und „Impuls 3“ dort zeitlich zusammenfallen.

#### Zeitliche Zuordnung der Neutronenimpulse zum Entladungsablauf

In Abb. 2 ist außer den Neutronenimpulsen auch der Strom, die Flußänderung  $\Delta\Phi$  und teilweise die Spannung in typischen Beispielen enthalten. Aus einer größeren Anzahl von Messungen läßt sich folgendes sagen:

1. Der Neutronenimpuls 1 beginnt wie in <sup>1</sup> etwa gleichzeitig ( $2 \mu\text{sec}$ ) mit der zweiten Plasmakontrak-

tion und verschiebt sich nicht merkbar beim Übergang zu höheren Feldern (Abb. 4).

2. Der Impuls 2 beginnt etwas später (2,4  $\mu\text{sec}$ ) und verschiebt sich ebenfalls nicht bei höheren Feldern.

3. Der Impuls 3 tritt in der Regel zusammen mit dem Beginn der die ( $m=1$ )-Instabilität kennzeichnenden Flußänderung (siehe Anm. <sup>2</sup>) auf. Der Im-

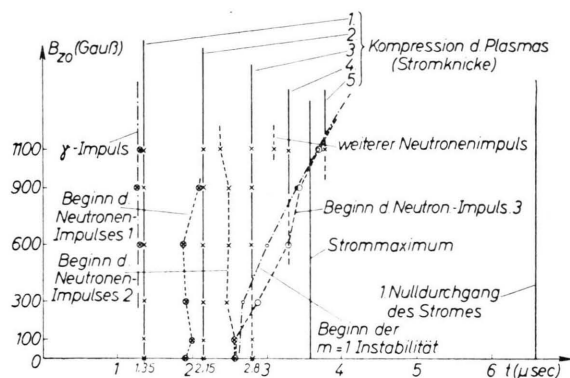


Abb. 4. Zeitpunkte der Plasmakompressionen und Beginn des  $\gamma$ -Impulses, der Neutronenimpulse und der Instabilität in Abhängigkeit vom longitudinalen Magnetfeld  $B_{z0}$  (Mittelwerte aus etwa je 10 Messungen).

puls verschiebt sich auch beim Übergang zu höheren Feldern in derselben Weise wie der Beginn der Instabilität zu längeren Zeiten hin (Abb. 4). Dies hat zur Folge, daß bei höheren Feldern der Abstand der Impulse 2 und 3 größer wird. Dadurch sind die beiden Impulse besser zu unterscheiden, wenn nicht dazwischen zusätzliche Impulse auftreten. Dies ist bei höheren Feldern häufig der Fall. Insgesamt wird der Zeitraum, in dem Neutronen emittiert werden, durch das Longitudinalfeld bis zu etwa 4  $\mu\text{sec}$  vergrößert.

Im allgemeinen wurde bei einem Druck von  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr gearbeitet. Zu höheren Drucken hin nahm die Neutronenausbeute ab und oberhalb  $9 \cdot 10^{-2}$  Torr wurden keine Neutronen mehr beobachtet.

Wie früher <sup>2</sup> bereits erwähnt wurde, können gewisse Schwankungen im Spannungsverlauf Anzeichen für das Auftreten von ( $m=0$ )-Instabilitäten sein. Die hier beobachteten Neutronenimpulse zeigen jedoch keinen sicheren Zusammenhang mit diesen Schwankungen. Dies steht im Widerspruch zu Messungen von OHLIN und Mitarbb. <sup>4</sup>, bei denen starke Neutronenimpulse zu diesem Zeitpunkt beobachtet wurden.

## Richtungsabhängigkeit der Neutronenenergie

Für den Fall  $B_{z0}=0$  Gauß wurde mit Hilfe von Kernspurplatten die Neutronenenergie in zwei Richtungen ( $0^\circ$  und  $160^\circ$ , bezogen auf die Richtung der

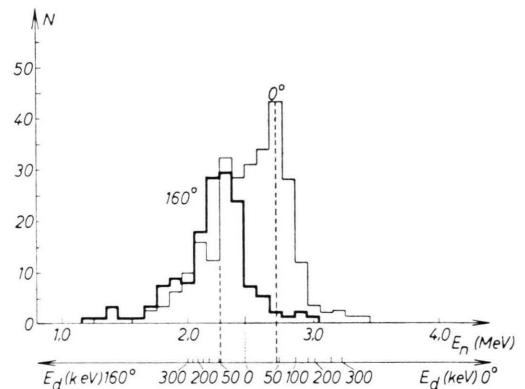


Abb. 5. Spektrum der Neutronenenergie für  $0^\circ$  (dünne Linie) und  $160^\circ$  (dicke Linie) ohne Stabilisierungsfeld ( $B_{z0}=0$ ).

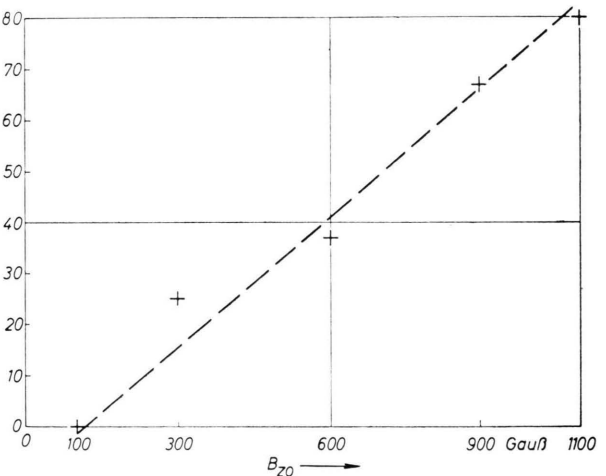


Abb. 6. Relative Häufigkeit der beobachteten Röntgen-Impulse in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B_{z0}$  (in %).

Achse des Entladungsrohres von der Anode zur Kathode) bestimmt <sup>3</sup>. Es ergibt sich die in Abb. 5 dargestellte Energieverteilung der Neutronen. Die maximale Intensität liegt für  $0^\circ$  bei einer Neutronenenergie von 2,7 MeV, für  $160^\circ$  bei 2,26 MeV. Diese Abweichung gegenüber der Neutronenenergie im Schwerpunktsystem von 2,45 MeV entspricht einer Deuteronenenergie von etwa 40 keV. Dabei ist angenommen, daß Deuteronen dieser Energie auf ruhende Deuteronen stoßen und so die D-D-Reaktionen auslösen. Der Neutronenfluß war für  $0^\circ$  um etwa 40% größer als für  $160^\circ$ . Der oben angenommenen Deuteronenenergie von 40 kV entspricht rech-

nerisch für  $0^\circ$  ein etwa 20% größerer Neutronenfluß als für  $160^\circ$ . Die Differenz von 20% kann durch die Verschiedenheit der Plattenabstände vom Entladungsrohr für die beiden Richtungen erklärt werden. Dies bedeutet, daß im Mittel über viele Entladungen die Neutronen nicht bevorzugt in Kathoden- oder Anodennähe entstehen. Mit  $B_{z0}$ -Feldern wurden bisher aus Intensitätsgründen noch keine Asymmetriemessungen durchgeführt.

### Zur Frage der Neutronenentstehung

Aus der gefundenen axialen Asymmetrie der Neutronenenergie ist eine axiale Beschleunigung von Deuteronen zu folgern. Dies wäre nach COLGATE<sup>6</sup> bei einer ( $m=0$ )-Instabilität möglich. Betrachten wir jedoch die Neutronenimpulse 1, 2 und 3, so ist nur das Auftreten des ersten mit dieser Erklärung vereinbar, da er eine relativ starke Abnahme mit zunehmendem  $B_{z0}$ -Feld zeigt. Alle übrigen Impulse dagegen zeigen nur eine schwache Abhängigkeit von  $B_{z0}$ , so daß die ( $m=0$ )-Instabilität als Ursache ausscheidet. Der Impuls 3 ist zeitlich mit dem Auftreten der ( $m=1$ )-Instabilität gekoppelt. Man wird also annehmen müssen, daß die damit verbundenen Feldänderungen zur Beschleunigung von Deuteronen führen. Dieser Mechanismus ist im einzelnen noch unklar. Insbesondere läßt sich nichts darüber aussagen, ob die bei unseren Messungen gefundene

Asymmetrie der Neutronenenergie damit zusammenhängen kann. Der Impuls 2 und eventuelle weitere Impulse sind weder mit ( $m=0$ )- noch mit ( $m=1$ )-Instabilitäten zu deuten. Sie können sowohl thermodynamischen Ursprungs sein als auch anderen, noch unbekannten Instabilitäten entspringen.

### Röntgen-Strahlung

Bei Longitudinalfeldern ab 300 Gauß tritt zum Zeitpunkt der ersten Plasmakontraktion (Abb. 4) manchmal ein sehr kurzzeitiger RÖNTGEN-Impuls (von ca.  $2 \cdot 10^{-7}$  sec Dauer) auf. Mit zunehmender Feldstärke  $B_{z0}$  erscheint er häufiger (Abb. 6). Sein typisches Aussehen ist aus Abb. 2 d zu erkennen. Seine Intensität sinkt erst hinter 5 cm Blei wesentlich ab, während hinter 5 mm Blei keine Schwächung beobachtet werden kann. Größenordnungsmäßig entspricht dies einer Energie von einigen 100 keV. Dieser RÖNTGEN-Impuls ist in allen Fällen von den Neutronenimpulsen deutlich zeitlich getrennt. Auch seine Intensität zeigt keinen erkennbaren Zusammenhang mit den Neutronenimpulsen. Diese RÖNTGEN-Strahlung entsteht zu einer Zeit, wo die Spannung am Rohr kleiner als 35 kV ist. Man wird also annehmen müssen, daß schnelle Flußänderungen im Zusammenhang mit der Plasmakontraktion elektrische Feldstärken induzieren, die zur Entstehung von Runaway-Elektronen der entsprechenden Energie führen.