

# Runaway Elektronen

Seminar zur Experimentalphysik V, Plasmaphysik  
Marcus Beranek

13. Februar 2000

## 1 Grundlagen

### 1.1 Ausgangssituation

Wir betrachten ein homogenes Plasma, in dem von außen ein stationäres elektrisches Feld angelegt wird. Die Elektronen und die Ionen werden durch dieses Feld beschleunigt. Da die Masse der Ionen rund 2000-mal größer ist als die der Elektronen, reagieren die Ionen sehr viel träger als die Elektronen. Deswegen betrachten wir die Ionen als einen ruhenden Hintergrund im Vergleich zu den Elektronen, welche als frei beweglich angenommen werden:  $T_i \ll T_e$ .

Ein Elektron wird nun durch das E-Feld solange beschleunigt, wie es nicht mit einem Ion stößt. Stößt das Elektron nun mit einem Ion, so verringert sich seine Energie. Die Ionen üben somit eine Reibungskraft auf die Elektronen aus, die der elektrischen Kraft entgegengerichtet ist. Im Gleichgewicht kompensieren sich gerade die elektrische und die Reibungskraft:  $\vec{F}_e = -\vec{F}_r$

Zwischen zwei Stößen nimmt das Elektron also Energie aus dem E-Feld auf, wogegen es bei einem Stoß Energie verliert. Ist nun die Energie, die zwischen den Stößen aufgenommen wird, größer, als die Energie, die bei einem Stoß abgegeben wird, hat das Elektron nach jedem Stoß einen Energieüberschuß. Das führt dazu, daß die Geschwindigkeit des Elektrons ständig anwächst. Diesen Effekt nennt man den „Runaway-Effekt“.

### 1.2 Der Widerstand im Plasma

Wir gehen davon aus, daß die Elektronen im Plasma in einer Maxwell-Verteilung vorliegen.

$$f_e(\vec{v}) = n_e \sqrt{\left(\frac{\alpha_e}{\pi}\right)^3} \exp\left[-\alpha_e \left(\vec{v} - \vec{V}_e\right)^2\right]$$

Weiterhin gilt die Boltzmann-Gleichung:

$$-\frac{e}{m_e} \cdot \vec{E} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{st}$$

Da die Elektronen einen Strom darstellen, und die (ruhenden) Ionen einen Widerstand, setzen wir für das elektrische Feld den linearen Zusammenhang  $E = \eta \cdot j$ , bzw.  $j = \sigma \cdot E$  an (Ohm'sches Gesetz). Daraus ergibt sich für den Widerstand die Formel [11]:

$$\eta = \frac{4\sqrt{2\pi}e^2 Z \sqrt{m_e}}{3(kT_e)^{3/2}} \left(1 + \frac{m_e}{m_i}\right) \sqrt{\left(\frac{\alpha_i}{\alpha_e + \alpha_i}\right)^3}$$

Hierbei ist zu beachten, daß  $\eta$  von der Temperatur  $T$  abhängig ist:  $\eta \sim T^{-3/2}$ .

Es stellt sich jedoch die Frage, ob der lineare Ansatz  $E = \eta \cdot j$  unser Problem hinreichend gut beschreibt. Dazu machen wir nun folgenden Ansatz (Boltzmann-Gleichung):

$$\frac{\partial j_{\parallel}}{\partial t} = \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} \frac{e}{m_e} \cdot \vec{E}_{\parallel} + Q(j_{\parallel})$$

Hierbei sind  $j$  der Stromfluß und  $Q$  der Reibungsterm parallel zum elektrischen Feld. Wichtig ist hierbei, daß die Reibung nicht konstant, sondern  $Q = Q(j)$  abhängig vom Stromfluß ist. Die Differentialgleichung ist somit nicht mehr linear. Als Lösung für die Reibung ergibt sich folgende Formel [7]:

$$Q_{\parallel} = -\frac{4\pi Z e^2 n_i \ln \lambda}{\sqrt{m_e T_e^3}} G\left(\frac{j_{\parallel}}{\sqrt{2}}\right) \frac{j_{\parallel}}{j}$$

mit

$$G(x) = \frac{1}{2x^2} [\Phi(x) - x\Phi'(x)]$$

und

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

$G(x)$ : Chandrasekhar-Funktion

$\Phi(x)$ : Fehlerfunktion, Errorfunktion

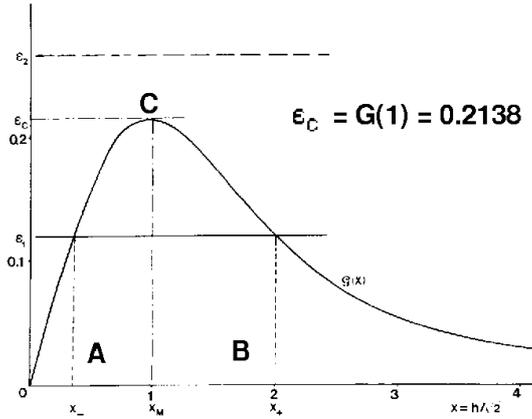


Abbildung 1: Chandrasekhar-Funktion  $G(x)$  [2]  
A) Lineare Transport-Theorie, B) Lösung unphysikalisch, C) Bifurkationspunkt

Aus diesem Ergebnis entnehmen wir, daß  $Q$  ab einem gewissen Schwellwert mit zunehmendem  $j$  abnimmt. D.h. bei einem größeren Stromfluß haben wir eine geringere Reibung. Oder anders ausgedrückt, der Stoßquerschnitt zwischen Elektronen und Ionen wird mit zunehmendem Stromfluß kleiner. Je schneller sich ein Elektron bewegt, desto kürzer ist die Zeit, in der es sich im Einflußbereich eines Ions aufhält.

Wir definieren uns nun ein „kritisches Feld“:

$$E_c = \frac{4\pi Z e^3 n_i \ln \lambda}{k T_e}$$

Damit läßt sich unsere Differentialgleichung folgendermaßen schreiben [2]:

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} \frac{e}{m_e} \cdot \left[ E - E_c \cdot G\left(\frac{j}{\sqrt{2}}\right) \right]$$

Betrachten wir nun zwei Spezialfälle:

### 1. Fall: $E \ll E_c$

Für den Fall, daß die elektrische Feldstärke weit unterhalb der kritischen Feldstärke liegt, nimmt die  $G(x)$  nur sehr kleine Werte an (Außenbereiche der Chandrasekhar-Funktion). Damit vereinfacht sich die Differentialgleichung zu folgender Form:

$$\tau_e \cdot \frac{\partial j}{\partial t} = g - j$$

mit

$$g = \tau_e \cdot \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} \cdot \frac{e}{m_e} E$$

Hierbei ist  $\tau_e$  eine „skalierte“ Zeit, die wir folgendermaßen definieren:

$$\tau = \sqrt{\left(\frac{m_e}{T_e}\right) \frac{e}{m}} E_c \cdot t$$

Die Lösung der Differentialgleichung für den Stromfluß  $j$  lautet nun:

$$j(t) = j(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{1}{\tau} \cdot \int_0^t e^{-\frac{t-\vartheta}{\tau}} d\vartheta$$

Dies entspricht dem linearen Ansatz  $j = \sigma \cdot E$ , den wir weiter oben schon diskutiert haben. In Abbildung 1) ist dieser Bereich mit A gekennzeichnet. Der mit B gekennzeichnete Bereich stellt keine physikalische Lösung dar, denn der Kurvenverlauf in diesem Abschnitt würde bedeuten, daß es einen unendlich hohen Strom ohne E-Feld gäbe.

### 2. Fall: $E \gg E_c$

In diesem Fall erweist es sich als günstig, einen Kontrollparameter  $\varepsilon = \frac{E}{E_c}$  einzuführen. Damit läßt sich die Differentialgleichung folgendermaßen schreiben:

$$\frac{dj}{d\tau} = \varepsilon - G\left(\frac{j}{\sqrt{2}}\right)$$

Wir suchen nun nach einer stationären Lösung dieser Gleichung, d.h.  $\frac{dj}{d\tau} = 0$ , somit gilt:

$$\varepsilon - G\left(\frac{j}{\sqrt{2}}\right) = 0$$

Wie man leicht aus der Abbildung 1) sehen kann, gibt es für diese Gleichung keine analytische Lösung (da  $\varepsilon > \varepsilon_c$ ).

Für sehr große Werte von  $\varepsilon$  kann  $G(x)$  vernachlässigt werden, und die Lösung der Differentialgleichung geht über in:

$$j(t) \sim \frac{e}{\sqrt{m_e T_e}} E \cdot t$$

Der Stromfluß wächst also mit der Zeit ständig an, strebt also gegen  $\infty$ <sup>1</sup>.

Fassen wir noch einmal zusammen: Für  $\varepsilon < \varepsilon_c$  haben wir eine stationäre Lösung, die durch

<sup>1</sup>Dieses Verhalten wird natürlich durch die Relativitätstheorie begrenzt, die Geschwindigkeit der Elektronen kann nicht größer werden als die Lichtgeschwindigkeit:  $v_e < c$

die lineare Transport-Theorie beschrieben wird. Hierbei gilt  $E = \eta \cdot j$ , wobei  $\eta$  der Widerstand und  $j$  der Stromfluß ist. Für den Bereich  $\varepsilon > \varepsilon_c$  gibt es keine stationären Lösungen mehr. Das Verhalten des Plasmas wird nicht mehr durch die lineare Theorie beschrieben. Man spricht bei einem solchen System mathematisch von einer „Bifurkation“. Dementsprechend wird auch der Übergangspunkt zwischen diesen beiden Bereichen als „Bifurkationspunkt“<sup>2</sup> bezeichnet.

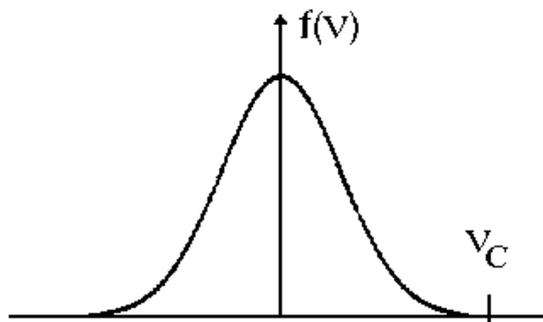


Abbildung 2: Die Maxwell-Verteilung enthält bereits Geschwindigkeiten oberhalb der kritischen Geschwindigkeit

### 1.3 Bemerkungen

#### Zum Begriff „kritisches Feld“

Die Kurve  $G(x)$  erreicht ihr Maximum an der Stelle  $x = 1$ . Für  $\varepsilon = \varepsilon_c = G(1) \approx 0.2$  wird das elektrische Feld  $E = 0.2 \cdot E_c$ . Das „kritische Feld“  $E_c$  ist somit kein echter Schwellwert, ab dem sich die Elektronen im Runaway-Zustand befinden. Der Zuwachs an Runaway-Elektronen ist kontinuierlich und beginnt auch schon weit unterhalb des „kritischen Feldes“.

Faßt man alle Konstanten zusammen, so ergibt sich folgende Faustformel:

$$E_c \approx 2 \cdot 10^{-12} \frac{n_e}{T_e} \left[ \frac{V}{cm} \right] \quad T_e \text{ in [eV]}$$

Durch Umformung läßt sich  $E_c$  auch folgendermaßen darstellen:

$$E_c = \frac{m_e v_e \nu_e}{e}$$

wobei  $\nu_e$  die Stoßfrequenz der Elektronen ist. Damit ergibt sich für einige typische Plasmen folgende Übersicht:

Plasmatyp	$E_c$ in $Vcm^{-1}$	$T$ in $eV$	$n_e$ in $m^{-3}$
Sonnenkorona	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^2$	$\sim 10^{12}$
Sonnenzentrum	$\sim 10^9$	$\sim 10^3$	$\sim 10^{30}$
Fusionsplasma	$\sim 0.1$	$\sim 10^4$	$\sim 10^{21}$
Kerzenflamme	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-1}$	$\sim 10^{12}$
Luft	$\sim 10^6$	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{23}$
Elektronengas im Kupferblock	$\sim 10^{13}$	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{30}$

Je größer die Temperatur und je geringer die Dichte ist, desto kleiner ist das kritische Feld  $E_c$ : es reichen also geringere elektrische Felder aus, um Runaway-Elektronen zu erzeugen.

<sup>2</sup>siehe Abbildung 1

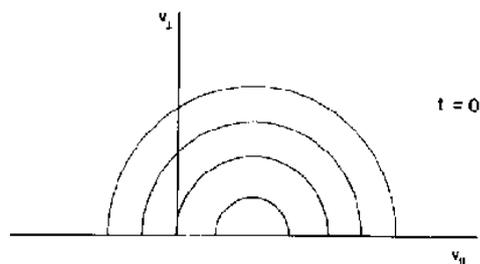


Abbildung 3: Isotropie der ungestörten Maxwell-Verteilung [2]

#### Maxwell Verteilung

Genauso, wie man ein „kritisches Feld“ definieren kann, läßt sich auch eine „kritische Geschwindigkeit“ ableiten. Diese ist gegeben durch

$$v_c^2 = \frac{3n_e e^3 \ln \lambda}{2\pi \varepsilon_0^2 m_e E}$$

Wir waren bei unseren Betrachtungen davon ausgegangen, daß die Geschwindigkeit der Elektronen im Plasma einer Maxwell-Verteilung unterliegt. Da aber die Maxwell-Verteilung nirgendwo identisch Null verschwindet, sind auch von vornherein Elektronen mit berücksichtigt, deren Geschwindigkeit größer als  $v_c$  ist. Das bedeutet, daß die Maxwell-Verteilung als stationäre Ausgangssituation bereits einen Anteil Elektronen (wenn auch nicht unbedingt sehr viele) beinhaltet, der zu einem nicht-stationären Verhalten führt.

Weiterhin führt das Vorhandensein eines E-Feldes im Plasma zu einer Störung der Maxwell-Verteilung. Die ursprüngliche Isotropie wird in

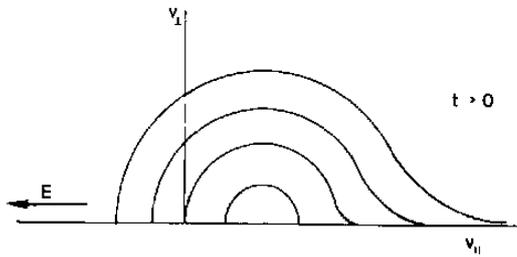


Abbildung 4: Anisotropie: Verzerrung parallel zum E-Feld [2]

Richtung des E-Feldes verzerrt. Diese Anisotropie kann wiederum zu Instabilitäten führen.

Faßt man die Konstanten zusammen, so erhält man den Ausdruck

$$v_c^2 = 5 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{E} \left[ \frac{m^2}{s^2} \right]$$

Die daraus resultierenden kritischen Geschwindigkeiten können durchaus in relativistischen Bereichen liegen.

Plasmatyp	$n_e$ in $m^{-3}$	$E_c$ in $Vcm^{-1}$	$v_c$
Sonnenkorona	$\sim 10^{12}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 0.07 \cdot c$
Sonnenzentrum	$\sim 10^{30}$	$\sim 10^9$	$\sim 0.2 \cdot c$
Fusionsplasma	$\sim 10^{21}$	$\sim 0.1$	$\sim 0.7 \cdot c$

## Magnetfelder

In allen bisherigen Betrachtungen haben wir sowohl das Vorhandensein von Magnetfeldern als auch die zeitliche Veränderung der elektrischen Felder ausgeschlossen. Doch in realen Plasman muß man die Anwesenheit von magnetischen Kräften mit berücksichtigen. Diese führen z.B. zu weiteren Driften, die die Anisotropie des Plasmas weiter verstärken (z.B.  $E \times B$ -Driften). Insbesondere ist der Plasma-Widerstand senkrecht zum Magnetfeld doppelt so groß wie parallel zum Magnetfeld. [11]

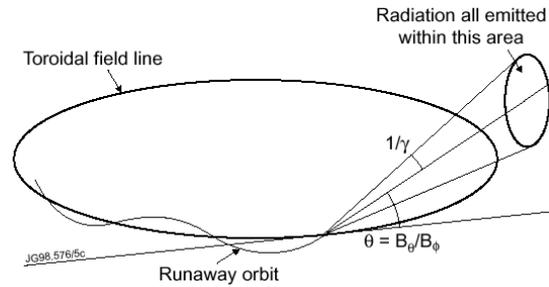


Abbildung 5: Abstrahlungs-Charakteristik eines relativistischen Elektrons [8]

## 2 Messung von Runaway-Elektronen

### 2.1 Messung der Bremsstrahlung

Die Elektronen bewegen sich im Plasma entlang der magnetischen Feldlinien, um die sie gyrieren. Treten die Elektronen mit den Ionen in Wechselwirkung, so werden sie von ihrer Flugbahn abgelenkt. Durch diese ständig Beschleunigung strahlen die Elektronen einen Teil ihrer Energie ab. Bewegen sich die Elektronen in einem stoßfreien Plasma, so können sie auch relativistische Geschwindigkeiten erreichen. Dadurch wird die gesamte Abstrahl-Charakteristik der Bremsstrahlung<sup>3</sup> verändert: es setzt eine starke Vorwärtsstreuung ein. Für den Öffnungswinkel der Abstrahlung gilt:

$$\vartheta \sim \frac{1}{\gamma} \text{ mit } \gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}^{-1}$$

### Beispiel JET [8] [9]:

Im JET-Tokamak wurde die Erzeugung und das Verhalten von Runaway-Elektronen untersucht. Dabei wurde ein Plasma mit einer Dichte  $n_e \sim 10^{-19} m^{-3}$ , einer Temperatur  $T_e \sim 10^2 eV$ , einer Verunreinigung von  $\frac{n_{fremd}}{n_e} \sim 10^{-5}$  und einem kritischen Feld  $E_c \sim 45 Vm^{-1}$  hergestellt. Nach kurzer Zeit wurde eine Abbruchinstabilität<sup>4</sup>, einer sogenannte Disruption, erzeugt. Nach dieser Instabilität mißt man sowohl den Plasma-Strom und -Spannung, als auch die weiche

<sup>3</sup>Auch in stoßfreien Plasmen können Ionen und Elektronen in Wechselwirkung treten, der Stoßquerschnitt wird zwar sehr klein, dennoch verschwindet er nicht vollständig.

<sup>4</sup>Hierbei wird durch erzwungene Schwingungen der Plasmaschlauch zum „abreißen“ gebracht.

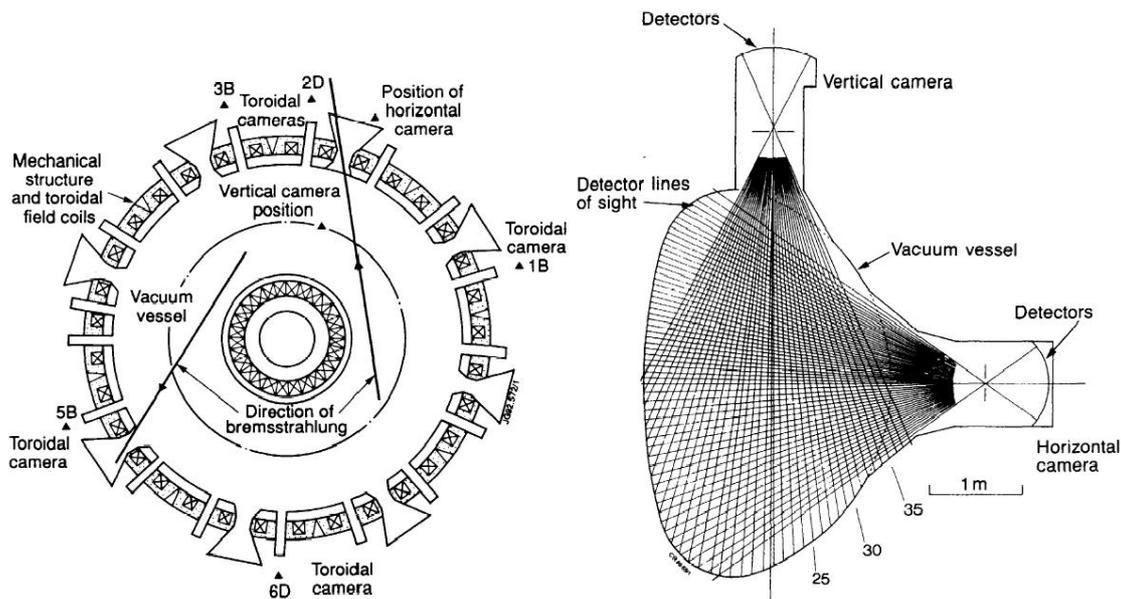


Abbildung 6: Detektoren in JET [8]

und harte Röntgenstrahlung. Dabei beobachtet man einen „Runaway-Beam“, der im weichen Röntgenbereich abstrahlt. Dieser Strahl hat kurz nach der Instabilität eine Breite von 30 cm. Nach einigen ms hat sich dieser Strahl auf 80 cm aufgeweitet bevor er auf die Gefäßwand trifft. Beim Auftreffen auf die Gefäßwand wird im harten Röntgenbereich abgestrahlt.

Zur Messung wurden 100 Detektoren mit einem sehr schmalen Öffnungswinkel verwendet, die so ausgerichtet sind, daß sie eine ganze Ebene abtasten können. Dies ist in Abbildung 6 schematisch dargestellt.

In Abbildung 7 ist der zeitliche Verlauf der Entladung aufgezeichnet. Der erste Peak im weichen und im harten Röntgenbereich kennzeichnet den Beginn der Disruption. In dem mit IV gekennzeichneten Bereich bilden sich die Runaway-Elektronen aus, während sich das restliche Plasma weitestgehend abkühlt ( $T_e \gg T_i$ ). Im Bereich V erreichen die Runaway-Elektronen Energien im MeV-Bereich. Nahezu der gesamte Plasmaström wird in dieser Phase von den Runaway-Elektronen getragen. Dies sieht man daran, daß der Plasmaström von ursprünglich etwa 2 MeV auf 1 MeV abgefallen ist<sup>5</sup>.

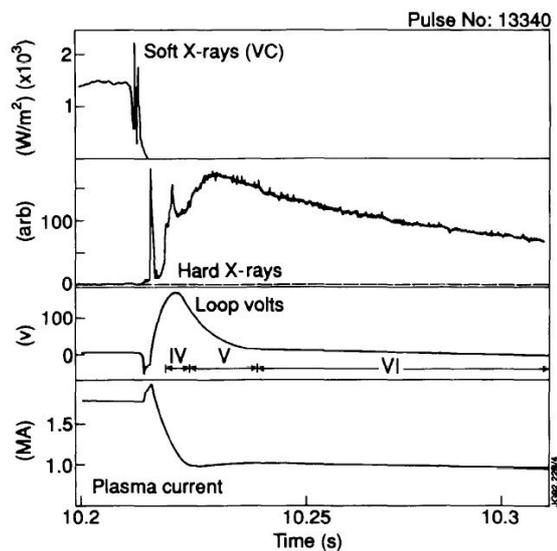


Abbildung 7: Abstrahlung im Röntgenbereich, Plasma-Spannung, Plasma-Strom [8]

<sup>5</sup>Durch die Abkühlung der Ionen fällt die eine Hälfte der Ladungsträger weg, der Strom wird halbiert.

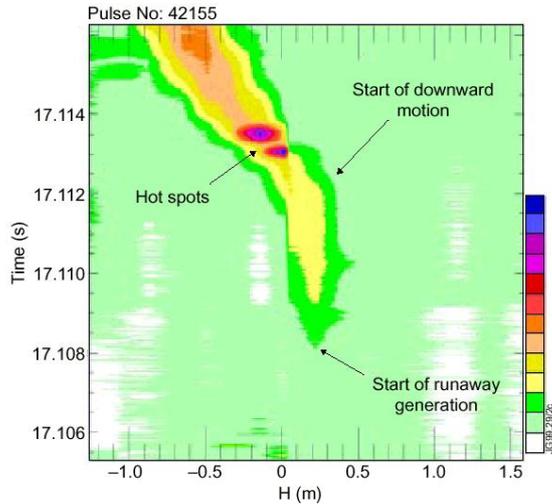


Abbildung 8: Ortsaufgelöste Abstrahlung im Röntgenbereich [9]

Abbildung 8 zeigt die räumlich-zeitliche Auflösung der Abstrahlung im weichen Röntgenbereich. Man erkennt, daß der „Runaway-Beam“, der sich bei 17.108 s formiert, bis zur Zeitmarke 17.112 s im Ort stabil ist. Ab dann bewegt er sich nach unten<sup>6</sup> und stößt etwas später gegen die Gefäßwand, wobei Strahlung im harten Röntgenbereich emittiert wird.

In einigen Entladungen wurden sogenannte „Hot Spots“, Punkte mit besonders hoher Temperatur und stärkerer Komponente im harten Röntgenbereich, entdeckt. Es wird vermutet, daß diese Hot-Spots durch Streuung des Runaway-Beams an Fremdpartikeln im Plasma entstehen.

## 2.2 Messung von Mikrowellen

Geladenen Teilchen, die sich in einem Magnetfeld bewegen, gyrieren um die Feldlinien, dem sogenannten „Guiding Center“. Dies geschieht mit der Lamor-Frequenz  $\omega_l = \frac{e \cdot B}{m}$ . Für ein Magnetfeld von  $B = 1 T$  liegt die Frequenz bei  $\omega = 175 GHz$ , die Wellenlänge liegt damit im Mikrowellenbereich. Diese Mikrowellen können gemessen werden. Eine solche Messung zeigt Abbildung 11. Dort ist im oberen Teil nach rechts die Plasmafrequenz und nach hinten links die Lamorfrequenz aufgetragen. Im unteren Teil sieht man die dazugehörigen Einzelmessungen.

<sup>6</sup>Auf der x-Achse ist die Höhe aufgetragen.

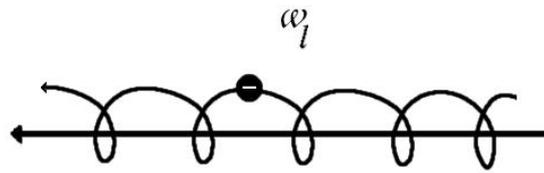


Abbildung 9: Gyration um die Feldlinie

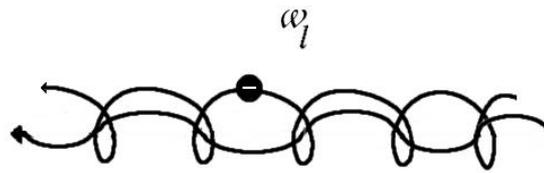


Abbildung 10: Inhomogenität im Magnetfeld erzeugt Ripple-Resonanz

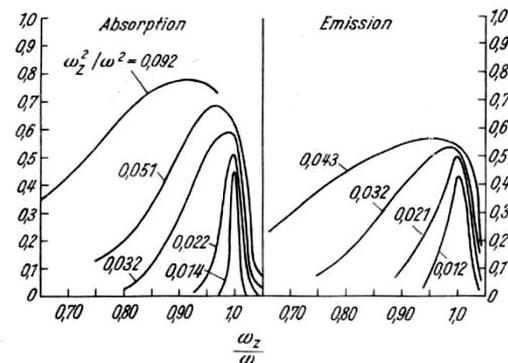
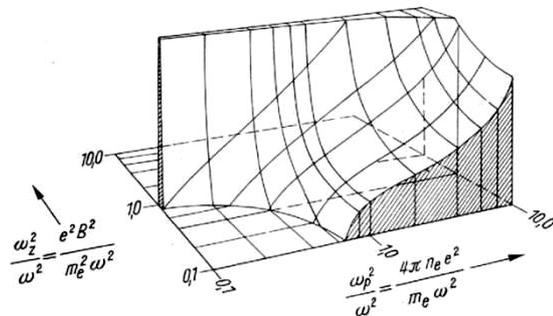


Abbildung 11: Mikrowellenspektrum eines Plasmas [16]

### Beispiel ASDEX [13]:

Da die Spulen, die die Magnetfelder erzeugen, eine endliche Ausdehnung haben, ergeben sich in dem Magnetfeld leichte Inhomogenitäten. Diese werden „Ripple“ genannt. Da die geladenen Teilchen immer im Kreis laufen, erscheinen diese Inhomogenitäten periodisch. Stimmt diese periodische Störung  $\omega_r$  des Magnetfeldes nun mit der Larmorfrequenz  $\omega_l$  überein, kann es zur sogenannten „Ripple-Resonanz“ kommen. Dabei werden die Runaway-Elektronen in dieser Resonanz „gefangen“. Die Bedingung dafür ist:

$$\omega_l = n \cdot \omega_r$$

Die vom Plasma emittierten Mikrowellen können nun durch die Runaway-Elektronen verstärkt werden. Ein solches Plasma wirkt somit wie ein Freier-Elektronen-Maser (FEM) und wird auch manchmal als CARM<sup>7</sup> bezeichnet.

Durch diese Resonanz strahlen die Elektronen Energie ab. Damit gibt es also Möglichkeiten, die Runaway-Elektronen zu bremsen, bzw. den Runaway-Beam zu stabilisieren.

Abbildung 12 zeigt eine Messung einer solchen Resonanz in ASDEX-Upgrade. Hier wurde eine Runaway-Beam von 11.5 MeV erzeugt, wobei das Magnetfeld eine Inhomogenität von  $\Delta B/B = 8 \cdot 10^{-7}$  bei einer Stärke von  $B = 2.90 T$  besaß. Diese „Ripple“-Stärke wurde bei  $r = a/\sqrt{3}$  gemessen, wobei  $a$  der Gesamtradius des Plasmagefäßes ist<sup>8</sup>. Man sieht innerhalb der ersten 1.5 s ein Maximum in allen Kanälen, dort wird das Plasma hochgefahren. Ab ca. 1.8 s sieht man in Kanal um 117 GHz deutliche Peaks, die die Resonanz zeigen. Da diese Resonanz schärfer als erwartet war, sieht man in den benachbarten Kanälen nahezu gar keine Intensität. Warum die Resonanz so scharf ist, ist derzeit noch ungeklärt.

## 3 Zusammenfassung

Fassen wir noch einmal die wichtigsten Punkte zusammen:

- Haben wir ein elektrisches Feld in unserem Plasma, so befindet sich das Plasma genau

<sup>7</sup>Cyclotron Auto Resonance Maser

<sup>8</sup>Die „Ripple“-Stärke variiert mit verschiedenen Radien. Bei  $r \approx 0$  ist sie sehr gering, bei  $r \approx a$  dagegen sehr viel größer. Deswegen haben Runaway-Elektronen, die sich am Plasma-Rand in einer solchen „Ripple“-Resonanz befinden, auch geringere Energien als solche, die sich im Zentrum befinden.

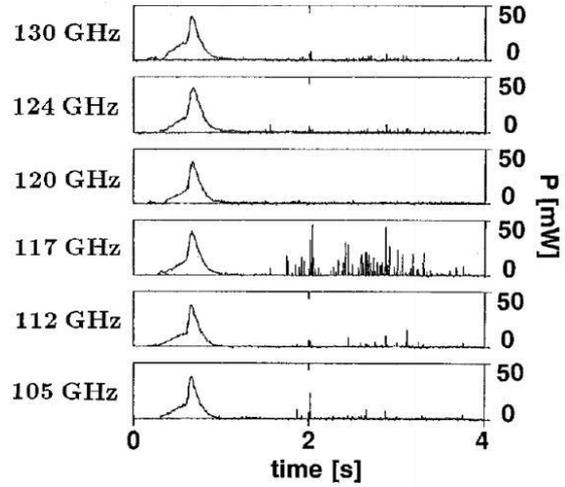


Abbildung 12: Messung einer Ripple-Resonanz bei etwa 117 GHz [13]

dann im Gleichgewicht, wenn die Reibungskraft die elektrische Kraft kompensiert.

- Die Reibung (bzw. der Stoßquerschnitt) ist abhängig von der Geschwindigkeit:  
für  $v \ll v_c \Rightarrow \eta \sim T^{-3/2}$   
(großer Stoßquerschnitt)  
für  $v \gg v_c \Rightarrow Q \rightarrow 0$   
(kleiner Stoßquerschnitt)
- Überwiegt die elektrische Kraft gegenüber der Reibung, so kommt es zum Runaway-Effekt.
- Dies führt wiederum zu einer gestörten Maxwell-Verteilung. Durch diese Verzerrung wird die Verteilung anisotrop.
- Es können durchaus relativistische Geschwindigkeiten erreicht werden.
- Die hohen Energien (im MeV-Bereich) führen zu einer starken Belastung des Wandmaterials beim Auftreffen.
- Die Energien der Runaway-Elektronen sind durch ihre Abstrahlung beschränkt.

### Wo kommen Runaway-Phänomene noch vor?

Runaway-Elektronen kommen nicht nur in Laborplasmen vor, es gibt auch noch andere Situationen, in denen solche Effekte auftreten. Einige sind:

- Interstellare Plasmen  
Hier hat man geringe Temperaturen und geringe Dichten, was zu Runaway-Elektronen führen kann.
- In der Elektronik  
Man hat unter Umständen starke elektrische Felder in den Bauteilen, außerdem unterliegen diese auch starken Temperaturschwankungen.
- In der Sonne  
Es gibt weiterhin Vermutungen, daß Runaway-Elektronen für Phänomene wie z.B. die „Solar-Flares“ verantwortlich sind.
- Bei Blitzen[10]  
In Gewittern bilden sich starke elektrische Felder aus, die dafür verantwortlich sind, daß es zum „Durchschlag“ der Elektronen und Ionen kommt. Auch hier könnten durchaus Runaway-Elektronen entstehen.

[9] R. D. Gill et al. Direct observation of runaway electrons during disruptions in the jet tokamak. For publication in Nuclear Fusion, 1999.

[10] A. V. Gurevich et al. Lightning initiation by simultaneous effect of runaway breakdown and cosmic ray showers. *Physics Letters A*, 1999.

[11] Kegel. *Plasmaphysik*. Springer, 1998.

[12] Nicholas A. Krall und Alvin W. Trivelpiece. *Principles of Plasma Physics*. San Francisco Press, 1986.

[13] B. Kurzan und K.-H. Steuer. Runaway electrons in a tokamak: A free-electron maser. *Physical Review E*, 1997.

[14] Hazeltine und Meiss. *Plasma Confinement*. Addison Wesley, 1991.

[15] Robert J. Goldston und Paul H. Rutherford. *Plasmaphysik*. Vieweg, 1998.

[16] G. Hertz und R. Rompe. *Einführung in die Plasmaphysik und ihre technischen Anwendungen*. Akademie-Verlag Berlin, 1968.

## Literatur

[1] Sagdejew Artsimowitsch. *Plasmaphysik für Physiker*. Teubner.

[2] Balescu. *Neoclassical Transport*, volume 2 of *Transport Processes in Plasmas*. Elsevier, 1988.

[3] Bergmann-Schäfer. *Experimentalphysik Bd. 5: Vielteilchensysteme*. de Gruyter, 1992.

[4] Ferdinand Cap. *Lehrbuch der Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik*. Springer, 1994.

[5] Francis F. Chen. *Plasma Physics and controlled Fusion*. Plenum Press.

[6] Kent Christianson and Noel Corngold. A contribution to the problem of runaway electrons. *Ann. Nucl. Energy*, 1996.

[7] H. Dreicer. *Physical Review*, 1959.

[8] R. D. Gill et al. Generation and loss of runaway electrons following disruptions in jet tokamak. For publication in Nuclear Fusion, 1993.