

# Reflexionserscheinungen bei Torsions-Alfvén-Wellen in inhomogenen Magnetfeldern

E. Räuchle und P. G. Schüller

Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart

(Z. Naturforsch. 30 a, 1594–1599 [1975]; eingegangen am 3. Juli 1975)

*Reflection Phenomena of Torsional Alfvén Waves in Inhomogeneous Magnetic Fields*

The propagation of torsional Alfvén waves in a cylindrical plasma is investigated. Superimposed on the plasma are various types of spatially inhomogeneous axisymmetric magnetic fields. Characteristic examples are: in the direction of propagation spatially decreasing, increasing and periodically modulated magnetic fields. The wave lengths are of the same order of magnitude as the characteristic lengths of the inhomogeneities. Strong reflection is observed which depends on wave frequency and strength of the field inhomogeneity. There exists good agreement between experimental results and numerical calculations.

## 1. Einleitung

Magnetfelder, wie sie zum Einschluß von Plasmen verwendet werden, weisen mehr oder minder starke Feldinhomogenitäten auf. Für Plasmawellen, deren Wellenlängen im Bereich der charakteristischen Länge der Feldinhomogenität liegen, werden analog zur Wellenoptik starke Auswirkungen der Inhomogenität auf die Wellenausbreitung erwartet. Alfvénwellen können in experimentellen Plasmen derartige Wellenlängen besitzen. In homogenen Magnetfeldern liegen für Alfvénwellen zahlreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen vor<sup>1–9</sup>. Für den Fall inhomogener Felder hingegen existieren theoretische und experimentelle Arbeiten nur für Sonderfälle<sup>10–15</sup>.

In der vorliegenden Arbeit werden für den Fall zylindersymmetrischer Magnetfeldinhomogenitäten die axiale Ausbreitung, Dämpfung und Reflexion von Torsions-Alfvénwellen nachgewiesen und mit numerischen Ergebnissen verglichen, denen die experimentell vorhandenen Magnetfeldkonfigurationen zugrunde liegen. Über erste Untersuchungen hierzu wurde bereits berichtet<sup>16</sup>.

## 2. Experimentelle Anordnung PLASMAUS<sup>17–19</sup>

Als Medium für die Wellenausbreitung dient ein zylindrisches Wasserstoffplasma von 1 m Länge und 4,5 cm Durchmesser. Die Elektronendichte wurde spektroskopisch aus der Verbreiterung der  $H_\beta$ -Linie sowie durch Messungen mit elektrischen Doppelsonden zu  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt, die Elektronentem-

Sonderdruckanforderungen an Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, D-7000 Stuttgart 80, Pfaffenwaldring 31.

peratur von etwa 3 eV wurde spektroskopisch aus dem Intensitätsverhältnis von  $H_\beta$  zum Kontinuum und durch Leitfähigkeitsmessungen ermittelt. Die Plasmasäule wird für 200  $\mu\text{s}$  aufrechterhalten durch einen Längstrom von 3 kA. Das axial homogene Magnetfeld beträgt maximal 10 kG, die angeführten Ergebnisse wurden bei einem axial homogenen Grundfeld von 4 kG gewonnen. Durch geeignete Zusatzspulen konnten drei charakteristische Fälle der Magnetfeldinhomogenität erzeugt werden. Diese sind in Ausbreitungsrichtung der Welle a) abnehmendes, b) zunehmendes und c) räumlich periodisch moduliertes Magnetfeld.

Die axialsymmetrische ( $m = 0$ ) Torsions-Alfvén-Welle wird von einer koaxialen Antenne emittiert. Durch die impulsförmige Anregung erhält man ein Frequenzspektrum der Wellen im Bereich von 0,1 bis 1,5 MHz. Mit Hilfe von magnetischen Sonden wurde das radiale Profil des Wellenfeldes in axialer Richtung verfolgt. Dabei wird numerisch eine Fourier-Zerlegung der aufgezeichneten Wellenimpulse nach Amplitude und Phase durchgeführt.

## 3. Theorie

Ausgangspunkt sind die linearisierten Gleichungen der Magnetohydrodynamik. Dies sind

a) die Maxwellschen Gleichungen:

$$\text{rot } \mathfrak{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathfrak{E} = - \partial \mathfrak{B} / \partial t, \quad (2)$$

b) die Bewegungsgleichung:

$$\varrho_0 (\partial \mathfrak{v} / \partial \mathfrak{d}) = \mathbf{j} \times \mathfrak{B}_0, \quad (3)$$

c) das Ohmsche Gesetz für  $\omega \ll \omega_{pe}$ ,  $\omega \ll \omega_{ci}$ :

$$\mathfrak{E} + \mathfrak{v} \times \mathfrak{B}_0 = \mathbf{n}_0 \mathbf{j}. \quad (4)$$



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$\eta_0$  ist der Tensor des spezifischen elektrischen Widerstands. In einem inhomogenen Magnetfeld der Form  $\mathfrak{B}_0 = \begin{pmatrix} B_{0r}(r,z) \\ 0 \\ B_{0z}(r,z) \end{pmatrix}$  mit  $B_0^2 = B_{0r}^2 + B_{0z}^2$ , wobei  $\operatorname{div} \mathfrak{B}_0 = 0$  ist, gilt:

$$\eta_0 = \eta_{||0} \begin{pmatrix} 2 - \frac{B_{0r}^2}{B_0^2} & 0 & -\frac{B_{0r} B_{0z}}{B_0^2} \\ 0 & 2 & 0 \\ -\frac{B_{0z} B_{0r}}{B_0^2} & 0 & 2 - \frac{B_{0z}^2}{B_0^2} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Dabei ist  $\eta_{||0}$  die Komponente parallel zum Magnetfeld.

Für den axialsymmetrischen Fall ( $m=0$ ) kann aus den obigen Gleichungen für das magnetische Wellenfeld  $\mathfrak{B}(r, t)$  mit dem Ansatz  $\mathfrak{B}(r, t) = \mathfrak{B}(r, z) e^{-i\omega t}$  eine Wellengleichung abgeleitet werden. Für die azimuthale Komponente  $B_\varphi(r, z)$  (Torsions-Alfvén-Welle) folgt:

$$\left( \frac{B_{0z}^2}{\mu_0 \rho_0 S} - i \frac{\omega \eta_0}{\mu_0} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} B_\varphi + \frac{1}{\mu_0 \rho_0 S} \left( B_{0r} B_{0z} \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot)}{\partial r} + B_{0z} B_{0r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{\partial}{\partial z} B_\varphi + \frac{1}{\mu_0 \rho_0 S} \left( 2 B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} B_{0z} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial r} B_{0r} + B_{0r} \frac{\partial}{\partial r} B_{0z} \right) \frac{\partial}{\partial z} B_\varphi + \left\{ \omega^2 - i \frac{\omega \eta_0}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot)}{\partial r} + \frac{1}{\mu_0 \rho_0 S} \left[ \left( B_{0r} \frac{\partial}{\partial z} B_{0z} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} B_{0r} + 2 B_{0r} \frac{\partial}{\partial r} B_{0r} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot)}{\partial r} + B_{0r}^2 \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot)}{\partial r} \right] \right\} B_\varphi = 0. \quad (6)$$

Der von Woods<sup>20</sup> eingeführte komplexe Faktor  $S$  berücksichtigt die Ankopplung von Neutralgas.

Zur Lösung der obigen Differentialgleichung wird für den radialen Verlauf von  $B_\varphi$  eine Reihenentwicklung nach Bessel-Funktionen durchgeführt (Methode des gewichteten Residuums), wobei für die numerischen Rechnungen der angegebenen Beispiele zur Vereinfachung nur der erste Term der Reihenentwicklung verwendet wurde:  $B_\varphi(r, z) = B_\varphi(z) \cdot J_1(\beta_1 \cdot r)$  mit der Bessel-Funktion erster Ordnung  $J_1$ , der radialen Wellenzahl  $\beta_1 = \alpha_1/R$ ,  $\alpha_1 = 1$ . Nullstelle von  $J_1$ ,  $R$  = Plasmaradius.

Nach radialer Integration erhält man die Wellengleichung für die Ausbreitung in axialer Richtung:

$$\frac{d^2}{dz^2} B_\varphi(z) + a_1(z) \frac{d}{dz} B_\varphi(z) + a_2(z) B_\varphi(z) = 0. \quad (7)$$

Die von der axialen Koordinate  $z$  abhängigen Koeffizienten  $a_1(z)$  und  $a_2(z)$  bestimmen die Ausbreitungseigenschaften der Welle. Sie sind durch die Plasmaparameter und den radialen und axialen Verlauf des äußeren Magnetfeldes  $\mathfrak{B}_0(r, z)$  bestimmt.

Bei der numerischen Lösung der Gl. (7) werden die dem Experiment zugrunde liegenden Magnetfeldkonfigurationen verwendet, wie sie sich aus der Lage und Strombelegung der eingesetzten Spulensegmente rechnerisch ergeben.

$B_\varphi(z)$  ist eine komplexe Größe und im homogenen Magnetfeld proportional zu  $e^{ikz}$ . Im axial inhomogenen Fall ergeben sich Abweichungen vom  $e^{ikz}$ -Verlauf, die als Reflexion und stehende Wellen interpretiert werden können.

Qualitativ kann das Reflexionsverhalten beschrieben werden mit Hilfe einer ebenen Welle, die gegen eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  anläuft, wie es in Abb. 1 skizziert ist. Dieses Modell einer Diskontinuitätsstelle ist dann zutreffend, wenn die Wellenlänge groß ist im Vergleich zum inhomogenen

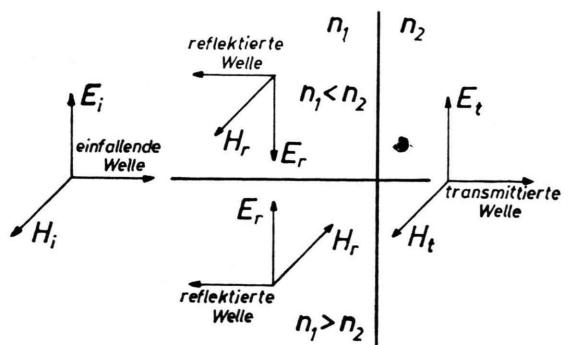


Abb. 1. Reflexion einer ebenen Welle an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien für die Fälle  $n_1 < n_2$  und  $n_1 > n_2$ .

Übergangsbereich. Nach den Fresnelschen Formeln der Optik ergibt sich für den Vektor des magnetischen Wellenfeldes bei der Reflexion an einem Medium mit niedrigerem Brechungsindex ( $n_1 > n_2$ ) ein Phasensprung von  $180^\circ$ . Man erhält daher unter diesen Bedingungen eine Verringerung der Gesamtamplitude des magnetischen Feldvektors vor der Reflexionsstelle. Der umgekehrte Fall tritt für  $n_1 < n_2$  auf.

#### 4. Ergebnisse

Der Einfluß von Inhomogenitäten des Magnetfeldes auf die Form der mit Magnetsonden gemessenen azimuthalen Komponente des magnetischen Wellenfeldes  $B_\varphi$  ist in Abb. 2 zu erkennen. Abgebildet sind die im Abstand  $z = 7,5$  cm von der Antenne bei verschiedenen Radien aufgenommenen Oszillogramme der Sondensignale für drei verschiedene Feldkonfigurationen. Jeder Einzelimpuls besteht aus drei übereinander belichteten Bildern, dies weist auf die ausgezeichnete Reproduzierbarkeit der Experimente hin. Aus Abb. 2 ist zu entnehmen, daß die Form der Wellensignale bei homogenem und schwach inhomogenem Magnetfeld annähernd gleich ist, wohingegen bei starker Feldinhomogenität deutliche Interferenzerscheinungen zu erkennen sind. Um das Frequenzverhalten zu analysieren, wurden die Signale der

obigen Form numerisch nach Amplitude und Phase Fourier-zerlegt. Auf diese Weise erhält man das als Beispiel in Abb. 3 für die Frequenz  $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  dargestellte radiale und axiale Verhalten der Wellenamplitude  $B_\varphi(r, z)$ . Auch hier sind deutliche Interferenzerscheinungen, verbunden mit Amplitudenerhöhungen vor dem inhomogenen Magnetfeldbereich, im Fall starker Feldinhomogenität sichtbar. Ferner ist zu erkennen, daß in der Nähe der Antenne ( $z = 0$ ) höhere radiale Moden auftreten. Diese sind jedoch axial stärker gedämpft, so daß nach etwa 7,5 cm hauptsächlich nur noch die Grundmode auftritt. Zusätzlich ist der Einfluß dieser höheren radialen Moden besonders gering, wenn man die Amplitudewerte bei  $r = 0,8$  cm, dem radialen Maximum der Grundmode, miteinander vergleicht. Dies ist in Abb. 4 durchgeführt, in der das axiale Verhalten des normierten Verlaufs von  $B_\varphi(r = 0,8 \text{ cm}, z)$  für die Frequenz  $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  und die Feldkonfigurationen der Abb. 3 dargestellt ist. Eine direkte Auswirkung der Feldinhomogenität zeigte sich in unserer Anordnung auch im effektiven Plasmradius  $R$ . So ergab sich die gezeigte gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Werten und numerisch berechnetem Verlauf dann, wenn der Radius des Plasmas im homogenen Magnetfeld mit  $R = 1,7$  cm, im Fall geringerer Feldabnahme mit  $R = 1,8$  cm und bei starker Feldabschwächung mit  $R = 2,2$  cm angenommen wurden.

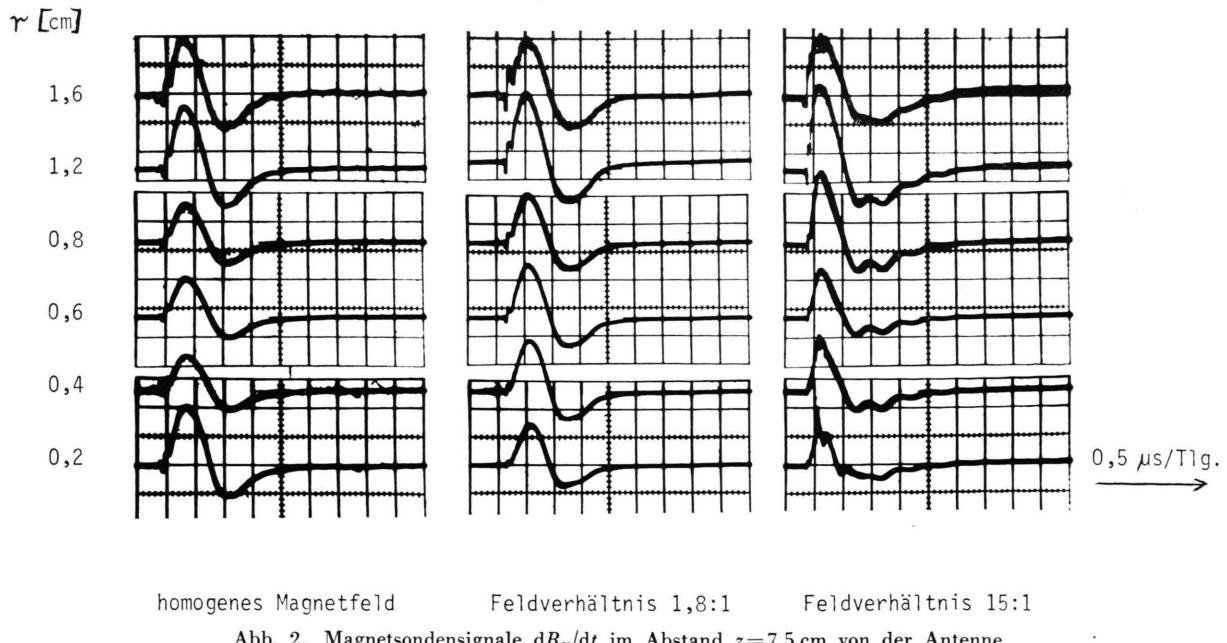
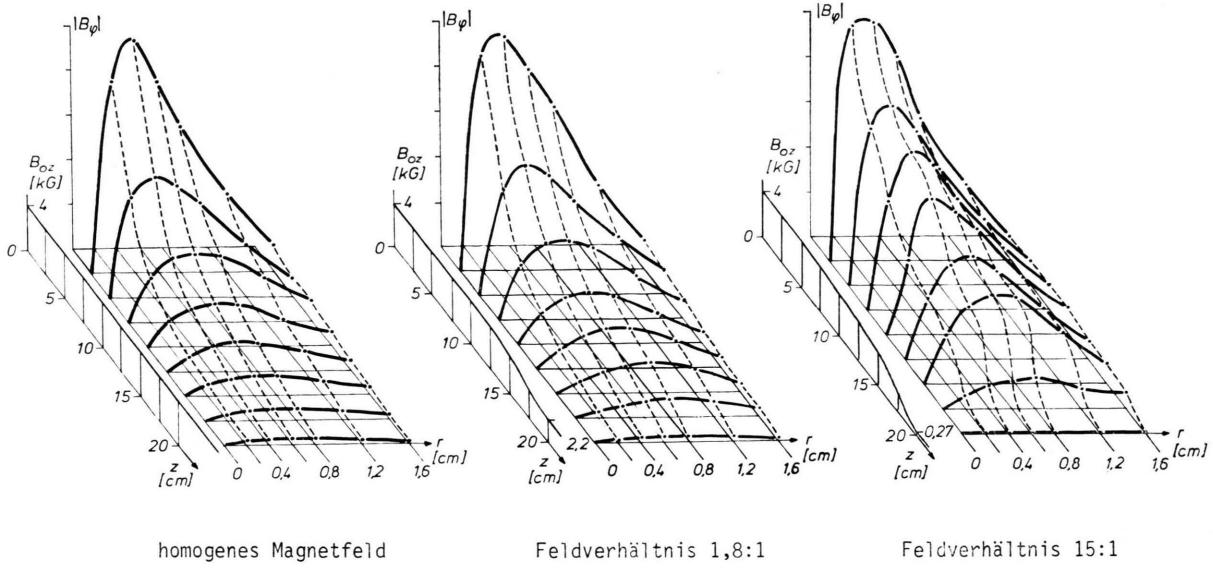
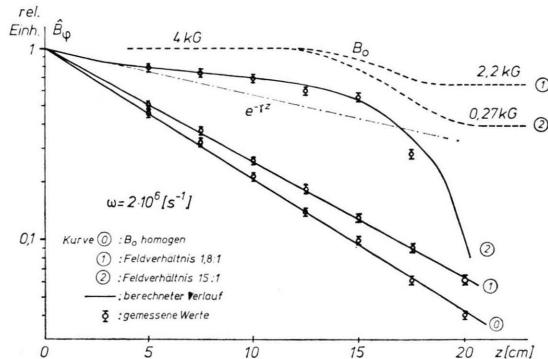


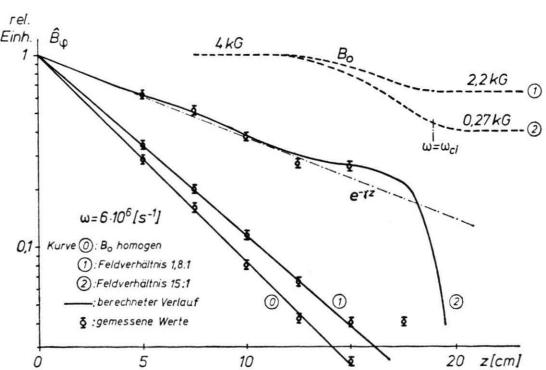
Abb. 2. Magnetsondensignale  $dB_\varphi/dt$  im Abstand  $z = 7,5$  cm von der Antenne.  
(Unterschiedliche Empfindlichkeiten.)

Abb. 3. Räumliches Wellenfeld  $B_\varphi(r, z)$  für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen.Abb. 4. Berechneter und gemessener axaler Verlauf der Wellenamplitude in einem abnehmenden Magnetfeld ( $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ).

de. Dieser effektive Radius berücksichtigt die Änderung des Dichte- und Temperaturprofils infolge Einschnürung oder Aufweitung der Plasmasäule bei axial anwachsendem bzw. abnehmendem Magnetfeld. Prinzipiell ist es jedoch auch möglich, bei festem Plasmaradius diese Profiländerungen in die dann aufwendigere Rechnung direkt einzugeben. Ersichtlich ist der Einfluß des effektiven Plasmaradius auch an der unterschiedlichen Dämpfung der Wellen in den verschiedenen Feldkonfigurationen, da sie proportional zum Quadrat der radialen Wellenzahl  $\beta_r = \alpha_r/R$  ist<sup>17</sup>. Zur numerischen Rechnung wurde der spezifische elektrische Widerstand  $\eta_{||0} = 1,5 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$  und die Elektronendichte  $n_e = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  eingesetzt. Bei der Berechnung des Faktors  $S$  in

Gl. (6) wurde ein Ionisationsgrad von 80% gewählt. Mit einer Stoßfrequenz für Impuls austausch von  $2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  (s. <sup>17</sup>) erhält man dann einen mittleren Wert von  $S = 1,25 + 0,03 i$ .

Eine Abweichung vom exponentiellen axialen Amplitudenabfall beginnt im Vorfeld starker Feldinhomogenität infolge von Teilreflexion der Welle an dem inhomogenen Übergangsbereich. In einem schwach inhomogenen Magnetfeld wird theoretisch und experimentell keine Abweichung von der exponentiellen Abnahme der Amplitude gefunden, daher konnte von Lehane und Paolini <sup>21</sup> keine Reflexion der Torsions-Alfvén-Wellen festgestellt werden. In ihrem Experiment lag nur eine schwache Feldinhomogenität vor.

Abb. 5. Berechneter und gemessener axaler Verlauf der Wellenamplitude in einem abnehmenden Magnetfeld ( $\omega = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ).

Im Fall des abnehmenden Magnetfeldes nähert man sich für höhere Frequenzen im inhomogenen Feldbereich der lokalen Ionenzylotronfrequenz, bei der eine starke Absorption der Welle erfolgt<sup>22</sup>. Dies ist am Beispiel der Frequenz  $\omega = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  in Abb. 5 veranschaulicht. Die Messung der Wellenausbreitung ergibt eine sehr starke Dämpfung für  $\omega \rightarrow \omega_{\text{ciklokal}}$ . Da in der hier verwendeten Form der Rechnungen der Halleffekt und damit Ionenzylotronresonanzeffekte vernachlässigt wurden, ist im hinteren Teil des inhomogenen Magnetfeldbereichs eine Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment nicht mehr gegeben. Cramer<sup>15</sup> konnte für seinen speziellen Fall diese starke Dämpfung theoretisch zeigen.

Auch in einem axial ansteigenden Magnetfeld tritt eine Reflexion der Torsions-Alfvén-Wellen auf, jedoch erfolgt hier für niedrige Frequenzen, d. h. große Wellenlängen, die Reflexion der magnetischen Wellenfeldkomponente  $B_\varphi$  gegenphasig, da die Wellen von einem Gebiet mit höherem Brechungsindex in ein solches mit niedrigerem Brechungsindex laufen

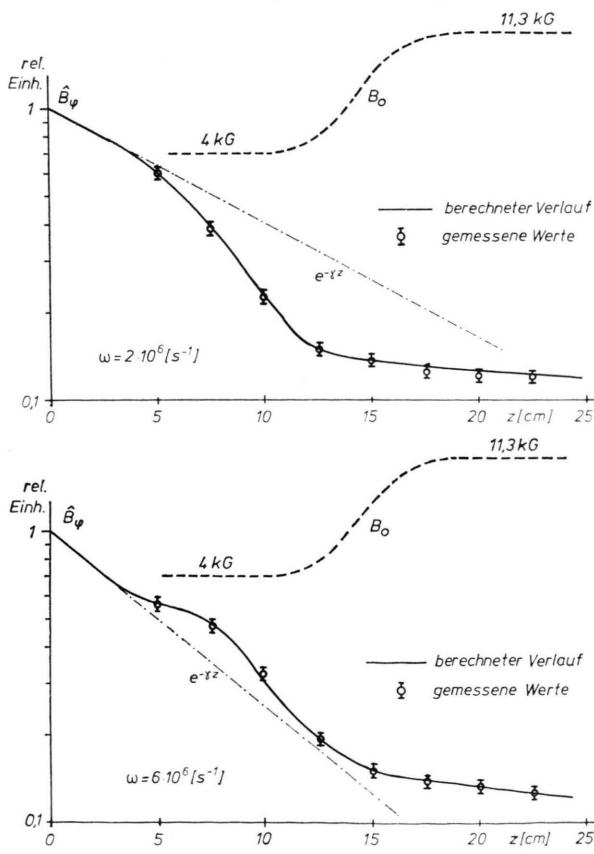


Abb. 6. Berechneter und gemessener axaler Verlauf der Wellenamplitude in einem ansteigenden Magnetfeld [a)  $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , b)  $\omega = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ].

und der Übergangsbereich kurz ist im Vergleich zur Wellenlänge. In diesem Fall führt die Überlagerung von fortschreitender und reflektierter Welle zu einer Teilauslöschung vor der Reflexionszone, wie in Abb. 6 für die Frequenz  $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  ersichtlich ist. Für höhere Frequenzen ist die Wellenlänge von der Größe des inhomogenen Übergangsbereichs. Hier erhält man in Übereinstimmung mit den numerischen Rechnungen eine Amplitudenerhöhung (Abb. 6,  $\omega = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Für die Fälle eines ansteigenden Magnetfeldes wurde in den Rechnungen der effektive Radius der Plasmasäule mit  $R = 1,5 \text{ cm}$  und der spezifische elektrische Widerstand mit  $\eta_{||0} = 1 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$  angenommen.

Eine starke Beeinflussung der Wellenausbreitung durch Reflexionsphänomene wird vor allem in einem räumlich periodisch modulierten Magnetfeld erwartet, da dieser Fall eine räumliche Folge der oben beschriebenen beiden Magnetfeldtypen darstellt. Diese begünstigen die Ausbildung von stehenden Wellen, die sich, abhängig von der Leitfähigkeit, der einlaufenden Welle überlagern. Dieser Effekt kommt besonders stark zur Geltung, wenn die Wellenlänge doppelt so groß ist wie die Modulationslänge des räumlich periodisch modulierten Magnetfeldes. Nähert man im Fall eines solchen Feldes die Differentialgleichung (7) durch die Gleichung

$$\frac{d^2}{dz^2} B_\varphi + k_0^2 (1 + \varepsilon \sin w z)^{-2} B_\varphi = 0 \quad (8)$$

$$\text{mit } k_0^2 = \frac{\omega^2 \mu_0 \varrho_0 S}{B_0^2}$$

oder für  $\varepsilon \ll 1$  durch

$$\frac{d^2}{dz^2} B_\varphi + k_0^2 (1 - 2\varepsilon \sin w z) B_\varphi = 0 \quad (9)$$

an, so ist dies die Form der Mathieuschen Differentialgleichung. Für  $w = 2k_0$  (räumlich parametrische Resonanz) tritt für den idealisierten Fall [Gl. (9)] das erste verbotene Band ("stop band") auf, in dem keine Wellenausbreitung möglich ist. Bei der untersuchten Ausbreitung der Wellen im dissipativen Medium mit endlicher Modulationslänge sind daher für  $w = 2k_0$  verstärkte Reflexionen und Modulationen zu erwarten. Im Experiment wird diese Struktur durch periodisch angebrachte Spulen erzeugt.

In Abb. 7 ist der gemessene axiale Verlauf der Wellenamplitude  $B_\varphi$  für verschiedene Frequenzen, d. h. Wellenlängen, dargestellt, ausgehend vom auf 1 normierten Wert bei  $z = 5 \text{ cm}$ . Das Grundmagnetfeld beträgt 3 kG, die Stärke der Modulation  $\pm 1 \text{ kG}$  mit einer

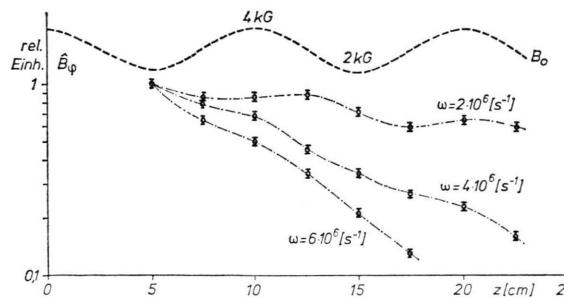


Abb. 7. Gemessener axialer Verlauf der Wellenamplitude in einem räumlich periodisch modulierten Magnetfeld.

Modulationslänge von 10 cm. Man erkennt das ausgeprägte Resonanzverhalten bei der Welle mit der Frequenz  $\omega = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , deren Wellenlänge unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen ca. 20 cm beträgt. Bei der theoretischen Behandlung nach Gl. (7) erhält man für den obigen Fall zu kleine Amplitudenwerte. Dies wird darauf zurück-

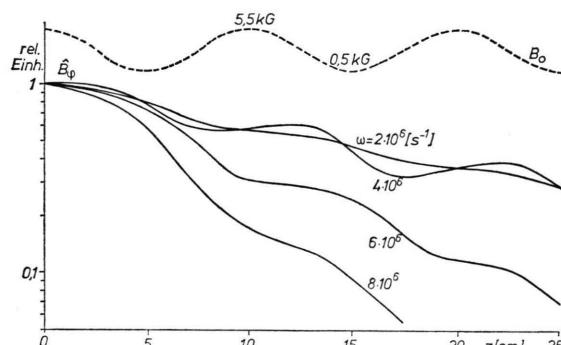


Abb. 8. Berechneter axialer Verlauf der Wellenamplitude in einem räumlich periodisch modulierten Magnetfeld.

- <sup>1</sup> R. Gajewski, Phys. Fluids **2**, 633 [1959].
- <sup>2</sup> J. M. Wilcox et al., Phys. Fluids **3**, 15 [1960].
- <sup>3</sup> J. M. Wilcox et al., Phys. Fluids **4**, 1506 [1961].
- <sup>4</sup> L. C. Woods, J. Fluid Mech. **13**, 570 [1962].
- <sup>5</sup> D. F. Jephcott, J. Fluid Mech. **13**, 587 [1962].
- <sup>6</sup> G. W. Pneuman, Phys. Fluids **8**, 507 [1965].
- <sup>7</sup> D. C. Pridmore-Brown, Phys. Fluids **9**, 1290 [1966].
- <sup>8</sup> D. A. McPherson u. D. C. Pridmore-Brown, Phys. Fluids **9**, 2033 [1966].
- <sup>9</sup> R. C. Cross u. J. A. Lehane, Phys. Fluids **11**, 2621 [1968].
- <sup>10</sup> R. Gajewski u. F. Winterberg, Ann. Phys. **32**, 348 [1965].
- <sup>11</sup> F. Winterberg, Z. Naturforsch. **18a**, 545 [1963].
- <sup>12</sup> F. Winterberg, Z. Naturforsch. **18a**, 701 [1963].

geföhrt, daß mit einer Modulation des Magnetfeldes gleichzeitig eine Modulation der Plasmaparameter, wie z. B. Dichte, Temperatur, Leitfähigkeit, verbunden ist, was in den obigen Gleichungen nicht berücksichtigt wurde. Diese Effekte kann man teilweise in der Rechnung summarisch durch eine überhöhte Modulation des Magnetfeldes erfassen. Ein numerisch nach Gl. (7) gerechnetes Beispiel mit der starken Magnetfeldmodulation von  $\pm 83\%$  ist in Abb. 8 gezeigt, hier ist für die Frequenz  $\omega = 4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  die Resonanzbedingung mit verstärkter Amplitudemodulation erfüllt. Beim Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Frequenzen ist zu beachten, daß auch im homogenen Fall die Dämpfung mit wachsender Frequenz zunimmt.

## 5. Zusammenfassung

In einem zylindrischen axialsymmetrischen Plasma wurde die Ausbreitung von Torsions-Alfvén-Wellen experimentell und theoretisch untersucht. Es wurde gezeigt, daß räumliche Magnetfeldinhomogenitäten einen starken Einfluß auf das Ausbreitungsverhalten ausüben. Dies wurde an drei charakteristischen Beispielen aufgezeigt. Die Ergebnisse sind jedoch auch für allgemeine Magnetfeldstrukturen, wie sie z. B. in Fusionsmaschinen auftreten, von Bedeutung.

Für Diskussionen und experimentelle Ratschläge sind wir Herrn Dr. G. Müller zu großem Dank verpflichtet.

- <sup>13</sup> A. Skorupski, Bull. Acad. pol. Sci. **13**, 425 [1963].
- <sup>14</sup> E. Infeld, Phys. Fluids **12**, 1845 [1969].
- <sup>15</sup> N. F. Cramer, Nuclear Fusion **11**, 285 [1971].
- <sup>16</sup> G. Müller, E. Räuchle u. P. G. Schüller, Proc. 6th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow 1973, Vol. 1, p. 591.
- <sup>17</sup> G. Müller, Dissertation Universität Stuttgart 1973, Bericht IPF-73-6
- <sup>18</sup> G. Müller, Plasma Physics **16**, 813 [1974].
- <sup>19</sup> P. G. Schüller, Dissertation Universität Stuttgart 1974, Bericht IPF-74-4.
- <sup>20</sup> L. C. Woods, Phys. Fluids **6**, 729 [1963].
- <sup>21</sup> J. A. Lehane u. F. J. Paoloni, Plasma Physics **12**, 823 [1970].
- <sup>22</sup> T. H. Stix, Phys. Fluids **1**, 308 [1958].