

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

79

WARSZAWA - POZNAŃ 1980
P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA — EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ROMUALD PUZYREWSKI
KAZIMIERZ STELLER (PRZEWODNICZĄCY — CHAIRMAN) · ROBERT SZEWAŁSKI
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN

ul. Gen. Józefa Fiszersa 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright

by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1980

Printed in Poland

ISBN 83-01-02691-X

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Wydanie I. Nakład 370+90 egz. Ark. wyd. 11. Ark. druk. 8,25. Papier sat. kl. V, 70 g,
70×100. Oddano do składania 2 I 1980 r. Podpisano do druku w listopadzie 1980 r. Druk
ukończono w listopadzie 1980 r. Zam. nr 343/20, T-6/506.

Cena zł 40.—

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

MIECZYŚLAW LUBAŃSKI

Gdańsk

Własności kierunkowe liniowej anteny cylindrycznej w zimnej plazmie izotropowej*

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń podstawowych parametrów kierunkowych liniowej anteny cylindrycznej w zimnej plazmie izotropowej. Przedstawiono również własności elektryczne pary anten umieszczonych w plazmie.

1. Wprowadzenie

Własności liniowej anteny cylindrycznej umieszczonej w plazmie w istotny sposób zależą od jej parametrów. W szczególności impedancja wejściowa oraz charakterystyka promieniowania anteny wyraźnie się zmieniają ze zmianą parametrów plazmy [1, 2].

Znajomość ilościowych zależności takich parametrów anteny liniowej jak impedancja wejściowa, charakterystyka promieniowania czy kierunkowość od parametrów plazmy może być z wielu względów użyteczna w praktyce, na przykład w diagnostyce plazmy.

W pracy [2] przedstawiono metodę obliczania charakterystyki promieniowania anteny liniowej umieszczonej w plazmie, której parametry dane są poprzez szczególnie prosty model Lorentza. Metoda ta oparta jest na równaniu całkowym Hallena dla znalezienia współczynników założonego rozwinięcia funkcji rozkładu prądu w antenie w szereg algebraiczny. Posługując się tą metodą, uzyskano proste wyrażenia na nieunormowane składowe charakterystyki promieniowania liniowej anteny cylindrycznej, w chłodnej plazmie izotropowej.

Opierając się na wynikach uzyskanych w pracy [2] oraz na wynikach obliczeń impedancji wejściowej anteny cylindrycznej w plazmie otrzymanych w pracy [1], przedstawiono rezultaty obliczeń szerokości wiązki promieniowania anteny, kierunkowości oraz napięcia wyjściowego w antenie odbiorczej dla pary anten umieszczonych w plazmie, w zależności od jej parametrów.

Zależność charakterystyki promieniowania anteny liniowej od parametrów otaczającej ją plazmy może służyć do wyznaczania tych parametrów, poprzez pomiar wspomnianej wyżej kierunkowości, szerokości wiązki lub napięcia w antenie odbiorczej. Otaczającą

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 23, pt. „Mechanika ciała stałego, cieczy i gazów”, grupa tematyczna 5.

antenę plazma musi jednak zajmować obszar o rozmiarach znacznie większych od długości fali sygnału doprowadzonego do anteny. Ponadto, obszar ten powinien być wolny od wszelkich obiektów mogących powodować odbicia fali elektromagnetycznej. Jeżeli obiekty takie istnieją, wówczas powodowane przez nie odbicia powinny być na tyle małe, aby można było pominąć ich wpływ na rozkład pola elektromagnetycznego wokół anten.

2. Charakterystyka promieniowania anteny liniowej w zimnej plazmie izotropowej

Przyjmując, że funkcja rozkładu prądu w antenie liniowej może być przedstawiona [1] w postaci szeregu algebraicznego

$$I(z') = \sum_{m=1}^n I_m \left(1 - \frac{|z'|}{h}\right)^m, \quad (2.1)$$

gdzie I_m – amplitudy zespolone składowych funkcji rozkładu prądu, z' – współrzędna, h – długość ramienia anteny, można, na podstawie równania całkowego Hallena, uzyskać układ równań liniowych dla składowych admitancji wejściowej anteny [2]:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^n [G_m F_{mr}(z_q) - B_m F_{mi}(z_q)] - \bar{G} \cos(\beta z_q) \cosh(p\beta z_q) + \bar{B} \sin(\beta z_q) \sinh(p\beta z_q) = \\ = -1,66 \cdot 10^{-2} (1 - n_e)^{\frac{1}{2}} [t_\alpha \sin(\beta |z_q|) \cosh(p\beta z_q) + t_\beta \cos(\beta z_q) \sinh(p\beta |z_q|)], \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^n [G_m F_{mi}(z_q) + B_m F_{mr}(z_q)] - \bar{G} \sin(\beta z_q) \sinh(p\beta z_q) - \bar{B} \cos(\beta z_q) \cosh(p\beta z_q) = \\ = -1,66 \cdot 10^{-2} (1 - n_e)^{\frac{1}{2}} [t_\beta \sin(\beta |z_q|) \cosh(p\beta z_q) - t_\alpha \cos(\beta z_q) \sinh(p\beta |z_q|)]; \end{aligned} \quad (2.3)$$

G_m i B_m są składowymi admitancji wejściowej Y anteny, przy czym

$$Y = \sum_{m=1}^n (G_m + jB_m). \quad (2.4)$$

W układzie równań liniowych (2.2) i (2.3)

$$F_{mr}(z_q) = \int_{-h}^h \left(1 - \frac{|z'|}{h}\right)^m \frac{e^{-p\beta\rho_q}}{\rho_q} \cos(\beta\rho_q) dz', \quad (2.5)$$

$$F_{mi}(z_q) = \int_{-h}^h \left(1 - \frac{|z'|}{h}\right)^m \frac{e^{-p\beta\rho_q}}{\rho_q} \sin(\beta\rho_q) dz', \quad (2.6)$$

$$t_\alpha = \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{n_e s}{1 - n_e} \right)^2} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

$$t_\beta = \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{n_e s}{1 - n_e} \right)^2} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.8)$$

$$p = \frac{t\alpha}{t_\beta}, \quad (2.9)$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} (1 - n_e)^{\frac{1}{2}} t_\beta, \quad (2.10)$$

gdzie

$$\rho_q = [(z_q - z')^2 + a^2]^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

a

$$z_q = (q - 1) \frac{h}{n}, \quad (2.12)$$

przy czym $q = 1, 2, 3 \dots n + 1$.

W wyrażeniach od (2.2) do (2.12) $\bar{G}$ i $\bar{B}$ są stałymi, a — oznacza promień przewodnika anteny, $n_e = (\omega_p/\omega)^2$ — względną koncentrację elektronów w plazmie, $s = v/\omega$ — względną częstość zderzeń elektronów z cząstkami ciężkimi, ω — pulsację prądu w antenie, a c — prędkość światła w próżni, przy czym ω_p oznacza pulsację własną plazmy, a v częstość zderzeń elektronów z cząstkami ciężkimi.

Rozwiązanie układu równań (2.2) i (2.3) pozwala wyznaczyć funkcję rozkładu prądu w antenie umieszczonej w plazmie. Część rzeczywista i część urojona funkcji rozkładu prądu mają następującą postać:

$$I_r(z') = U \sum_{m=1}^n G_m \left(1 - \frac{|z'|}{h} \right)^m, \quad (2.13)$$

$$I_i(z') = U \sum_{m=1}^n B_m \left(1 - \frac{|z'|}{h} \right)^m, \quad (2.14)$$

gdzie U oznacza napięcie w przekroju wejściowym anteny. Znajomość funkcji rozkładu prądu umożliwia obliczenie charakterystyki promieniowania anteny. Składowe rzeczywista oraz urojona nieunormowanej charakterystyki promieniowania dla dowolnego stopnia n wielomianu aproksymującego funkcję rozkładu prądu mają następującą postać [2]

$$F_r(\theta) = \sin \theta \sum_{m=1}^n 2G_m h \sum_{k=0}^n (-1)^k \binom{m}{k} \int_0^1 \xi^k \cos(\xi \beta h \cos \theta) d\xi, \quad (2.15)$$

$$F_i(\theta) = \sin \theta \sum_{m=1}^n 2B_m h \sum_{k=0}^n (-1)^k \binom{m}{k} \int_0^1 \xi^k \cos(\xi \beta h \cos \theta) d\xi, \quad (2.16)$$

gdzie θ oznacza kąt elewacji. Wyrażenia (2.15) i (2.16) są słuszne dla anteny umieszczonej w plazmie o niewielkich stratach, gdy $s^2 \ll 1$.

Jeżeli znane są $F_r(\theta)$ i $F_i(\theta)$, to unormowana charakterystyka promieniowania

$$f(\theta) = \frac{|F(\theta)|}{|F(\theta)|_{\max}}, \quad (2.17)$$

gdzie

$$[F(\theta)] = [F_r^2(\theta) + F_i^2(\theta)]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.18)$$

3. Kierunkowość oraz szerokość wiązki promieniowania anteny liniowej w zimnej plazmie izotropowej

Na ogół, dla scharakteryzowania własności kierunkowych anteny wystarczy znajomość kierunkowości D lub jej szerokości θ_w wiązki promieniowania. Najogólniejsze wyrażenie na kierunkowość anteny ma następującą postać [3]:

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} f^2(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (3.1)$$

gdzie $f(\theta, \phi)$ jest znormalizowaną charakterystyką promieniowania, przy czym θ i ϕ są współrzędnymi sferycznego układu współrzędnych

W przypadku rozważanej tutaj cylindrycznej anteny liniowej znormalizowana charakterystyka promieniowania wykazuje symetrię osiową. Zachodzi więc równość

$$f(\theta, \phi) = f(\theta). \quad (3.2)$$

Jeżeli antena umieszczona jest w plazmie, to jej charakterystyka promieniowania, a tym samym kierunkowość, jest zależna od koncentracji n_e i częstości zderzeń s elektronów w plazmie. Wzór na kierunkowość przyjmuje więc postać

$$D(n_e, s) = \frac{2}{\int_0^\pi f^2(\theta, n_e, s) \sin \theta d\theta}, \quad (3.3)$$

gdzie f dane jest wzorem (2.17).

Zależność (3.3) oraz wyrażenia (2.15), (2.16), (2.17) i (2.18) umożliwiają wyznaczenie kierunkowości anteny liniowej o danych rozmiarach w funkcji parametrów plazmy, przy czym składowe admitancji wejściowej G_m i B_m anteny oblicza się z układów równań liniowych (2.2) i (2.3).

Parametrem anteny łatwym do wyznaczenia na drodze pomiarowej jest szerokość θ_w wiązki promieniowania. Na rysunku 1 przedstawiono przykładową charakterystykę promieniowania anteny, zaznaczając szerokość wiązki θ_w . Z przedstawionego rysunku wynika, że szerokość wiązki, którą można przedstawić następująco:

$$\theta_w = 2 \left[\frac{\pi}{2} - \theta_{f(\theta)=c} \right], \quad (3.4)$$

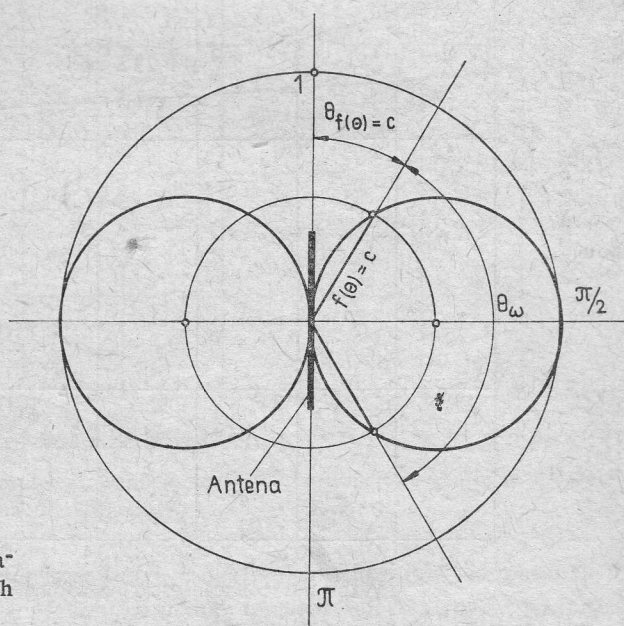
gdzie $\theta_{f(\theta)=c}$ jest kątem elewacji, dla którego $f(\theta) = c$ nie jest wielkością jednoznaczną i zależy od przyjętej wartości $f(\theta)$, przy której jest określana.

Ze zmianą parametrów plazmy zmienia się charakterystyka promieniowania oraz szerokość wiązki θ_w . Zmiany szerokości wiązki w funkcji zmian parametrów plazmy zależą od przyjętej wartości c . Z punktu widzenia zastosowań anteny do diagnostyki plazmy interesujące jest, dla jakiej wartości c iloraz $\Delta\theta_w/\Delta n_e$ osiąga wartość maksymalną. Obliczenia numeryczne $\Delta\theta_w/\Delta n_e$ w funkcji parametru c wykazały, że iloraz ten osiąga wartość największą, gdy $c = 1/2$. Ograniczono się tu jedynie do uwzględnienia zależności $\Delta\theta_w$ od

zmian względnej koncentracji elektronów n_e gdyż, jak wykazano w [2], w przypadku plazmy o niewielkich stratach ($s \leq 0,1$) charakterystyka promieniowania określonej anteny nie zależy praktycznie od względnej częstości zderzeń s i jest funkcją jedynie względnej koncentracji elektronów n_e . Oznacza to, że również szerokość wiązki θ_w jest funkcją jedynie n_e .

W szczególnych przypadkach znajomość D i θ_w może być niewystarczająca. Zachodzi to np. wówczas, gdy antena ma charakterystykę wielowiązkową. W takim przypadku należy znać charakterystykę promieniowania anteny $f(\theta, n_e)$, lub mieć dodatkowe informacje o jej cechach. Cechy te, to np. kierunek maksimum promieniowania, liczba listków bocznych, kierunki minimum promieniowania itp.

W niniejszej pracy przedstawiono własności kierunkowe liniowej anteny w plazmie, ograniczając się do przypadku charakterystyki jednowiązkowej. D i θ_w charakteryzują



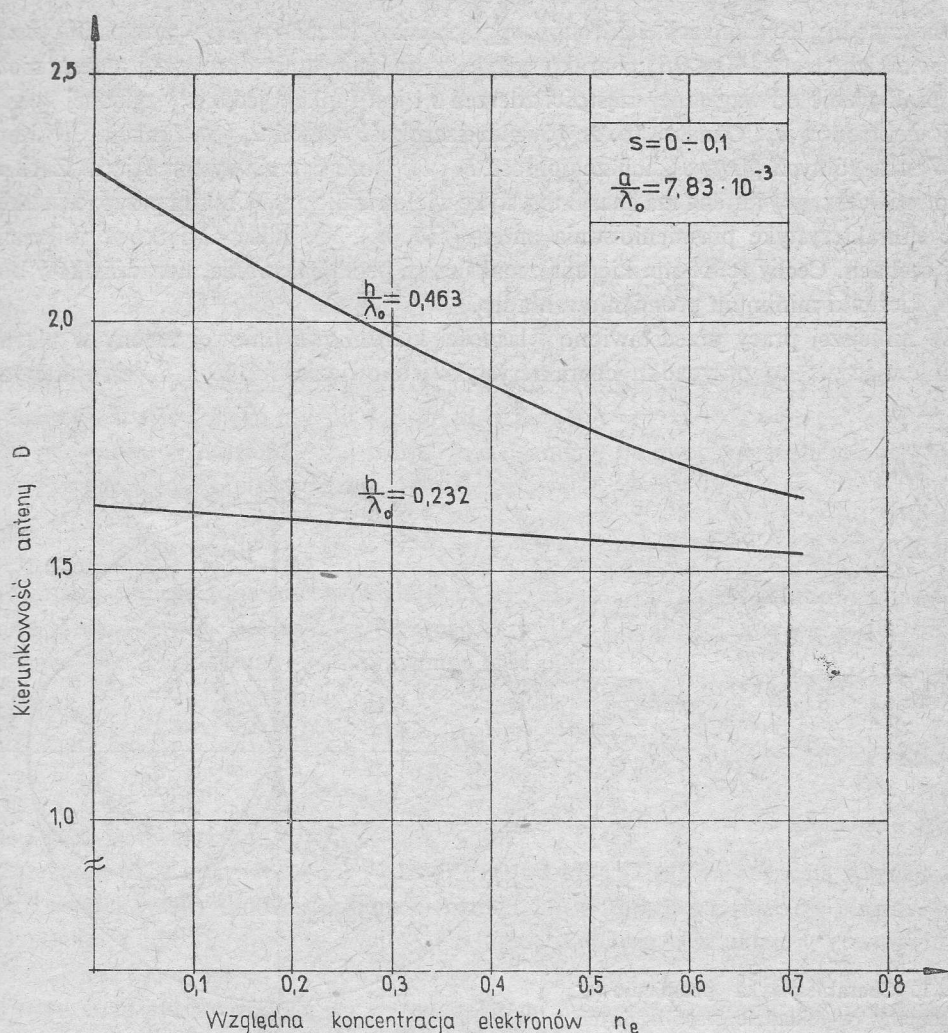
Rys. 1. Charakterystyka promieniowania anteny w układzie współrzędnych biegunowych

wówczas, w sposób jednoznaczny, własności kierunkowe anteny. W praktyce, zapewnienie jednowiązkowości charakterystyki nie sprawia istotnych kłopotów. Zawsze można tak dobrać geometrię anteny, aby charakterystyka była jednowiązkowa w gazie niezjonizowanym, co stanowi zarazem warunek wystarczający, by była ona jednowiązkowa w plazmie, gdy $0 < n_e < 1$.

Korzystając z podanych wyżej zależności przeprowadzono obliczenia numeryczne kierunkowości D oraz szerokości θ_w wiązki promieniowania anteny.

Na rysunku 2 przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych kierunkowości D anteny liniowej w funkcji parametrów plazmy. Obliczenia wykonano dla anteny w przybliżeniu półfalowej ($h/\lambda_0 = 0,232$) oraz dla anteny w przybliżeniu całofalowej ($h/\lambda_0 = 0,483$).

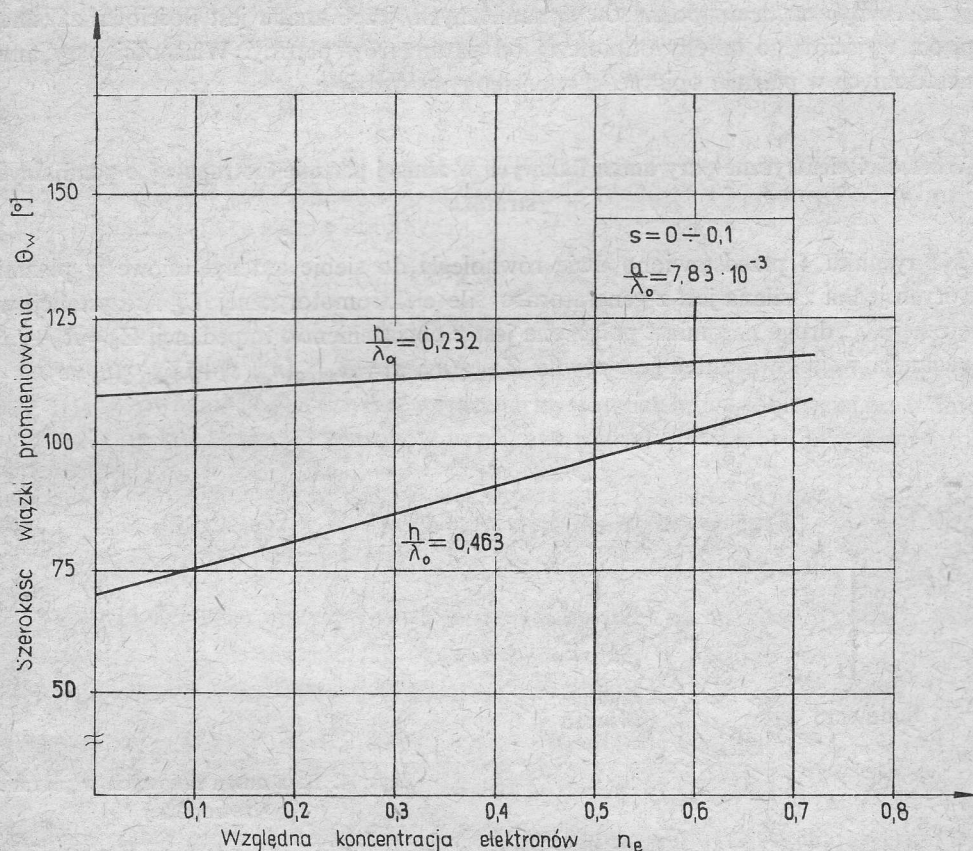
Z otrzymanych wyników obliczeń wynika, że kierunkowość D anteny, dla przypadku plazmy o małych stratach, nie zależy praktycznie od parametru s oraz, że względne zmiany



Rys. 2. Zależność kierunkowości D anteny od względnej koncentracji elektronów w plazmie

kierunkowości w funkcji względnej koncentracji elektronów są większe dla anten o większej względnej długości. Wnioski te są jasne w świetle wcześniej otrzymanych wyników [2], dotyczących charakterystyki promieniowania anteny. Takie własności parametru D mogą mieć istotne znaczenie w diagnostyce plazmy opartej na wykorzystaniu własności kierunkowych anteny liniowej.

Na rysunku 3 przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych szerokości wiązki θ_w anten w przybliżeniu półfalowej oraz w przybliżeniu całofalowej, przy parametrze $c=1/2$. Jak wynika z otrzymanych wyników, szerokość wiązki promieniowania ma dwie bardzo istotne cechy. Dla plazmy o niewielkich stratach szerokość wiązki θ_w nie zależy od częstości zderzeń s i jest praktycznie liniową funkcją względnej koncentracji elektronów n_e . Poza tym, względne zmiany szerokości wiązki w funkcji zmian koncentracji są większe dla anten o większej długości.



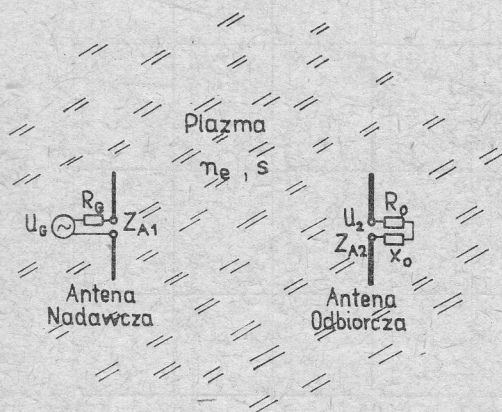
Rys. 3. Zależność szerokości wiązki promieniowania anteny od względnej koncentracji elektronów w plazmie

Znajomość ilościowej zależności szerokości wiązki promieniowania od parametrów plazmy można wykorzystać do wyznaczania względnej koncentracji elektronów n_e na podstawie pomiarów θ_w . Umieszczając w plazmie dwie anteny, z których jedna zasilana z generatora sygnału jest anteną nadawczą, a druga połączona z detektorem anteną odbiorczą, można, przez obrót jednej z nich w płaszczyźnie kąta θ , wyznaczyć kąty związane z położeniami, w których napięcie wyjściowe anteny odbiorczej jest równe połowie napięcia maksymalnego. Znajomość tych kątów umożliwia wyznaczenie szerokości wiązki promieniowania θ_w anteny obracanej. Dla zapewnienia poprawności wyników pomiarów, odległość między antenami powinna być znacznie większa od $\lambda/2\pi$. Wtedy bowiem są słuszne wyrażenia (2.15) i (2.16), na podstawie których obliczono szerokość wiązki promieniowania θ_w . Metoda oparta na wyznaczaniu koncentracji elektronów z pomiaru szerokości wiązki promieniowania nie ma więc cech lokalności dla plazmy zajmującej obszary porównywalne z długością fali sygnału doprowadzonego do anteny. Przydatność metody dla diagnostyki plazmy zajmującej duże obszary jest bezsprzeczna, tym bardziej, że pomiar θ_w jest szczególnie prosty. Metoda ta nie nadaje się do pomiarów dynamicznych. Wynika to z samej istoty pomiaru szerokości wiązki promieniowania anteny. Para anten umieszczonych w pla-

zmie może być użyta do pomiarów dynamicznych, jeżeli znana jest ilościowa zależność napięcia wyjściowego anteny odbiorczej od parametrów plazmy. Własności pary anten umieszczonych w plazmie opisane są w następnym rozdziale.

4. Własności elektryczne pary anten liniowych w zimnej plazmie izotropowej o pomijalnych stratach

Na rysunku 4 przedstawiono dwie równoległe do siebie anteny liniowe w plazmie, z których jedna zasilana jest z generatora o sile elektromotorycznej U_G i rezystancji wewnętrznej R_G , druga natomiast połączona jest z obciążeniem o impedancji $Z_0 = R_0 + jX_0$. Impedancja wejściowa anten jest równa $Z_{A1,2}(n_e, s) = R_{A1,2}(n_e, s) + jX_{A1,2}(n_e, s)$.



Rys. 4. Para anten liniowych w plazmie izotropowej

Jeżeli straty w plazmie są pomijalne i można praktycznie pominąć tłumienie fali elektromagnetycznej na drodze między antenami, to stosunek mocy odbieranej do mocy wypromieniowanej jest w ogólnym przypadku równy [4]:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\eta_1 \eta_2 D_1 D_2 q \lambda^2}{(4\pi l)^2}, \quad (4.1)$$

gdzie η_1 i η_2 – sprawności anteny nadawczej i odbiorczej, D_1 i D_2 – kierunkowość anteny nadawczej i odbiorczej, λ – długość fali, l – odległość między antenami, q – współczynnik dopasowania energetycznego.

Współczynnik dopasowania energetycznego anteny odbiorczej można przedstawić w następującej postaci [4]:

$$q = \frac{4R_A R_0}{(R_A + R_0)^2 + (X_A - X_0)^2}. \quad (4.2)$$

Na ogół, dla dostatecznie dużych częstotliwości sygnału można przyjąć, że sprawność $\eta_1 \approx \eta_2 \approx 1$. Jeżeli anteny są identyczne, to $D_1 = D_2 = D$ i wzór (4.1) przyjmuje prostszą postać:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{D^2 \lambda^2 q}{(4\pi l)^2}. \quad (4.3)$$

Ponadto, jeżeli anteny są identyczne, to $Z_{A1} = Z_{A2} = R_A + jX_A$.

Moc wypromieniowana przez antenę nadawczą dana jest następującą zależnością:

$$P_1 = \frac{1}{2} U_G^2 \frac{R_A}{(R_G + R_A)^2 + X_A^2}. \quad (4.4)$$

Uwzględniając zależności (4.2) i (4.4) oraz przyjmując łatwe do spełnienia w praktyce warunki $R_G = R_0 = R$ i $X_0 = 0$, można na podstawie równości (4.3) otrzymać wyrażenie na moc odbieraną przez antenę odbiorczą:

$$P_2 = \frac{1}{2} U_G^2 \frac{D^2 \lambda^2}{(4\pi l)^2} \frac{4R_0 R_A^2}{[(R + R_A)^2 + X_A^2]^2}. \quad (4.5)$$

Pamiętając, że D , λ , R_A i X_A są funkcjami względnej koncentracji elektronów n_e , można, korzystając z równania (4.5), otrzymać wyrażenie na stosunek mocy odbieranej przez antenę odbiorczą przy koncentracji elektronów w plazmie równej n_e do mocy przy koncentracji równej zero:

$$\frac{P_2(n_e)}{P_2(0)} = \left[\frac{D(n_e)}{D(0)} \right]^2 \left[\frac{\lambda(n_e)}{\lambda(0)} \right]^2 \frac{R_A^2(n_e) \{ [R + R_A(0)]^2 + X_A^2(0) \}^2}{R_A^2(0) \{ [R + R_A(n_e)]^2 + X_A^2(n_e) \}^2}. \quad (4.6)$$

Z równania (4.6) można otrzymać wartość stosunku napięć na obciążeniu anteny odbiorczej. Uwzględniając, że długość fali elektromagnetycznej w plazmie $\lambda(n_e) = \lambda(0)/\sqrt{1-n_e}$ stosunek ten można przedstawić następującym wzorem:

$$\frac{U_2(n_e)}{U_2(0)} = \frac{1}{\sqrt{1-n_e}} \frac{D(n_e)}{D(0)} \frac{R_A(n_e)}{R_A(0)} \frac{[R + R_A(0)] + X_A^2(0)}{[R + R_A(n_e)] + X_A^2(n_e)}. \quad (4.7)$$

Otrzymana zależność jest słuszna dla dowolnych anten liniowych o charakterystykach jednowiązkowych, umieszczonych w plazmie o pomijalnych stratach. Zmiany napięcia wyjściowego anteny odbiorczej powodowane są wpływem plazmy, zarówno na właściwości kierunkowe, jak i na impedancję wejściową obu anten. Stosowanie wzoru (4.7) jest więc możliwe jeżeli znana jest impedancja wejściowa anten oraz ich kierunkowość w funkcji parametrów plazmy. Impedancja wejściowa anten może być wyznaczona z układu równań (2.2) i (2.3).

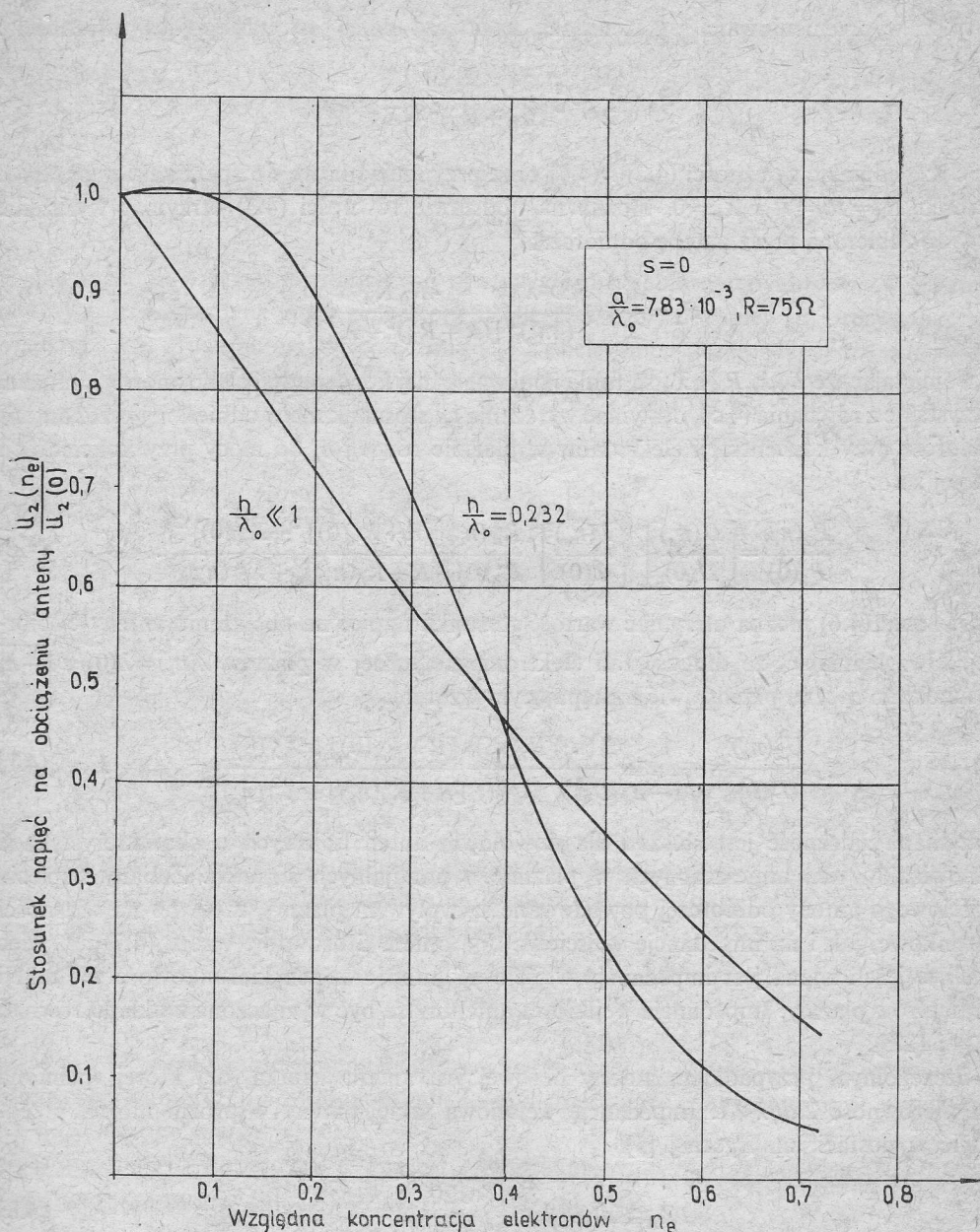
Szczególnym przypadkiem anteny liniowej jest antena krótka, dla której spełniona jest nierówność $2\pi h/\lambda \ll 1$. Impedancję wejściową takiej anteny w próżni można przedstawić w postaci analitycznej [5]:

$$Z_A \cong 20 (\beta_0 h)^2 - j \frac{120}{\beta_0 h} \ln \frac{h}{a}, \quad (4.8)$$

gdzie β_0 — stała fazowa fali w próżni, h — długość ramienia anteny, a — promień przewodnika anteny.

Jeżeli antena krótka umieszczona jest w plazmie o koncentracji elektronów n_e i o pomijalnych stratach, to jej impedancja wejściowa może być przedstawiona następująco:

$$Z_A(n_e) = R_A(n_e) + jX_A(n_e) \cong 20 [\beta(n_e) h]^2 - j \frac{120}{\beta(n_e) h} \ln \frac{h}{a}. \quad (4.9)$$



Rys. 5. Zależność stosunku napięć na obciążeniu anteny odbiorczej od względnej koncentracji elektronów w plazmie bezstratnej

Uwzględniając, że stała fazowa fali w plazmie o pomijalnych stratach jest równa

$$\beta(n_e) = \beta_0 \sqrt{1 - n_e}, \quad (4.10)$$

można z równości (4.9) otrzymać wyrażenie na rezystancję oraz reaktancję wejściową

anteny:

$$\begin{aligned} R_A(n_e) &= R_A(0)(1 - n_e), \\ X_A(n_e) &= \frac{X_A(0)}{\sqrt{1 - n_e}}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

gdzie $R_A(0)$ i $X_A(0)$ — odpowiednio rezystancja wejściowa i reaktancja wejściowa anteny krótkiej w próżni.

Kierunkowość anteny krótkiej w próżni jest stała i równa $D(0)=1,5$. Antena, która jest krótka w próżni, jest tym bardziej krótka w plazmie o koncentracji elektronów n_e . Kierunkowość anteny krótkiej w plazmie zachowuje więc wartość $D(n_e)=1,5$, czyli

$$D(n_e)/D(0)=1. \quad (4.12)$$

Uwzględniając równości (4.11) i (4.12) oraz łatwe do spełnienia w praktyce warunki $R_A(0) \ll \ll R$ i $R^2 \ll X_A^2(0)$, można, na podstawie równania (4.7), otrzymać następującą zależność na stosunek napięć na obciążeniu anteny krótkiej

$$\frac{U_2(n_e)}{U_2(0)} = (1 - n_e)^{\frac{3}{2}}. \quad (4.13)$$

Na rysunku 5 przedstawiono wyniki obliczeń $U_2(n_e)/U_2(0)$ dla pary anten w przybliżeniu półfalowych oraz dla pary anten krótkich.

Z równości (4.13) oraz z rysunku 5 widać, że dla pary anten krótkich stosunek napięć $U_2(n_e)/U_2(0)$ niewiele odbiega od liniowej funkcji jeżeli $n_e < 0,3$. Należy podkreślić, że w przypadku anteny krótkiej w plazmie, zmiana napięcia wyjściowego anteny odbiorczej spowodowana jest wyłącznie wpływem plazmy na impedancję wejściową anten.

5. Zakończenie

W pracy przedstawiono własności kierunkowe liniowych anten cylindrycznych w zimnej plazmie izotropowej.

Obliczenia numeryczne kierunkowości D i szerokości wiązki promieniowania θ_w wykonano posługując się otrzymanymi wcześniej wyrażeniami na część rzeczywistą i część urojoną nieunormowanej charakterystyki promieniowania anteny. Rezultaty obliczeń D , θ_w i $U_2(n_e)/U_2(0)$ mogą być wykorzystane w praktyce, w szczególności w diagnostyce plazmy.

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń wykazano pewne szczególne cechy własności kierunkowych anten liniowych w plazmie. Najważniejsze z tych cech to liniowa zależność szerokości wiązki promieniowania θ_w od koncentracji elektronów w plazmie o małych stratach oraz prawie liniowa zależność od n_e stosunku napięć $U_2(n_e)/U_2(0)$ dla pary anten elektrycznie krótkich w plazmie praktycznie bezstratnej.

Literatura

- [1] M. Lubański, *Podstawy teoretyczne pomiaru koncentracji elektronów w plazmie wyladowania, przy użyciu cylindrycznej anteny mikrofalowej*. Prace IMP, z. 66, 1975, s. 45 - 62.
- [2] M. Lubański, *Charakterystyka promieniowania izolowanej, liniowej anteny cylindrycznej w zimnej plazmie izotropowej*. Prace IMP, z. 73, 1976, s. 93 - 104.
- [3] J. N. Korbanski, *Anteny*. Energiya, Moskwa 1973.
- [4] R. E. Collin, *Antenna Theory*. Mc Graw-Hill, New York 1969.
- [5] G. T. Markov, *Anteny*. Goseniergoizdat, Moskwa 1960.

**Свойства направленного действия линейной
цилиндрической антенны в холодной изотропной плазме**

Резюме

Пользуясь ранее полученными выражениями на составляющие неунормированной характеристиками излучения линейной антенны в холодной изотропной плазме, проведены расчеты коэффициента направленного действия и ширины пучка излучения антенны в зависимости от параметров плазмы. Проведен также анализ электрических свойств пары таких же самых линейных антенн в плазме с пренебрегаемыми потерями.

Directional Properties of a Linear Cylindrical Antenna in the Cold Isotropic Plasma

Summary

The directional properties and the width of the antenna radiation beam as dependent on the parameters of cold isotropic plasma in which the antenna is immersed have been calculated in the paper. The calculations were based on formulae, obtained previously, for the components of not normalized radiation pattern of the linear antenna in such a plasma. Also an analysis of electrical properties of a pair of identical linear antennae in a plasma characterized by negligible losses was carried out.