

Research and development on the technologies for transport and application of “Giga-watts-class short-pulse microwave”

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2019-02-14 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Ando, Ritoku メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00053189

This work is licensed under a Creative Commons
Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0
International License.



「ギガワット級・短パルス・マイクロ波」の輸送と
プラズマ生成への応用

課題番号：17540466

平成17年～平成19年度科学研究費補助金
(基盤研究 (C)) 研究成果報告書

平成20年3月

研究代表者 安藤 利得

金沢大学附属図書館



院自然科学研究科准教授)

1300-04681-3

「ギガワット級・短パルス・マイクロ波」の 輸送とプラズマ生成への応用

課題番号:17540466

平成17年～平成19年度科学研究費補助金
(基盤研究 (C)) 研究成果報告書

金沢大学附属図書館



1300-04681-3

平成20年 3月

研究代表者 安藤 利得

(金沢大学大学院自然科学研究科准教授)

著 者 寄贈

目 次

第 1 章 研究課題、研究組織、研究経費	3
1.1 研究課題	3
1.2 研究組織	3
1.3 研究経費	3
第 2 章 研究発表	4
2.1 雑誌論文	4
2.2 学会発表	4
2.3 図書	7
第 3 章 研究成果	8
3.1 はじめに	8
3.2 大強度短パルスマイクロ波のモード変換	8
3.3 電磁波の準光学的取り扱い	9
3.3.1 直線偏光ビーム	9
3.3.2 複素パラメータ	9
3.4 準光学アンテナ	12
3.4.1 準光学アンテナの設計	12
3.4.2 準光学アンテナの製作	14
3.5 実験装置	16
3.5.1 IREB	16
3.5.2 後進波発振管 (BWO)	18
3.5.3 実験装置と電磁波測定系	18
3.6 変換前の放射パターンと総出力測定	20
3.6.1 融光管を使用した放射パターン測定	20
3.6.2 モード変換前の総出力	20
3.7 モード変換後の放射パターンと総出力	21
3.7.1 モード変換後の放射パターン	21
3.7.2 電磁波測定	24
3.7.3 総出力と変換効率の算出	25
3.8 プラズマ生成実験	25
3.9 アンテナの大型化と変換効率の向上	27
3.9.1 より開口面積の大きなアンテナの製作	27
3.9.2 放射パターン測定と変換効率の算出	27
3.10 準光学アンテナに関する纏め	28
3.11 10 GHz 発振管の設計	29
3.11.1 分散関係	29

3.11.2 導波管径の決定	31
3.11.3 スロット周期の決定	32
3.11.4 シミュレーションモデル	33
3.11.5 ビーム-導波管壁距離依存	35
3.11.6 スロット深度依存	36
3.11.7 共鳴領域長依存	37
3.11.8 発振管設計まとめ	39
3.11.9 ガイド磁場強度による依存	39
3.11.10 ビーム電流値による依存	40
3.11.11 発振管設計のまとめ	41
3.12 10 GHz 発振管の製作	41
3.13 実験装置	44
3.13.1 IREB	44
3.13.2 ガイド磁場	44
3.14 ビーム測定	44
3.14.1 ビーム測定実験装置	44
3.14.2 ビーム電流測定結果	45
3.14.3 ダメージパターンによるビーム径測定	45
3.15 電磁波測定	48
3.15.1 10 GHz 用電磁波測定系	48
3.15.2 長尺導波管による周波数測定	49
3.15.3 放射パターンの確認	49
3.15.4 周波数測定	53
3.15.5 出力測定	54
3.16 電磁波出力の、ガイド磁場強度による依存	56
3.16.1 実験におけるガイド磁場強度依存	56
3.16.2 シミュレーションにおけるガイド磁場強度依存	57
3.16.3 サイクロトロン吸収	57
3.17 ここまで締め	58
3.18 プラズマ中の電磁波伝搬	59
3.18.1 はじめに	59
3.18.2 分散式	60
3.18.3 分散式と CMA ダイアグラム	65
3.18.4 実際の計算	76
3.18.5 まとめ	120
3.19 結論	121
3.20 謝辞	121

第1章 研究課題、研究組織、研究経費

1.1 研究課題

「ギガワット級・短パルス・マイクロ波」の輸送とプラズマ生成への応用

(課題番号 17540466)

1.2 研究組織

研究代表者 安藤 利得 (金沢大学大学院自然科学研究科 准教授)
研究分担者 鎌田 啓一 (金沢大学大学院自然科学研究科 教授)

1.3 研究経費

表 1.1: 研究経費

	直接経費	間接経費	計
平成 17 年度 (2005)	1,800,000	0	1,800,000
平成 18 年度 (2006)	1,400,000	0	1,400,000
平成 19 年度 (2007)	500,000	150,000	650,000
総計	3,700,000	150,000	3,850,000

第2章 研究発表

2.1 雑誌論文

1. 栗原智章, 安藤利得, 中嶋礼滋, 鎌田啓一:
「準光学アンテナを用いた 5GHz 大強度マイクロ波のガウスビームへの変換の試み」,
電気学会「パルスパワー研究会」配付資料(査読・無),PPT-06-15,pp.77-82,2006
2. 栗原智章, 安藤利得:
「大強度短パルスマイクロ波ビームの発生と応用に向けた研究」,
JAXA 宇宙関連プラズマ研究会 2006 配付資料(査読・無),ISSN 1349-113X,pp.35-43(2006)
3. Tomoaki Kurihara, Masatoshi Ohbayashi, Ritoku Ando:
"Conversion of 5GHz high power microwave to Gaussian beam with quasi optical antenna",
NIFS 共同研究研究会「パルスパワーを用いて形成される高エネルギー密度プラズマ物理の最前線」配付資料(査読・無), ISSN 0915-6348,pp.52-59,2007
4. Tomoaki Kurihara, Masatoshi Ohbayashi, Sho Iwano, Satoshi Matsuura, Ritoku Ando:
"Conversion of 5 GHz microwave to linear polarization and the efficiency",
NIFS 共同研究研究会「ミリ波・サブミリ波応用技術に関する調査研究」配付資料(査読・無), ISSN 0915-634,now printing
5. Masatoshi Ohbayashi, Tomoaki Kurihara, Satoshi Matsuura, Sho Iwano, Ritoku Ando:
"Observation of high-power microwave output from newly developed backward wave oscillator for 10 GHz",
NIFS 共同研究研究会「ミリ波・サブミリ波応用技術に関する調査研究」配付資料(査読・無), ISSN 0915-634,now printing

2.2 学会発表

1. 日本物理学会北陸支部講演会(福井大学),2005年12月3日,
栗原智章, 安藤利得, 中嶋礼滋, 鎌田啓一,
「準光学アンテナを用いた大強度マイクロ波の直線偏光への変換」

2. 電気学会パルスパワー研究会（石川県輪島市）,2006年2月6日,
栗原智章、安藤利得、中嶋礼滋、鎌田啓一,
「準光学アンテナを用いた5GHz大強度マイクロ波のガウスビームへの変換の試み」
3. 日本物理学会第61回年次大会（愛媛大学）,2006年3月29日,
栗原智章、安藤利得、大林雅俊、相澤公佑,
「準光学アンテナを利用した大強度マイクロ波の直線偏光ビームへの変換」
4. 第6回核融合エネルギー連合講演会（富山国際会議場）,2006年6月14日,
栗原智章、大林雅俊、安藤利得,
「大強度短パルスマイクロ波を使ったプラズマ生成とアブレーションに向けた基礎実験」
5. 日本物理学会秋季大会（千葉大学）,2006年9月25日,
栗原智章、大林雅俊、相澤公佑、安藤利得,
「プラズマ生成に向けた大強度短パルスマイクロ波の集光」
6. 日本物理学会北陸支部講演会（金沢大学）,2006年12月2日,
安藤利得、栗原智章、大林雅俊、相澤公佑,
「ギガワット級の大強度短パルスマイクロ波をつかってできる物理現象」
7. 日本物理学会北陸支部講演会（金沢大学）,2006年12月2日,
大林雅俊、栗原智章、相澤公佑、安藤利得,
「大強度短パルスマイクロ波によるプラズマ生成の試み」
8. 日本物理学会北陸支部講演会（金沢大学）,2006年12月2日,
相澤公佑、栗原智章、大林雅俊、安藤利得、鎌田啓一,
「新型発振管を用いた電磁波出力向上の試み」
9. JAXA 宇宙関連プラズマ研究会2006（宇宙科学研究所）,2006年12月19日,
安藤利得,
「大強度短パルスマイクロ波ビームの発生と応用に向けた研究」
10. NIFS パルスパワー研究会（核融合科学研究所）,2007年3月6日,
栗原智章、大林雅俊、安藤利得,
「準光学アンテナを用いた5GHz大強度マイクロ波のガウスビームへの変換」
11. 日本物理学会第62回年次大会（鹿児島大学）,2007年3月19日,
相澤公佑、栗原智章、大林雅俊、安藤利得、鎌田啓一,
「大口径後進波管による超放射」
12. 日本物理学会第62回年次大会（鹿児島大学）,2007年3月19日,
栗原智章、大林雅俊、相澤公佑、安藤利得,
「準光学アンテナを用いた5GHz大強度マイクロ波のガウスビームへの変換」

13. 日本物理学会第 62 回年次大会（鹿児島大学）,2007 年 3 月 19 日,
安藤利得、栗原智章、大林雅俊,
「ギガワット級の大強度短パルスマイクロ波の応用について」
14. NIFS 共同研究研究会「ミリ波・サブミリ波応用技術に関する調査研究」（核融合
科学研究所）,2007 年 8 月 7 日,
栗原智章、安藤利得,
「プラソファンテナの長波長帯での利用と変換損失について」
15. 物理学会秋季大会（北海道大学）,2007 年 9 月 22 日,
栗原智章、大林雅俊、岩野翔、安藤利得,
「準光学アンテナの 5GHz マイクロ波での使用と変換効率向上」
16. 物理学会秋季大会（北海道大学）,2007 年 9 月 22 日,
大林雅俊、栗原智章、松浦智史、安藤利得、鎌田啓一,
「10GHz の大強度マイクロ波発振に向けた発振管の開発」
17. 物理学会秋季大会（北海道大学）,2007 年 9 月 22 日,
栗原智章、大林雅俊、岩野翔、安藤利得,
「準光学アンテナの 5GHz マイクロ波での使用と変換効率向上」
18. 核融合学会第 24 年会（兵庫県姫路市）,2007 年 11 月 27 日,
安藤利得、栗原智章、大林雅俊、岩野翔、松浦智史,
「ギガワット級・短パルス・マイクロ波の生成と応用について」
19. 物理学会北陸支部（富山県立大学）,2007 年 12 月 1 日,
岩野翔、栗原智章、安藤利得,
「変換効率向上に向けた準光学アンテナの改良および評価」
20. 物理学会北陸支部（富山県立大学）,2007 年 12 月 1 日,
大林雅俊、栗原智章、安藤利得,
「10GHz 大強度発振管の設計とシミュレーション」
21. 物理学会北陸支部（富山県立大学）,2007 年 12 月 1 日,
松浦智史、栗原智章、安藤利得,
「プラズマ生成のための大強度短パルスマイクロ波の伝搬条件」
22. NIFS パルスマイクロ波研究会（核融合科学研究所）,2008 年 3 月 3 日,
栗原智章、大林雅俊、岩野翔、松浦智史、安藤利得,
「5 GHz マイクロ波の直線偏光へのモード変換と変換効率」
23. NIFS パルスマイクロ波研究会（核融合科学研究所）,2008 年 3 月 3 日,
相澤 公佑、河村実希子、小田原周平、鎌田啓一,
「新型管を用いた 5GHz 超放射」

24. NIFS パルスパワー研究会（核融合科学研究所）,2008年3月3日,
大林 雅俊、栗原智章、岩野翔、松浦智史、安藤利得,,
「10GHz 大強度マイクロ波発振管の開発」
25. 日本物理学会第63回年次大会（近畿大学）,2008年3月26日,
岩野翔、ファラ・アシキン、安藤利得,
「GW級短パルスマイクロ波源の応用に向けた新たな伝搬路の提案」
26. 日本物理学会第63回年次大会（近畿大学）,2008年3月26日,
松浦智史、大林雅俊、青木草多、栗原智章、安藤利得,
「10GHz 大強度マイクロ波発振のための後進波管の開発」
27. 日本物理学会第63回年次大会（近畿大学）,2008年3月26日,
栗原智章、大林雅俊、岩野翔、松浦智史、安藤利得,
「応用研究に向けた準光学アンテナによる5 GHz マイクロ波のモード変換」

2.3 図書

1. 該当なし

第3章 研究成果

3.1 はじめに

電磁波の実験的研究は1世紀近くにわたって行われており、現在通信・医療・加工・軍事など、ありとあらゆる分野でその技術が使われている。

特に近年ではセラミックの加工や核融合など、より大出力・より高い周波数を持つ電磁波源への要求が高まっている。現在ではGW級の出力を持つ装置や、テラヘルツ領域の開発・研究なども盛んに行われている。われわれの研究室でも、以前より大強度相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam 以後 IREB と表記) をエネルギー源とした、GW級のマイクロ波源の開発を行っている。そして、本研究の研究分担者である鎌田の研究によって、現在約 5GHz・パルス幅 5ns・ TM_{01} モード・ピーク出力約 300 MW という結果を得ている [1]。また、この実験において、大強度短パルスマイクロ波 (High Power Microwave 以後 HPM と表記) によるアクリル面上でのアブレーションが確認されるほどの電力を得た。各種計測には十分な電力であり、短パルスの特徴を生かした応用が期待できる。また、これ以外の、短パルスマイクロ波を用いた応用研究が可能であると判断し、本研究を実施するに至った。

「ギガワット級・短パルス・マイクロ波」は1回の照射あたりのジュール数が小さく、加熱を伴わないので高周波の強電場を発生することができる利点がある。その強度は自由空間中でガスの放電を起こすことができるほどである。しかしながら、国内ではこの HPM の研究が少なく、応用に関する研究もなされていない。この研究では、上記のような強力な HPM の発生源の開発と、応用のために適切な輸送の形態の研究を行なうこととした。そして、その発展としてマイクロ波によるプラズマ生成やアブレーションについての実験を行なうことを第2の目的とした。この研究では、電源を改善する技術開発は含めず、どのような事が可能なのかを検討するための原理実験を目的とした。

3.2 大強度短パルスマイクロ波のモード変換

本研究で取り扱う HPM は、IREB をエネルギー源に用いた後進波発振管 (Backward Wave Oscillater 以後 BWO と表記) 方式を用いている。IREB 発生装置はマルクス型コンデンサーバンクとパルス生成線路を用いた物である。これにより発生した負電圧パルスを設置された陽極に対抗した冷陰極に印加し、IREB を発生させる。

後進波管中にこの IREB を伝搬させることによって、HPM を得る。実験装置の詳細については後述する。

3.3 電磁波の準光学的取り扱い

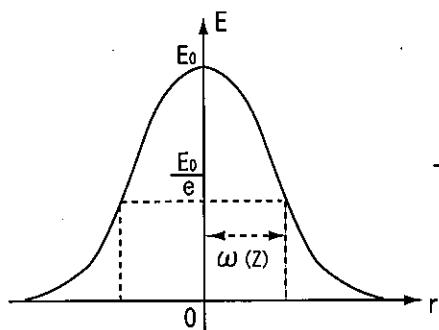
本研究では、大強度短パルスマイクロ波を自由空間を伝搬させるために、導波管内モードから直線偏光ビームへとモード変換する。モード変換には準光学アンテナを用いる。準光学アンテナとモード変換については後述するとして、ここではその直線偏光ビームの準光学的取り扱いについて述べる。

3.3.1 直線偏光ビーム

直線偏光ビームとは、文字通り電場と磁場の向きが直線偏光された状態のことを言う。平面波のまま自由空間中を伝搬していくために、指向性が非常に高い。電場の向きが揃っているためにアブレーションやプラズマ生成などの応用に適している。

直線偏光ビームの主な特徴として、図のようにビームの軸を中心に径方向の電場分布がガウス分布を示すことが知られる。直線偏光ビームのことをガウスビーム波と呼ぶことも多い。そして、ビームの中心軸から電場強度が $1/e$ 、電力が $1/e^2$ になる半径をスポットサイズと言い、直線偏光ビームを評価する際に重要なパラメータである。また、直線偏光ビームは、ミリ波～マイクロ波のように、可視光よりも遙かに波長が長い領域でも、光学的にその伝搬後のパラメータを算出することができる。それ故に、電磁波を直線偏光ビームにモード変換する際に用いるアンテナを準光学アンテナと呼ぶ[2]。

a) スポットサイズの定義



b) 直線偏光ビームの伝搬

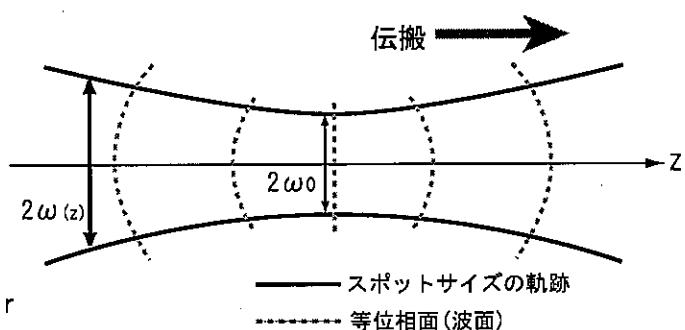


図 3.1: 直線偏光ビーム

図 3.1(b)において、スポットサイズが最もくびれている部分をビームウエストと呼び、ビームウエストでスポットサイズは最小になる。ビームウエストでは、波面が完全にビームの軸に対し垂直になり、平面波となっている。伝搬に従いスポットサイズは回折の影響で少しづつ広がっていき、波面も球面波状になっていく。

3.3.2 複素パラメータ

直線偏光ビームの最大の特徴として、複素パラメータを用い準光学的に取り扱うことができる、というのが挙げられる。つまり可視光と同じように、どこか一点のパラメータが分かれれば、ホイヘンスの原理と複素パラメータの計算から、間にレンズやミラー

を介しても伝搬後の電場強度を容易に計算することができる。この節では、その直線偏光ビームの準光学的な取り扱いについて述べる。その際の複素パラメータの導出を以下に述べる[3]。

指向性の強い電磁波において、電場の形状を

$$E = A\psi(x, y, z)e^{-ikz} \quad (3.1)$$

と仮定する。これを直線偏波の式 $\nabla^2 E + k^2 E = 0$ に代入して

$$\nabla^2 \psi - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

ビームの指向性が十分に強く、径方向には電磁波があまり発散しないとすると、z 方向(光軸方向)における変化が小さいので、 $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$ として扱える。これを用いて、

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (3.3)$$

と書ける。

これは二次元の時間を含むシュレディンガー方程式 $-\frac{\hbar^2}{2m}(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}) = -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$ と同型なので同様に解くことができる。

シュレディンガー方程式の解から

$$\psi = A \exp [-i(p_{(z)} + \frac{k(x^2 + y^2)}{2q_{(z)}})] \quad (3.4)$$

という解を仮定し、これを 3.3 式に代入する。

$$\begin{aligned} (\text{左辺}) &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} A \exp \left\{ -i \left(p_{(z)} + \frac{kr^2}{2q_{(z)}} \right) \right\} \\ &= -A \left(\frac{k^2 r^2}{q^2} - \frac{2ik}{q_{(z)}} \right) \exp \left\{ -i \left(p_{(z)} + \frac{kr^2}{2q_{(z)}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} (\text{右辺}) &= 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ &= 2ik \frac{\partial}{\partial z} A \exp \left\{ -i \left(p_{(z)} + \frac{kr^2}{2q_{(z)}} \right) \right\} \\ &= 2Ak \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{kr^2}{2} \frac{1}{q^2} \frac{\partial q}{\partial z} \right) \exp \left\{ -i \left(p_{(z)} + \frac{kr^2}{2q_{(z)}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.6)$$

3.5 式と 3.6 式の、 k の次数が同じ項を比較して

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{i}{q} \quad (3.8)$$

を得る。この2式を積分して、

$$q(z) = z + q_0 \quad (3.9)$$

$$p(z) = -i \ln \left(\frac{q_0 + z}{q_0} \right) \quad (3.10)$$

となる。 $(q_0$ は積分定数。) ここで q は複素数であり、 z は実数であるから、 q_0 を純虚数と仮定し、今後の計算に用いる。

ここで、定数 ω_0 を用いて $q_0 = i \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ と置き、新たなパラメータ $\omega_{(z)}$ と $R_{(z)}$ を次のように定義する。

$$\omega_{(z)} = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.11)$$

$$R_{(z)} = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.12)$$

この3.11式と3.12式を用いて

$$\exp[-ip_{(z)}] = \frac{\omega_0}{\omega_{(z)}} \exp \left[i \tan^{-1} \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right] \quad (3.13)$$

$$\exp \left[-i \frac{k}{2q_{(z)}} r^2 \right] = \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2} - i \frac{kr^2}{2R_{(z)}} \right] \quad (3.14)$$

と表せるので、これと3.1式3.2式から

$$E = A \frac{\omega_0}{\omega_{(z)}} \exp \left[-i \left(kz - \tan^{-1} \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right) - r^2 \left(\frac{1}{\omega_{(z)}^2} + i \frac{k}{2R_{(z)}} \right) \right] \quad (3.15)$$

と、 E が決まる。

3.15式について、まず実部について考える。実部において $r = \omega_{(z)}$ のとき

$$E = \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2} \right] = \frac{1}{e} \quad (3.16)$$

となる。これより、直線偏光ビーム波の電界エネルギーの大部分が光軸から半径 $r = \omega_{(z)}$ の範囲に集中していることが分かる。今後、この $\omega_{(z)}$ をスポットサイズと呼び、直線偏光ビームビームのその点における半径のようなものとして扱う。また、3.11式より、スポットサイズは z に比例して大きくなっていくことが見て取れる。次に3.15式の虚部について考える。点光源からの球面波の近軸領域の電界が $E = \frac{1}{z} \left(-ikz - ik \frac{r^2}{2R} \right)$ と表される。この式と3.15式の虚部を比較するとほぼ同型なので、 R_z がビームの等位相面の曲率半径であることが分かる。

以上のように定義した $p_z, q_z, \omega_{(z)}, R_z$ を複素パラメータと言い、今後ビームの伝搬を記述するのに用いる。特に、どこか一点のスポットサイズを測定すれば、3.11式3.12式を用いることによって、その後の伝搬でスポットサイズと波面がどのように変化していくかが容易に計算可能である。

3.4 準光学アンテナ

本研究では、マイクロ波を直線偏光しガウスビーム波へとモード変換するために準光学アンテナを用いている。準光学アンテナとは図のように階段状に切断した導波管と、放物円筒ミラーを組み合わせた物である[4]。前章で説明したように、導波管内では、平面波が境界条件を満たしつつ反射しながら伝搬している。導波管にホーンアンテナを接続してやれば、マイクロ波をロス無く自由空間に放射してやることはできるが、波面が球面波になってしまい、あつという間に拡散してしまう。また、電場の向きも揃っていないため応用には不向きである。それに対し準光学アンテナでは、図3.2のように平面波のまま自由空間に放射することができる。

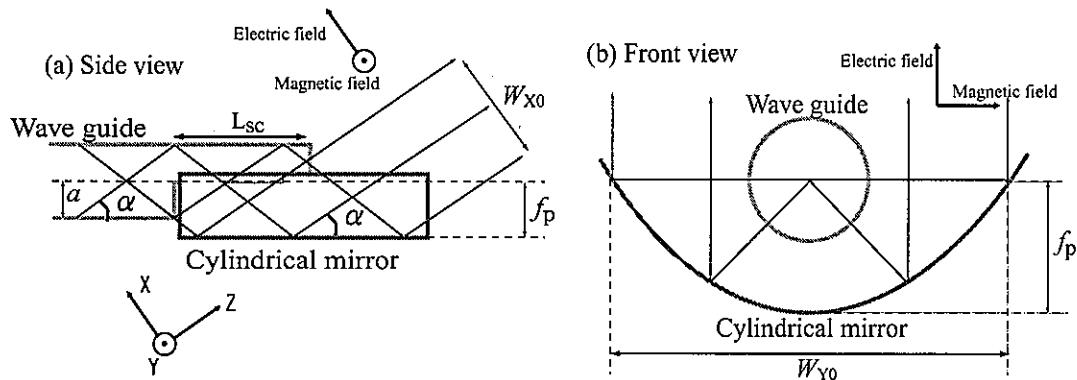


図 3.2: 準光学アンテナ

準光学アンテナのメリットとして、次の事柄が挙げられる。

- 円形導波管内モードからの変換が容易。
- 変換ロスが少ない。
- 設計段階で、アンテナ開口面の大きさを容易に計算可能。
- 放物筒の焦点面を最小スポットサイズと見なせるのでその後の計算が幾何光学的に行える。

この準光学アンテナは既にミリ波、サブミリ波領域では多数用いられている。いずれも高出力電磁波源での使用で、パルスでの使用にも問題はないと考えられる。今回の研究ではこの準光学アンテナを設計し、モード変換の実験を行った。

3.4.1 準光学アンテナの設計

準光学アンテナの設計は幾何学的に行う。

前章で述べたとおり、円形導波管中では電磁波は境界条件を満たしながら軸対称に反射を繰り返しながら図3.3のように伝搬する。この際に電磁波は平面波になっている。これを軸対称に一回転取り、その合成した電場と磁場を考えると、一般的に知られた導

波管内モードになる。この時、管内波長 λ_g と自由空間波長 λ_0 には以下の関係がよく知られている。

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 + \left(\frac{\xi_{n,m}}{a}\right)^2 \quad (3.17)$$

ここで、 a は円形導波管の半径、 $\xi_{n,m}$ はベッセル関数のその次数での解である。例えば $TM_{0,1}$ モードでは、 $\xi_{n,m} = 2.4$ で与えられる。

真空中の波数 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ と垂直方向の波数 $k_\perp = \frac{\xi_{n,m}}{a}$ 、管軸方向の波数 k_z を用いて

$$k_0^2 = k_z^2 + k_\perp^2 \quad (3.18)$$

と表すこともできる。

導波管内で電磁波が斜めに伝搬する角度 α は、この k_0 と k_\perp で決まる。

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{k_\perp}{k_0} \right) = \frac{\lambda_0 \xi_{n,m}}{2\pi a} \quad (3.19)$$

ここで、円形導波管中のマイクロ波は、導波管に垂直な断面で定在波ができていると解釈することができる。したがって、 k_\perp が正と負の波が常に存在する。そのため、導波管の軸に対してプラスとマイナスの角度で斜めに伝搬している波は振幅が等しく、図 3.3 のように双方が相伴っている。

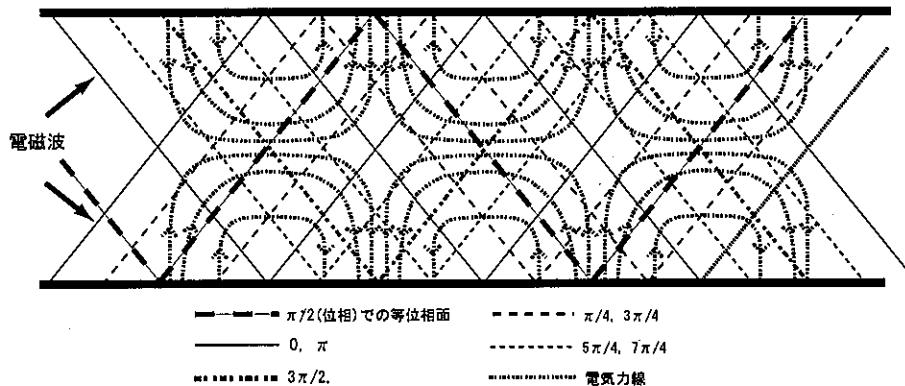


図 3.3: 円形導波管中の TM_{01} モードの伝搬

円形導波管をただ垂直に切断したり、ホーンアンテナに接続したりすれば、この円形導波管内モードのまま球面波状で取り出すことができる。しかし、前述したとおりそれでは応用に適さない。これを、導波管の端を階段状に切断すると、図 3.4 のように平面波の形できれいに取り出すことができる。

また、円形導波管中ではこの平面波は断面での条件を満たすような形で、軸対称に伝搬している。よって、そのままではステップカットの部分でも、軸対称に広がっていってしまう。そこで、ステップカットの直後に放物筒ミラーを設置する。これによって、ミラーによって管を垂直に切断するような断面から見ても平面波に変換される。

電磁波はミラーの焦点面上で完全に平面波に変換されていると考えれば、この焦点面上での像の大きさの $\frac{1}{2}$ が最小スポットサイズとなる。焦点面上での像の大きさは、幾

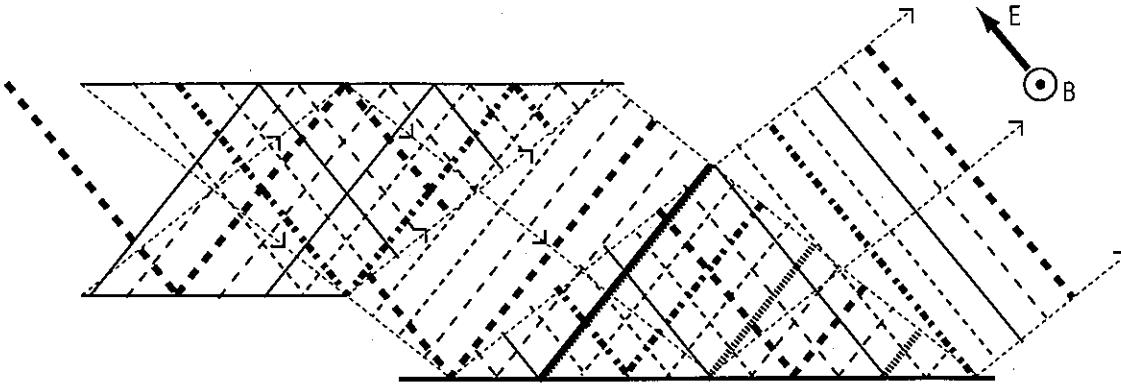


図 3.4: 準光学アンテナのステップカット部での等位相面

何学的に考えて式(3.4)と式(3.5)で表される。ここで ω は最小スポットサイズで焦点面上での像の大きさを W と書く。この像の大きさの $\frac{1}{2}$ をまた、変換後の電磁波が進む方向を z 軸、 z 軸と垂直でミラーと平行な向きを y 軸、 z 、 y 両軸と垂直な方向に x 軸とする。

$$W_x = 4a \cos \alpha \quad (3.20)$$

$$W_y = 4f_p \quad (3.21)$$

(3.3)(3.4)(3.5)式から、直線偏光ビームの放射角度とその最小スポットサイズの大きさは導波管の径、電磁波の周波数と管内モード、放物筒ミラーの焦点距離のみで決まることが分かる。

このようにして、導波管内モードから平面波に変換され自由空間中に放射される。この時、厳密にはステップカットの縁に近い部分で反射した波と、ステップカットのより内側の部分で反射した波では伝搬長が異なり、わずかだが回折の効果を受けると考えられる。しかし、この章では回折の影響は問題ない程度に小さいと考え、アンテナの設計は完全に準光学的に行う。

次に、ステップカット部のひさし上になっている部分の長さであるが、電磁波を全て反射させるには一定の範囲にこれを収める必要がある。この部分が短すぎると、電磁波を全てミラーに向けて反射することができなくなり、像に損失が発生してしまう。逆に長すぎるとミラーから反射した電磁波のうちの一部が再びミラーに向けて反射されてしまい、やはり像に損失が生まれる。これらの理由から適切なカット幅は幾何学的に算出して次のようになる。

$$\frac{2\alpha}{\tan \alpha} < L_{sc} < 2f_p \quad (3.22)$$

3.4.2 準光学アンテナの製作

放物筒ミラーの製作

放物筒ミラーは木製の土台に、厚さ 0.2 mm のリン青銅板を貼り付けることによって製作した。リン青銅板はその成分のほとんどが銅だが、リンとスズをわずかに含み、純

銅と比べ錫びにくく曲げ伸ばしに強いという性質がある。木の土台は厚さ 18 mm の木板 4 枚に焦点距離が 60 mm になるように $y = \frac{x^2}{240}$ の線を引き、電動鋸で切断しヤスリで形を整えた。ミラーの模式図と製作したミラーの写真を図に示す。

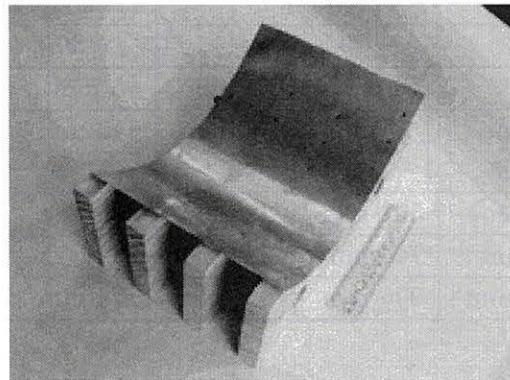


図 3.5: 製作したミラー

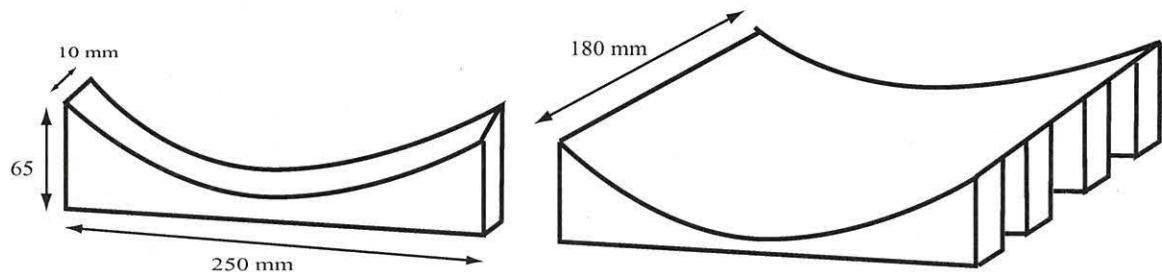


図 3.6: ミラー模式図：図のように同じ形に切断した木板を 4 枚並べ土台とした

ステップカット導波管の製作

前節のステップカット幅の条件を考慮に入れてステップカット導波管の製作を行った。ステップカット導波管は、真鍮管を階段状に切断することによって製作した。また、実験当初幾何光学以外の理由から適切なアンテナの大きさがあるのでは、との考えから、ステップカットの径や幅の異なる 4 種類の準光学アンテナを製作した。その各アンテナのパラメータを表に示す。

内直径 60 mm の導波管を用いてステップカット幅を変えた物と、内直径 72 mm の導波管を用いてステップカット幅を変えた物の計 4 種類である。ミラーは全てに対して、焦点距離 60 mm の物を用いた。ステップカット幅は、光線を全てミラーに向かつて反射できる最低限の長さのものと、ミラーからの反射をぎりぎりで遮らない長さのものを製作した。製作したアンテナのうち、内直径が同じ物は、幾何光学的には、性能は同じはずである。しかし、準光学アンテナがよく使用されるミリ波帯と比べ、比較的長波長帯での使用のために、何らかの影響が発生する可能性を考えて 2 種類ずつ製作した。また、直径を変えているので、60 mm と 72 mm の物では放射角と最小ス

表 3.1: 実際に製作した準光学アンテナ

Type	I	II	III	IV
a	30 mm		36 mm	
α	49.8 degree		39.7 degree	
Lsc	55 mm	95 mm	85 mm	140 mm
Z = 0 mm ($2\omega_x \times 2\omega_y$)	77 mm × 240 mm		110 mm × 240 mm	
Z = 500 mm	502 mm × 288 mm	364 mm × 288 mm		
Z = 750 mm	748 mm × 339 mm	532 mm × 339 mm		
Z = 1000 mm	996 mm × 399 mm	703 mm × 399 mm		

スポットサイズが変化する。

前章で述べたとおり、直線偏光ビームは、どこか一点でのパラメータさえ分かれば、あとは幾何光学的に計算可能である。ミラーの焦点面上で完全に直線偏光ビームに変換されているとしているので、ここでのスポットサイズを最小スポットサイズ ω_0 として伝搬後のスポットサイズを計算できる。その計算結果も表に示す。

ここで、径 60 mm のアンテナは、放射直後では径 72 mm のものよりもスポットサイズが小さい。前節で述べたように、最小スポットサイズが小さいと回折の影響を強く受け、72 mm のものよりも早く電磁波が発散する。しかし、最小スポットサイズが小さい直線偏光ビームは、その後ミラー等で最収束させた際に、収束後の最小スポットサイズを小さくするのも容易である。

3.5 実験装置

本研究で使用した電磁波源について説明する。

3.5.1 IREB

まず本研究で使用した IREB について説明する。

IREB の電源には MARX 型高電圧発生装置（以下 MARX）を用いる。今回用いた MARX は数百 kV の高電圧を発生させることが出来る。

原理は、並列に設置した複数のコンデンサーに数十 kV で充電する。これらは絶縁ガスを封入したギャップスイッチで繋がっていて、ギャップスイッチを一斉に短絡することで瞬間的に電流経路が直列化され、大電圧を発生させる。この大電圧はパルス整形線路を経て 数十 ns～数百 ns のパルスとして出力される。

この高電圧パルスは接地された陽極に対置した冷陰極に負電圧として印加され、冷陰極放電によって IREB が得られる。

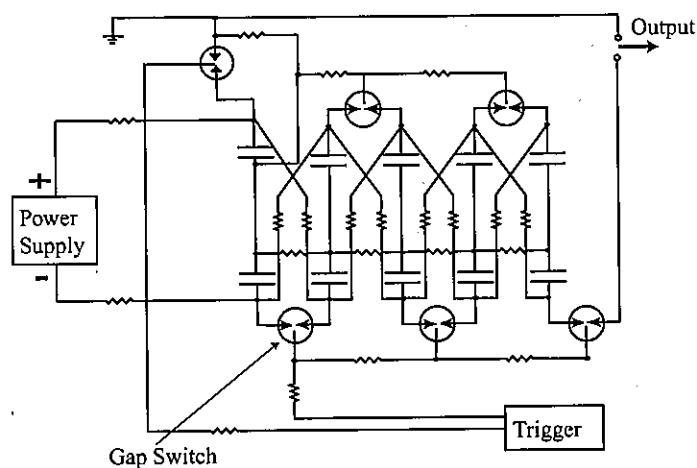


図 3.7: MARX 回路

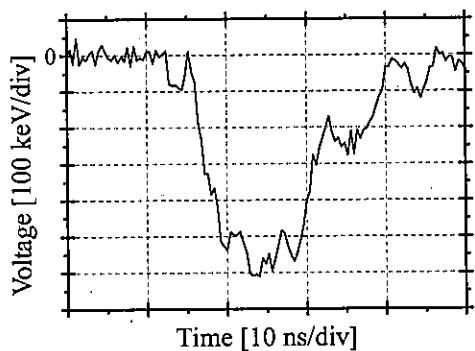


図 3.8: 代表的なダイオード電圧波形

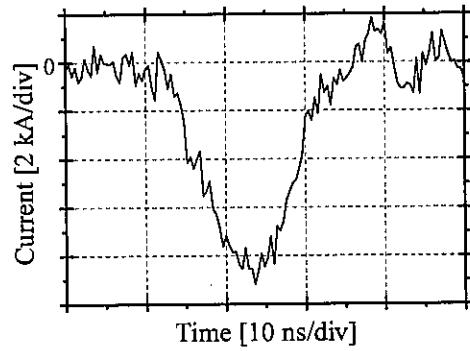


図 3.9: 代表的なダイオード電流波形

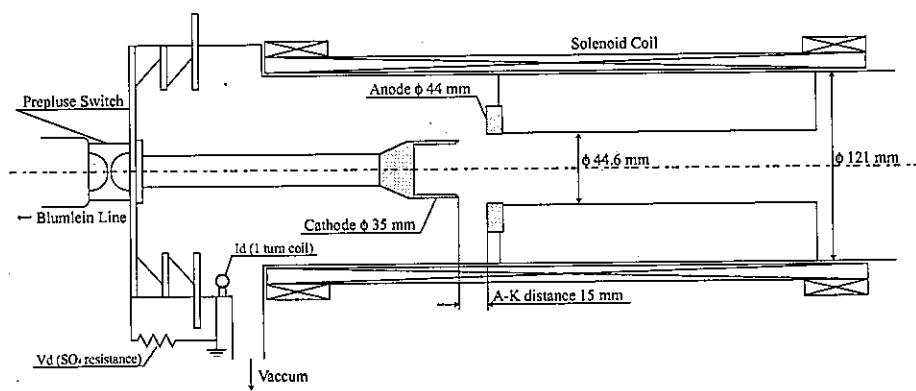


図 3.10: ダイオード部模式図

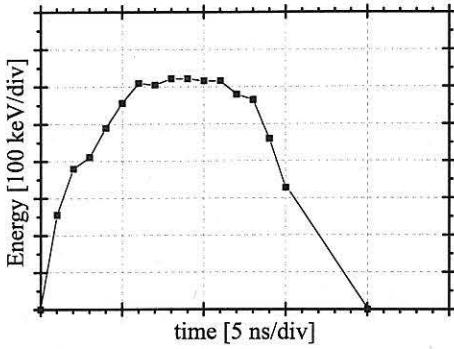


図 3.11: 代表的なビームエネルギー波形

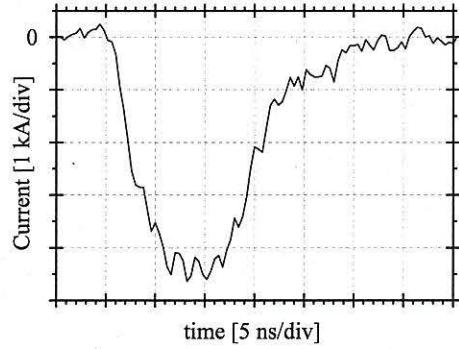


図 3.12: 代表的なビーム電流波形

3.5.2 後進波発振管 (BWO)

BWO には製作が容易な矩形状コルゲート管を用いた。コルゲート導波管の形状を図 3.13 に示す。

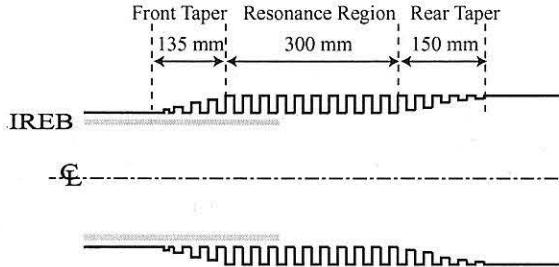


図 3.13: BWO 模式図

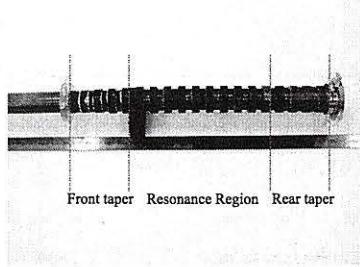


図 3.14: 実験に用いた BWO

このコルゲート型 BWO に IREB を伝搬させることで HPM を得る。現在総出力約 300 MW、 TM_{01} モード、パルス幅約 5 ns の発振を確認している。

3.5.3 実験装置と電磁波測定系

実験装置

実験装置図を図 3.15 に示す。

カソードは直径 35 mm、アノードは直径 44 mm とともにカーボン製。これが A-K 間隔 15 mm になるように真空容器中に設置する。MARX コンデンサーに充電された電力が、同軸ブルームラインを通して 550 kV、パルス幅 12 ns の負電圧がカソードに印加される。カソードから冷陰極放電によって発生した IREB は約 1.1 T のガイド磁場によって BWO 中を直進する。この時、管壁との相互作用によって HPM を得る。

BWO で発振した電磁波は最初ダイオード方向に伝搬し、反射領域で反射され最終的に直径 100 mm の円錐ホーンによってアクリルウインドウ越しに放射される。

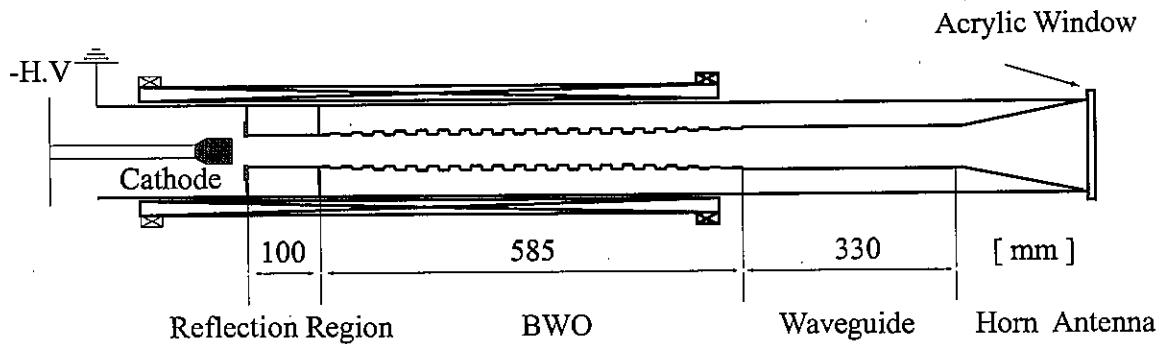


図 3.15: 実験装置図

電磁波測定系

電磁波測定系の模式図を図に示す。

放射された電磁波を矩形ホーンで受信し、方向性結合器、固定減衰器、RFケーブル、可変減衰器の順番で減衰させ、最終的にトンネルディテクタとオシロスコープで検波する。この時、トンネルディテクタの直前にローパスフィルタ（以降 L.P.F. と表記）をおいて大まかな周波数測定を行っている。4 GHz ~ 8 GHz の L.P.F. を通すことで、 ± 0.5 GHz での周波数測定が行える。L.P.F. を通した際の検波波形を図 3.18 に示す。4 GHz の L.P.F. では全く波形が出ず、5 GHz 以上の L.P.F. ではどれも同様の波形が出ていることから、周波数が $5 \text{ GHz} \pm 0.5 \text{ GHz}$ の範囲内であることが分かる。

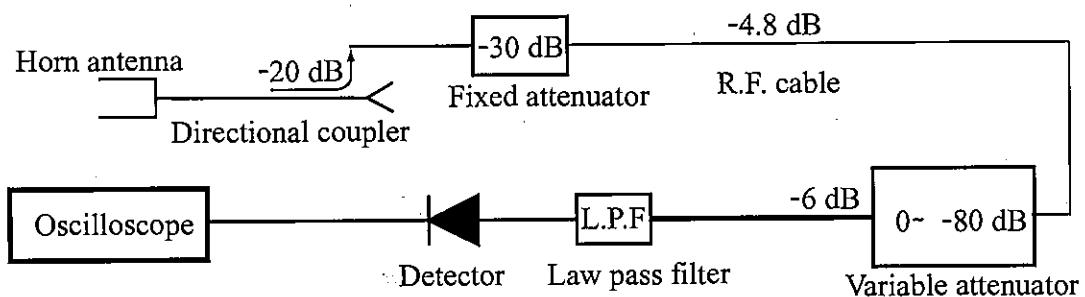


図 3.16: 電磁波測定系模式図

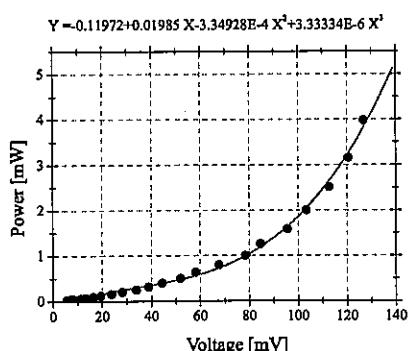


図 3.17: ディテクタ較正曲線

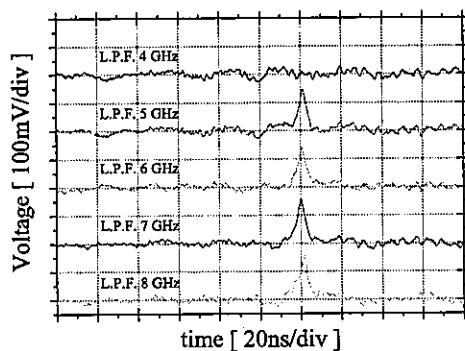


図 3.18: 周波数特性

3.6 変換前の放射パターンと総出力測定

3.6.1 蛍光管を使用した放射パターン測定

以前より、強いマイクロ波を照射することで蛍光管が発光する現象が確認されており、本研究でも大まかな出力分布の測定に使用している。今までの測定から、発光閾値は $15\sim20\text{ kW/cm}^2$ で、電力密度が大きいほど明るく発光することが分かっている。

以下に、放射パターンの測定方法と放射パターンの写真を示した。ドーナツ状の分布を持つ TM_{01} モードであることが写真から分かる。

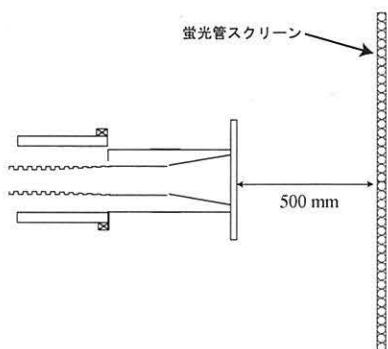


図 3.19: 放射パターン測定方法

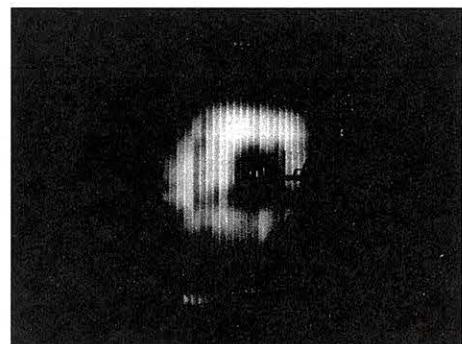


図 3.20: 放射パターン

3.6.2 モード変換前の総出力

製作した準光学アンテナの変換効率を評価するために、まず変換前の TM_{01} モードでの総出力を測定した。測定は図 3.22 のように電磁波出力の角度分布をとることで行った。放射パターンがドーナツ状であることから、図 3.21 のように同心円状の出力分布をしていると仮定し、得られたグラフ(図 3.23)を積分して総出力を算出した。

この時の積分は図 3.24 のように 5° おきの区分求積法によって行った。図 3.23 から求めた円錐ホーンからの総出力は約 160 MW となった。

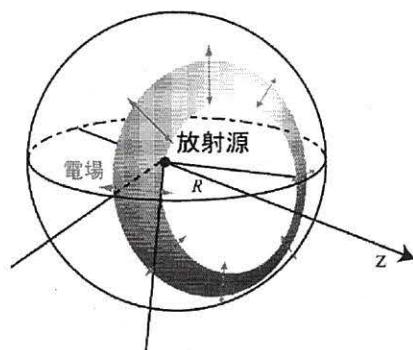


図 3.21: 円錐ホーンからの電磁波放射模式図

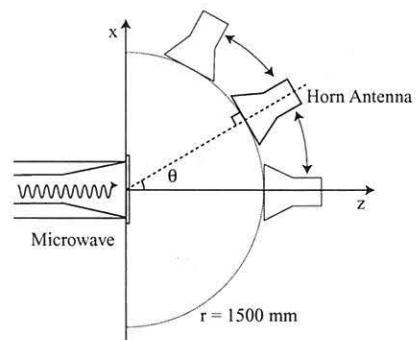


図 3.22: 出力分布測定方法

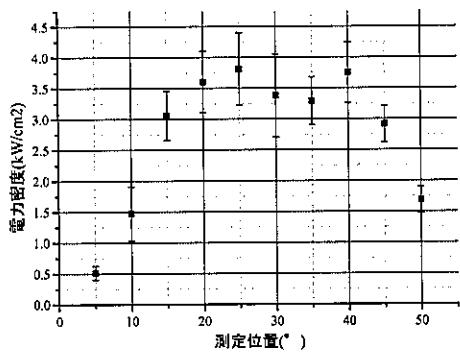


図 3.23: ホーンからの出力分布

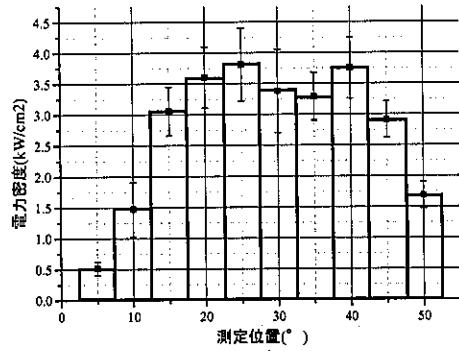


図 3.24: 区分求積法による総出力算出

3.7 モード変換後の放射パターンと総出力

3.7.1 モード変換後の放射パターン

準光学アンテナからの放射パターンを、蛍光管を用いて測定した。蛍光管は前節の実験と同じものを用いた。測定方法の模式図を図 3.25 に示す。

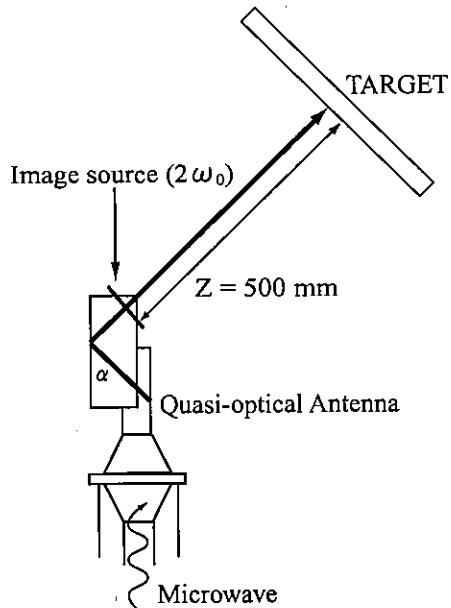


図 3.25: 放射パターン測定の設置図

実際の放射パターンの写真を図 3.26 から図 3.29 に示す。蛍光管はアンテナから距離 500 mm に設置した。写真から、中心部が非常に明るく、ドーナツ状の TM_{01} モードから直線偏光ビームに変換されていることが分かる。

ステップカット長による比較

また、幾何光学的に考えれば、ステップカット幅には依存しないはずである。しかし、写真から分かるように明らかにステップカット幅が大きい方が明るく光った。

これは、ステップカット部で反射される際に、予想よりも多くの光線が発散してしまっているためと考えられる。

導波管径による比較

写真から一目瞭然だが、直径 60 mm の導波管を用いたものよりも、直径 72 mm の導波管を用いたものの方が明るく光った。設計の段階では、導波管径はスポットサイズには影響を与えて、変換効率そのものにはあまり影響を与えないと考えた。しかし、直径 60 mm のアンテナは何らかの大きなロスがあると考えられる。その原因としては、ステップカット部で反射などの影響を受けて、全ての光線が直線偏光ビームに変換されていない可能性が考えられる。

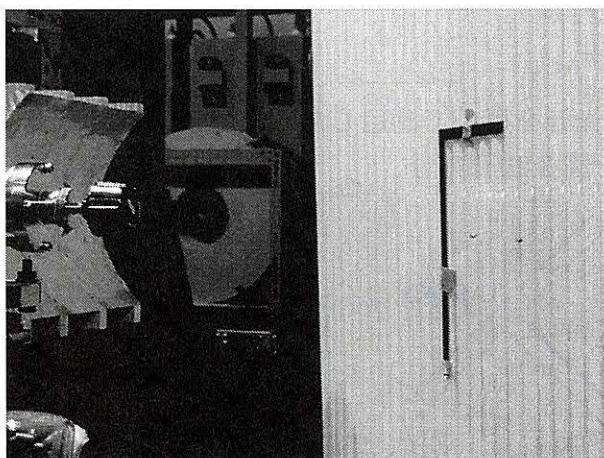


図 3.26: Type I, 導波管径 60 mm , ステップカット幅 55 mm

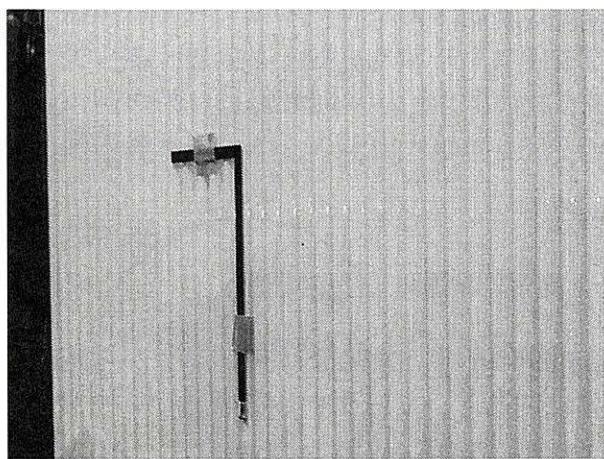


図 3.27: Type II, 導波管径 60 mm , ステップカット幅 95 mm

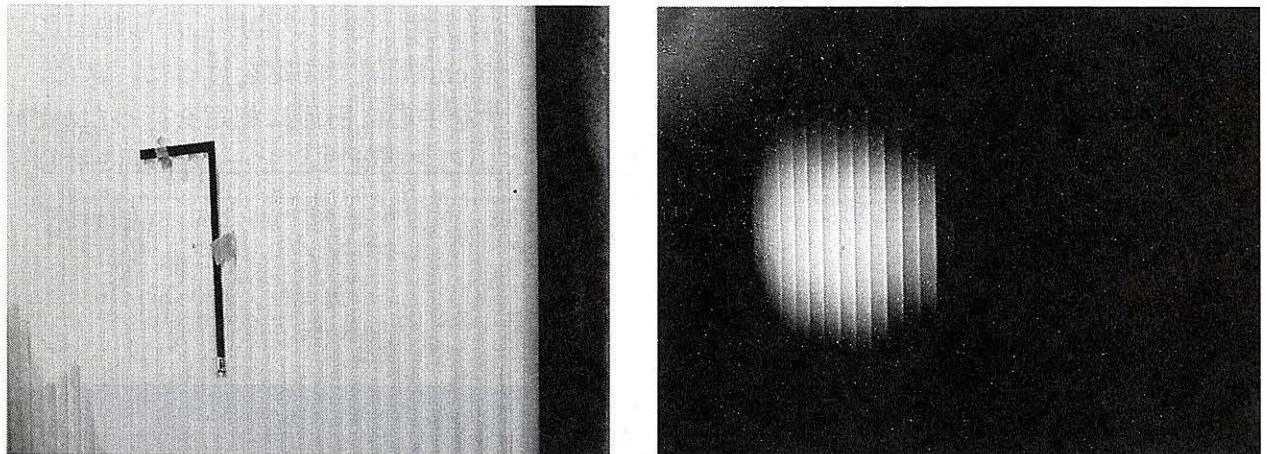


図 3.28: Type III, 導波管径 72 mm , ステップカット幅 85 mm

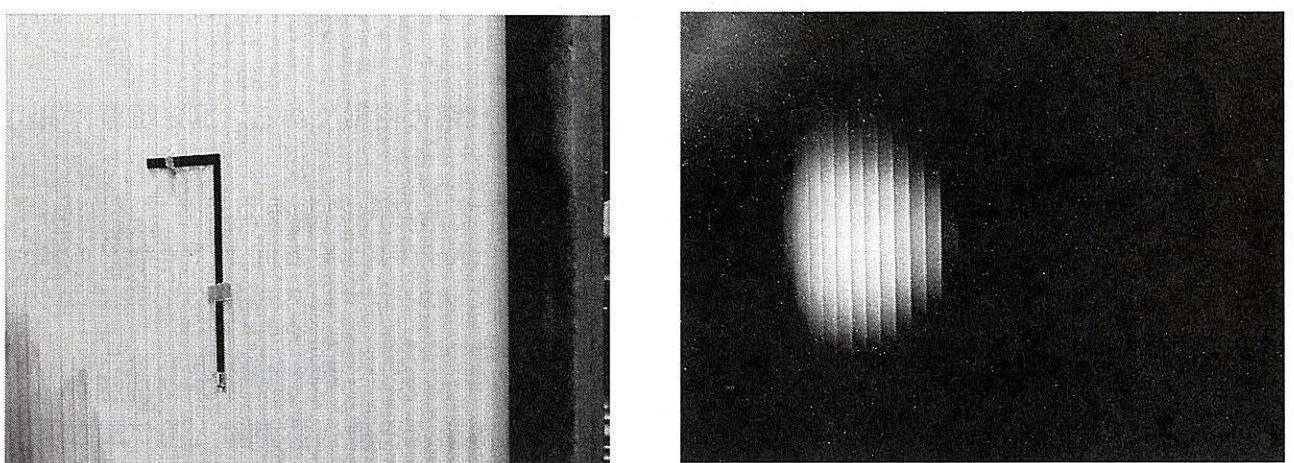


図 3.29: Type IV, 導波管径 72 mm , ステップカット幅 145 mm

3.7.2 電磁波測定

放射パターン測定において、もっとも明るく光った Type IV 導波管径 72 mm、ステップカット幅 145 mm の準光学アンテナを用いて、電磁波測定を行った。測定はアンテナから距離 1000 mm の地点で行った。受信アンテナとして矩形の導波管を用いた。この受信アンテナの有効面積は 10 cm^2 である。図のように放射パターンの中心から地面に對して水平方向を X 方向、垂直方向を Y 方向とし、5 cm 間隔で測定を行った。また、前節でのホーンアンテナからの放射の際にはアンテナを中心に円形に測定を行ったが、今回は準光学アンテナによって平面波に変換されていると考えて、ビームの軸に對して垂直方向に出力分布を測定した。

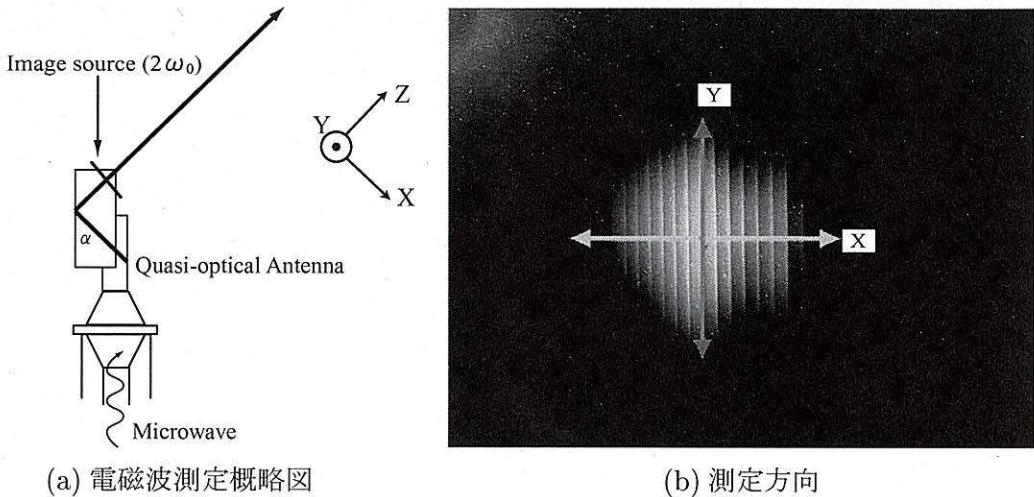


図 3.30: 準光学アンテナからの放射パターン測定

測定結果を図 3.31 に示す。横軸は測定位置、縦軸は電力密度である。測定位置は測定の際に目安にしたものである。

グラフに引かれた曲線は Gauss 曲線でフィッティングしたものである。グラフから、おおむねガウス分布をしていることが分かる。また、X 方向と Y 方向とでピークの電力密度が変化しているが、これは実験の間にメンテナンスを挟んだ際にセッティングが微妙に変化してしまったためである。

グラフから、ピークでの電力密度は約 41 kW/cm^2 である。フィッティング曲線から求めたスポットサイズは $\omega_x = 41.5 \text{ cm}$ 、 $\omega_y = 23.5 \text{ cm}$ となった。これはともに設計時に算出した値の約 1.2 倍で、計算と実験がおおむね一致したと言える。

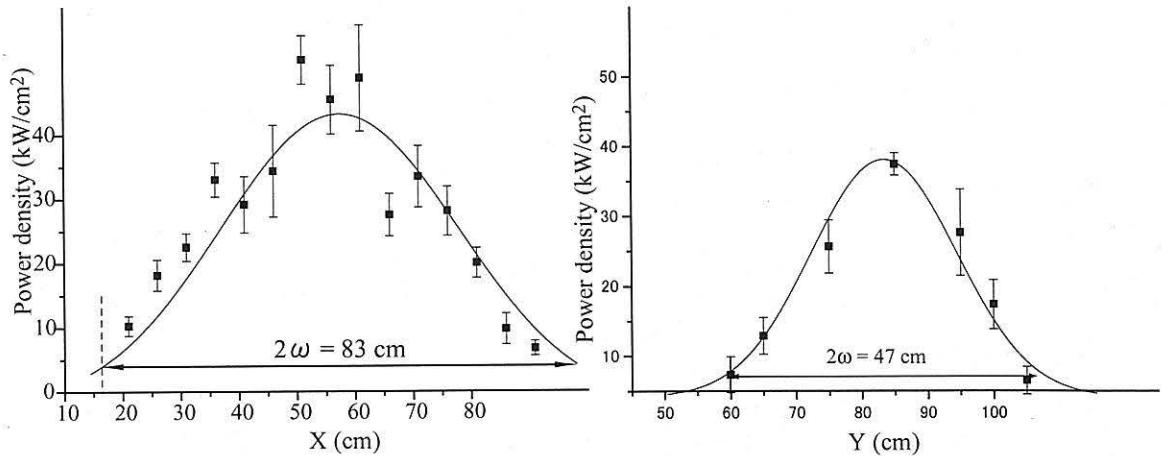


図 3.31: モード変換後の出力分布

3.7.3 総出力と変換効率の算出

変換後総出力の計算方法

前節で求めたピーク電力、スポットサイズから変換後の総出力を計算する。

一般的に、直線偏光ビームの電力密度の計算式で以下の式が知られている [5]。

$$I(x, y) = \frac{2P_0}{\pi\omega_x\omega_y} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_y^2}\right) \quad (3.23)$$

この式において、 P_0 は総出力、 $I(x, y)$ はその座標での電力密度である。ここで、電力密度の最も高かった点の座標を $(0, 0)$ と置けば、 $x = 0, y = 0$ と置いて、

$$I(0, 0) = \frac{2P_0}{\pi\omega_x\omega_y} \quad (3.24)$$

から、

$$P_0 = \frac{I_0}{2} \pi\omega_x\omega_y \quad (3.25)$$

となる。

この式に、その距離でのスポットサイズと最大電力密度を代入すると変換後の総出力が求まる。

変換後の総出力と変換効率

3.23 式から、変化後の総出力は約 65 MW となる。また、変換前の円錐ホーンアンテナからの総出力 160 MW と比較して、変換効率は約 41 % である。

3.8 プラズマ生成実験

次に、このアンテナを用いてプラズマ生成実験を行った。実験には、アクリル製の真空容器を用いた。図のように、真空容器を準光学アンテナから 300 mm の距離に設置

した。真空容器は直径 300 mm、高さ 300 mm の円柱型の容器を用いた。アンテナからの距離は放物筒ミラーの焦点面からアンテナ側のアクリル壁までの距離である。真空容器は直線偏光ビームに対し垂直になるように設置する。ビームの軸と、真空容器の中心は同じ高さになっている。

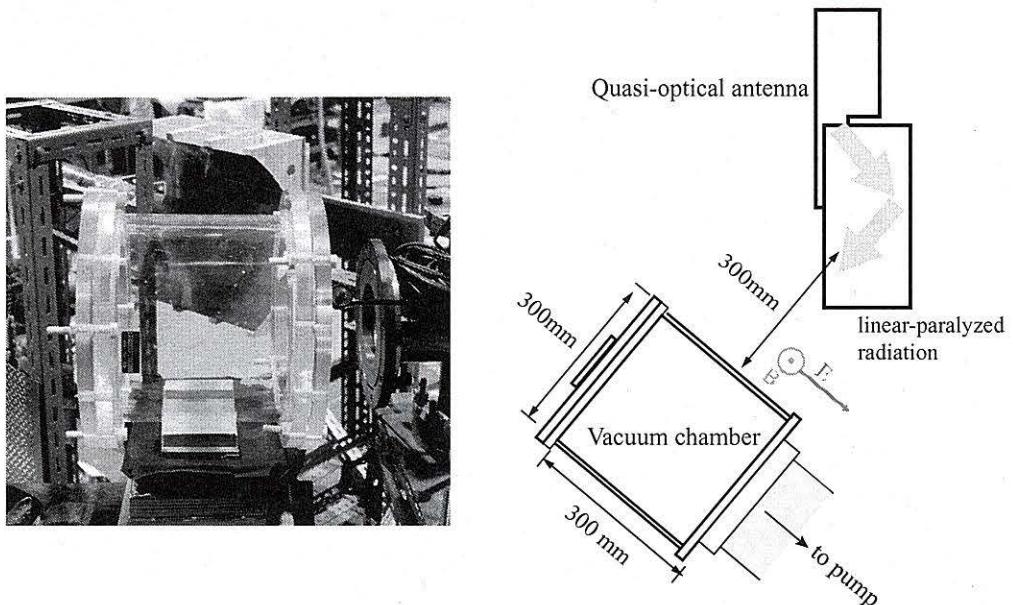


図 3.32: 真空容器の設置図

マイクロ波によって生成したプラズマの写真を図に示す。真空容器中に封入した希ガスはそれぞれアルゴンとネオンで、数 torr～数十 torr の範囲でガス圧を変化させた。最も明るく光ったときの写真を以下に示す。

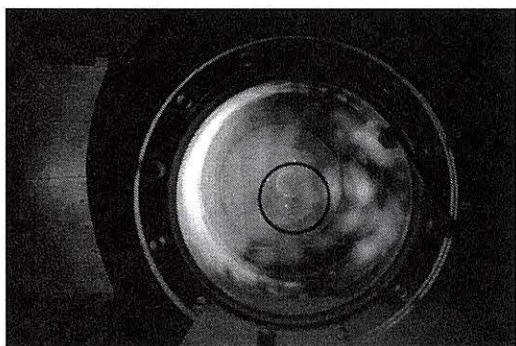


図 3.33: ネオン 30 torr

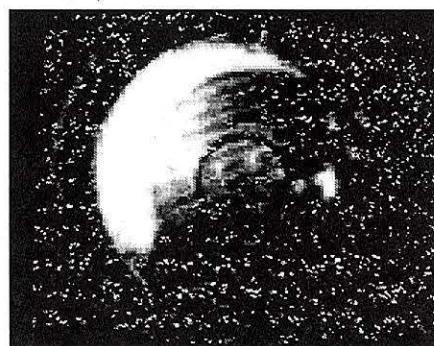


図 3.34: アルゴン 10 torr

3.9 アンテナの大型化と変換効率の向上

3.9.1 より開口面積の大きなアンテナの製作

前々節の実験において、アンテナの開口面を大きくすることによって電力密度の向上が見られた。そこで、電力密度と変換効率向上に向けてより大きなアンテナを製作した。

まず焦点距離 80 mm のミラーを製作し、ステップカット導波管も 直径 98.6 mm のものを用いた。ステップカット幅は最大限長く取って、290 mm とした。

新たに製作した準光学アンテナのパラメータを表に示す。表の中の V としたのが新たに製作した準光学アンテナである。比較のために、準光学アンテナIVのパラメータも併記した。

表 3.2: 新たに製作した準光学アンテナ

Type	IV	V
a	36 mm	49.8 mm
f_p	60 mm	80 mm
α	39.7°	27.8°
Lsc	140 mm	290 mm
Z = 0 mm ($2\omega_x \times 2\omega_y$)	110 mm × 240 mm	174 mm × 320 mm
Z = 500 mm	502 mm × 288 mm	280 mm × 342 mm
Z = 750 mm	748 mm × 339 mm	372 mm × 367 mm
Z = 1000 mm	996 mm × 399 mm	472 mm × 399 mm

3.9.2 放射パターン測定と変換効率の算出

準光学アンテナのセッティング写真と、得られた放射パターンを図 3.35、図 3.36 に示す。放射パターンは前々節と同様に距離 50 cm で測定した。写真からは分かりにくいかなり明るく光っている。

そして、前々節と同じ方法で電力分布を測定した。アンテナからの伝搬距離は 100 cm である。変換前の総出力は約 100 MW だった。測定結果を図 3.37 に示す。

電力密度はピークで約 110 kW/cm²、スポットサイズはそれぞれ

$$\omega_x = 22.5 \text{ cm} \quad (3.26)$$

$$\omega_y = 18.6 \text{ cm} \quad (3.27)$$

となつた。これは、先ほどの表 3.2 に近い値である。また、測定結果もフィッティング曲線に綺麗に乗っている。これらのことから、ステップカット導波管の径を大きくすることで、準光学アンテナの性能が大きく向上したことが分かる。

このグラフから 3.23 式で求めた変換後の総出力は約 75 MW、変換効率は 75 % となつた。過去の文献から準光学アンテナの変換効率は最大でも 80~90 % 程度 [6] ということで、この値は十分リーズナブルな値であると考えている。

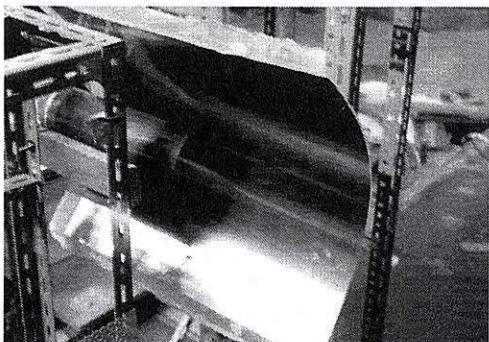


図 3.35: 準光学アンテナのセッティング

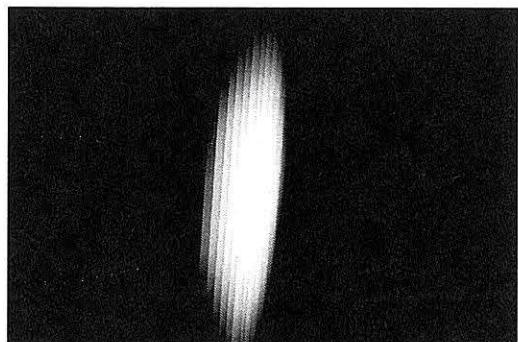


図 3.36: 放射パターン

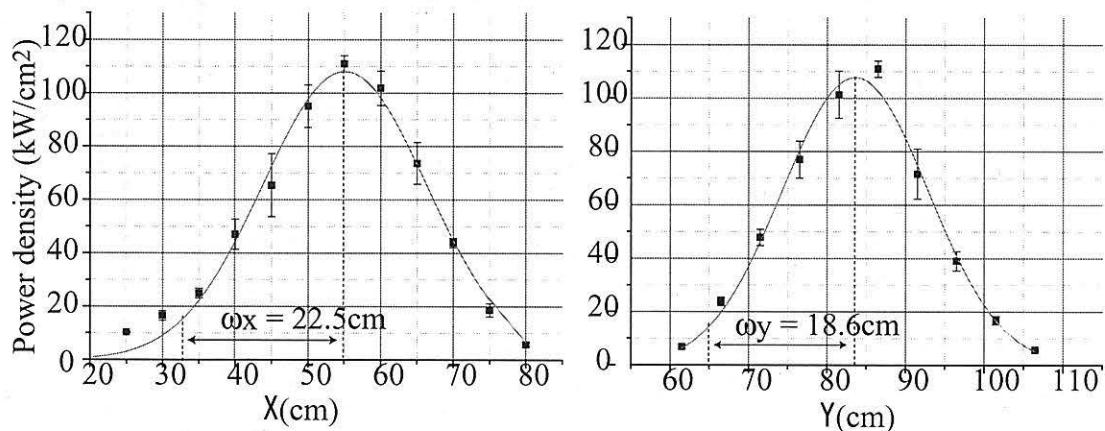


図 3.37: 伝搬距離 100 cm での電力密度分布

3.10 準光学アンテナに関する纏め

ここまでを纏める。

- 5 GHz、 TM_{01} モードの HPM をモード変換するための準光学アンテナを製作した。
- 放射パターンとディテクタによる検波によって直線偏光へのモード変換を確認した。
- 開口面をより大きくすることで電力密度と変換効率が向上した。
- 変換効率はもっとも良いデータで 75 % となつた。

3.11 10 GHz 発振管の設計

今までの実験は全て 5 GHz 帯のマイクロ波源を使用して行った。

5 GHz 帯のマイクロ波は比較的波長が長く、アンテナなどの装置が大きくなってしまうこと、回折の影響を強く受けて伝搬するにしたがって大きく広がって電力密度が下がってしまうことなどが問題として挙げられる。そこで、より大型の MARX をビーム源として用い、より周波数の高い 10 GHz 発振管を作成した。

発振原理は 5 GHz と同様後進波管方式で、設計もこれを参考に行った。まず分散関係から後進波管のパラメータを設定し、PIC シミュレーションコード KARAT[7] によってその動作を検証した。

3.11.1 分散関係

本研究で使用するコルゲート導波管の設計には解析的に導き出せる分散関係と、解析的に困難なパラメーターを得るために PIC シミュレーションコード KARAT を用いて行っている。ここでは、分散関係より得られたコルゲート導波管のパラメーターについて述べる。

本研究の電磁波発振機構は周期的遅波構造をもつた後進波発振管であるため、ビームのスロースペースチャージモードと導波管モードの後進波と同期させる必要がある。ビームのスロースペースチャージモード、導波管モードはそれぞれ

$$\omega = kv_z - \frac{\omega_p}{\gamma^{3/2}} \quad (3.28)$$

$$\omega = c \sqrt{\left(\frac{y_{mn}}{r_0} \right)^2 + \left(k - \frac{2n\pi}{z_0} \right)^2} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.29)$$

で与えられる。ここで k : 波数、 y_{mn} : m 次のベッセル関数 $J_{mn}(y) = 0$ の n 番目の根、 r_0 : 導波管半径、そして z_0 : コルゲートの周期である。

用いるビームのパラメータは表 3.3 に示した通りである。我々が用いている電子ビームはビーム電流が数 kA と大きいため、空間電荷波を含む項が無視できないほどプラズマ振動数が大きくなる。そのため今回の計算には空間電荷波の項を含む必要がある。

表 3.3: 計算に用いた電子ビームのパラメータ
パラメーター

ビームエネルギー	1000 keV
ビーム電流	5 kA
ビーム外直徑	14 mm
ビーム内直徑	10 mm
γ 値	2.957

実際には、空間電荷の効果によりビームの内側と外側のエネルギーは異なるために、ビーム中の電子の速度が異なる。しかし簡単のため、今回はビームの速度が一様であ

ると仮定して、 $I = eN_e v S$ を適用する。ビームの断面積 S が上記パラメータにより $7.54 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ となるため、ビームの電流密度 N_e は

$$N_e = \frac{I}{ev_z S} \quad (3.30)$$

$$= 1.47 \times 10^{18} \quad [\text{1/m}^3] \quad (3.31)$$

である。この時のプラズマ振動数 ω_p は

$$\begin{aligned} \omega_p &= \left(\frac{e^2 N_e}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \\ &= \left(\frac{eI}{m_e \epsilon_0 v S} \right)^{1/2} = 6.833 \times 10^{10} \quad [\text{rad/s}] \end{aligned} \quad (3.32)$$

となり、周波数で表せば $f_{s.c.} \sim 10.87 \text{ GHz}$ となる。この値は 10 GHz の発振を目的としているため決して無視できない値である。よって電子ビームの速度を相対論的に取り扱う。周波数 f でのそのときのそれぞれのモードは、

$$f = k \frac{c}{2\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\gamma} \right)^2 - \frac{\omega_p}{2\pi\gamma^{3/2}}} \quad (3.33)$$

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{y_{mn}}{r_0} \right)^2 + \left(k - \frac{2\pi}{z_0} \right)^2} \quad (3.34)$$

発振周波数を 10 GHz 程度、かつビーム源のエネルギー及び電流の制限の元に、発振周波数が約 10 GHz になるようパラメータを合わせて分散式を描くと図 3.38 のようになる。

表 3.4: 導波管モードのパラメーター

パラメーター	
周期 z_0	20 mm
導波管半径 r_0	12.5 mm
ベッセル関数 y_{01}	2.405

この分散関係から予想される発振周波数は 9.55 GHz である。励起される電磁波の位相速度 v_{ph} 、群速度 v_{gr} はそれぞれ、

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = 2.31 \times 10^8 \quad [\text{m/s}] \quad (3.35)$$

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = -8.08 \times 10^7 \quad [\text{m/s}] \quad (3.36)$$

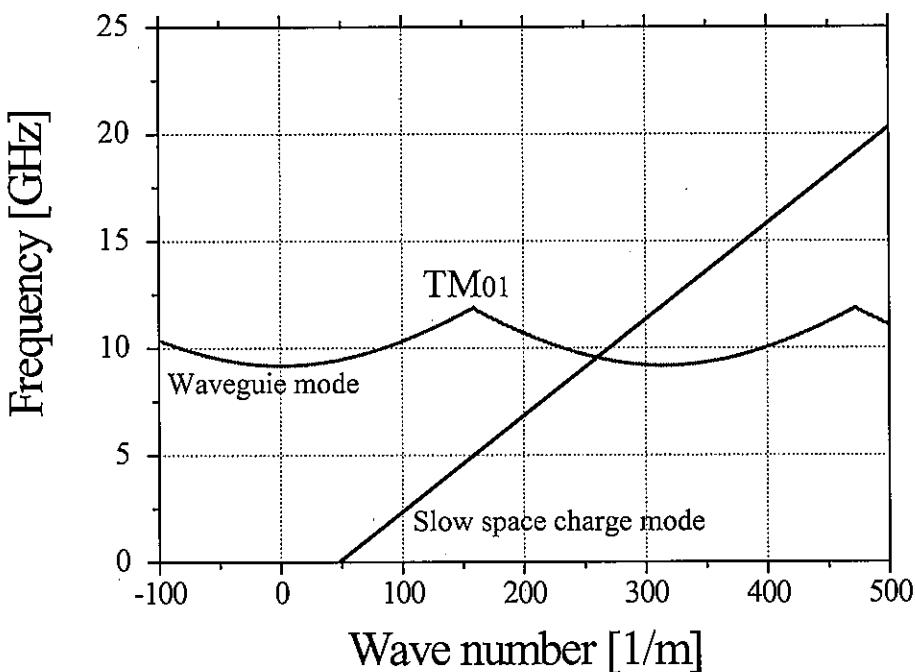


図 3.38: 導波管モードとスロースペースチャージモードの分散関係

管内波長 λ_g は、

$$\lambda_g = \frac{f}{v_g} = 8.51 \quad [\text{mm}] \quad (3.37)$$

となる。

3.11.2 導波管径の決定

本研究では後進波管形式による発振管を作成した。そのため、発生した電磁波はビーム進行方向とは逆向きのダイオード部へと向かう。観測および応用にあたり、発生した電磁波はビーム進行方向と同じにして自由空間へと放射させたい。また、ダイオード部まで電磁波が伝播すると導波路が急激に変化するため電磁波が乱れてしまう可能性がある。

以上より、電磁波発生直後で電磁波を反射させるために径を小さくしたリフレクターを設置する必要性がある。これは電磁波のカットオフの性質を利用して一定以下の周波数を反射させることを目的としている。それにより高周波のみ通過するハイパスフィルターとして作用させ、カットオフ周波数以下の電磁波を反射させることができる。本研究では、発振周波数は約 10 GHz であること及び製作が容易であることからリフレクターの直径を $\phi 22 \text{ mm}$ と決定した。カットオフ周波数は以下の式で表される。

$$f_{\text{cutoff}} = \frac{c \times y_{mn}}{2\pi R_{\text{cutoff}}} \quad (3.38)$$

c は光速、 y_{mn} はベッセル関数、 r は導波管半径

(3.38) 式より、導波管径 $\phi 22$ mm でのカットオフ周波数は 10.4 GHz となる。

また、カットオフ周波数以下で電磁波が急激に通過しなくなるわけではない。よって出来るだけ発振周波数より高いカットオフ周波数の導波管、かつ反射領域を長く設ける方がリフレクターとしては望ましい。

そこで本研究では、発振周波数約 10 GHz に対して若干の余裕をもってカットオフの周波数が 10.4 GHz となるリフレクタ一直径 $\phi 22$ mm を用いることとした。

3.11.3 スロット周期の決定

導波管半径が前述のような要請から決定されたため、分散関係を描くことが出来るようになった。また (3.34) 式で示したように、周期構造の周期を変化させることで分散関係の同期する点を変化させることができる。それらを調整することで発振周波数が 10 GHz 程度になるようなスロットの周期を設定した。具体的なパラメータをいれた分散関係を図 3.39 に示す。

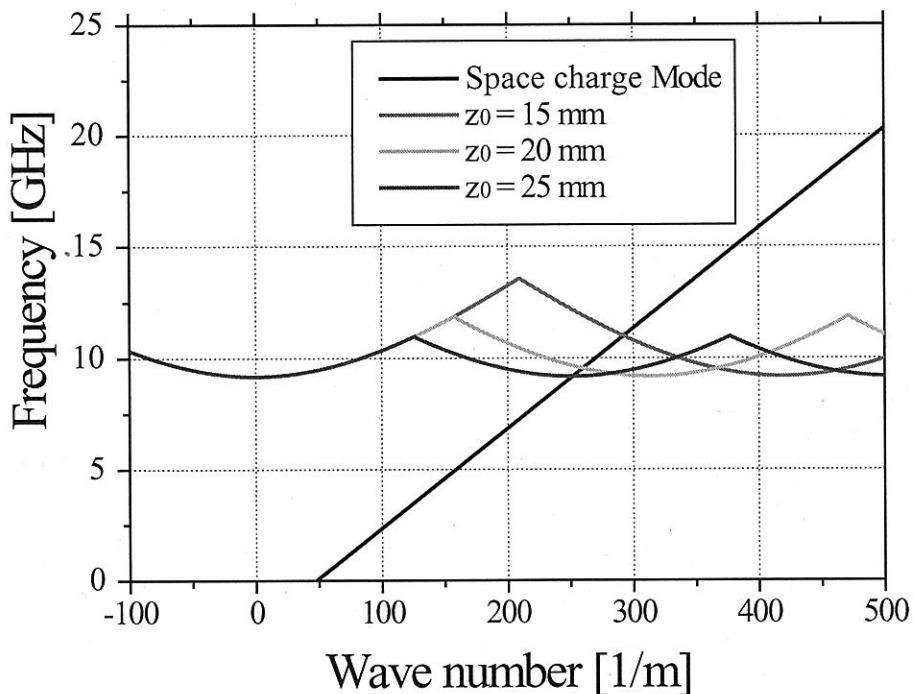


図 3.39: スロット周期を変化させた分散関係

図 3.39 に従い、発振周波数を 10 GHz にするためにスロット周期を $z_0 = 20$ mm とした。

3.11.4 シミュレーションモデル

本研究で用いる電子ビーム、コルゲート導波管はともに軸対称である。また、数値計算から得た分散関係では最低次の TM_{01} モードで発振を行うよう設計している。円形導波管中の TM_{01} モードも軸対称である。PIC シミュレーションコード KARAT は r 、 z 、 θ 方向一様の 2.5 次元でのシミュレーション、 x, y, z の 3 次元でのシミュレーションが可能である。今回行う発振管のシミュレーションでは、3 次元のシミュレーションを用いるにはジオメトリのパラメータの設定が複雑となってしまうため、パラメータの設定が容易である方位角方向が一様な 2.5 次元でシミュレーションを行った。

シミュレーションモデルは図 3.40 のようになっている。シミュレーションでの格子点間隔は 0.5 mm を基本としている。これは電磁波の波長やコルゲート管の構造に対し十分に小さいが、ガイド磁場強度を十分大きくした際のサイクロトロン半径に対しては考慮の必要性がある。格子点間隔はより小さく設定することは可能ではあるが計算時間が非常に長くなってしまうために、基本としては 0.5 mm を用い、必要に応じてより細かい格子点間隔のものを用いることとした。以上のような点から、格子点間隔 0.5 mm は妥当な値であると考えている。

図 3.40 中の Cross point は、観測点であり、電場強度、磁場強度、ポインティングベクトル、電子の各方向の振る舞い、運動量などを観測している。ここでは観測点と表現しているが、それぞれの Cross point を通る面での結果も得ることが出来る。また観測点は 5 点まで設置できるため、シミュレーションのパラメータに応じて図中の位置以外にも適宜設置してある。

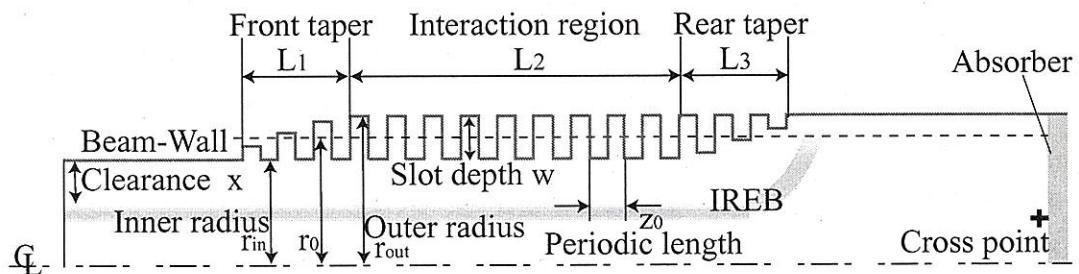


図 3.40: シミュレーションモデル

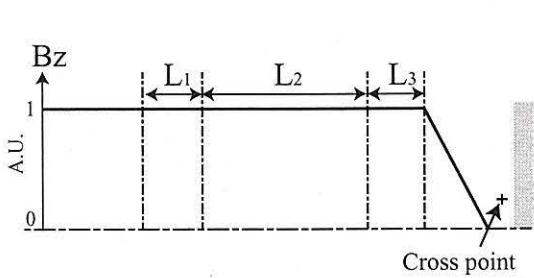


図 3.41: ガイド磁場プロファイル

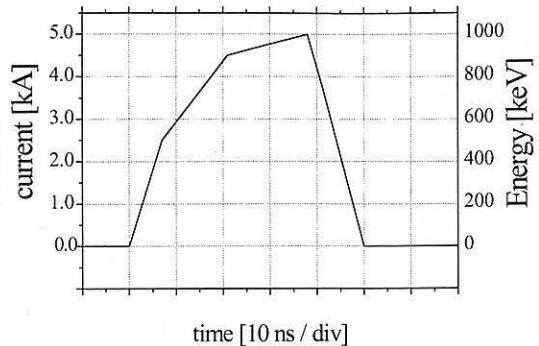


図 3.42: 設計用ビームエネルギー波形

KARAT ではガイド磁場プロファイルや入射ビーム波形の設定に制限があり、波形の変化する点を 9 点までで設定しなければならない。そのため、このような簡易な波形を用いている。

表 3.5: 新規発振管のパラメータ

パラメーター	
導波管内半径	$r_{in} = 11 \text{ mm}$
導波管平均半径	$r_0 = 12.5 \text{ mm}$
コルゲート 1 周期	$z_0 = 20 \text{ mm}$
スロットの深さ	$w = 3 \text{ mm } (\sim \lambda / 4)$
ビーム導波管間距離	$x = 4 \text{ mm}$
共鳴領域長	16 mm
ビームの厚み	2 mm
ガイド磁場	0.4 T

ガイド磁場の時間変化を図 3.41 に、シミュレーションに用いた各パラメータの主要な値を表 3.5 示す。本研究ではビーム-導波管壁距離、スロットの深さ、共鳴領域長、ガイド磁場強度のフラット部の大きさについて変化させている。

シミュレーションでは、厚さ 2 mm の電子ビームをシミュレーション領域左端より入射させ、コルゲート導波管部分を通過させた後にガイド磁場を 0 にしてビームを発散させる。ガイド磁場によってビームを発散させることにより、Cross point ではビーム自身が作るポインティングベクトルを含まず、放射された電磁波のみを観測することができる。

さらに放射された電磁波がシミュレーション領域右端の開放端で反射するのを防ぐため、比誘電率 1、比透磁率 1、電気伝導率 0.05 S / m、厚さ 5 cm 誘電体を右端に吸収材として設置している。

シミュレーションで用いた入射ビーム電流・エネルギー波形は共に図 3.42 の値を用いている。KARAT ではビームの時間変化させる点は最大 9 点までしかとれず、実験で得られたビーム波形を細かく再現することは出来ない。ビーム波形はダイオード電圧波形を基に fitting させて決定した。

また、コルゲート導波管前後に設置したテーパーは、急激な境界条件の変化によって

ビームへの悪影響が生じることを防ぐために設置した。実際にシミュレーションにおいても、テーパーを設置しなかった際にはビームの逆流を確認した。

3.11.5 ビーム-導波管壁距離依存

ここでは電子ビームと導波管壁との距離の最適値を求めた。電磁波放射を行うため解析的に求められるビーム・導波管距離 x については、??節で述べたとおりである。(??) 式より x は約 3.7 mm である。しかし最も効率よく発振が起こる距離はこの式からは得ることが出来ない。

そこで、ここではまず最適なビーム-導波管壁距離を決定するためにシミュレーションを行った。ビーム-導波管壁距離の変更は、ビーム径を変えることで行い、導波管寸法 r_{in} については変更していない。この理由は、分散関係とカットオフ周波数の計算から求まったリフレクターの半径と発振周波数の関係を崩さずにシミュレーションを進めるためである。このとき共鳴領域長は 160 mm とした。ビーム電流値は変化させていないため、ビーム径の変化による分散関係への影響は最小限に抑えられている。シミュレーションの結果を図 3.43 に示す。

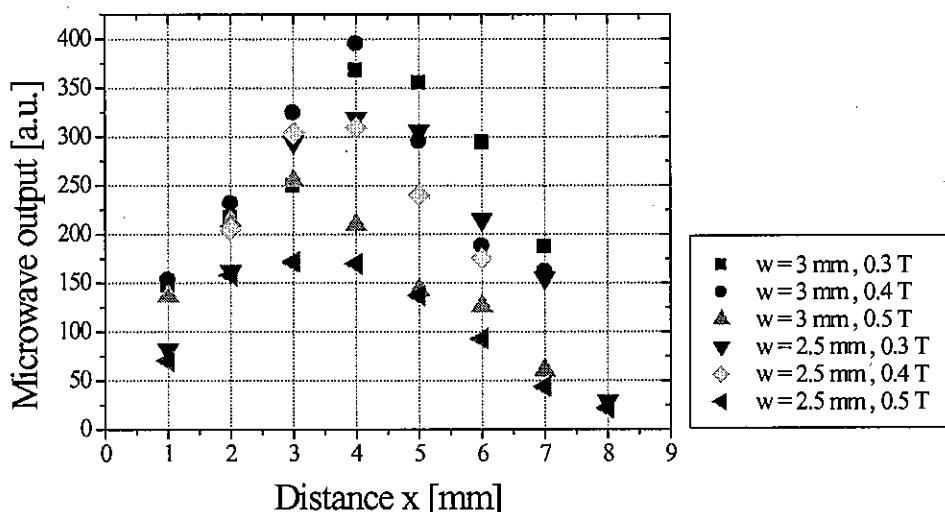


図 3.43: ビーム-導波管壁距離を変化させた電磁波出力

ビーム-導波管壁距離が 4 mm 程度のとき最も電磁波出力が強い結果となった。

ビーム-導波管壁距離が大きいときに出力が弱くなる理由は周期遅波構造とビームとの相互作用が弱くなるためだと考えている。ビーム-導波管壁距離が小さいときは、距離が小さくなるほど周期遅波構造とビームとの相互作用が強まると考えていたが、 $x = 4$ mm 以下では出力は減少している。この原因是、ビーム-導波管壁距離が近すぎると導波管壁に電子が衝突する様子がシミュレーション中で観測されたことから、共鳴領域内に入射される電流量が減少したため、電磁波出力が低下すると考えられる。

また、ビーム-導波管壁距離が 4 mm が最適という値に関して、現在の装置パラメータにおいてガイド磁場強度を 0.4 T とした際のサイクロトロン半径が 4 mm 程度であ

ることも挙げられる。つまり、入射したビームがサイクロトロン運動をしながら伝搬する際に、ビームが壁にぶつからない範囲においてビーム-導波管壁距離を実質的に最も縮められているのが $x = 4$ mm であると考えられる。

3.11.6 スロット深度依存

ここではコルゲート導波管の周期構造部の深さ（スロット深度）の最適値を求めた。スロット深度の変更は、導波管外径 r_{out} を変えることで行い、導波管寸法 r_{in} については変更していない。これは前節の場合と同様に、分散関係とカットオフ周波数の計算から求まったリフレクターの半径と発振周波数の関係を崩さずにシミュレーションを進めるためである。

ただし、 r_{out} が変化しているために平均半径 r_0 は変化することから、導波管モードの r_0 が入っている項が変化する。そのため発振周波数がスロット深度が深くなるに従って上昇する。

出力の最も大きくなるスロット深度は $w = 3.0$ mm であった。

スロット深度が小さいときはビームと電磁波の相互作用が十分に起きないために電磁波へと十分にエネルギーが受け渡されず、その結果として電磁波出力が弱くなると考えている。このことはシミュレーションにおいてビームの疎密を見てみた際に疎密の様子を見ること及び発振した電磁波の時間分布で確認すること出来た。これは本研究での発振が疎密によるスペースチャージモードと導波管モードとの同期によるため、疎密が十分に発生しないと強い発振が起きないことによる。また発振の時間分布を見た際に分かることは、スロット深度が小さいときは発振が生じるのがスロット深度が大きいときと比べてシミュレーション時間内の後半で発振がはじまつことである。電磁波を発振するのに十分な相互作用を行った頃にはビームのパルスが終わってしまい、電磁波放射もそれに従い終わっているのではないかと考えられる。

逆にスロット深度が大きいときは、急激な境界条件の変化によって電子ビームは相互作用を強く受けると考えられる。またスロット深度が大きくするにあたり、共鳴領域へとつながるテーパー部の長さは変化させていないために実質的にテーパーが急になっている。これらにより急激な境界条件の変化が生じてしまい、発振出力低下の原因となっていると考えている。

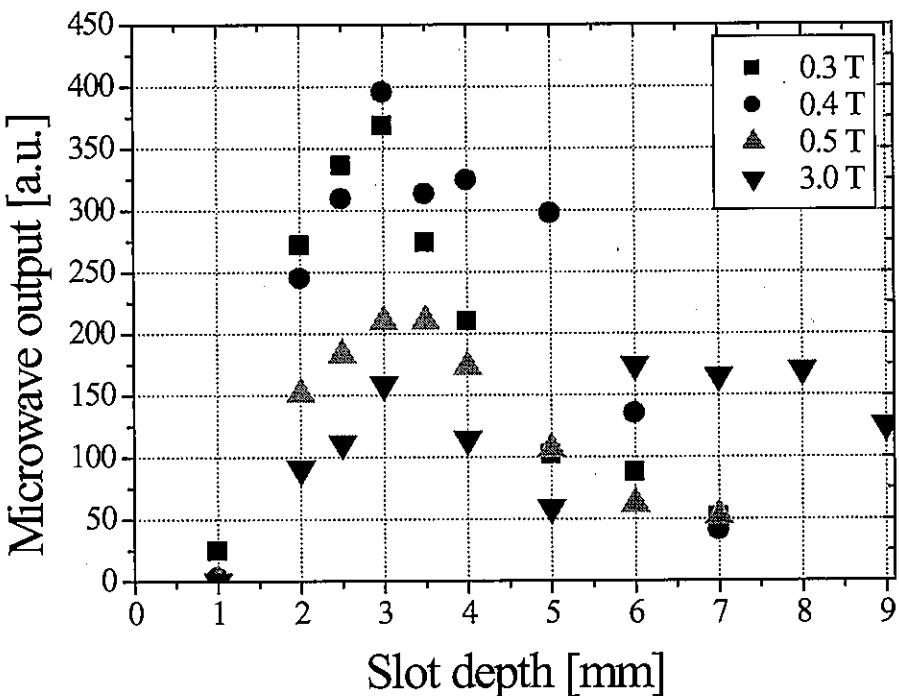


図 3.44: スロット深度を変化させた電磁波出力

3.11.7 共鳴領域長依存

ここでは共鳴領域長の最適値を求める。コルゲート導波管における共鳴領域とはスロットの深さが一定の部分を指し、図 3.40 における L_2 にあたる値である。シミュレーションにおいて、ビーム-導波管壁距離 x は 4 mm、スロット深度は 3 mm、ガイド磁場強度は 0.3 T とした。共鳴領域長を変更しながら、電磁波出力への影響を調べた。

図 3.45 に結果を示す。共鳴領域長を長くしていくと電磁波出力は増大するが、約 15 cmあたりを境に出力が飽和する。また約 20 cm を境に出力が再び低下し、その後一定の値を取る。

本研究では共鳴領域長 16 cm ($\sim 5\lambda$) とする。これは電磁波放射において妥当な長さであると考えている。

また、境界条件の変化をゆるやかにするために共鳴領域の前後に設置したテーパー部の長さについてもシミュレーションを行って最適値を求めた。

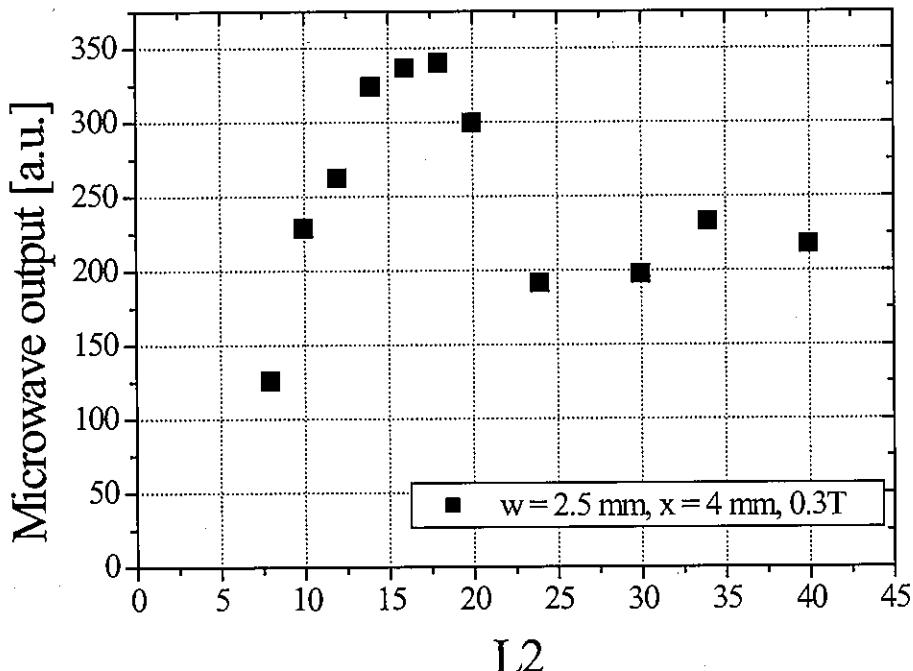


図 3.45: 共鳴領域長を変化させた電磁波出力

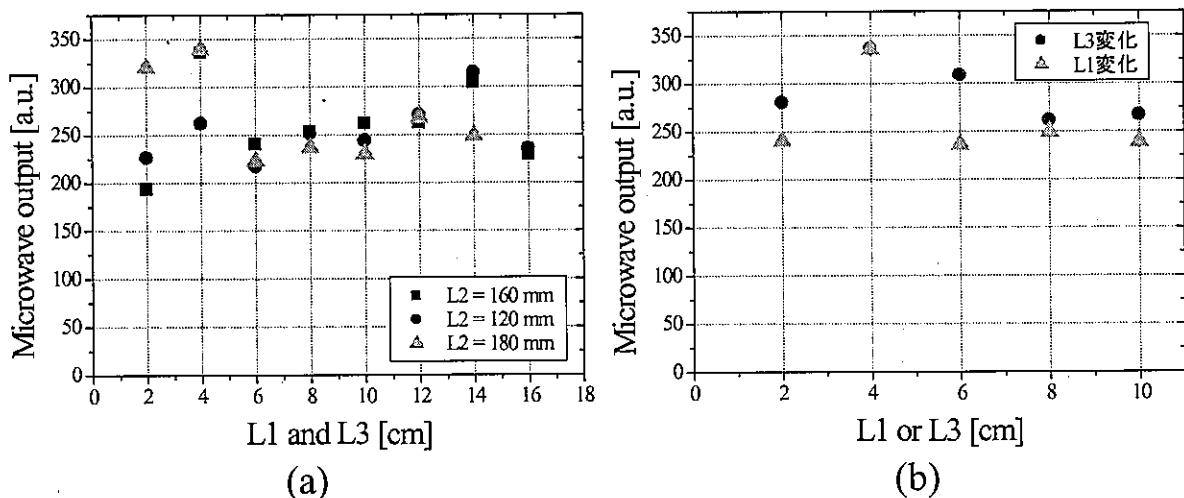


図 3.46: (a) 同時に変化させた場合、(b) 片側ずつ変化させた場合

- (a) 共鳴領域長 L_2 をそれぞれの値に固定して前後のテーパー部の長さを同時に変化させた。
- (b) 共鳴領域長 L_2 を 16mm に固定し、変化させない側のテーパー部の長さを 4 mm にして別の側を変化させた。

3.11.8 発振管設計まとめ

当研究室で使用することのできるビームパラメーターを用い、分散関係とシミュレーションの両面より、電磁波放射に適した後進波発振管のパラメーターを表 3.6 のように定した。参考のために現在の当研究室において使用されており、本研究での発振管の設計における雛形となった 5 GHz 発振管のパラメータも載せておく。

表 3.6: 発振管パラメータの比較

理論及び分散関係	新規発振管	5GHz 発振管
導波管内半径	$r_{in} = 11 \text{ mm}$	22 mm
導波管平均半径	$r_0 = 12.5 \text{ mm}$	25 mm
コルゲート 1 周期	$z_0 = 20 \text{ mm}$	30 mm
シミュレーション		
スロットの深さ	$w = 3 \text{ mm } (\sim \lambda / 10)$	6 mm ($\sim \lambda / 10$)
ビーム導波管間距離	$x = 4 \text{ mm}$	2 mm
共鳴領域長	$L_2 = 160 \text{ mm } (\sim 5 \lambda)$	300 mm($\sim 5 \lambda$)
前半部テーパー長	$L_1 = 40 \text{ mm}$	80 mm
後半部テーパー長	$L_3 = 40 \text{ mm}$	100 mm
ガイド磁場強度	$B = 0.4 \text{ T}$	1.1 T

3.11.9 ガイド磁場強度による依存

本研究においてはビームを発散させないために発振管をガイド磁場に浸している。後進波管の発振出力がガイド磁場強度によるものであるのは以前より知られている。実験における最適値を求めるために、まずはシミュレーションによって発振出力の強くなるガイド磁場強度を求めた。

ガイド磁場強度への出力依存

前節までで求めた発振管のパラメータにおいてガイド磁場を変化させたシミュレーションを行った。現在の 5 GHz の発振管においてはガイド磁場強度 1.1 T で実験およびシミュレーションを行ってきた。本研究ではガイド磁場を変化させながら最も出力の強くなる領域を模索した。導波管のパラメータをいくつか変化させた場合についてのシミュレーションでの出力結果を図 3.47 に示す。

ガイド磁場強度を変化させたとき、出力は 1 T 近傍に極端に出力の弱い領域を持つような構造となった。これはサイクロトロンディップなどと呼ばれ、サイクロトロン吸収による出力の低下として知られており、第??章にてより詳しく検証を行う。

ガイド磁場強度が弱い部分では 0.4 T をピークとしてガイド磁場強度に従って出力が弱くなっていく。これはガイド磁場強度が弱すぎるとビームのサイクロトロン半径が大きくなりすぎ、壁に多くの電子がぶつかることで十分な電流流量がコルゲート部まで到

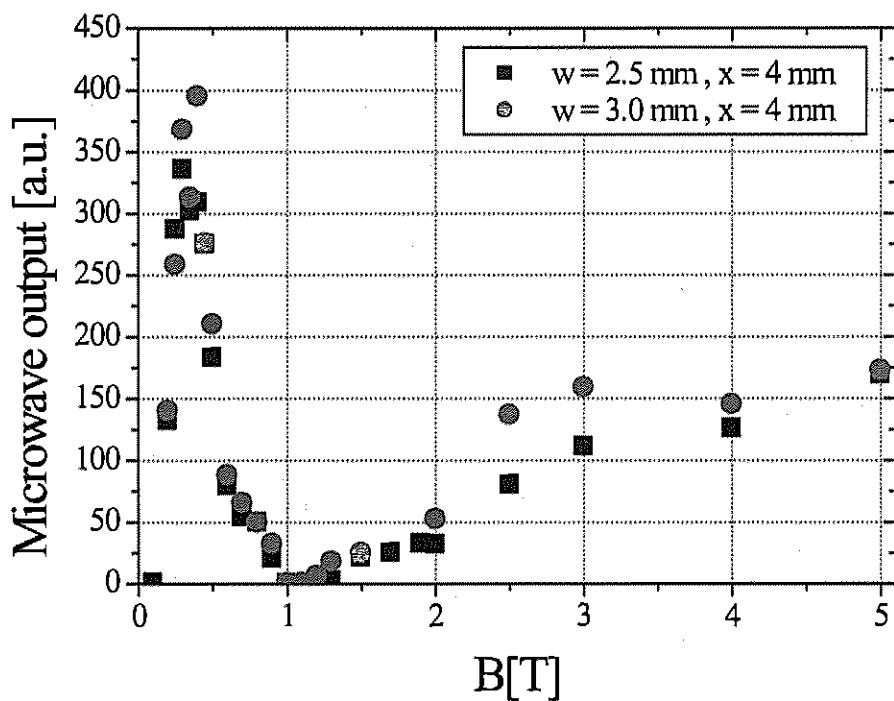


図 3.47: ガイド磁場強度を変化させた電磁波出力

達しないためと考えている。また、ガイド磁場強度が強い部分での出力は約 2.5 T 程度で飽和し、一定している。

3.11.10 ビーム電流値による依存

ここまでシミュレーションにおいてはビーム電流値を 5 kA で固定してきた。その値が適当であるかどうかを検証する意味も含め、入力するビーム電流値を変化させたシミュレーションを行った。結果を図 3.48 に示す。

図 3.48 よりビーム電流値は 5kA 程度までは電流値が増えるにつれて出力も増加するが 5kA 以降は出力の増加が飽和して、それ以上増加しない傾向が見られた。ビーム電流値を大きくした際はビーム電流の逆流なども見られた。ビーム電流値が大きい際の出力の低下はその逆流などが関係しているのではないかと考えている。

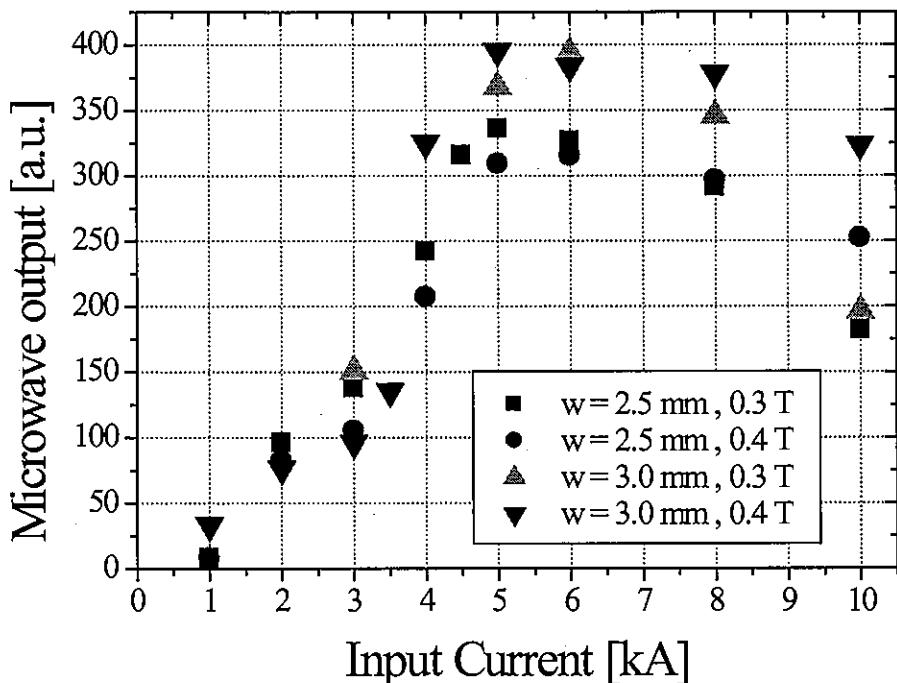


図 3.48: スロット深度を変化させた電磁波出力

また、出力のビーム電流値への影響は他パラメータと比べて大きいことが分かる。ビーム電流値の測定実験の結果は後述するが、ガイド磁場によってビーム電流値は大きく変動した。そのことから、ビーム電流値とガイド磁場強度とのバランスを取りながら最適な発振パラメータを求めなければならないことが分かる。

3.11.11 発振管設計のまとめ

本研究で使用するビームパラメータを用い、分散関係とシミュレーションの両面より発振周波数約 10 GHz、後進波発振形式による電磁波発振管のパラメータを決定した。決定したパラメータのコルゲート導波管のガイド磁場強度依存についても、シミュレーションを用いて電磁波出力を調べた。最も出力の強くなるパラメータでの周波数スペクトルおよび出力波形を次図に示す。

3.12 10 GHz 発振管の製作

BWO は、5 GHz の時と同様に真鍮から削りだして製作した。シミュレーションではスロット深度の最適値は 3 mm だったが、工作的都合上実際の発振管では 2.5 mm になった。分散関係の計算から、スロット深度 2.5 mm の時の発振周波数は 9.67 GHz である。実際に製作したコルゲート導波管の図と写真を図 3.51・図 3.52 に示す。コルゲート導波管は図 3.51 の (a) を組み合わせることで製作した。コルゲート導波管の前後に、図の (b) の様にテープーとストレート管を接続した。

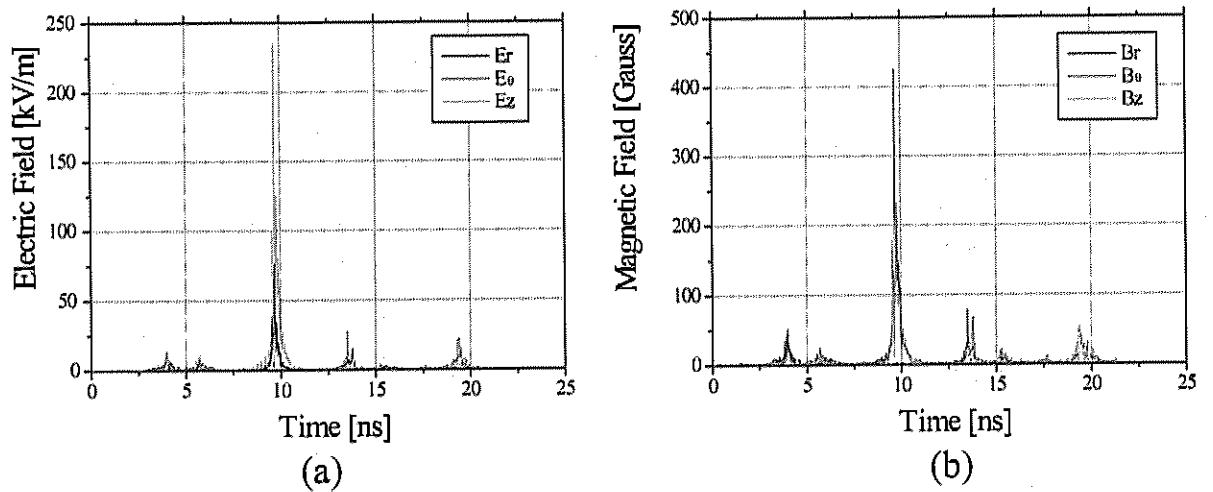


図 3.49: 電磁波の周波数スペクトル: (a) 電場、(b) 磁場

KARAT で得られた電磁波の電場、磁場での周波数スペクトル。ともに約 9.7 GHz に鋭いピークを持つ。周波数の半値幅 Δf は ± 約 0.03 GHz である。

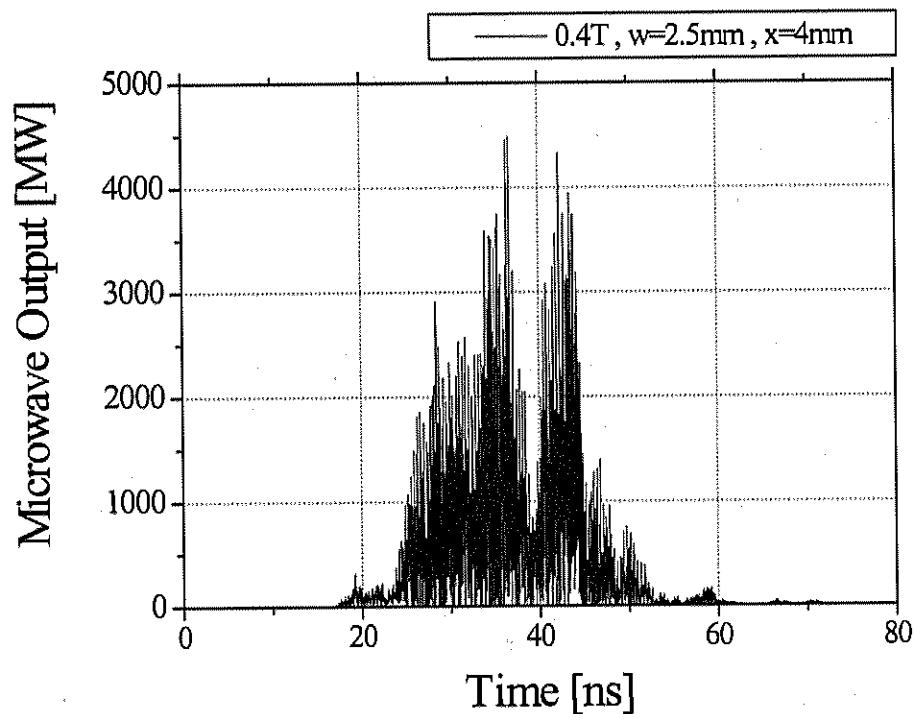


図 3.50: 最適なパラメータにおける電磁波出力

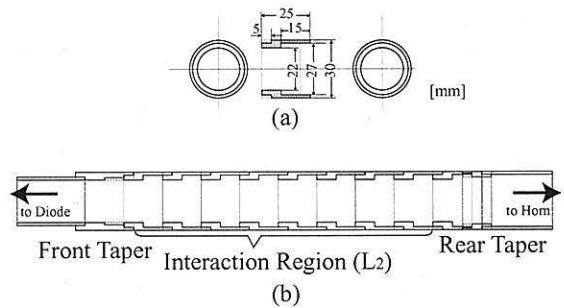


図 3.51: 共鳴領域部品寸法

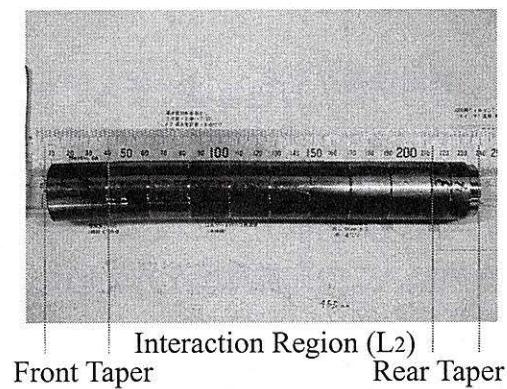


図 3.52: 10 GHz 用後進波管

3.13 実験装置

3.13.1 IREB

5 GHz 発振管の実験と同様に、MARX を電子ビーム源とする。10 GHz 発振管の実験では、Physics International 社の PULSERAD 110A を用いた。基本的な原理は 5 GHz の実験で用いた 105A と同じだが、得られる電圧とパルス幅に大きな違いがある。

MARX で得られた高電圧パルスを、ブルームラインラインによって波形整形し、カソードに印加する。今回の実験では、コンデンサー 1 つあたりに 35 kV 充電し、ダイオード電圧 約 1 MV、ダイオード電流 約 13 kA、パルス幅 約 30 ns を得た。代表的なダイオード波形を図に示す。

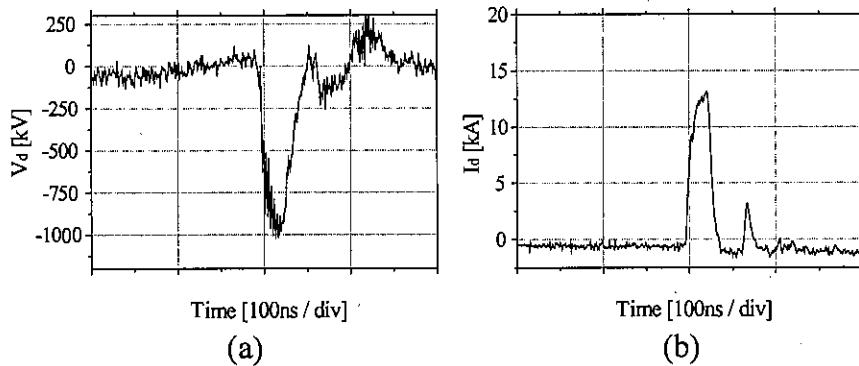


図 3.53: 110A の代表的なダイオード波形。

(a) ダイオード電圧波形, (b) ダイオード電流波形

3.13.2 ガイド磁場

IREB は kA 級の大電流であるために、自己電場によって管壁に向かって発散してしまう。そこで、ビームを導波管内にまっすぐ伝搬させるために、ビーム進行方向と平行に磁場をかける必要がある。この磁場はソレノイドコイルによって得る。ソレノイドコイルの電源にはコンデンサー・バンクを用いた。シミュレーションで見られた電磁波出力の磁場依存性を確認するために、この充電電圧を約 2 kV～約 8 kV まで変化させて実験を行った。磁場変化の計算値を図 3.54 に示す。

3.14 ビーム測定

3.14.1 ビーム測定実験装置

ダイオード部は、外径 ϕ 12 mm 肉厚 1 mm の真鍮製ホローカソードと、内径 ϕ 22 mm のカーボン製アノードからなる。A-K 間は 15 mm にて実験を行った。このカソードに前節で説明した MARX で得られた大電圧を印加し、冷陰極放電で IREB を得る。

得られた IREB は内径 ϕ 22 mm のストレートチューブ中を伝搬した後に、ファラ

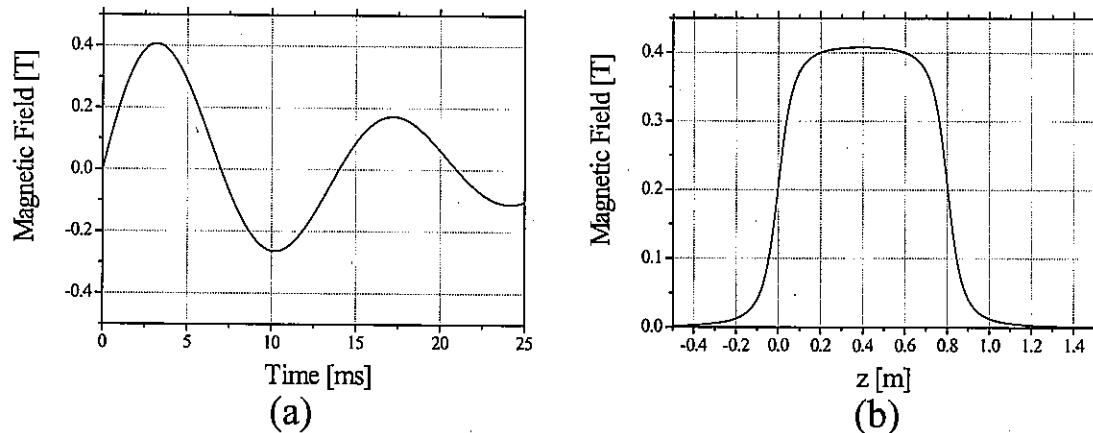


図 3.54: ガイド磁場,(a) 磁場の時間変化, (b) 位置による磁場強度分布

コンデンサーバンクに 2.8 kV 充電時にでのガイド磁場の計算値。(a) はソレノイドコイル中心軸での磁場の時間変化。(b) は磁場がピークになる $t = 3.2 \text{ ms}$ でのソレノイドコイル中心軸状の位置による磁場強度分布。

データカップでその電流量とダメージパターンを測定した。ガイド磁場には長さ 80 cm のソレノイドコイルを用いた。実験に用いた容器中は $1.0 \times 10^{-4} \text{ torr}$ 程度の真空度に保たれている。

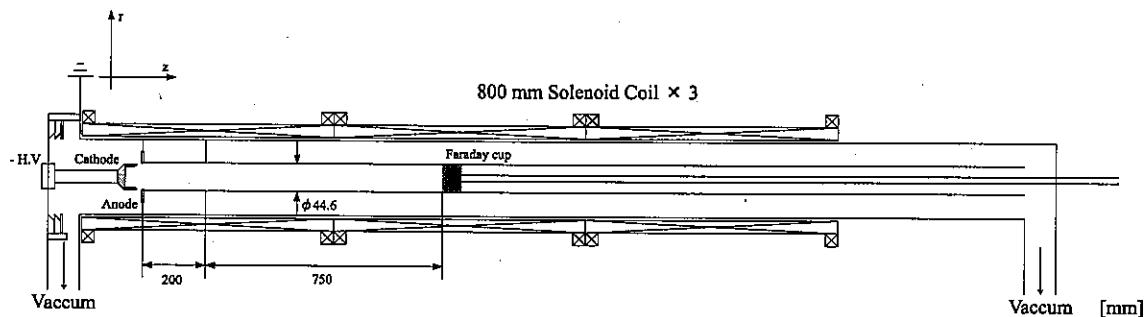


図 3.55: ビーム測定実験装置図

3.14.2 ビーム電流測定結果

ビーム電流の測定結果を図に示す。参考として、ダイオード電流の測定結果も併記する。

図から分かるように、磁場強度 0.45 T まではほぼ全てのビームがファラデーカップに到達しているが、0.4 T 以下では磁場強度が弱くなるのに従い電流量も落ちている。これは、磁場が弱いためにビームが発散してしまっていると考えられる。

3.14.3 ダメージパターンによるビーム径測定

ファラデーカップによる電流測定の他に、ダメージパターンを用いたビーム径測定を行った。これは、ファラデーカップ先端に油性マジックで黒く塗ったアルミ板を貼り付

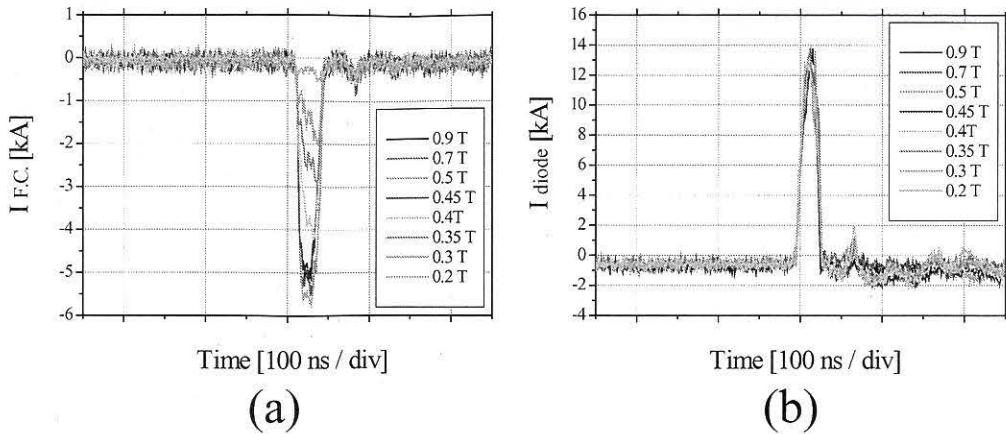


図 3.56: 伝搬ビーム電流波形

け、ビームが当たった部分のみ塗料が蒸発することでダメージパターンを得た。磁場強度を変化させながらダメージパターンを取ることで、ビーム通過電流量とビーム径の関係を調べることができる。

実験によって得たダメージパターンを図 3.57 から図 3.61 に示す。

アルミ板の直径は 29 mm で、塗料が蒸発して銀色になっている部分がビームの当たった部分、もしくは熱によって塗料がはげた部分である。アルミが焦げたようにめくれている部分が、ビームが当たってアルミの表面が蒸散している部分である。図 3.57 から求めたビーム径は直径 14 mm、ビーム厚み 2 mm となり、求めていたビーム形状に近いビームが得られている。また、0.3 T ではほとんどビームが到達しておらず、これはさきほどのガイド磁場の弱いところでビーム電流が減少している、という結果と矛盾しない。

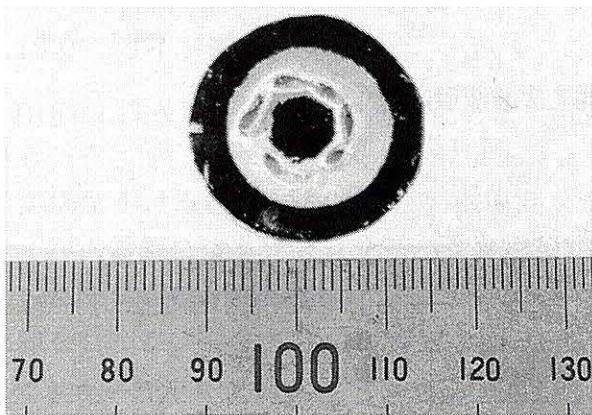


図 3.57: 0.9 T でのダメージパターン

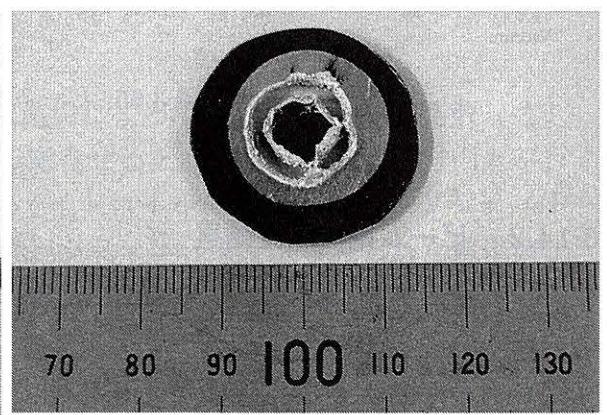


図 3.58: 0.7 T でのダメージパターン

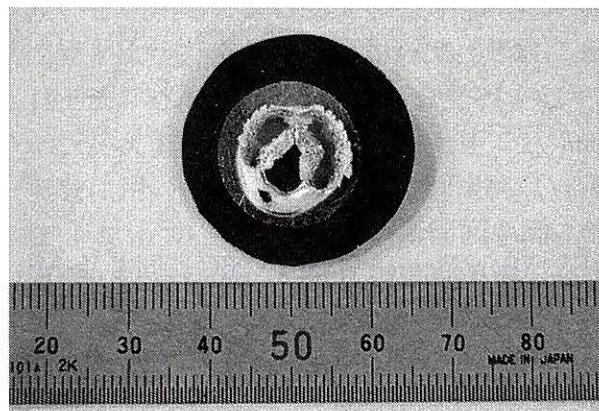


図 3.59: 0.5 T でのダメージパターン

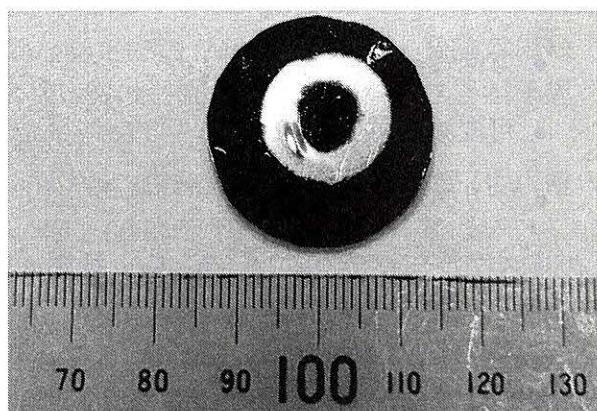


図 3.60: 0.4 T でのダメージパターン

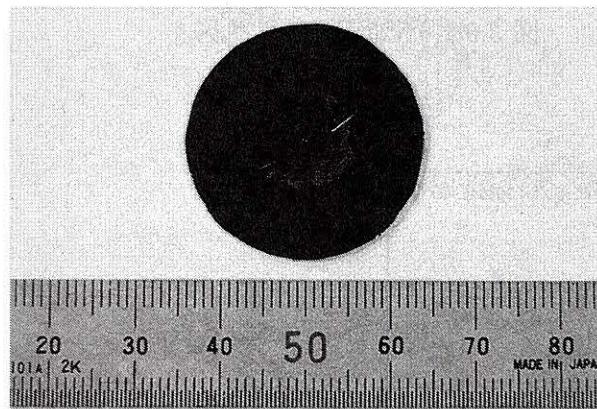


図 3.61: 0.3 T でのダメージパターン

3.15 電磁波測定

3.15.1 10 GHz 用電磁波測定系

周波数帯が異なるため、5 GHz 発振で使用した測定系を使うことができない。よって、10 GHz 用に新たに測定機器を用意した。使用したのは、以下の機器である。

- 方向性結合器
- 可変減衰器
- クリスタルディテクタ

クリスタルディテクタは、Agilent 社製 423B、MicroDevice 社製 1N26G、同じく MicroDevice 社製 1N23WE の三種類を用いた。装置の較正には低出力定常発振器 (MICROLAMBDA 社製 Low Noise YIG Tuned Oscillator : MLOS-0820PA) を用いた。それぞれのディテクタの特性曲線を以下に示す。

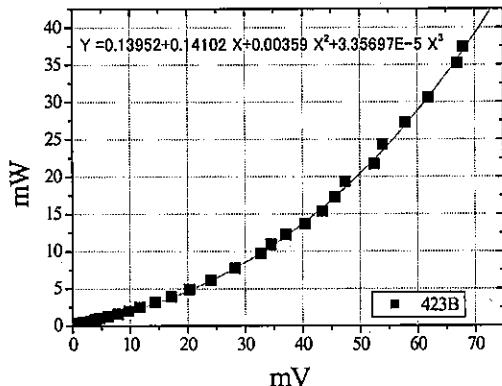


図 3.62: 423B 特性曲線

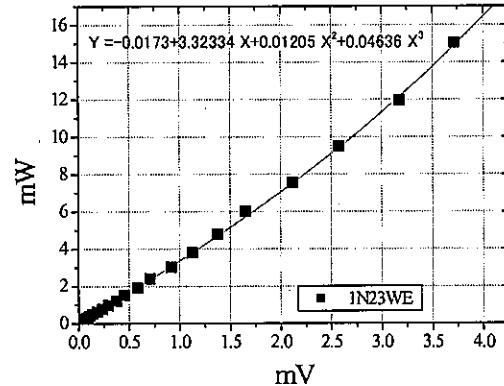


図 3.63: 1N23WE 特性曲線

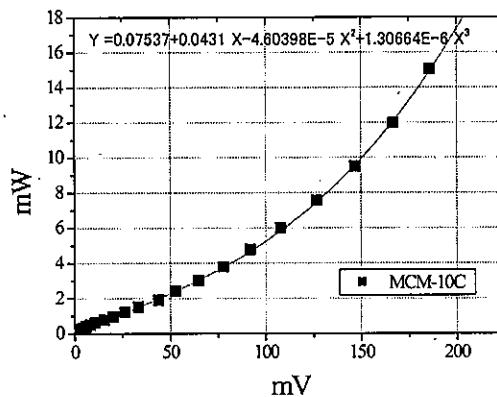


図 3.64: MCM10C 特性曲線

3.15.2 長尺導波管による周波数測定

発振管の発振周波数は、長尺導波管で行った。

発振したマイクロ波を、長尺導波管中を伝搬させた後にディテクタで検波した。長尺導波管は導波管中を進むマイクロ波の周波数分散性、つまり周波数による伝搬時間の違いを利用して周波数を特定する。この測定方法は、マイクロ波のパルス幅が長尺導波管と比べて十分に短いならば、非常に有効な測定方法である。10 GHz 発振で用いる IREB のパルス幅は 50 ns で、発振するマイクロ波はこれよりも短くなることが予想され、長尺導波管の伝搬時間（光速でも 360 ns）に対して十分短い。

実験に用いる X-Band の導波管規格 (WR-90) と、実験に用いた長尺導波管(古川電工社 レクトガイド FR-10)の断面図を図 3.65・図 3.66 に示す。

実際の測定においては、通過前の測定位置から通過後の測定位置までに、長尺導波管の他にも WR-90 規格の導波管を 0.705 m 用いている。その長さを含めた FR-10 の特性曲線を図 3.67 に示す。

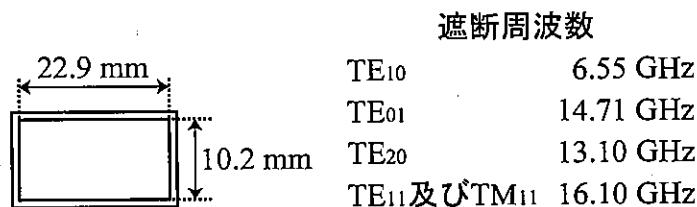


図 3.65: WR-90 規格の導波管断面及びその遮断周波数

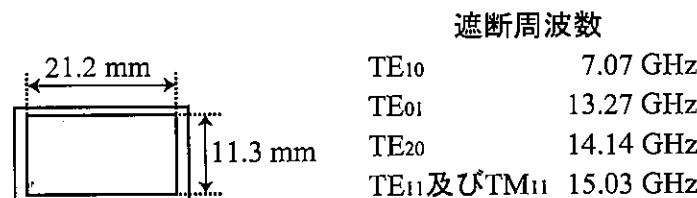


図 3.66: 100m 導波管断面及びその遮断周波数

3.15.3 放射パターンの確認

実験装置から放射される電磁波をネオンランプに当てて発光させることによって、電磁波放射の確認と自由空間へ放射された電磁波のパターン観測について述べる。

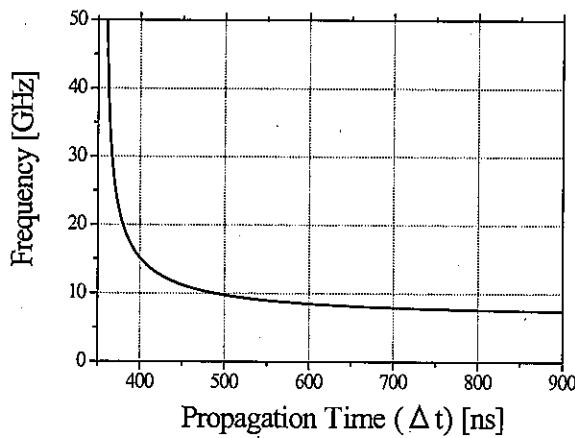


図 3.67: 長尺導波管の伝搬時間と周波数の関係

セッティング

電磁波放射確認・放射パターン観測実験に用いた実験装置図を図 3.68 に示す。ダイオード部は、カソード径 $\phi = 12 \text{ mm}$ 、アノード内径 $\phi = 22 \text{ mm}$ 、アノード・カソード間隔を 15 mm とした。実験容器内の真空度はダイオード部で $5.0 \times 10^{-5} \text{ torr}$ 、出力窓付近で $1.0 \times 10^{-5} \text{ torr}$ 以上の高真空中に保ってある。電子ビームを伝搬させるためのガイド磁場のために 80 cm ソレノイドコイルを用いた。ガイド磁場との位置関係から円形導波管途中で電子ビームは発散する。コルゲート導波管で発振した電磁波は導波管内に設置された反射領域にて反射され、円形導波管、送信ホーン、出力窓を通過し、自由空間へと放射される。ターゲットとして用いるのは $\phi 5.6 \text{ mm}$ のネオンランプを塩化ビニールの板に中心間隔を 12 mm で 22 個四方に固定したもの用いる。設置位置は出力窓から 275 mm の位置に設置した。

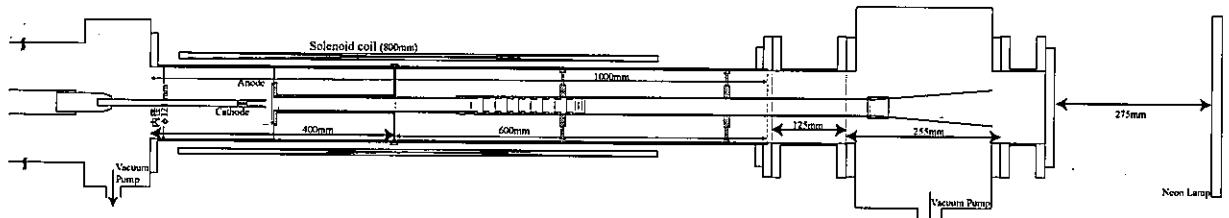


図 3.68: 電磁波放射パターン観測実験装置図

カソード径 $\phi 12 \text{ mm}$ 、アノード・カソード間隔を 15 mm 。ガイド磁場を 800mm のソレノイドコイルで発生させ、磁場との関係からコルゲート部直後で電子ビームは発散する。送信ホーンよりビーム進行方向へ 275 mm の位置にターゲットとなるネオンランプを設置している。

放射パターン

実験装置とターゲットの配置写真を図 3.69 の左側に、ターゲット発光の様子を図 3.69 の右側に示す。中心が点灯せずに、ドーナツ状に点灯している様子が確認できる。文献

[8] より抜粋した図 3.70 と比較して、発振が予想される TM_{01} モードの電磁波強度分布と矛盾しない。

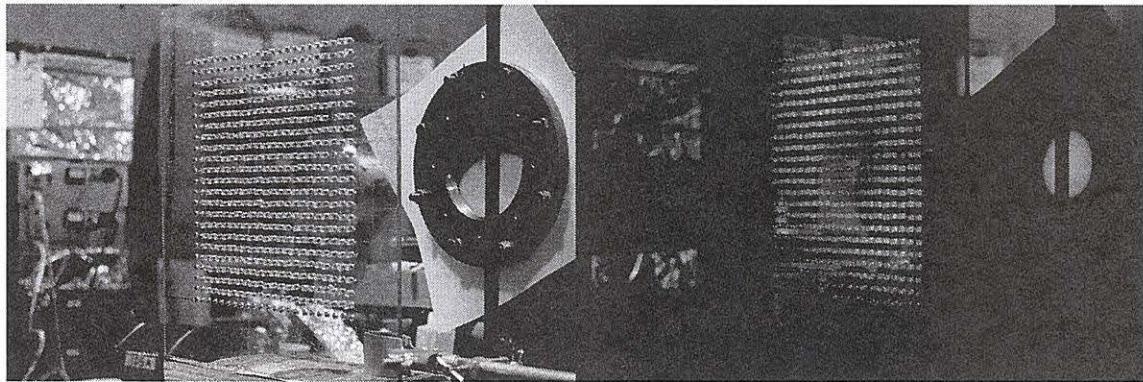


図 3.69: 放射パターン測定セッティング（左図）と観測された放射パターン（右図）

写真右手前から左奥に向かって電磁波は放射される。左右の写真は共に同じセッティングで撮影を行っている。放射パターンは予想している TM_{01} モードのパターンと矛盾しない。実験の際のガイド磁場強度は 0.45 T である。

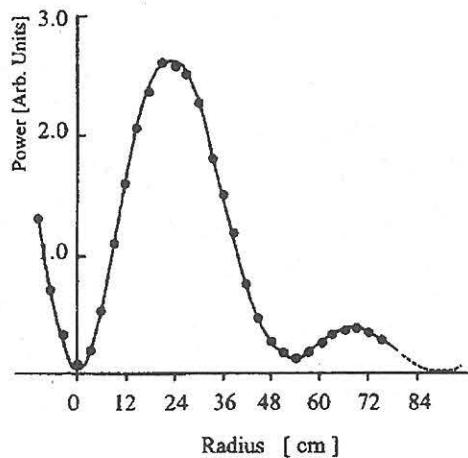


図 3.70: TM_{01} モード放射パターン

また、最も放射が強くなされているガイド磁場強度を目安として知るために、ガイド磁場強度を変化させた際の放射パターン測定も行った。その際の写真を以下に示す。

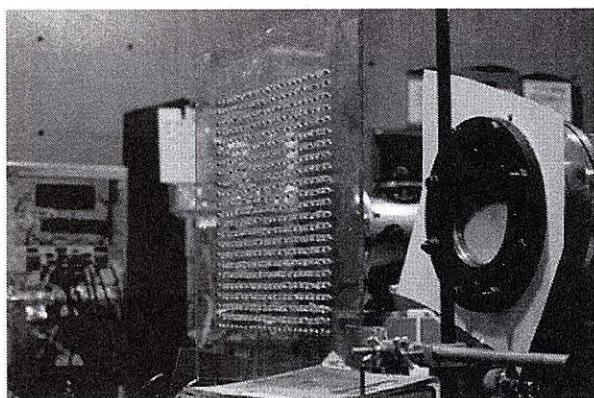


図 3.71: セッティング写真

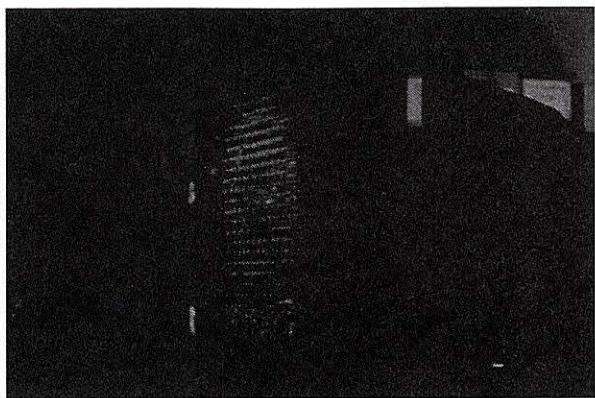


図 3.72: 0.3 T での放射パターン

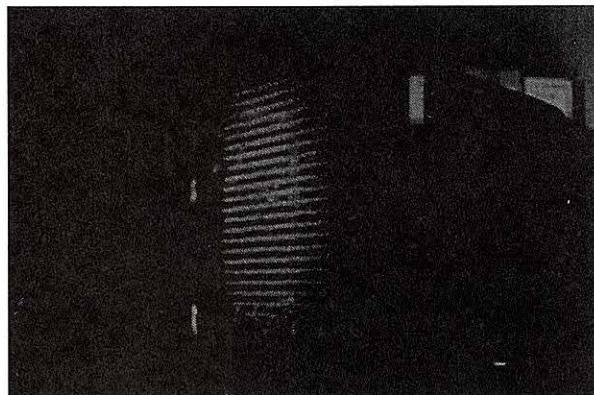


図 3.73: 0.35 T での放射パターン

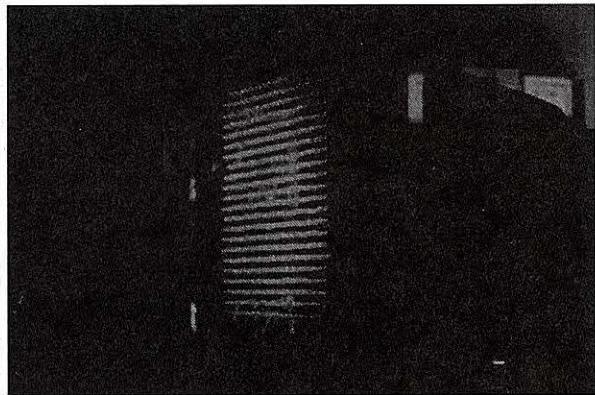


図 3.74: 0.4 T での放射パターン

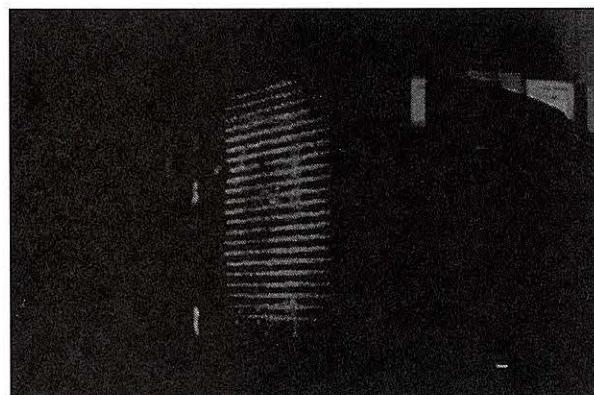


図 3.75: 0.45 T での放射パターン

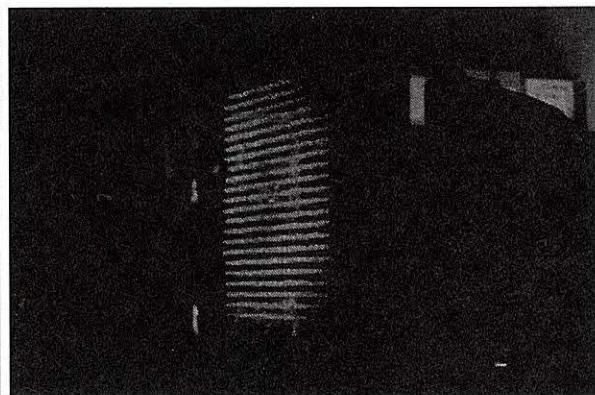


図 3.76: 0.5 T での放射パターン

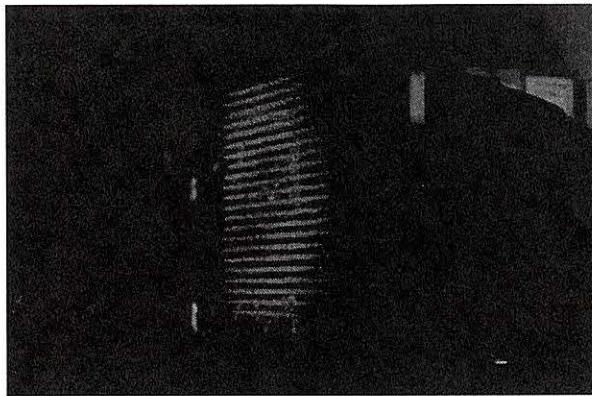


図 3.77: 0.55 T での放射パターン

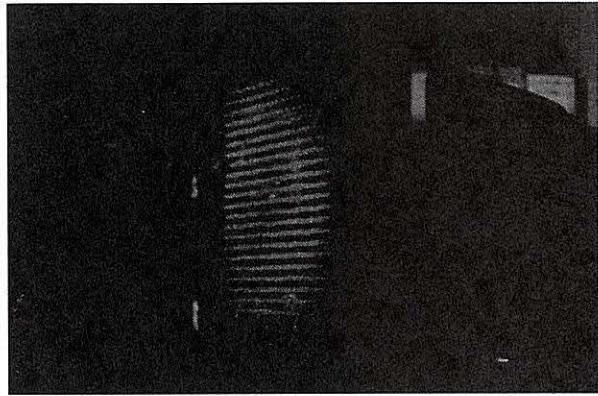


図 3.78: 0.6 T での放射パターン

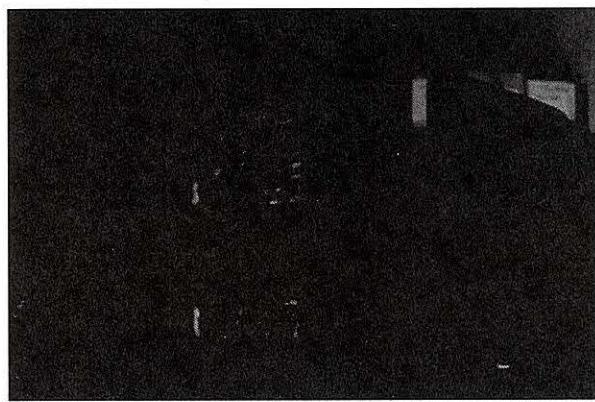


図 3.79: 0.7 T での放射パターン

3.15.4 周波数測定

放射パターンによって発振を確認した電磁波について、前述した長尺導波管を用いた周波数測定を行った。

セッティング

受信用の方向性結合器は出力窓から距離 990 mm の位置に設置した。周波数測定は放射パターン測定から最も明るく光った真正面で行った。周波数測定系の模式図を図 3.80 に示す。

周波数測定

最低次の TM_{01} で発振を行った場合、予想される発振周波数は約 9.6 GHz である。図 3.80 のセッティングで発振電磁波の周波数測定実験を行った。長尺導波管通過前後の各ディテクターからの検波出力を図 3.81 に示す。

図 3.81 から発振されたマイクロ波の長尺導波管通過後、ピークが 3 個前後確認でき

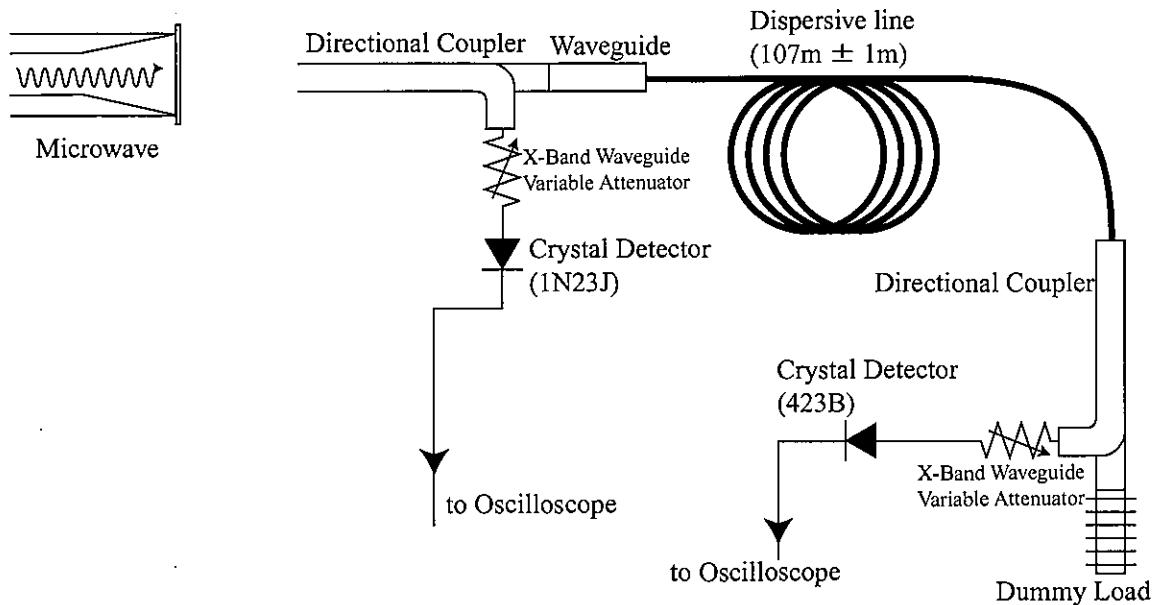


図 3.80: 周波数測定実験測定装置模式図

放射窓から 990 mm 離れた地点に方向性結合器を設置。長尺導波管を接続し、さらにもう 1 つの方向性結合器で減衰させた後クリスタルディテクタ (423B) で検波した。また、方向性結合器のもう一方の出力にもクリスタルディテクタ (1N23J) を接続してマイクロ波出力を測定した。

る。それぞれ主立ったピークの通過時間差は図 3.81 のようになっている。図 3.67 から周波数は 約 20~50 GHz、約 12 GHz、約 11 GHz であることが分かる。

周波数が高い領域では、長尺導波管の性質上細かい周波数測定が困難になっている。

ガイド磁場強度を変化させた測定において、周波数変化は見られなかった。発振しているのはスペースチャージモードと導波管モードとの同期による物だと考えられる。

3.15.5 出力測定

セッティング

次に、マイクロ波出力の測定を行った。測定には図 3.80 の測定装置を引き続き用いる。ただ、方向性結合器の直前に受信用の方錐ホーンを付けている。ホーンの有効面積は約 180 cm² である。5 GHz の時と同様に、角度を変えながら測定を行う (図 3.82)。

測定結果と総出力

測定結果を図 3.83 に示す。図より、放射電磁波の出力分布は $\theta = 0^\circ$ のとき最も弱く、 $\theta = 25^\circ$ のとき最も強い。また、使用したネオンランプの発光条件は、実験的に約 30 kW/cm² の値が得られている。受信ホーンの実効面積は約 180 cm²、距離 1500 mm であるから、ホーンで受信した値が約 600 kW 以上の角度において、距離 500 mm に設置したネオンランプが発光するということになる。600 kW 以上での角度を $\Delta\theta$ とすると、 $\Delta\theta = \text{約 } 15\text{--}42^\circ$ となり、これは放射パターン測定結果と良い一致を示す。

5 GHz の時と同様の方法で、グラフから求めた総出力は約 210 MW となった。

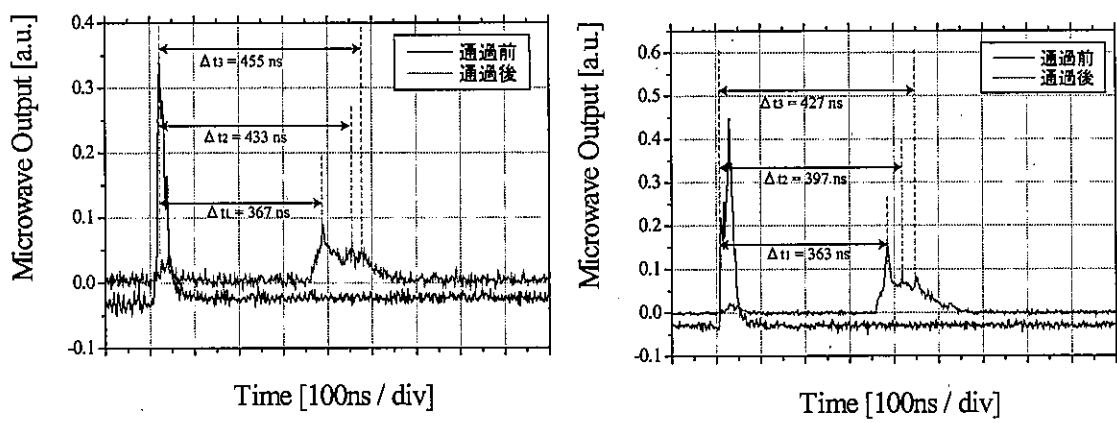


図 3.81: 周波数測定結果

100m 導波管通過前のピークから通過後のピークまでの時間から通過時間を算出した。

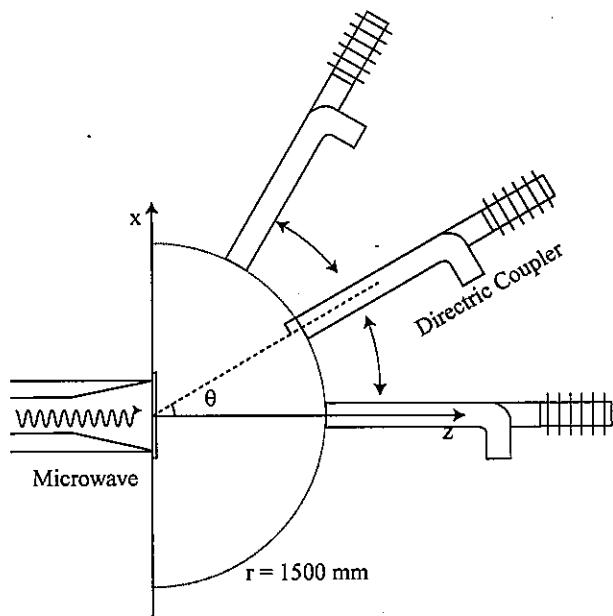


図 3.82: 出力分布測定方法

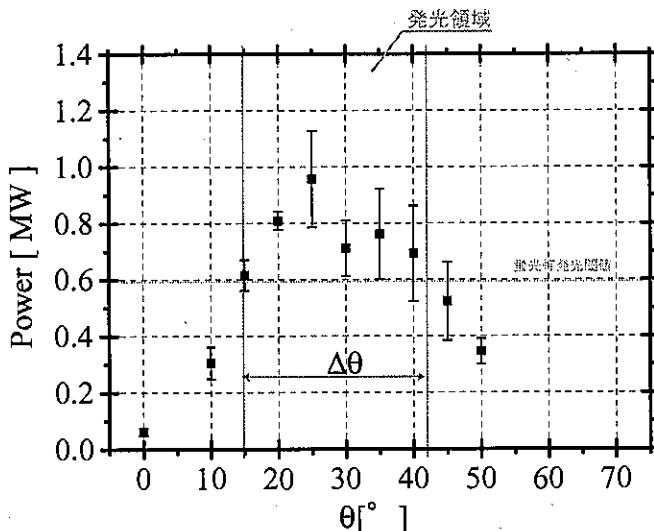


図 3.83: マイクロ波出力分布

3.16 電磁波出力の、ガイド磁場強度による依存

3.16.1 実験におけるガイド磁場強度依存

シミュレーションでみられた電磁波出力の磁場強度依存性を実験で確認し、シミュレーションと実験結果を比較した。

ガイド磁場強度を変化させながら測定したマイクロ波出力を図に示す。この図 3.84 から、ガイド磁場強度への出力依存を確認することができる。0.3 T 以下においてはビーム電流量が大きく下がってしまうので発振が弱くなつたと考えられる。ガイド磁場強度を徐々に強くしていくとマイクロ波出力も大きくなつていき、0.75 T 以上でほとんど発振しなくなつた。

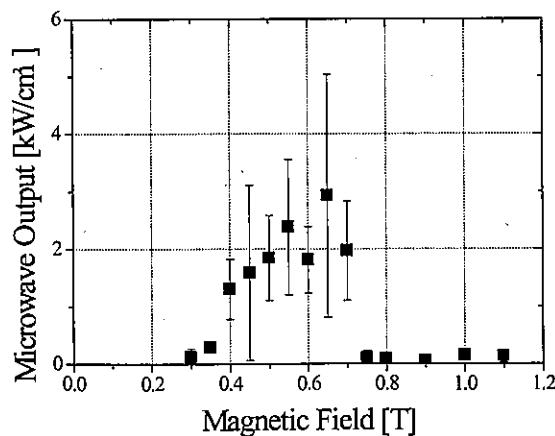


図 3.84: ガイド磁場強度を変化させた際の電磁波出力

角度 0° 、距離 $r=990\text{ mm}$ 。長尺導波管通過後の電磁波出力

3.16.2 シミュレーションにおけるガイド磁場強度依存

以前述べたシミュレーションにおけるガイド磁場強度依存について改めて述べる。

スロット深さの異なる2つのジオメトリにおいて、ガイド磁場強度を変化させ、出力の変化を調べた。図3.85の(a)は、0.1 Tから1.1 Tまでを0.1 Tごとにシミュレーションしたもので、今回実験で確認したのと同じ範囲である。(b)は今回の実験で使用したガイド磁場よりも強い磁場での測定結果である。図3.84と図3.85を比較して、とともに特定の磁場強度で発振が球速に弱まっている。図3.85(b)から、1 T近傍で弱くなつた発振が3 T近傍で再び強くなっていることが分かる。

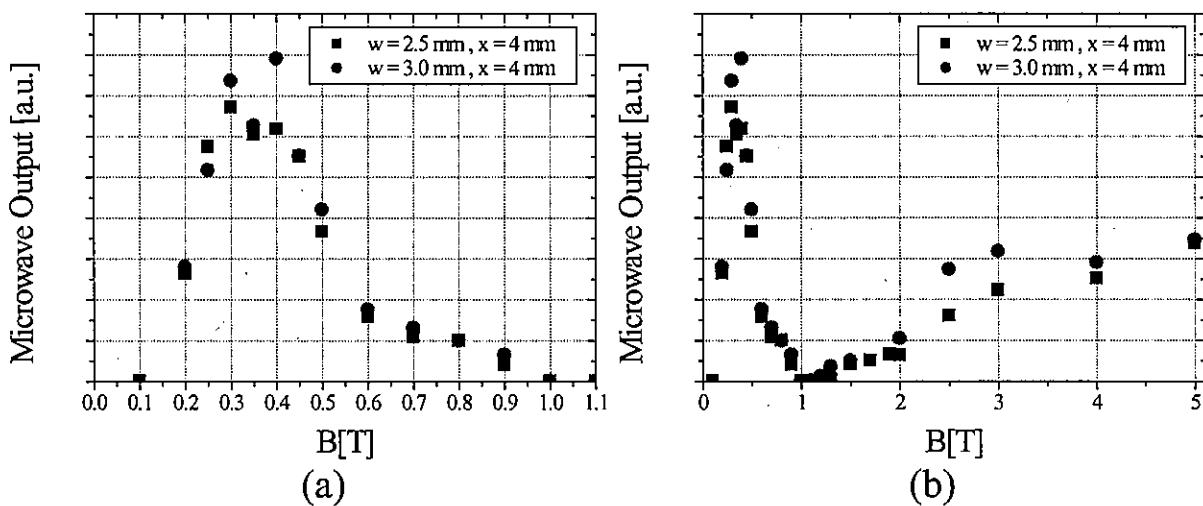


図 3.85: ガイド磁場強度を変化させた際のシミュレーション結果

(a)0.1~1.1 T, (b)0.1~5.0 T

3.16.3 サイクロトロン吸収

実験とシミュレーションで発生したこの特定磁場強度での発振の谷間は、サイクロトロン周波数で発生するサイクロトロン吸収によるものだと考えられる。

我々の発振管ではスロースペースチャージモードと導波管モードの同期による発振を考えている。このスロースペースチャージモード自身にはガイド磁場強度を変化させることで影響は出ない。しかし、ガイド磁場強度によってビームのサイクロトロンモードの切片が変化する。このことからサイクロトロンモードと導波管モードの同期する点が変化するために、サイクロトロン吸収と呼ばれる現象が起りうる。

サイクロトロン吸収と呼ばれる現象はサイクロトロンモードと導波管モードの交点とスペースチャージモードと導波管モードの交点が同じ周波数であるとき起こる。つまり、図3.86のような場合にはサイクロトロン吸収は起きないが、図3.87のような低磁場のときはサイクロトロンモードの切片が下がってくるためにサイクロトロン吸収

が起きる。そのようなサイクロトロン吸収によって磁場強度を変化させたときの出力に生じる谷間をサイクロトロンディップと呼ぶ[9][10]。

このサイクロトロン吸収を防ぐには、ガイド磁場強度をサイクロトロンディップから外すか、設計段階で発振周波数をガイド磁場強度のサイクロトロン周波数からずらしてやればよい。

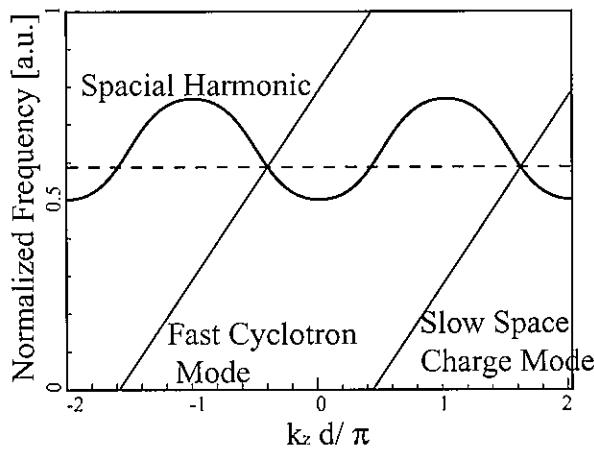


図 3.86: 分散関係

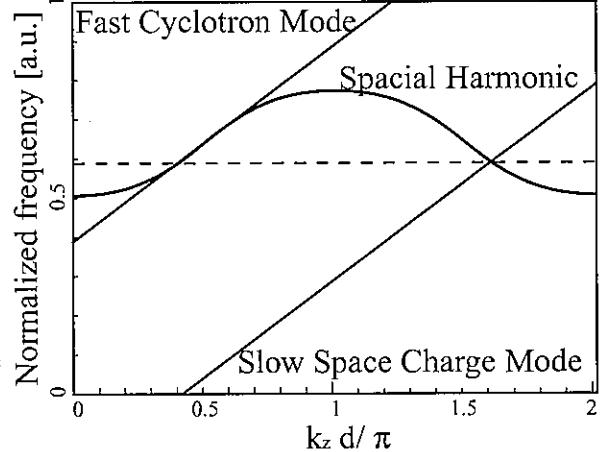


図 3.87: 低磁場下での分散関係

3.17 ここまで纏め

10 GHz 発振管の製作に関して纏める。

- 分散関係とシミュレーションコードを用いて 10 GHz 発振管を設計した。
- 発振管を製作し、HPM の発振を確認した。
- 約 210 MW の発振を確認した。
- サイクロトロン吸収によるサイクロトロンディップが発生した。

3.18 プラズマ中の電磁波伝搬

3.18.1 はじめに

今回は実験には至らなかったが、将来的にプラズマ中の電磁波伝搬を考えると、その伝搬条件が問題になってくる。

無磁場化のプラズマ中を伝搬するマイクロ波の周波数には、プラズマ密度によって制限が出てくる。

カットオフ密度は次の式で求められる。

荷電粒子の運動方程式

$$m_s \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} = q_s(\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}_0) - m_s \nu_s \mathbf{v}_s$$

$$\mathbf{E} \propto \exp(-i\omega t)$$

ν_s : 弹性衝突周波数

(3.39)

ここで、 $B_0 = 0$ とすると電流密度は次のようになる。

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e = -\frac{e^2 n_0 \mathbf{E}}{m_e(i\omega - \nu_e)}$$
(3.40)

イオンが追随しないとき、これが全電流となる。これよりマクスウェルの方程式が次のように書ける。

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{J} = -i\omega \epsilon_0 \epsilon_p \mathbf{E}$$
(3.41)

これよりプラズマ比誘電率 ϵ_p は次のようなになる。

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}$$
(3.42)

衝突を無視し、プラズマ周波数を書き直す。

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$
(3.43)

$$= 1 - \frac{n_e}{n_c}$$
(3.44)

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{q^2}$$
(3.45)

この式に、 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$, $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$, $q = 1.6 \times 10^{-19}$, $\omega = 3.14 \times 10^{10}$ を代入する。

$$n_c = \frac{8.85 \times 10^{-12} \times 9.1 \times 10^{-31} \times (3.14 \times 10^{10})^2}{(1.6 \times 10^{-19})^2} = 3.1 \times 10^{17} [m^{-3}]$$
(3.46)

となる。

これは、マイクロ波でプラズマを加熱するとき妨げになる。解決方法として、プラズマに磁場を印加することを考えた。

磁場を印加することで無磁場では、マイクロ波が伝搬しなかった密度まで伝搬させることができる。

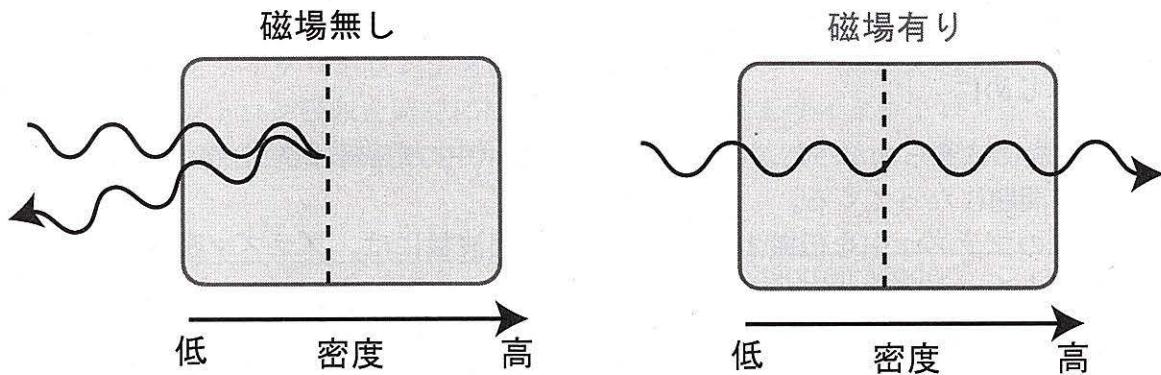


図 3.88: カットオフ密度

3.18.2 分散式

磁場を印加した際のプラズマ中のマイクロ波伝搬の様子を知るために分散式を用いる [11] [12]。ここでは、その導出を述べる。

プラズマ中のマイクロ波伝搬モード

磁場を印加することでプラズマ中のマイクロ波は、様々なモードを持ち伝搬することになる。伝搬モードは主に次のものである。

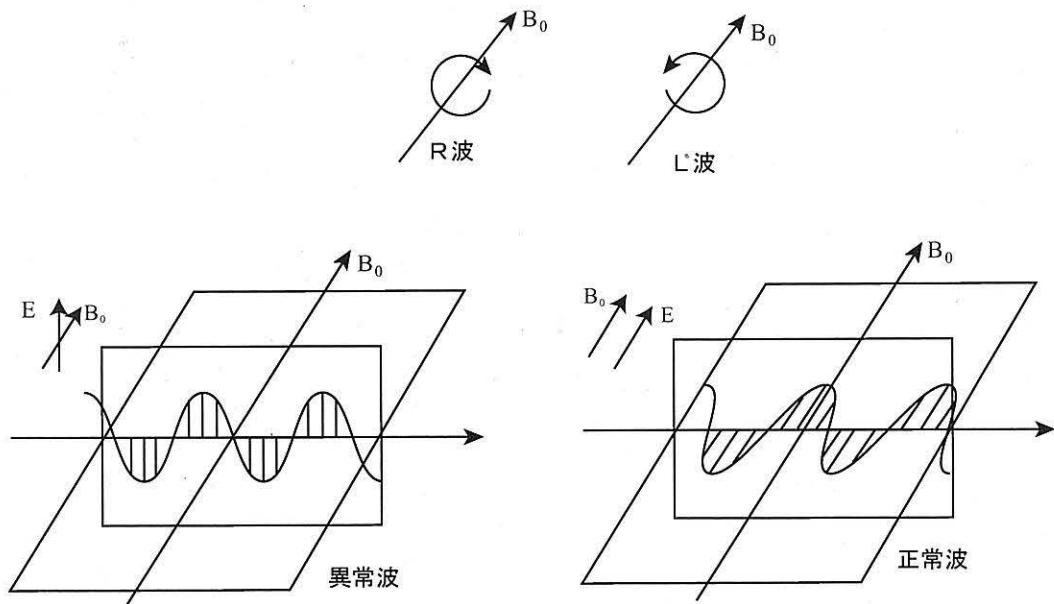


図 3.89: 伝搬モード

磁場の進行方向に対して、右回り、左回りの円偏波をする R 波、L 波。磁場に対して垂直成分しか持たない異常波、平行成分しか持たない正常波が存在する。これらのモードが変化しながら伝搬してゆく。

伝搬する条件を屈折率を用いて考える。

感受率と誘電率テンソル

プラズマの分散式は、場の方程式の1連齊次方程式から一般的に求めることができる。マクスウェルの方程式の代入するためプラズマ電流 \mathbf{j} を電場 \mathbf{E} を用いて表す。このとき誘電率テンソルを使用する。

背景の磁場、プラズマの密度および成分は時間的に一定、空間的に均一とする。

マクスウェルの方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.47)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \mathbf{D}(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) \cdot \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) \quad (3.48)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.49)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.50)$$

変位電流 \mathbf{D} は真空中のそれとプラズマ電流の和である。

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \equiv \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.51)$$

この式を空間と時間についてフーリエ解析すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{D}(\omega, \mathbf{k}) &= \frac{i}{\omega} \mathbf{j}(\omega, \mathbf{k}) + \varepsilon_0 \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) \cdot \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) \end{aligned} \quad (3.52)$$

プラズマ電流は巨視的粒子速度を使って次のように表せる。

$$\mathbf{j} = \sum_s \mathbf{j}_s = \sum_s n_s q_s \mathbf{v}_s \quad (3.53)$$

n_s は電荷 q_s を持つ s 種の粒子の数密度、 q_s は代数値である。誘電率テンソルはそれぞれの寄与を加算することができる。

プラズマ s 種の感受率 χ_s の誘電率テンソルへの寄与は次のようになる。

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_s \chi_s(\omega, \mathbf{k}) \quad (3.54)$$

χ_s に基づくプラズマ電流への寄与は \mathbf{j}_s である。3.52, 3.54 から

$$\mathbf{j}_s = \rho_s \cdot \mathbf{E} = -i\varepsilon_0 \omega \chi_s \mathbf{E} \quad (3.55)$$

ρ_s は s 種のプラズマ粒子の伝導率 $\rho(\omega, \mathbf{k})$ への寄与である。

冷たいプラズマの理論に基づいて χ_s と ε の決定へと進む s 種粒子の衝突を無視した流体方程式は次のようになる。

$$n_s m_s \frac{dV_s}{dt} = n_s q_s (\mathbf{E} + \frac{V_s}{c} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \Phi_s \quad (3.56)$$

ϕ_s はストレステンソル(冷たいプラズマでは0)である。3.56を次のように書き換える。

$$m_s \frac{dV_s}{dt} = q_s (\mathbf{E} + \frac{V_s}{c} \times \mathbf{B}) \quad (3.57)$$

フーリエ解析を行って次の式になる。

$$-i\omega m_s V_s = q_s (\mathbf{E} + \frac{V_s}{c} \times \mathbf{B}_0) \quad (3.58)$$

次の表示を使う。

$$v_{\pm} = \frac{1}{2}(v_s \pm iv_y) \quad (3.59)$$

$$E_{\pm} = \frac{1}{2}(E_x \pm iE_y) \quad (3.60)$$

$$(3.61)$$

これを使って3.58を書き直す。 $\mathbf{B}_0 = B_0 Z$

$$\begin{aligned} -i\omega m_s v_x &= q_s (E_x + \frac{B_0}{c} v_y) \\ -i\omega m_s v_y &= q_s (E_y - \frac{B_0}{c} v_x) \\ -i\omega m_s v_z &= q_s E_z \end{aligned} \quad (3.62)$$

さらに次のようになる。

$$v_s^{\pm} = \frac{q_s E_s^{\pm}}{i(-\omega m_s \pm B_0/c)} = \frac{i q_s}{m_s} \frac{E_s^{\pm}}{\omega \mp \Omega_s} \quad (3.63)$$

$$v_{zs} = \frac{i q_s}{m_s} \frac{E_z}{\omega} \quad (3.64)$$

ここで $\Omega_s \equiv \frac{q_s B_0}{m_s c}$ は代数的サイクロトロン周波数である。 $n_s q_s v_s^{\pm} = -\frac{i\omega}{4\pi} \chi_s^{\pm} E^{\pm}$ を使ってさらに書き換える。

$$\chi_s^{\pm} = -\frac{\omega_{ps}^2}{\omega(\omega \mp \Omega_s)} \quad (3.65)$$

$$\chi_{zz} = -\frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (3.66)$$

ここで $\omega_{ps}^2 = \frac{4\pi n_s q_s^2}{m_s}$ はプラズマ周波数である。 v^{\pm}, E^{\pm} を v_x, v_y, E_x, E_y に戻す。

$$\frac{v_{xs}}{2} + i \frac{v_{ys}}{2} = \frac{q_s}{m_s} \frac{iE_x - E_y}{2(\omega - \Omega_s)} \quad (3.67)$$

$$\frac{v_{xs}}{2} - i \frac{v_{ys}}{2} = \frac{q_s}{m_s} \frac{iE_x + E_y}{2(\omega + \Omega_s)} \quad (3.68)$$

3.67 + 3.68より次の式が得られる。

$$v_{xs} = -\frac{i}{4\pi n_s q_s} \frac{4\pi n_s q_s^2}{m_s} \left(-\frac{E_x}{\omega^2 - \Omega_s^2} - i \frac{\Omega_s}{\omega(\omega^2 - \Omega_s^2)} E_y \right) \quad (3.69)$$

この式と次の関係を使う。

$$\mathbf{v} = -\frac{i\omega}{4\pi nq}\chi \mathbf{E} \quad (3.70)$$

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}E_x & \chi_{xy}E_y & \circ \\ \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ \end{pmatrix} \quad (3.71)$$

これらより成分比較をして次を得る。

$$\chi_{xx} = \omega_{ps}^2 \left(-\frac{1}{\omega^2 - \Omega_s^2} \right) = \frac{\chi^+ + \chi^-}{2} \quad (3.72)$$

$$\chi_{xy} = \omega_{ps}^2 \left(-i \frac{\Omega_s}{\omega(\omega^2 - \Omega_s^2)} \right) = \frac{i(\chi^+ - \chi^-)}{2} \quad (3.73)$$

Z 成分については次のように求める。

$$v_{zs} = -\frac{i\omega}{4\pi nq}\chi_{zz}E_z = \frac{iq_s}{m_s} \frac{E_z}{\omega} \quad (3.74)$$

$$\chi_{zz} = -\frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (3.75)$$

以上より次のようになる。

$$\epsilon \cdot \mathbf{E} = \begin{pmatrix} D_\perp & -iD_x & 0 \\ iD_x & D_\perp & 0 \\ 0 & 0 & D_{||} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3.76)$$

それぞれの成分は次のようにになっている。

$$R = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \Omega_s} \quad (3.77)$$

$$L = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega - \Omega_s} \quad (3.78)$$

$$D_\perp = \frac{1}{2}(R + L) \quad (3.79)$$

$$D_x = \frac{1}{2}(R - L) \quad (3.80)$$

$$D_{||} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (3.81)$$

分散式

誘電率テンソルを得たので、平面波に対するマクスウェル方程式を解くことができる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.82)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 j + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.83)$$

この2つの式を組み合わせ、フーリエ解析をする。

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \varepsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.84)$$

ここで \mathbf{k} の方向を持ち、屈折率の大きさを持つ無次元ベクトル \mathbf{n} を用いる。

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}c}{\omega} \quad \mathbf{n} = (n \sin \theta, 0, n \cos \theta) \quad (3.85)$$

これを用いて次のように書ける。

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \varepsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.86)$$

行列式で書くと次のようになる。

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD_x & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD_x & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & D_{\parallel} - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3.87)$$

このベクトル波動方程式が解を持つ条件は行列式が0になることである。そのため次のようになる。

$$AN^4 - BN^2 + C = 0 \quad (3.88)$$

$$\begin{cases} A = D_{\perp} \sin^2 \theta + D_{\parallel} \cos^2 \theta \\ B = (D_{\perp}^2 - D_x^2) \sin^2 \theta + D_{\perp} D_x (1 + \cos^2 \theta) \\ C = D_{\parallel} (D_{\perp}^2 - D_x^2) = D_{\parallel} RL \end{cases} \quad (3.89)$$

この式は別の形に書き換えることができる。

$$\tan^2 \theta = \frac{-D_{\parallel} (n^2 - R) (n^2 - L)}{(S n^2 - RL) (n^2 - D_{\parallel})} \quad (3.90)$$

$\theta = 0$ となるとき $D_{\parallel} = 0, n^2 = R, n^2 = L$ のいずれかである。 $n^2 = R$ であるときR波が存在し、 $n^2 = L$ のときL波が存在する。

$\theta = \pi/2$ となるとき $n^2 = RL/S, n^2 = D_{\parallel}$ のいずれかである。 $n^2 = RL/S$ のとき正常波(Ordinary Wave)であり、 $n^2 = D_{\parallel}$ のとき異常波(Extraordinary Wave)である。

3.88式をさらに屈折率の磁場に対する垂直成分、平行成分に分けて式を書き直す。

ここで N_{\perp} と N_{\parallel} を次のようにおく。

$$\begin{aligned} N \cos \theta &= N_{\parallel} \\ N \sin \theta &= N_{\perp} \end{aligned}$$

これを使って式を変形する。

$$\begin{aligned} (D_{\perp} N_{\perp}^2 + D_{\parallel} N_{\parallel}^2)(N_{\parallel}^2 + N_{\perp}^2) - (D_{\parallel} D_{\perp} + RL) N_{\perp}^2 \\ - 2D_{\parallel} D_{\perp} N_{\parallel}^2 + D_{\parallel} RL = 0 \end{aligned} \quad (3.91)$$

この式を N_{\parallel}^2 の2次方程式と考えて解く。

$$N_{\parallel}^4 + B' N_{\parallel}^2 + C' = 0 \quad (3.92)$$

$$N_{\parallel}^2 = \frac{-B' \pm \sqrt{B'^2 - 4C'}}{2} \quad (3.93)$$

$$\begin{cases} B' = \left(1 + \frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right) N_{\perp}^2 - 2D_{\perp} \\ C' = \frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}} N_{\parallel}^4 - \left(D_{\perp} + \frac{RL}{D_{\parallel}}\right) N_{\perp} + RL \end{cases} \quad (3.94)$$

また、漸近線も示しておく。3.91式を因数分解をすると次のようになる。

$$\left(N_{\perp}^2 + N_{\parallel}^2 - D_{\perp} + \frac{RL - D_{\perp}^2}{D_{\parallel} - D_{\perp}}\right) \left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}} N_{\perp}^2 + N_{\parallel}^2 - D_{\perp} - \frac{RL - D_{\perp}^2}{D_{\parallel} - D_{\perp}}\right) - D_{\perp}^2 + \frac{(RL - D_{\perp}^2)^2}{D_{\perp} - D_{\parallel}} + RL = 0 \quad (3.95)$$

これより漸近線は次のようになる。

$$N_{\perp}^2 + N_{\parallel}^2 = D_{\perp} - \frac{RL - D_{\perp}^2}{D_{\parallel} - D_{\perp}} \quad (3.96)$$

$$\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}} N_{\perp}^2 + N_{\parallel}^2 = D_{\perp} + \frac{RL - D_{\perp}^2}{D_{\parallel} - D_{\perp}} \quad (3.97)$$

以上のように求めた式を持ちいて、伝搬条件を考える。

3.18.3 分散式とCMAダイアグラム

ここでは、求めた分散式からどのようなグラフが得られるかみしていく。また、プラズマ中の波動伝搬を表したCMA(Clemmow-Mullaly-Allis)の領域と照らし合わせていく[13]。

CMAダイアグラム

CMAダイアグラムとは、プラズマ中の波動伝搬を総合的に表現したものである(図3.90)。

まず、図の横軸は電子密度に関係し、縦軸は印加された磁界強度に関係している。図中の領域は遮断や共鳴条件を表わす。それらによって囲まれた領域では、その領域特有の種類の波動が存在する。

各領域中の楕円や円・8字型の記号は、それに記されている種類の波動の存在を示している。例えば図の一番上の左側を例にとると、この領域にはRで示す右回り波・Lで表わす左回り波、およびXおよびOで示す異常波および正常波が存在している。そして、円や楕円や8字形の図形はその中心からのなす長さが、印加磁界(磁界の向きは図の下から上にとってある)を基準とした方向となす角度に対する位相速度を表わしている。

ここで領域2では、いかなるモードも伝搬することができない。そのため、この領域を避けるようにすればよい。例えば、無磁場において領域2に入っているとき磁場を印加し領域6、8に移してやることができる。

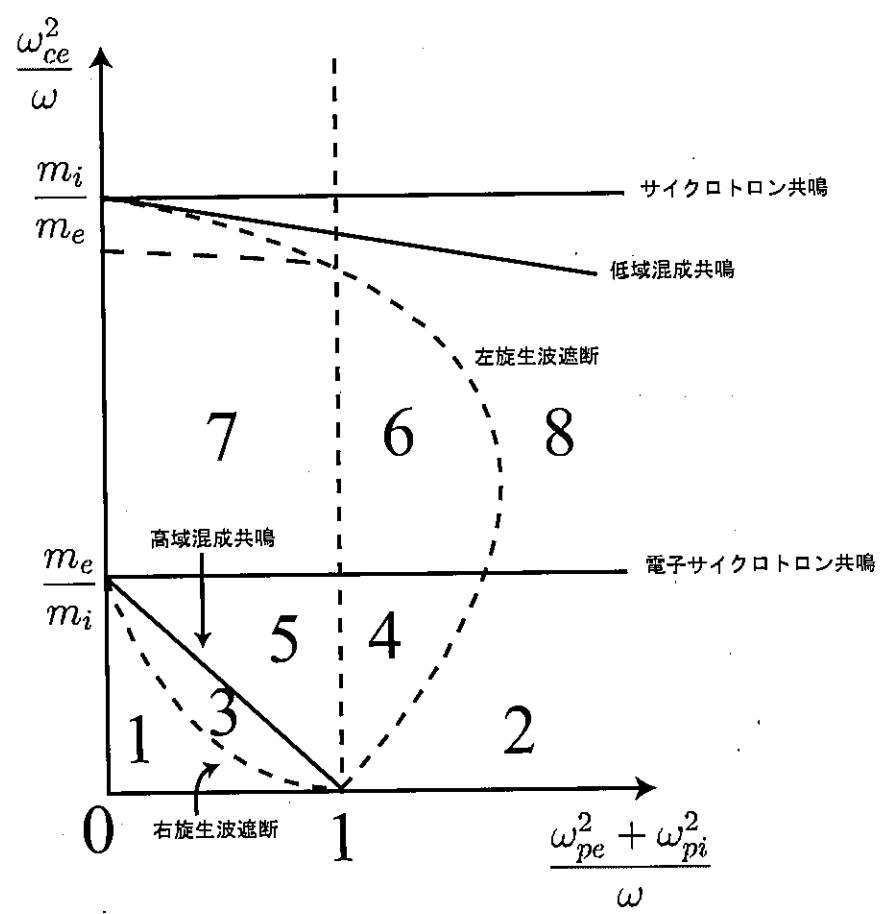


図 3.90: CMA ダイアグラム

屈折率のグラフ

次に屈折率のグラフについて述べる。分散式から N_{\parallel} と N_{\perp} のグラフを描く [14]。

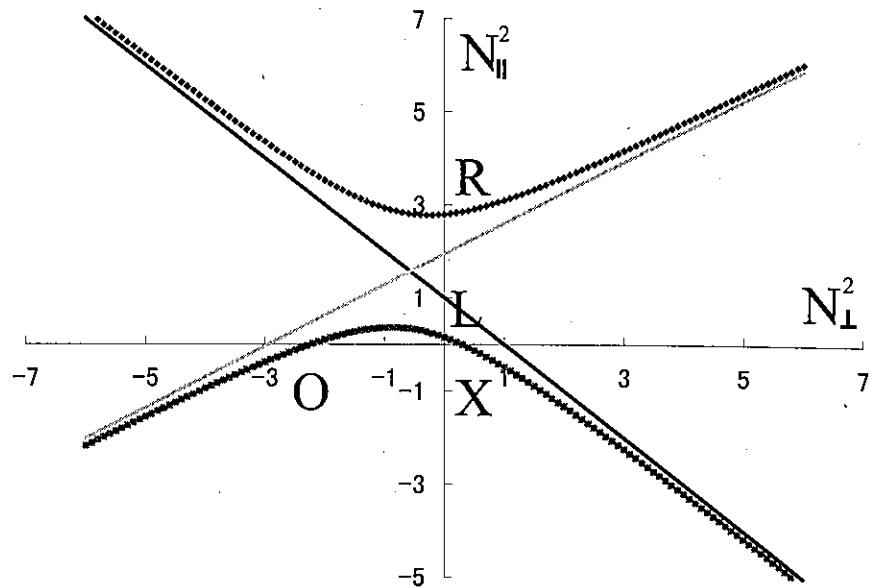
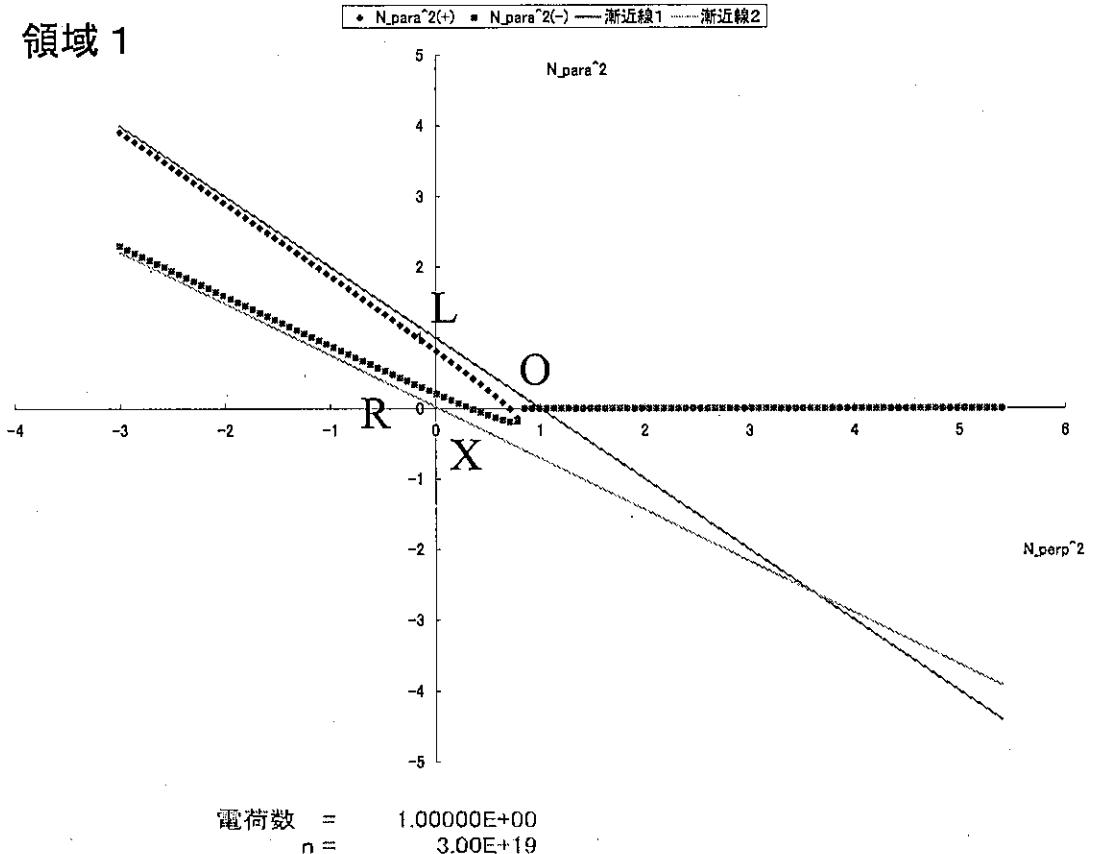


図 3.91: 屈折率

グラフは双曲線が描かれる。直線は漸近線である。第 1 象限は伝搬波、第 2, 4 象限は表面波で磁力軸方向、垂直方向に伝わる。第 3 象限は伝搬不可能である。

N_{\parallel} と曲線の交点が R 波、L 波の存在を表す。また、 N_{\perp} と曲線の交点が正常波、異常波の存在を表す。次に各領域のグラフについてみてゆく。

領域 1



電子	
$n_e (m^{-3})$ =	3.00000E+19
$q_e (e)$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_e (kg)$ =	9.10000E-31
$B_0 (T)$ =	2
ω_{pe}^2 =	9.56211E+22
fpe =	49,214,947,139
ω_{ce} =	3.52125E+11
fce =	56042478060

イオン	
$n_i (m^{-3})$ =	3.00000E+19
$qi (e)$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$mi (kg)$ =	1.67000E-27
$B_0 (T)$ =	2
ω_{pi}^2 =	5.21049E+19
fpi =	1,148,839,829
ω_{ci} =	-1.91877E+08
fci =	-30538116.79

f =	9.00000E+10
ω =	5.65487E+11
D_{perp} =	5.11433E-01
D_{para} =	7.00811E-01
D_x =	-3.04126E-01
R =	2.07307E-01
L =	8.15559E-01

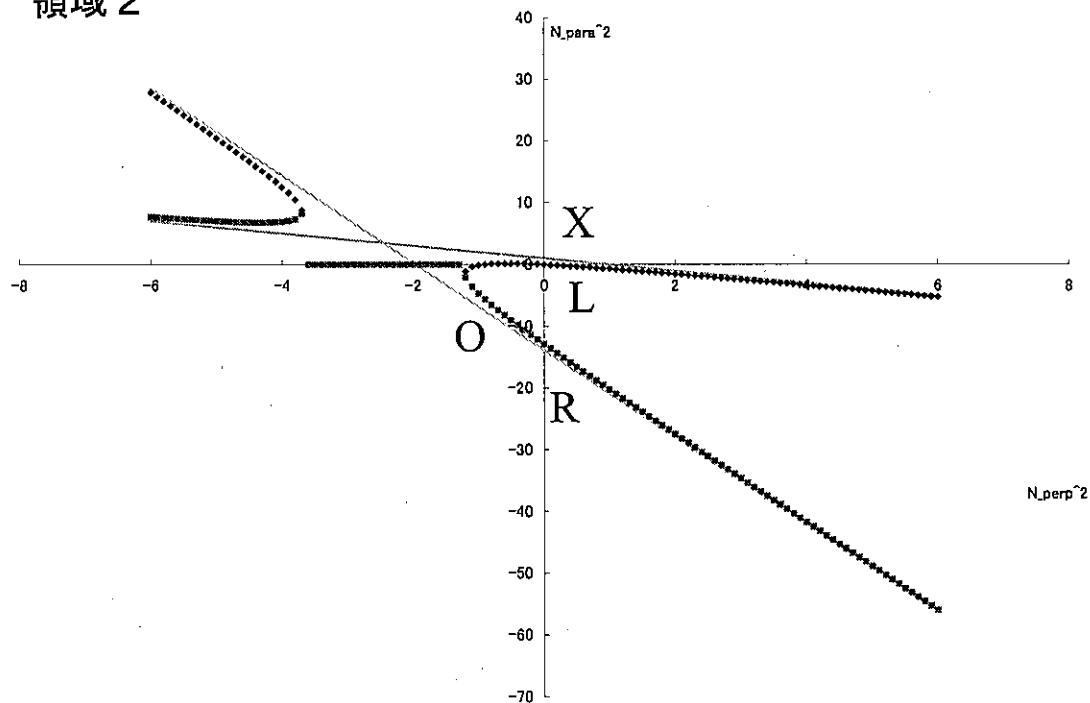
軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.815559489
$N_{para}^2(-)$ =	0.207307413
$N_{perp}^2(+)$ =	7.00811E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	3.30584E-01

横	$\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2) / \omega^2 =$	2.99189E-01
縦	$\omega_{ce}^2 / \omega^2 =$	0.387748068
	$m_i^2 / m_e^2 =$	3.3678.E+06
	$m_i / m_e =$	1.83516E+03
	$m_e / m_i =$	5.44910E-04

図 3.92: 領域 1

領域 2

◆ N_{para}²⁽⁺⁾ * N_{para}²⁽⁻⁾ —— 漸近線1 —— 漸近線2



電荷数 = 1.00000E+00
 n = 1.00E+20

電子	
n _e (m ⁻³) =	1.00000E+20
q _e (c) =	-1.60217E-19
ε ₀ (F/m) =	8.85000E-12
m _e (kg) =	9.10000E-31
B ₀ (T) =	2
ω _{pe} ² =	3.18737E+23
f _{pe} =	89,853,789.049
ω _{ce} =	3.52125E+11
f _{ce} =	56042478060

イオン	
n _i (m ⁻³) =	1.00000E+20
q _i (c) =	1.60217E-19
ε ₀ (F/m) =	8.85000E-12
m _i (kg) =	1.67000E-27
B ₀ (T) =	2
ω _{pi} ² =	1.73683E+20
f _{pi} =	2,097,484.964
ω _{ci} =	-1.91877E+08
f _{ci} =	-30538116.79

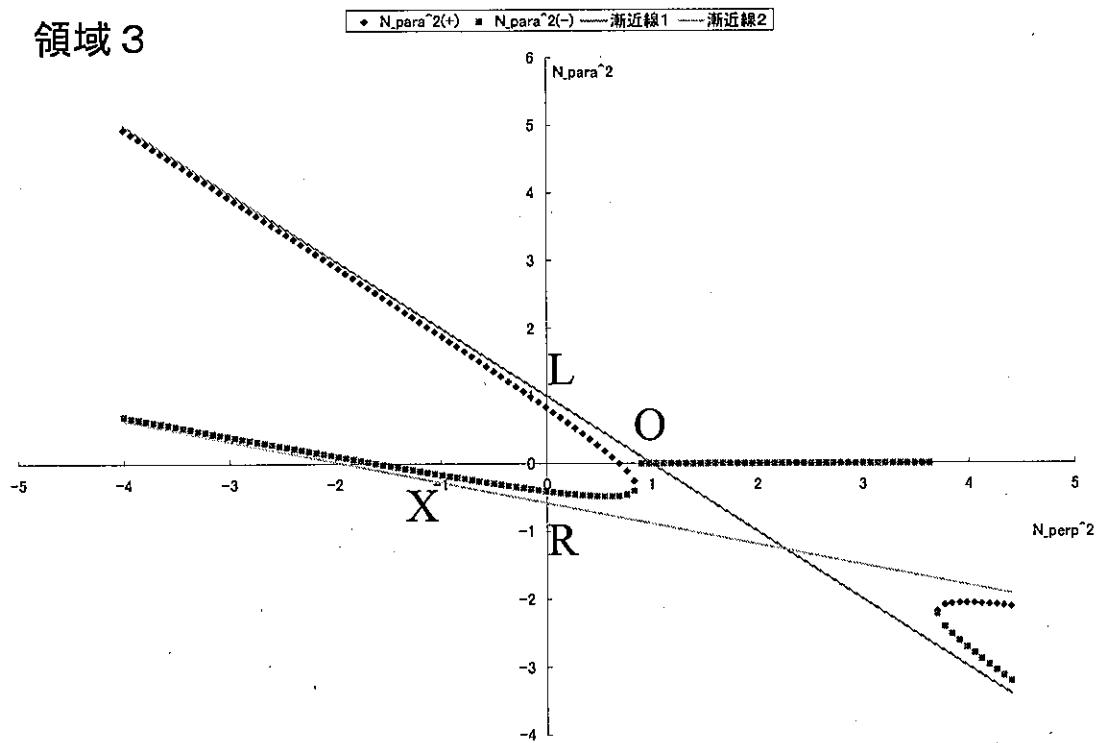
f =	6.50000E+10
ω =	4.08407E+11
D _{perp} =	-6.44745E+00
D _{para} =	-9.11977E-01
D _x =	-6.42024E+00
R =	-1.28677E+01
L =	-2.72172E-02

軸との交点	
N _{para} ²⁽⁺⁾ =	-12.8676908
N _{para} ²⁽⁻⁾ =	-0.027217246
N _{perp} ²⁽⁺⁾ =	-9.11977E-01
N _{perp} ²⁽⁻⁾ =	-5.43196E-02

横 $(\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2)/\omega^2 = 1.91198E+00$
 縦 $\omega_{ce}^2/\omega^2 = 0.743374993$
 $m_i^2/m_e^2 = 3.3678.E+06$
 $m_i/m_e = 1.83516E+03$
 $m_e/m_i = 5.44910E-04$

図 3.93: 領域 2

領域 3



電荷数 = 1.00000E+00
 n = 2.00E+19

電子	
n _e (m ⁻³) =	2.00000E+19
q _e (c) =	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m _e (kg) =	9.10000E-31
B ₀ (T) =	2
ω_{pe}^2 =	6.37474E+22
f _{pe} =	40,183,836,070
ω_{ce} =	3.52125E+11
f _{ce} =	56042478060

イオン	
n _i (m ⁻³) =	2.00000E+19
q _i (c) =	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m _i (kg) =	1.67000E-27
B ₀ (T) =	2
ω_{pi}^2 =	3.47366E+19
f _{pi} =	938,023,792
ω_{ci} =	-1.91877E+08
f _{ci} =	-30538116.79

f =	7.20000E+10
ω =	4.52389E+11
D _{perp} =	2.09546E-01
D _{para} =	6.88345E-01
D _x =	-6.15132E-01
R =	-4.05585E-01
L =	8.24678E-01

軸との交点	
N _{para} ²⁽⁺⁾ =	0.824677745
N _{para} ²⁽⁻⁾ =	-0.405585487
N _{perp} ²⁽⁺⁾ =	6.88345E-01
N _{perp} ²⁽⁻⁾ =	-1.59620E+00

横	$(\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2)/\omega^2 =$	3.11655E-01
縦	$\omega_{ce}^2/\omega^2 =$	0.605856356
	$m_i^2/m_e^2 =$	3.3678.E+06
	$m_i/m_e =$	1.83516E+03
	$m_e/m_i =$	5.44910E-04

図 3.94: 領域 3

領域 4

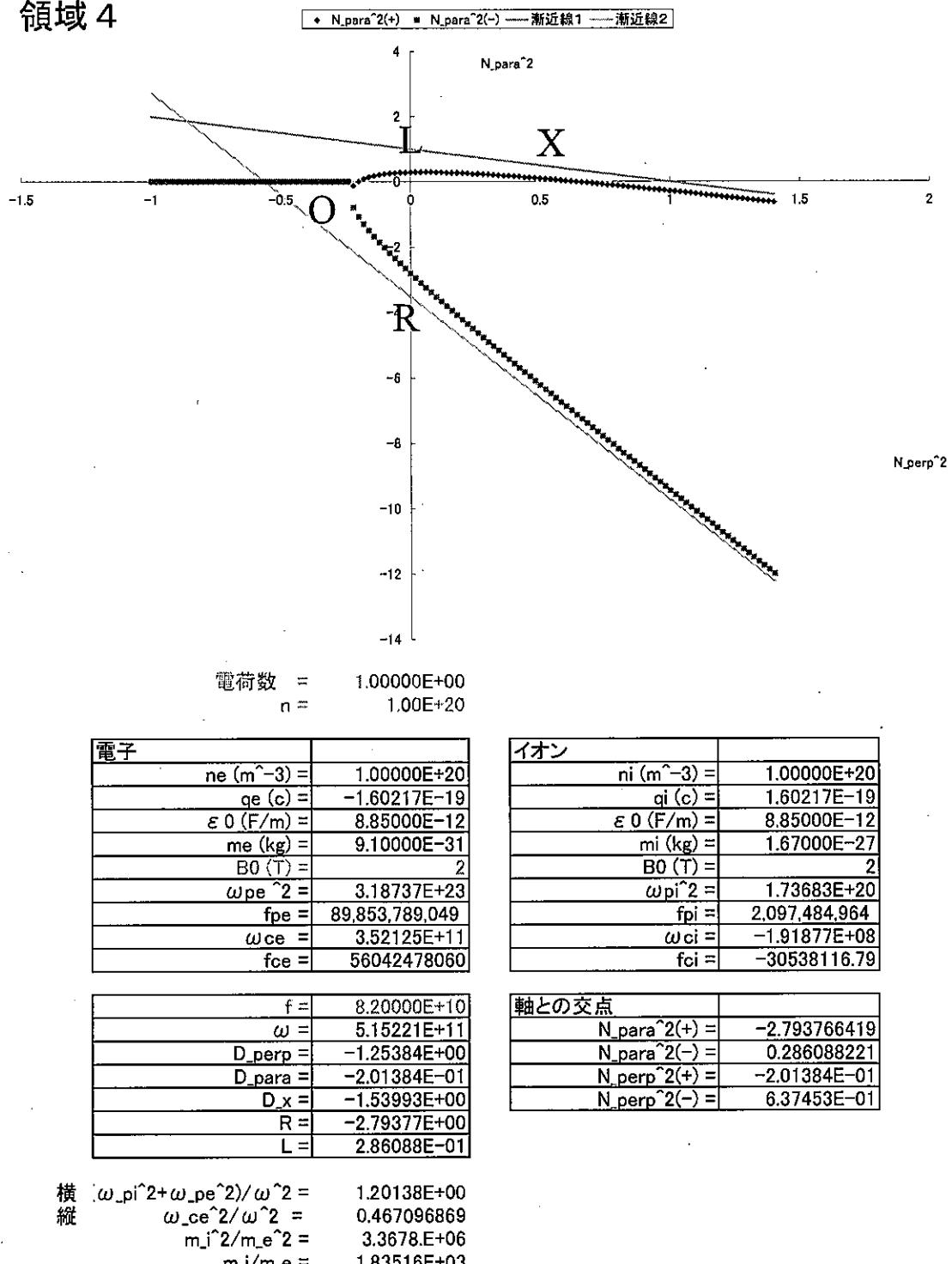
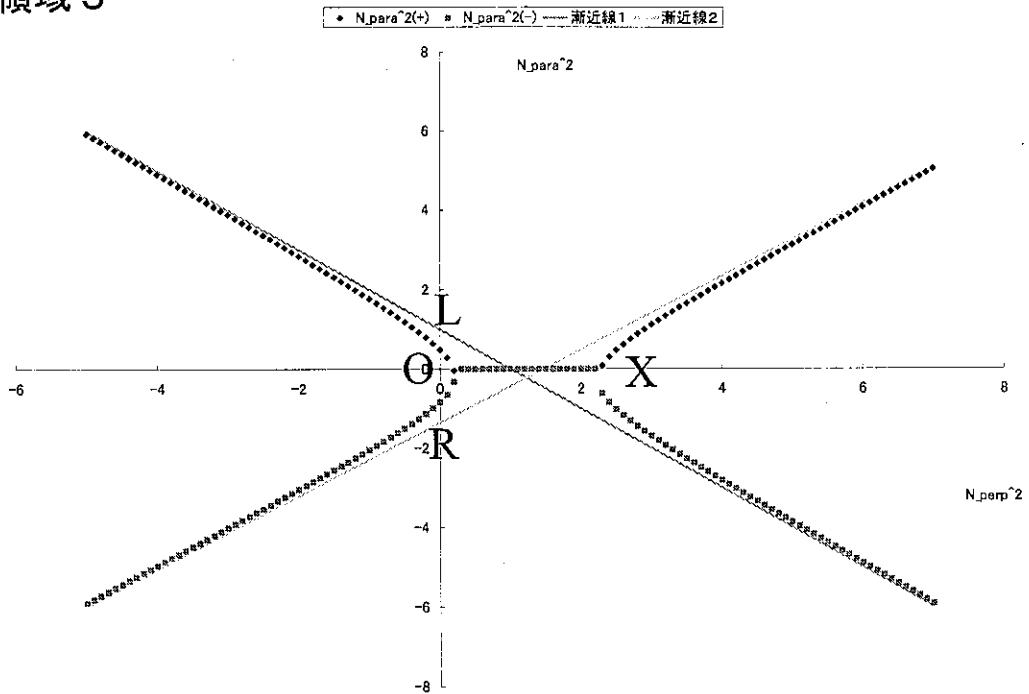


図 3.95: 領域 4

領域 5



電荷数 = 1.00000E+00
n = 1.00E+20

電子	
n _e (m ⁻³) =	1.00000E+20
q _e (c) =	-1.60217E-19
ε_0 (F/m) =	8.85000E-12
m _e (kg) =	9.10000E-31
B ₀ (T) =	2
ω_{pe}^2 =	3.18737E+23
f _{pe} =	89,853,789.049
ω_{ce} =	3.52125E+11
f _{ce} =	56042478060

イオン	
n _i (m ⁻³) =	1.00000E+20
q _i (c) =	1.60217E-19
ε_0 (F/m) =	8.85000E-12
m _i (kg) =	1.67000E-27
B ₀ (T) =	2
ω_{pi}^2 =	1.73683E+20
f _{pi} =	2,097,484,964
ω_{ci} =	-1.91877E+08
f _{ci} =	-30538116.79

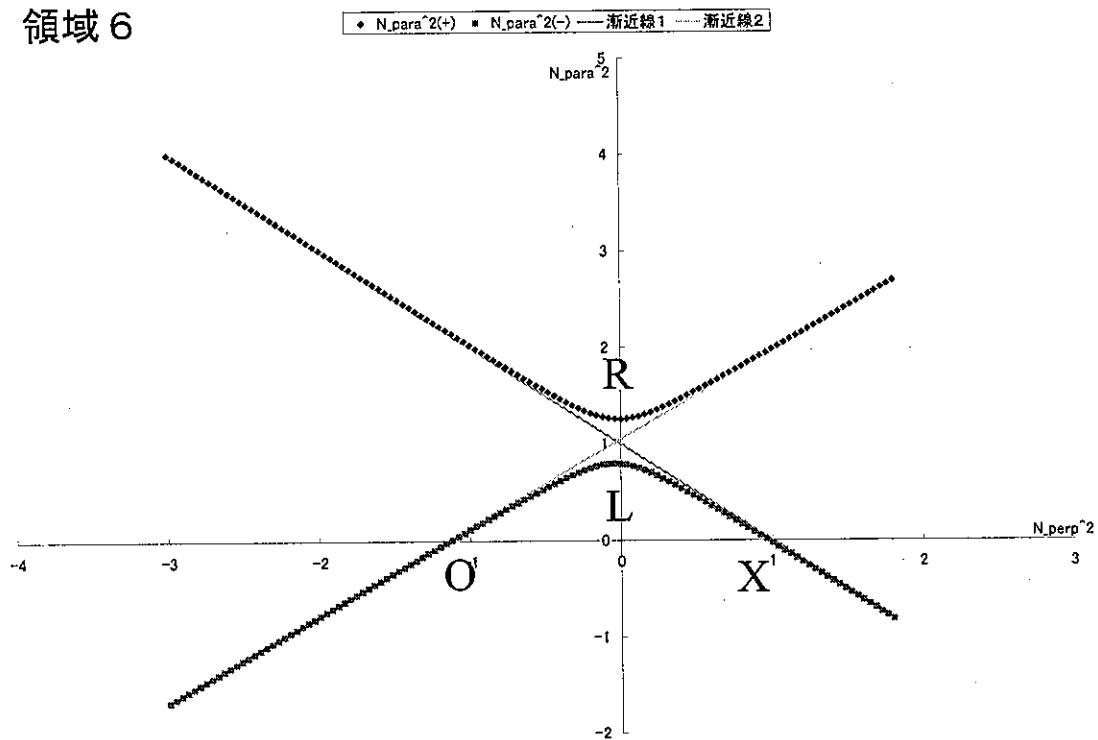
f =	1.00000E+11
ω =	6.28319E+11
D _{perp} =	-1.77495E-01
D _{para} =	1.92190E-01
D _x =	-6.59651E-01
R =	-8.37146E-01
L =	4.82156E-01

軸との交点	
N _{para} ² (+) =	0.482155718
N _{para} ² (-) =	-0.837145577
N _{perp} ² (+) =	1.92190E-01
N _{perp} ² (-) =	2.27406E+00

横 $(\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2)/\omega^2 = 8.07810E-01$
 縦 $\omega_{ce}^2/\omega^2 = 0.314075935$
 $m_i^2/m_e^2 = 3.3678.E+06$
 $m_i/m_e = 1.83516E+03$
 $m_e/m_i = 5.44910E-04$

図 3.96: 領域 5

領域 6



電荷数 = 1.00000E+00
 $n = 9.50E+19$

電子	
$n_e (\text{m}^{-3})$ =	9.50000E+19
$q_e (\text{e})$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (\text{F/m})$ =	8.85000E-12
$m_e (\text{kg})$ =	9.10000E-31
$B_0 (\text{T})$ =	20
ω_{pe}^2 =	3.02800E+23
f_{pe} =	87,578,640,296
ω_{ce} =	3.52125E+12
f_{ce} =	5.60425E+11

イオン	
$n_i (\text{m}^{-3})$ =	9.50000E+19
$q_i (\text{e})$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (\text{F/m})$ =	8.85000E-12
$m_i (\text{kg})$ =	1.67000E-27
$B_0 (\text{T})$ =	20
ω_{pi}^2 =	1.64999E+20
f_{pi} =	2,044,375,458
ω_{ci} =	-1.91877E+09
f_{ci} =	-305381167.9

f =	6.00000E+10
ω =	3.76991E+11
D_{perp} =	1.02354E+00
D_{para} =	-1.13172E+00
D_x =	2.30752E-01
R =	1.25430E+00
L =	7.92791E-01

軸との交点	
$N_{\text{para}}^2(+)$ =	0.792790976
$N_{\text{para}}^2(-)$ =	1.254295169
$N_{\text{perp}}^2(+)$ =	9.71521E-01
$N_{\text{perp}}^2(-)$ =	-1.13172E+00

横 $(\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2) / \omega^2 = 2.13172E+00$
 縦 $\omega_{ce}^2 / \omega^2 = 87.2433152$
 $m_i^2 / m_e^2 = 3.3678E+06$
 $m_i / m_e = 1.83516E+03$
 $m_e / m_i = 5.44910E-04$

図 3.97: 領域 6

領域 7

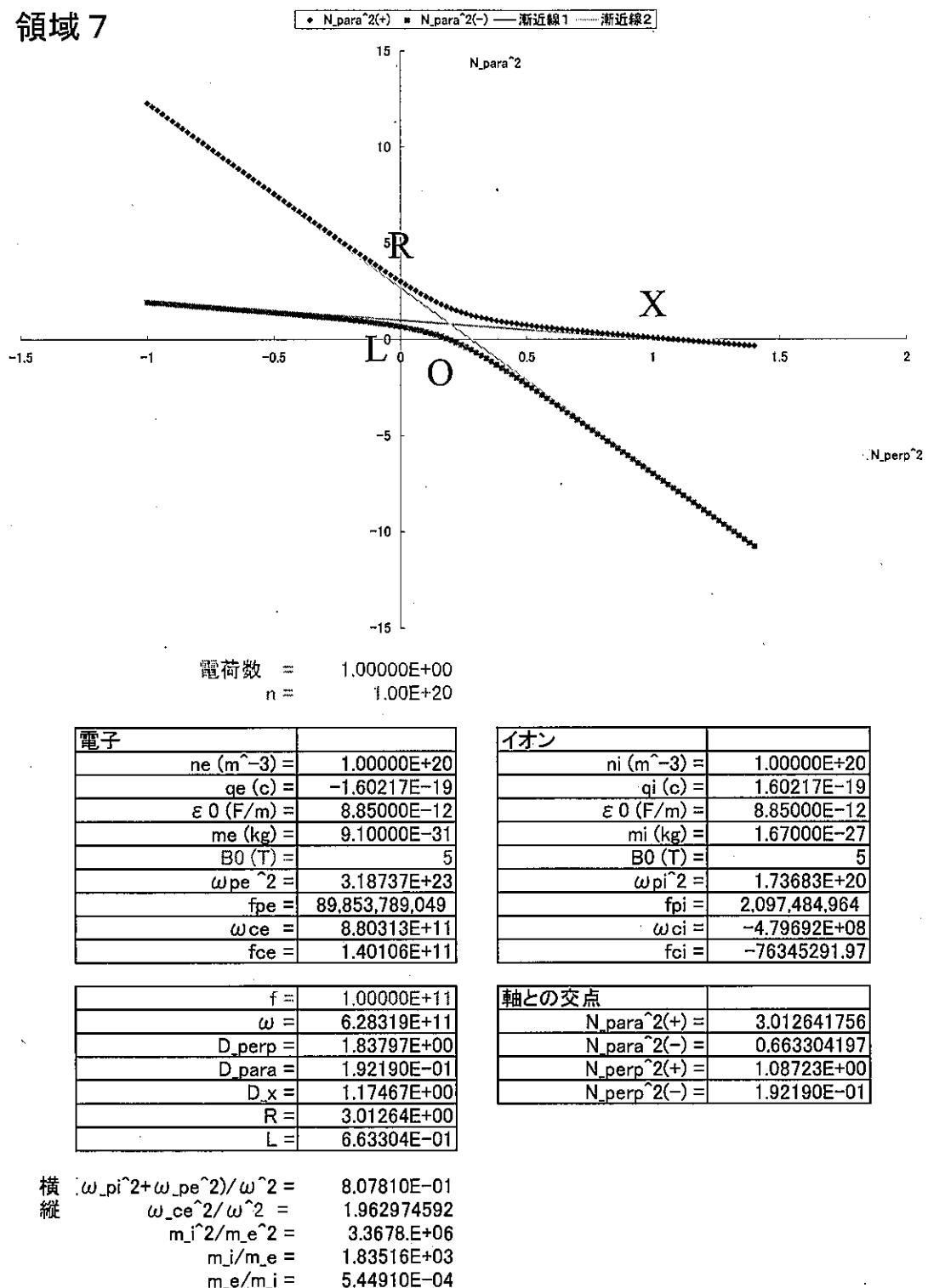
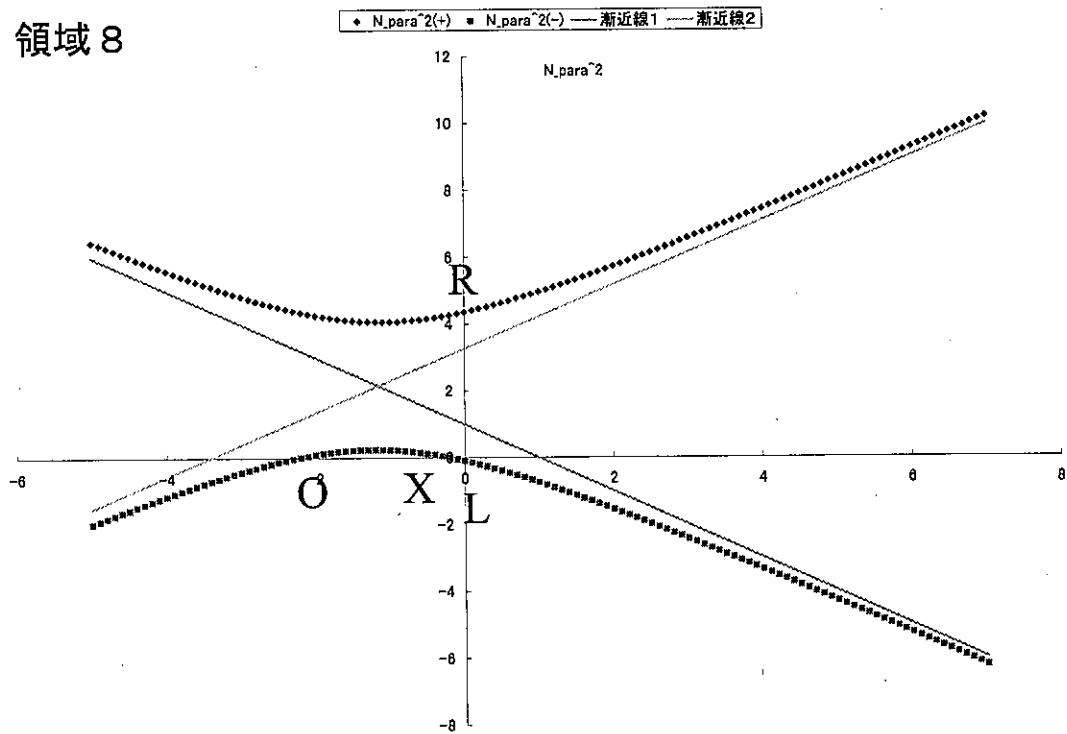


図 3.98: 領域 7

領域 8



電荷数 = 1.00000E+00
 $n = 1.00E+20$

電子	
$n_e (m^{-3}) =$	1.00000E+20
$q_e (c) =$	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m) =$	8.85000E-12
$m_e (kg) =$	9.10000E-31
$B_0 (T) =$	3.5
$\omega_{pe}^2 =$	3.18737E+23
$f_{pe} =$	89,853,789,049
$\omega_{ce} =$	6.16219E+11
$f_{ce} =$	98074336605

イオン	
$n_i (m^{-3}) =$	1.00000E+20
$q_i (c) =$	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m) =$	8.85000E-12
$m_i (kg) =$	1.67000E-27
$B_0 (T) =$	3.5
$\omega_{pi}^2 =$	1.73683E+20
$f_{pi} =$	2,097,484,964
$\omega_{ci} =$	-3.35784E+08
$f_{ci} =$	-53441704.38

$f =$	5.00000E+10
$\omega =$	3.14159E+11
$D_{perp} =$	2.13241E+00
$D_{para} =$	-2.23124E+00
$D_x =$	2.22467E+00
$R =$	4.35708E+00
$L =$	-9.22549E-02

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	-0.092254934
$N_{para}^2(-)$ =	4.35708342
$N_{perp}^2(+)$ =	-1.88501E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	-2.23124E+00

横 $(\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2) / \omega^2 =$	3.23124E+00
縦 $\omega_{ce}^2 / \omega^2 =$	3.8474302
$m_i^2 / m_e^2 =$	3.3678.E+06
$m_i / m_e =$	1.83516E+03
$m_e / m_i =$	5.44910E-04

図 3.99: 領域 8

屈折率から領域2では伝搬不可能であることが分かる。また、それぞれの領域で伝搬するモードが推測できる。

本節のまとめ

分散式から屈折率のグラフを描いた。そこから、CMAダイアグラムの領域ごとの様子を確認した。屈折率のグラフを利用してことで、マイクロ波が伝搬可能か否か判断することができる。伝搬可能にする磁場も求めることができる。

3.18.4 実際の計算

この章では、いくつかの気体において伝搬可能かの計算を行う。

パラメータ

計算のために変化させるパラメータは、気体のイオン価数、陽子数、プラズマ密度、磁場、周波数である。

これらのパラメータのうち、プラズマ密度、気体、周波数を決定し磁場を変化させる。プラズマ密度は実測値を代入することが望ましい。

0.02T

プラズマ中の波動伝播の様子を知るためのシートが正しいことがわかったので、実際にパラメータを決めて計算をした。今回用いたパラメータは次のとおりである。

- 周波数 5GHz , 10GHz
- 磁場 0.02T
- 気体 He,Ne,Ar
- プラズマ密度最大 $10^{19}/m^2$

磁場を固定して、それぞれの周波数、気体でプラズマ密度を変えて波が伝搬するものを選んだ。

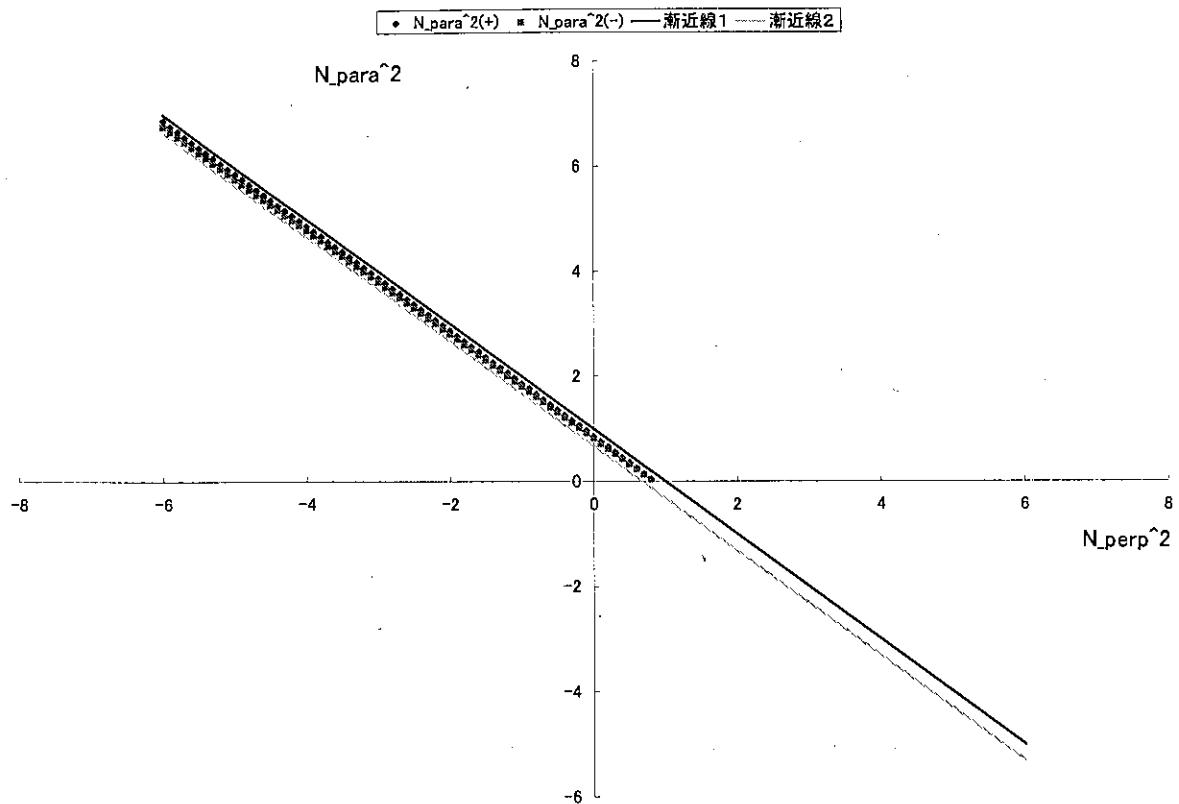
計算結果を次のページから載せる。

計算結果について

いずれの周波数、気体でもプラズマ密度によって伝搬の様子が大きく変化するところがあった。今回はその部分を中心に載せた。

結果として載せた周波数よりも下のところでは、双曲線がほぼ直線状になりプラズマ密度での変化が少なくなる。

気体での違いはほとんど見られない。周波数での違いは、伝播の様子が変わるプラズマ密度が違うところである。



イオン価数(A) = 1.00000E+00
n (m^{-3}) = 5.00E+16

陽子数 = 2

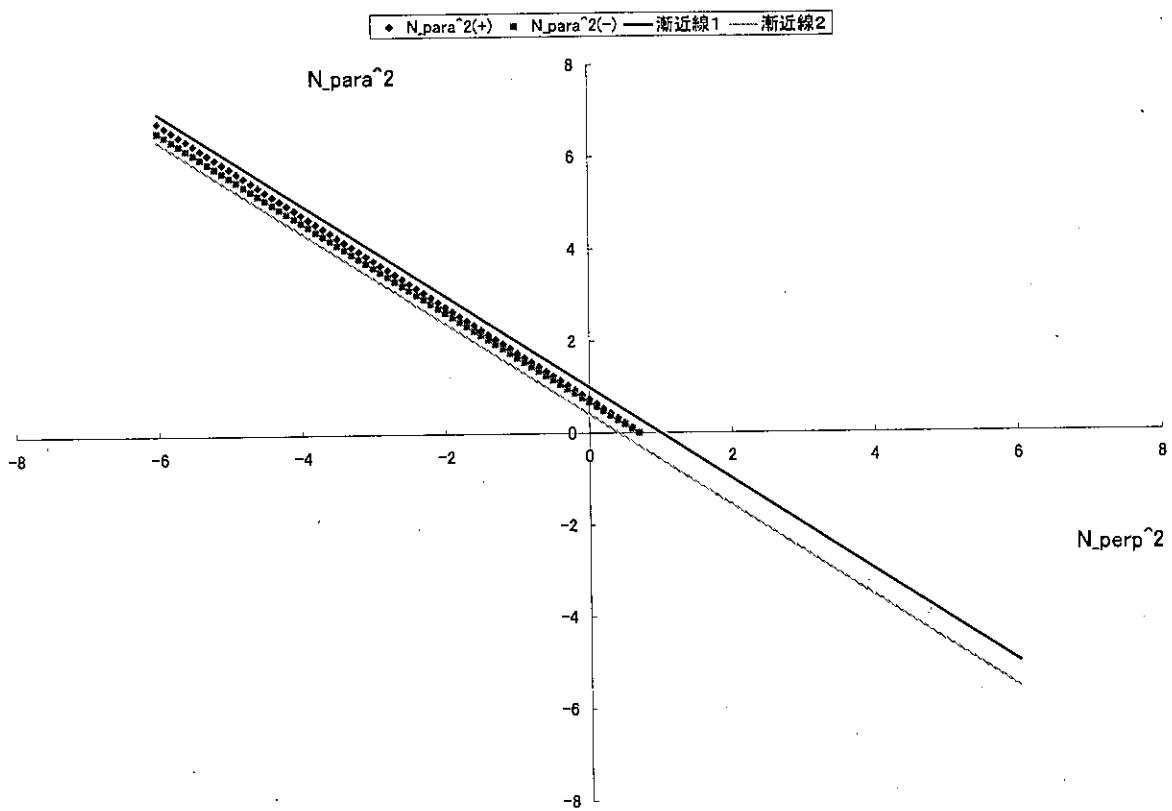
電子	
$n_e (m^{-3})$ =	5.00000E+16
$q_e (c)$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_e (kg)$ =	9.10000E-31
$B_0 (T)$ =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	1.59369E+20
f_{pe} =	2,009,191,803
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i (m^{-3})$ =	5.00000E+16
$q_i (c)$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_i (kg)$ =	6.69000E-27
$B_0 (T)$ =	0.02
ω_{pi}^2 =	2.16779E+16
f_{pi} =	23,433,062
ω_{ci} =	-4.78975E+05
f_{ci} =	-76231.17345

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	8.36450E-01
D_{para} =	8.38504E-01
D_x =	-1.83291E-02
R =	8.18120E-01
L =	8.54779E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.854778636
$N_{para}^2(-)$ =	0.818120471
$N_{perp}^2(+)$ =	8.38504E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	8.36048E-01
横軸 =	1.61496E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.100: 5GHz, He, 0.02T, $n = 5 \times 10^{16}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+16

陽子数 = 2

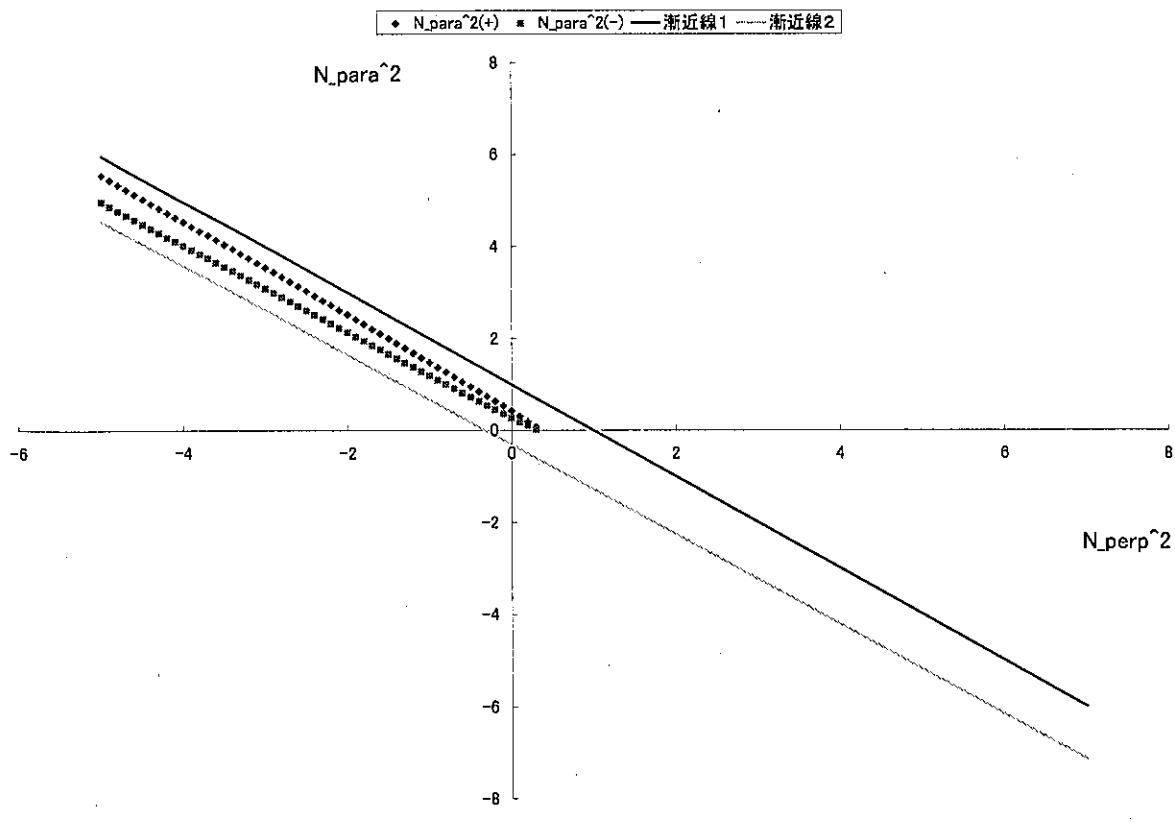
電子	
n_e (m^{-3}) =	9.00000E+16
q_e (c) =	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_e (kg) =	9.10000E-31
B_0 (T) =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	2.86863E+20
f_{pe} =	2,695,613,671
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3}) =	9.00000E+16
q_i (c) =	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_i (kg) =	6.69000E-27
B_0 (T) =	0.02
ω_{pi}^2 =	3.90203E+16
f_{pi} =	31,438,751
ω_{ci} =	-4.78975E+05
f_{ci} =	-76231.17345

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	7.05609E-01
D_{para} =	7.09307E-01
D_x =	-3.29923E-02
R =	6.72617E-01
L =	7.38602E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.738601544
$N_{para}^2(-)$ =	0.672616847
$N_{perp}^2(+)$ =	7.09307E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	7.04067E-01
横軸 =	2.90693E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.101: 5GHz, He, 0.02T, $n = 9 \times 10^{16}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 2.00E+17

陽子数 = 2

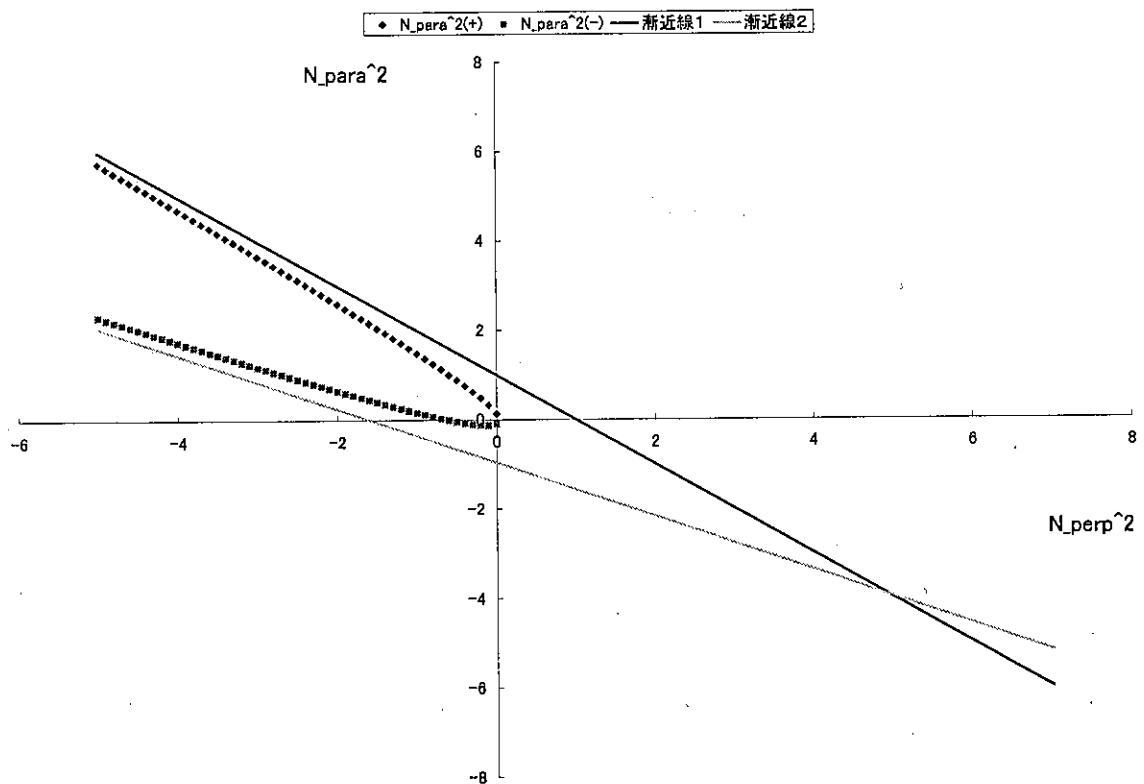
電子	
n_e (m^{-3})	2.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	6.37474E+20
f_{pe}	4,018,383,607
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	2.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	8.67117E+16
f_{pi}	46,866,123
ω_{ci}	-4.78975E+05
f_{ci}	-76231.17345

f	5.00000E+09
ω	3.14159E+10
D_{perp}	3.45798E-01
D_{para}	3.54016E-01
D_x	-7.33163E-02
R	2.72482E-01
L	4.19115E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.419114542
$N_{para}^2(-)$	0.272481883
$N_{perp}^2(+)$	3.54016E-01
$N_{perp}^2(-)$	3.30254E-01
横軸	6.45984E-01
縦軸	1.25630E-02

図 3.102: 5GHz, He, 0.02T, $n = 2 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 3.00E+17

陽子数 = 2

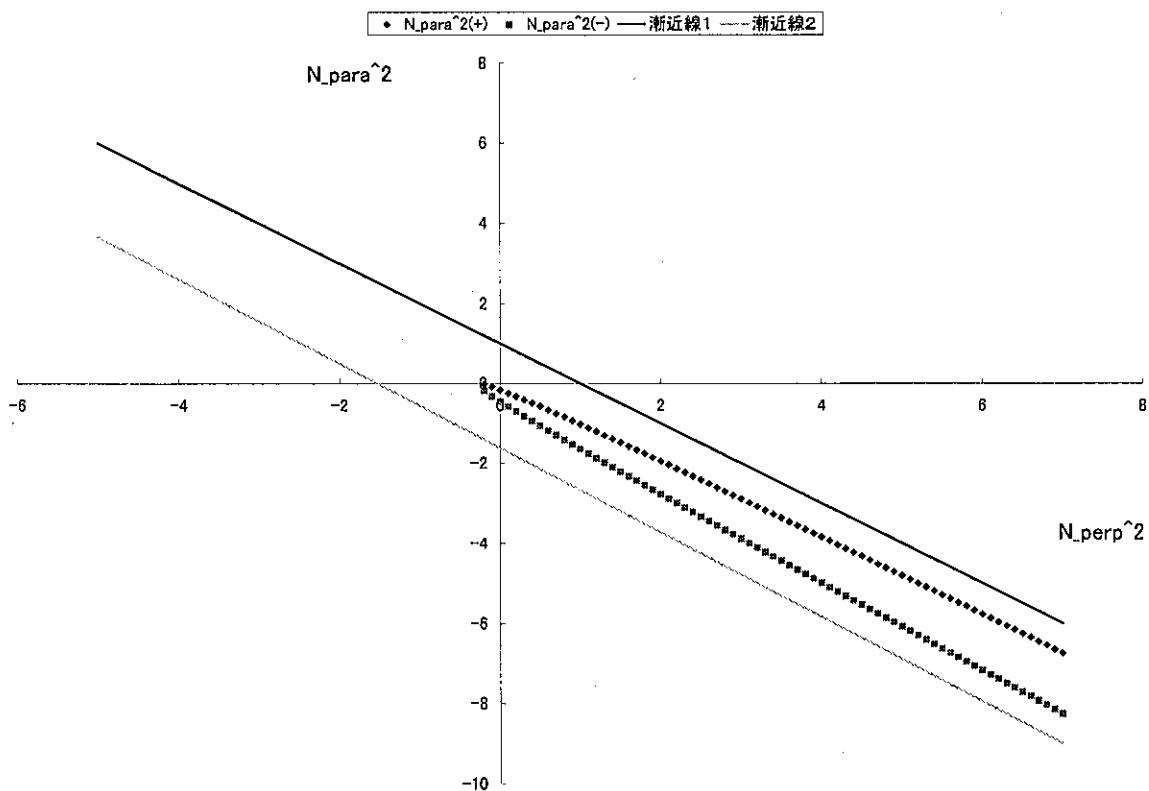
電子	
ne (m^{-3}) =	3.00000E+17
qe (c) =	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
me (kg) =	9.10000E-31
B_0 (T) =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	9.56211E+20
f_{pe} =	4,921,494,714
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot ni$ (m^{-3}) =	3.00000E+17
qi (c) =	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
mi (kg) =	6.69000E-27
B_0 (T) =	0.02
ω_{pi}^2 =	1.30068E+17
f_{pi} =	57,399,044
ω_{ci} =	-4.78975E+05
f_{ci} =	-76231.17345

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	1.86973E-02
D_{para} =	3.10238E-02
D_x =	-1.09974E-01
R =	-9.12772E-02
L =	1.28672E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.128671813
$N_{para}^2(-)$ =	-0.091277176
$N_{perp}^2(+)$ =	3.10238E-02
$N_{perp}^2(-)$ =	-6.28154E-01
横軸 =	9.68976E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.103: 5GHz, He, 0.02T, $n = 3 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 4.00E+17

陽子数 = 2

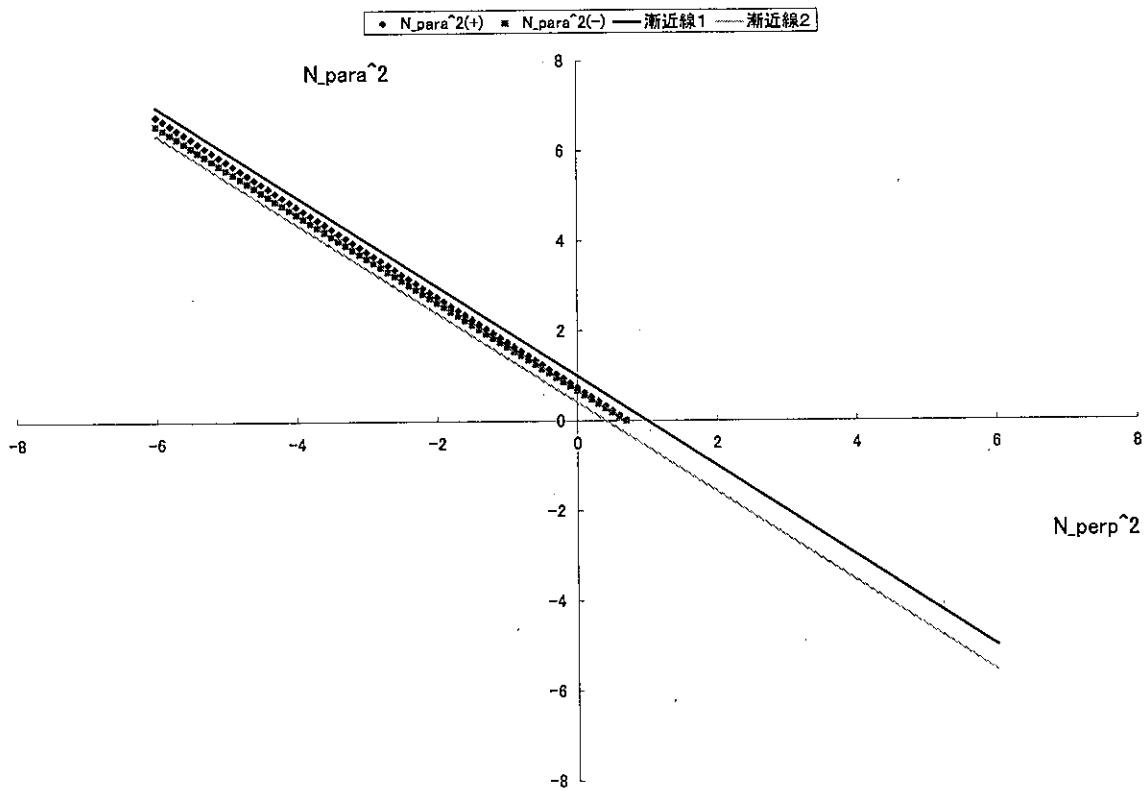
電子	
ne (m^{-3})	4.00000E+17
qe (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
me (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	1.27495E+21
fpe	5,682,852,596
ω_{ce}	3.52125E+09
fce	560424780.6

イオン	
$A*ni$ (m^{-3})	4.00000E+17
qi (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
mi (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	1.73423E+17
fpi	66,278,707
ω_{ci}	-4.78975E+05
fci	-76231.17345

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	-3.08404E-01
D_{para} =	-2.91968E-01
D_x =	-1.46633E-01
R =	-4.55036E-01
L =	-1.61771E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	-0.455036235
$N_{para}^2(-)$ =	-0.161770916
$N_{perp}^2(+)$ =	-2.91968E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	-2.38686E-01
横軸 =	1.29197E+00
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.104: 5GHz, He, 0.02T, $n = 4 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+16

陽子数 = 10

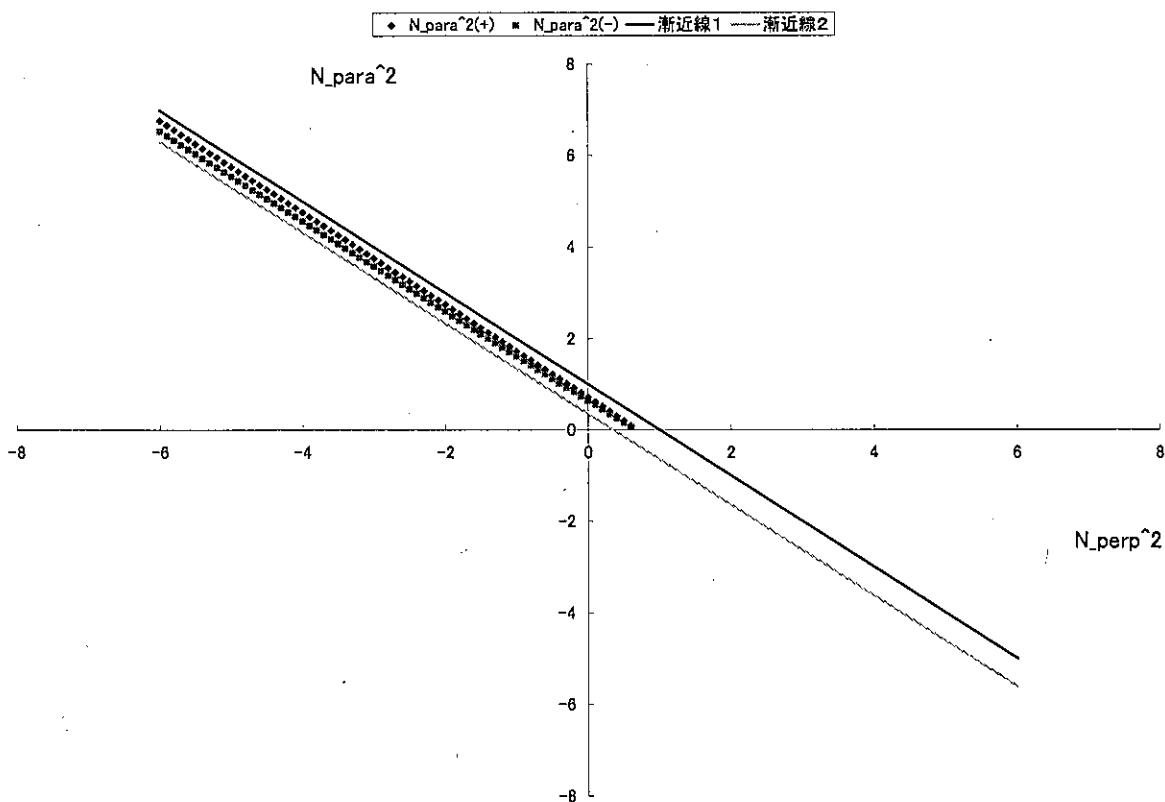
電子	
$n_e (m^{-3})$ =	9.00000E+16
$q_e (c)$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_e (kg)$ =	9.10000E-31
$B_0 (T)$ =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	2.86863E+20
f_{pe} =	2,695,613,671
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i (m^{-3})$ =	9.00000E+16
$q_i (c)$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_i (kg)$ =	3.34500E-26
$B_0 (T)$ =	0.02
ω_{pi}^2 =	7.80405E+15
f_{pi} =	14,059,837
ω_{ci} =	-9.57949E+04
f_{ci} =	-15246.23469

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	7.05641E-01
D_{para} =	7.09339E-01
D_x =	-3.29923E-02
R =	6.72648E-01
L =	7.38633E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.738633173
$N_{para}^2(-)$ =	0.672648475
$N_{perp}^2(+)$ =	7.09339E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	7.04098E-01
横軸 =	2.90661E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.105: $5GHz, Ne, 0.02T, n = 9 \times 10^{16}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 1.00E+17

陽子数 = 10

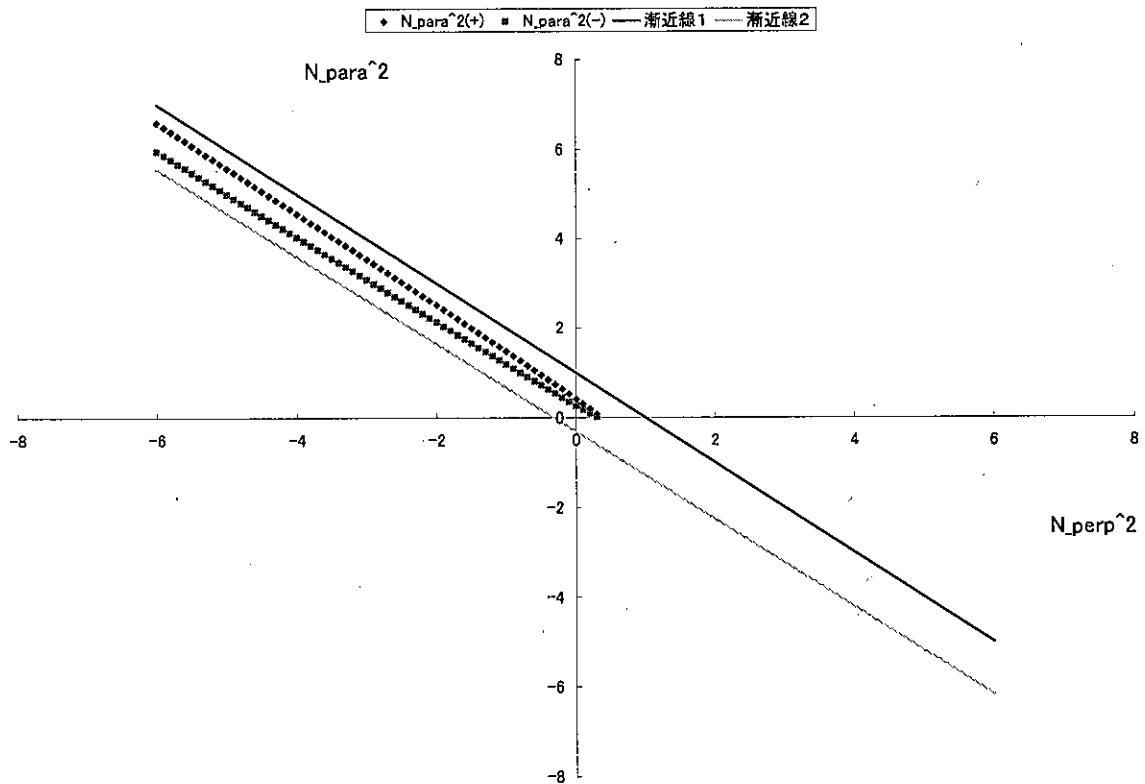
電子	
n_e (m^{-3})	1.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	3.18737E+20
f_{pe}	2,841,426,298
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	1.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	3.34500E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	8.67117E+15
f_{pi}	14,820,369
ω_{ci}	-9.57949E+04
f_{ci}	-15246.23469

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	6.72934E-01
D_{para} =	6.77043E-01
D_x =	-3.66582E-02
R =	6.36276E-01
L =	7.09592E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.709592415
$N_{para}^2(-)$ =	0.636276084
$N_{perp}^2(+)$ =	6.77043E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	6.70937E-01
横軸 =	3.22957E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.106: 5GHz, N_e , $0.02T$, $n = 1 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
n (m^{-3}) = 2.00E+17

陽子数 = 10

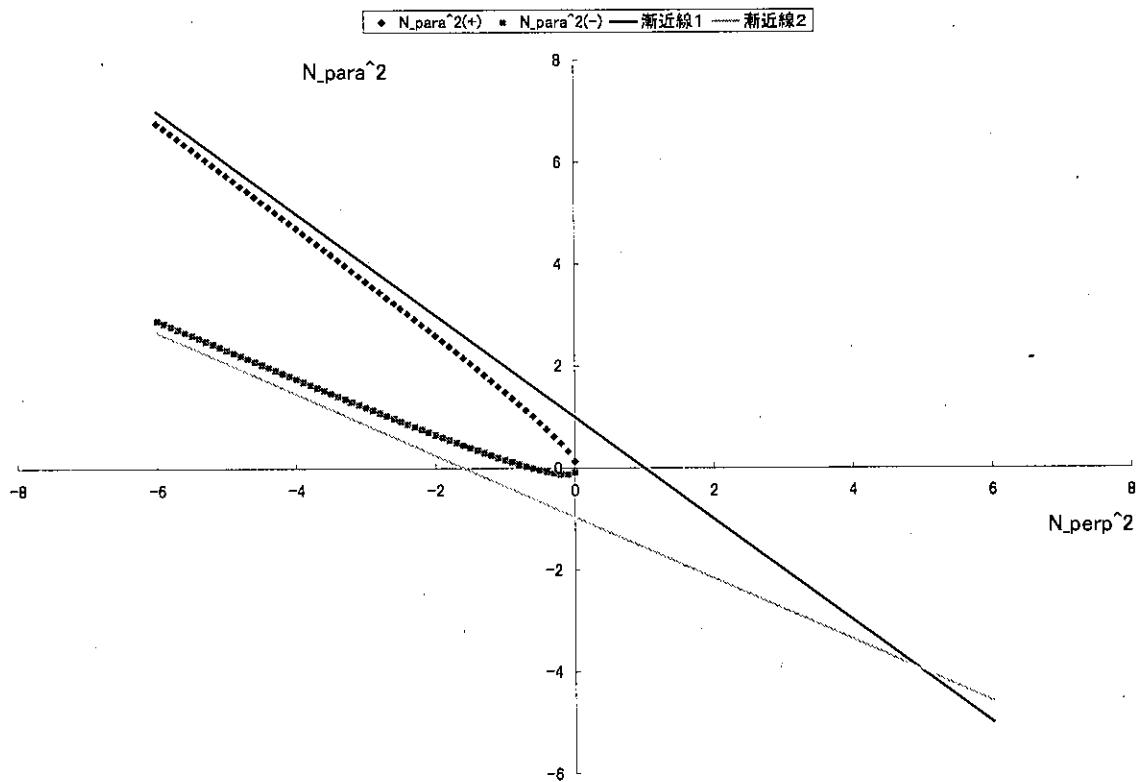
電子	
$n_e (m^{-3})$ =	2.00000E+17
$q_e (c)$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_e (kg)$ =	9.10000E-31
$B_0 (T)$ =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	6.37474E+20
f_{pe} =	4,018,383,607
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i (m^{-3})$ =	2.00000E+17
$q_i (c)$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_i (kg)$ =	3.34500E-26
$B_0 (T)$ =	0.02
ω_{pi}^2 =	1.73423E+16
f_{pi} =	20,959,168
ω_{ci} =	-9.57949E+04
f_{ci} =	-15246.23469

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	3.45868E-01
D_{para} =	3.54086E-01
D_x =	-7.33163E-02
R =	2.72552E-01
L =	4.19185E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.419184829
$N_{para}^2(-)$ =	0.272552167
$N_{perp}^2(+)$ =	3.54086E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	3.30327E-01
横軸 =	6.45914E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.107: $5GHz, Ne, 0.02T, n = 2 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 3.00E+17

陽子数 = 10

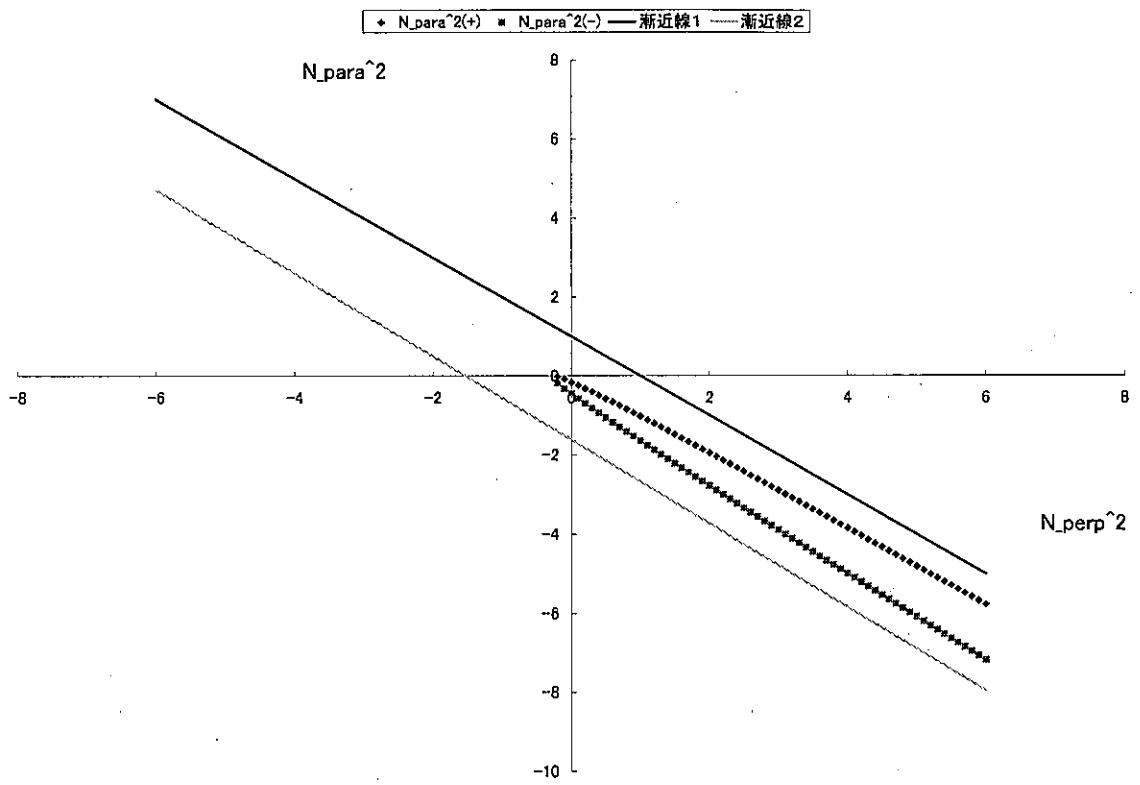
電子	
n_e (m^{-3})	3.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	9.56211E+20
f_{pe}	4,921,494,714
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	3.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	3.34500E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	2.60135E+16
f_{pi}	25,669,633
ω_{ci}	-9.57949E+04
f_{ci}	-15246.23469

f	5.00000E+09
ω	3.14159E+10
D_{perp}	1.88027E-02
D_{para}	3.11292E-02
D_x	-1.09974E-01
R	-9.11717E-02
L	1.28777E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.128777244
$N_{para}^2(-)$	-0.091171749
$N_{perp}^2(+)$	3.11292E-02
$N_{perp}^2(-)$	-6.24422E-01
横軸 =	9.68871E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.108: 5GHz, Ne , 0.02T, $n = 3 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 4.00E+17

陽子数 = 10

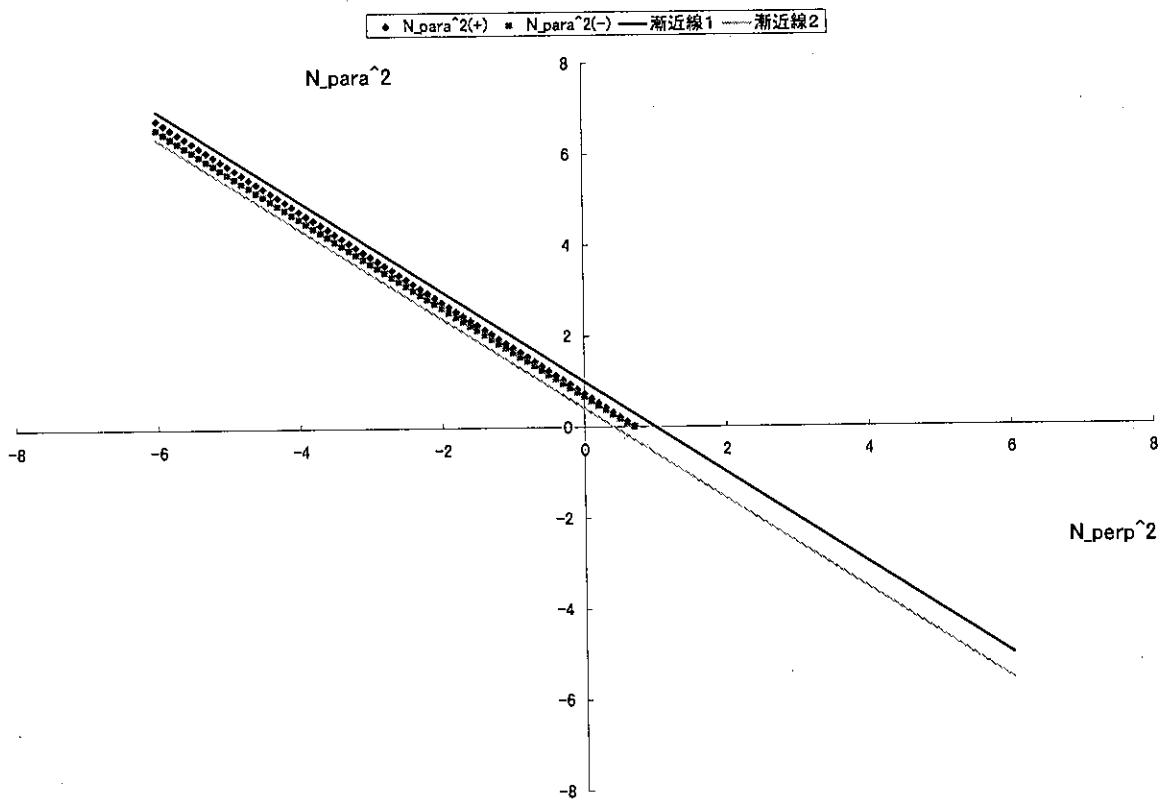
電子	
n_e (m^{-3})	4.00000E+17
q_e (e)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	1.27495E+21
f_{pe}	5,682,852,596
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	4.00000E+17
q_i (e)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	3.34500E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	3.46847E+16
f_{pi}	29,640,739
ω_{ci}	-9.57949E+04
f_{ci}	-15246.23469

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	-3.08263E-01
D_{para} =	-2.91828E-01
D_x =	-1.46633E-01
R =	-4.54896E-01
L =	-1.61630E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	-0.454895666
$N_{para}^2(-)$ =	-0.161630341
$N_{perp}^2(+)$ =	-2.91828E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	-2.38514E-01
横軸 =	1.29183E+00
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.109: 5GHz, Ne , $0.02T$, $n = 4 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+16

陽子数 = 18

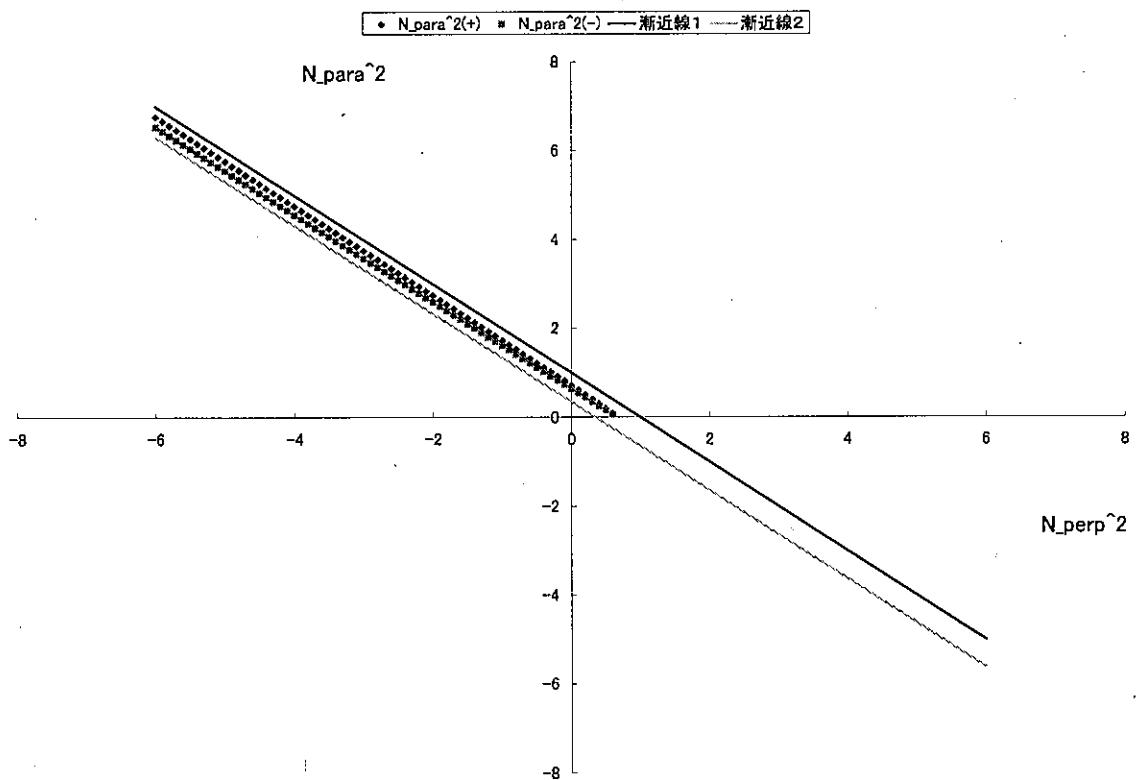
電子	
n_e (m^{-3}) =	9.00000E+16
q_e (c) =	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_e (kg) =	9.10000E-31
B_0 (T) =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	2.86863E+20
f_{pe} =	2,695,613,671
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3}) =	9.00000E+16
q_i (c) =	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_i (kg) =	6.02100E-26
B_0 (T) =	0.02
ω_{pi}^2 =	4.33559E+15
f_{pi} =	10,479,584
ω_{ci} =	-5.32194E+04
f_{ci} =	-8470.130383

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	7.05644E-01
D_{para} =	7.09342E-01
D_x =	-3.29923E-02
R =	6.72652E-01
L =	7.38637E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.738636688
$N_{para}^2(-)$ =	0.672651989
$N_{perp}^2(+)$ =	7.09342E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	7.04102E-01
横軸 =	2.90658E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.110: $5GHz, Ar, 0.02T, n = 9 \times 10^{16}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 1.00E+17

陽子数 = 18

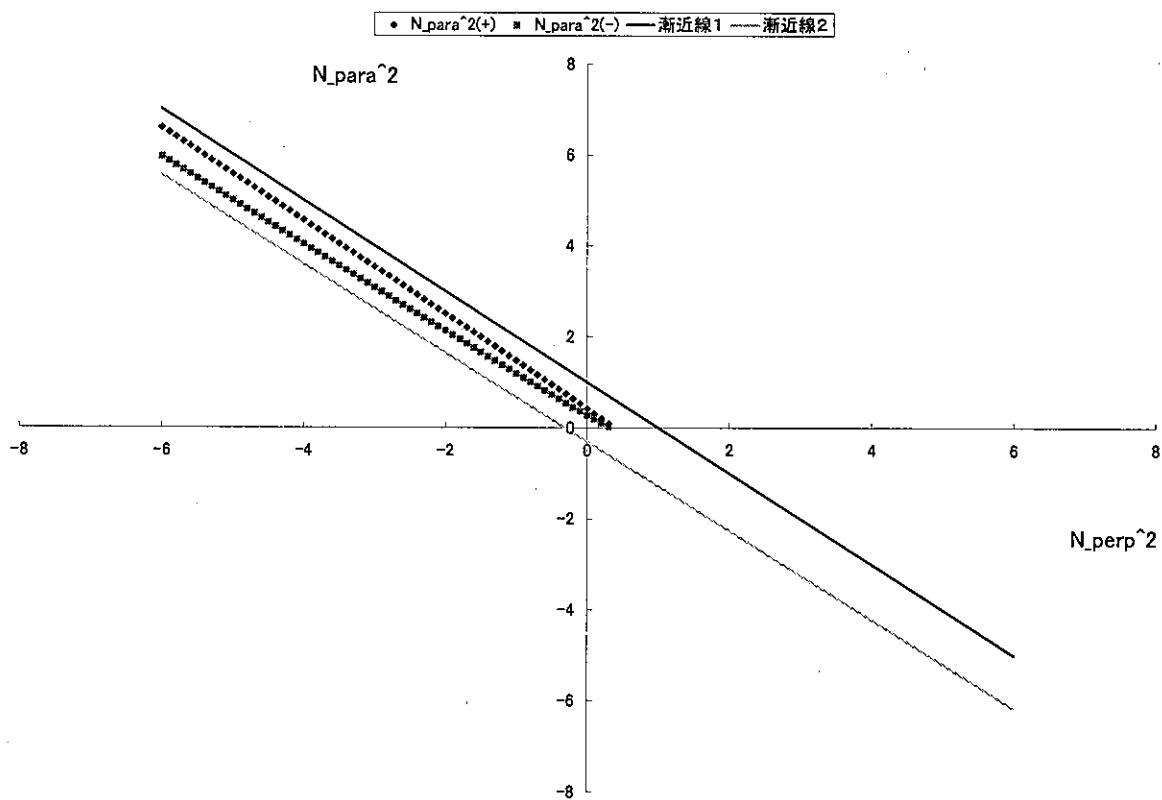
電子	
n_e (m^{-3}) =	1.00000E+17
q_e (e) =	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_e (kg) =	9.10000E-31
B_0 (T) =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	3.18737E+20
f_{pe} =	2,841,426,298
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3}) =	1.00000E+17
q_i (e) =	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m) =	8.85000E-12
m_i (kg) =	6.02100E-26
B_0 (T) =	0.02
ω_{pi}^2 =	4.81732E+15
f_{pi} =	11,046,451
ω_{ci} =	-5.32194E+04
f_{ci} =	-8470.130383

f =	5.00000E+09
ω =	3.14159E+10
D_{perp} =	6.72938E-01
D_{para} =	6.77047E-01
D_x =	-3.66582E-02
R =	6.36280E-01
L =	7.09596E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.709596319
$N_{para}^2(-)$ =	0.636279988
$N_{perp}^2(+)$ =	6.77047E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	6.70941E-01
横軸 =	3.22953E-01
縦軸 =	1.25630E-02

図 3.111: 5GHz, Ar, 0.02T, $n = 1 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 2.00E+17

陽子数 = 18

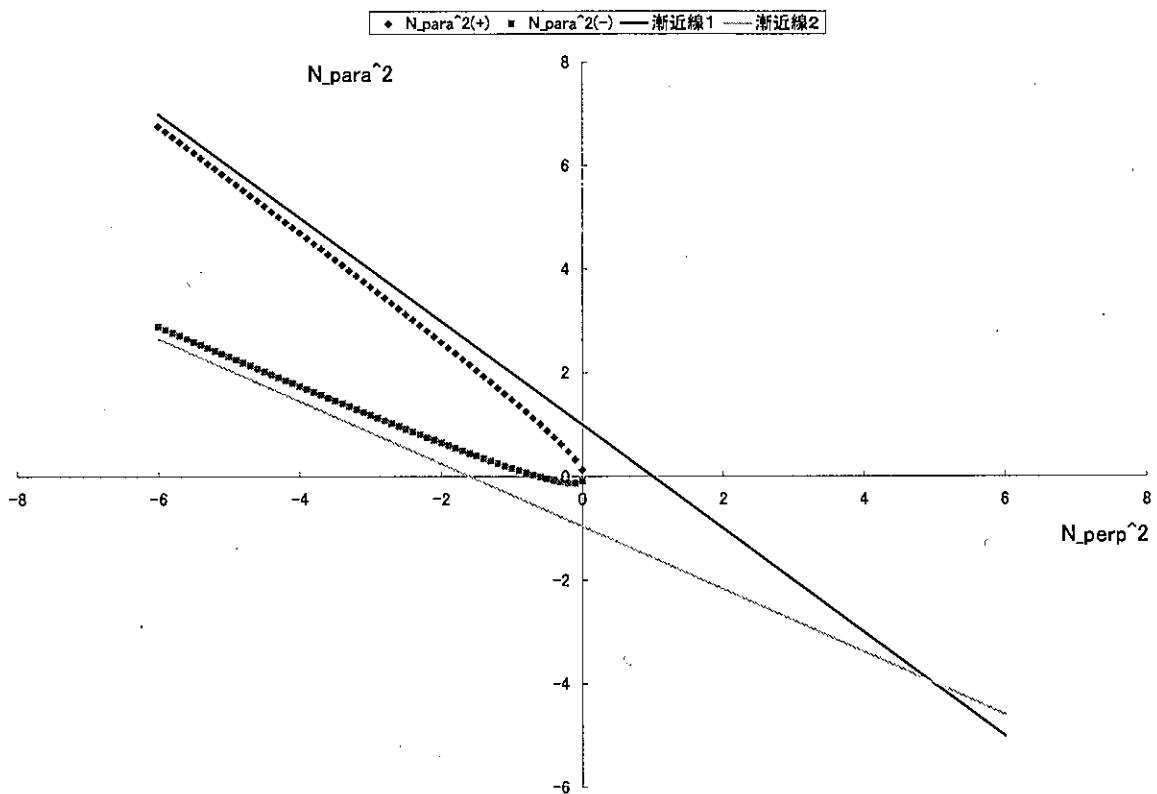
電子	
n_e (m^{-3})	2.00000E+17
q_e (e)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	6.37474E+20
f_{pe}	4,018,383,607
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	2.00000E+17
q_i (e)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	9.63464E+15
f_{pi}	15,622,041
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f	5.00000E+09
ω	3.14159E+10
D_{perp}	3.45876E-01
D_{para}	3.54094E-01
D_x	-7.33163E-02
R	2.72560E-01
L	4.19193E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.419192639
$N_{para}^2(-)$	0.272559977
$N_{perp}^2(+)$	3.54094E-01
$N_{perp}^2(-)$	3.30335E-01
横軸	6.45906E-01
縦軸	1.25630E-02

図 3.112: 5GHz, Ar, 0.02T, $n = 2 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 3.00E+17

陽子数 = 18

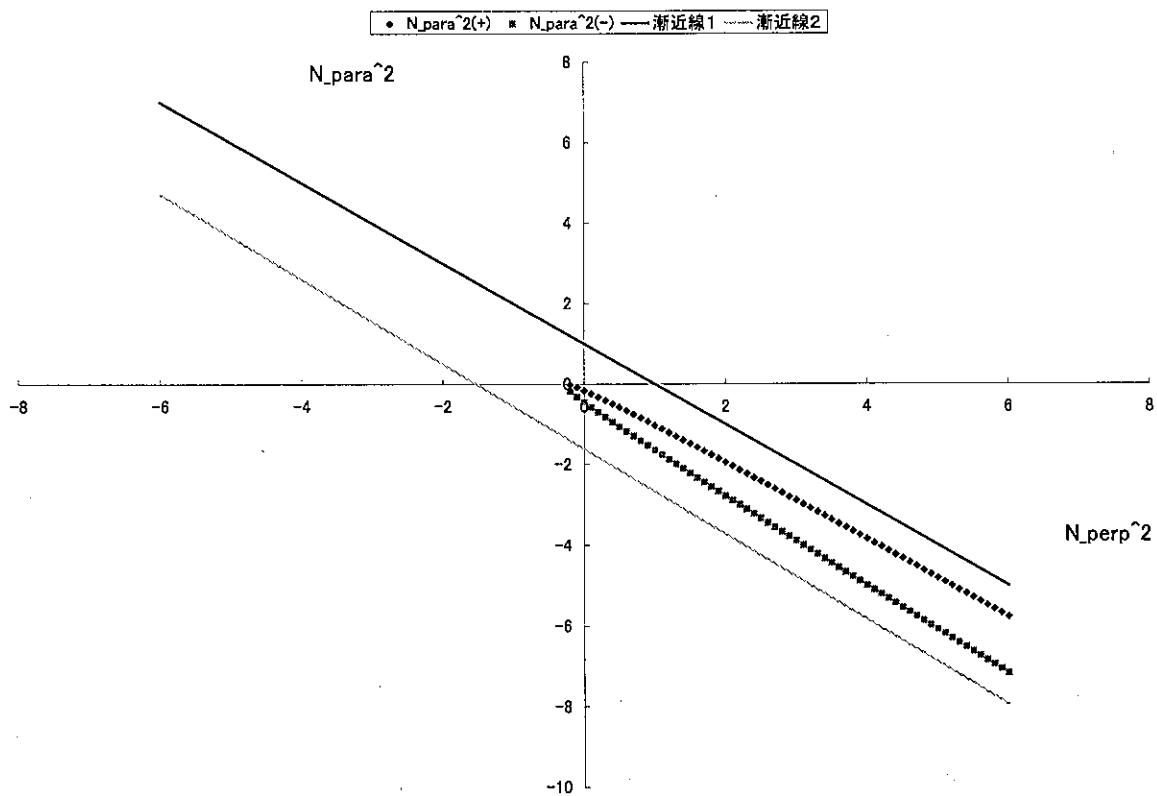
電子	
n_e (m^{-3})	3.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	9.56211E+20
f_{pe}	4,921,494,714
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	3.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	1.44520E+16
f_{pi}	19,133,015
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f	5.00000E+09
ω	3.14159E+10
D_{perp}	1.88145E-02
D_{para}	3.11409E-02
D_x	-1.09974E-01
R	-9.11600E-02
L	1.28789E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.128788958
$N_{para}^2(-)$	-0.091160035
$N_{perp}^2(+)$	3.11409E-02
$N_{perp}^2(-)$	-6.24010E-01
横軸	9.68859E-01
縦軸	1.25630E-02

図 3.113: 5GHz, Ar, 0.02T, $n = 3 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 4.00E+17

陽子数 = 18

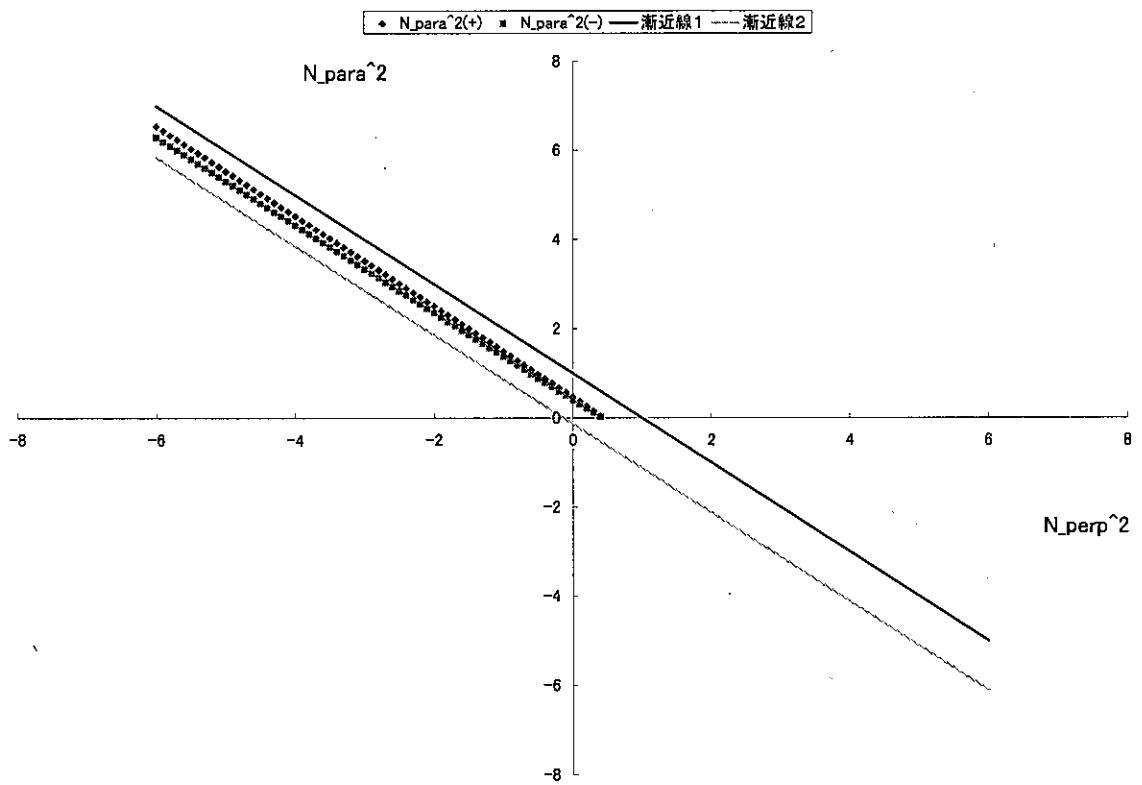
電子	
n_e (m^{-3})	4.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	1.27495E+21
f_{pe}	5,682,852,596
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	4.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	1.92693E+16
f_{pi}	22,092,902
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f	5.00000E+09
ω	3.14159E+10
D_{perp}	-3.08247E-01
D_{para}	-2.91812E-01
D_x	-1.46633E-01
R	-4.54880E-01
L	-1.61615E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	-0.454880047
$N_{para}^2(-)$	-0.161614722
$N_{perp}^2(+)$	-2.91812E-01
$N_{perp}^2(-)$	-2.38495E-01
横軸	1.29181E+00
縦軸	1.25630E-02

図 3.114: 5GHz, Ar, 0.02T, $n = 4 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 7.00E+17

陽子数 = 2

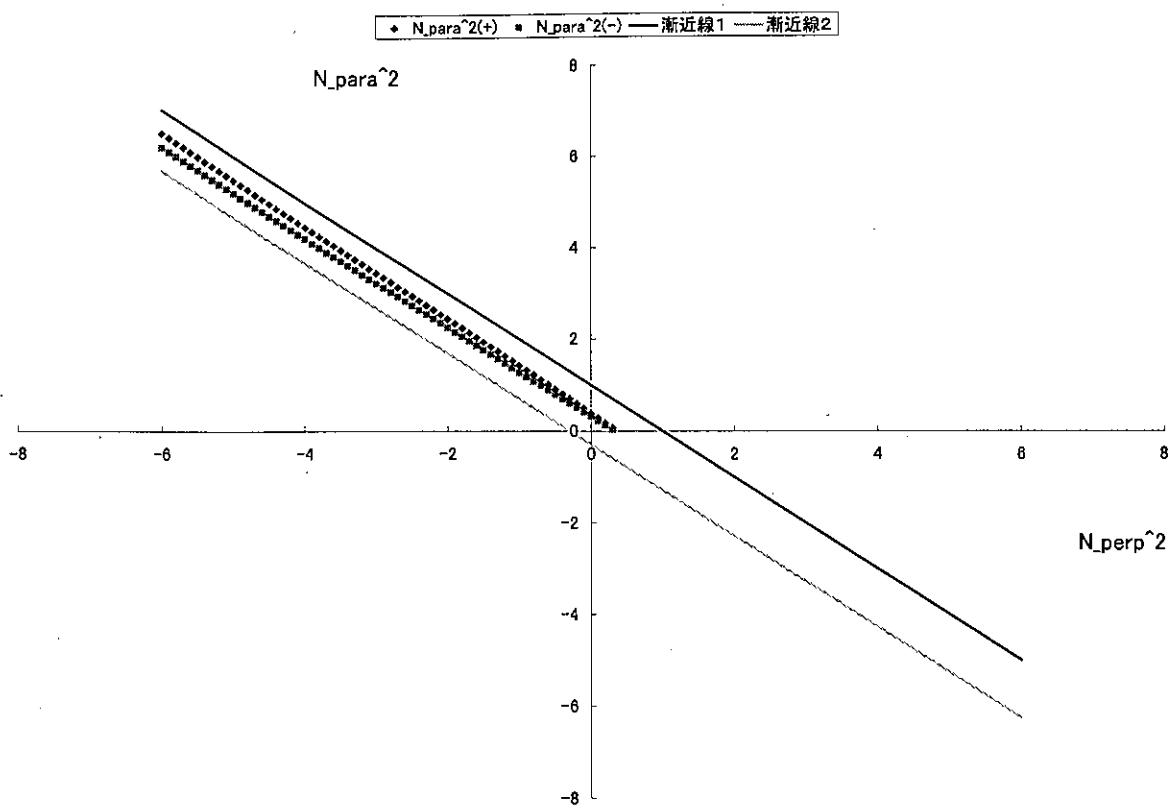
電子	
n_e (m^{-3})	7.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.23116E+21
f_{pe}	7,517,707,353
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	7.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	3.03491E+17
f_{pi}	87,678,488
ω_{ci}	-4.78975E+05
f_{ci}	-76231.17345

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_{perp}	4.32983E-01
D_{para}	4.34764E-01
D_x	-3.17727E-02
R	4.01211E-01
L	4.64756E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.464755979
$N_{para}^2(-)$	0.401210551
$N_{perp}^2(+)$	4.34764E-01
$N_{perp}^2(-)$	4.30652E-01
横軸	5.65236E-01
縦軸	3.14076E-03

図 3.115: 10GHz, He, 0.02T, $n = 7 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 8.00E+17

陽子数 = 2

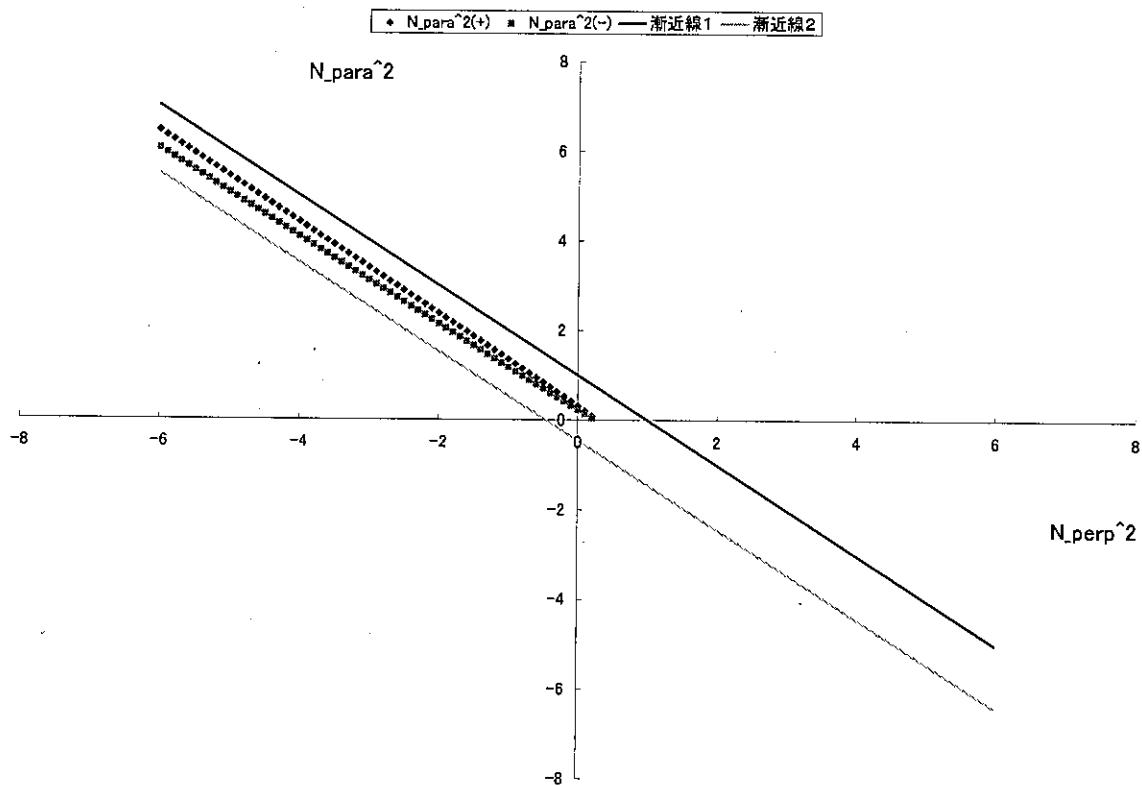
電子	
n_e (m^{-3})	8.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.54990E+21
f_{pe}	8,036,767,214
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	8.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	3.46847E+17
f_{pi}	93,732,247
ω_{ci}	-4.78975E+05
f_{ci}	-76231.17345

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_{perp}	3.51981E-01
D_{para}	3.54016E-01
D_x	-3.63117E-02
R	3.15669E-01
L	3.88293E-01

軸との交点	
$N_{parallel}^2(+)$	0.388292547
$N_{parallel}^2(-)$	0.315669201
$N_{perp}^2(+)$	3.54016E-01
$N_{perp}^2(-)$	3.48235E-01
横軸	6.45984E-01
縦軸	3.14076E-03

図 3.116: $10GHz, He, 0.02T, n = 8 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+17

陽子数 = 2

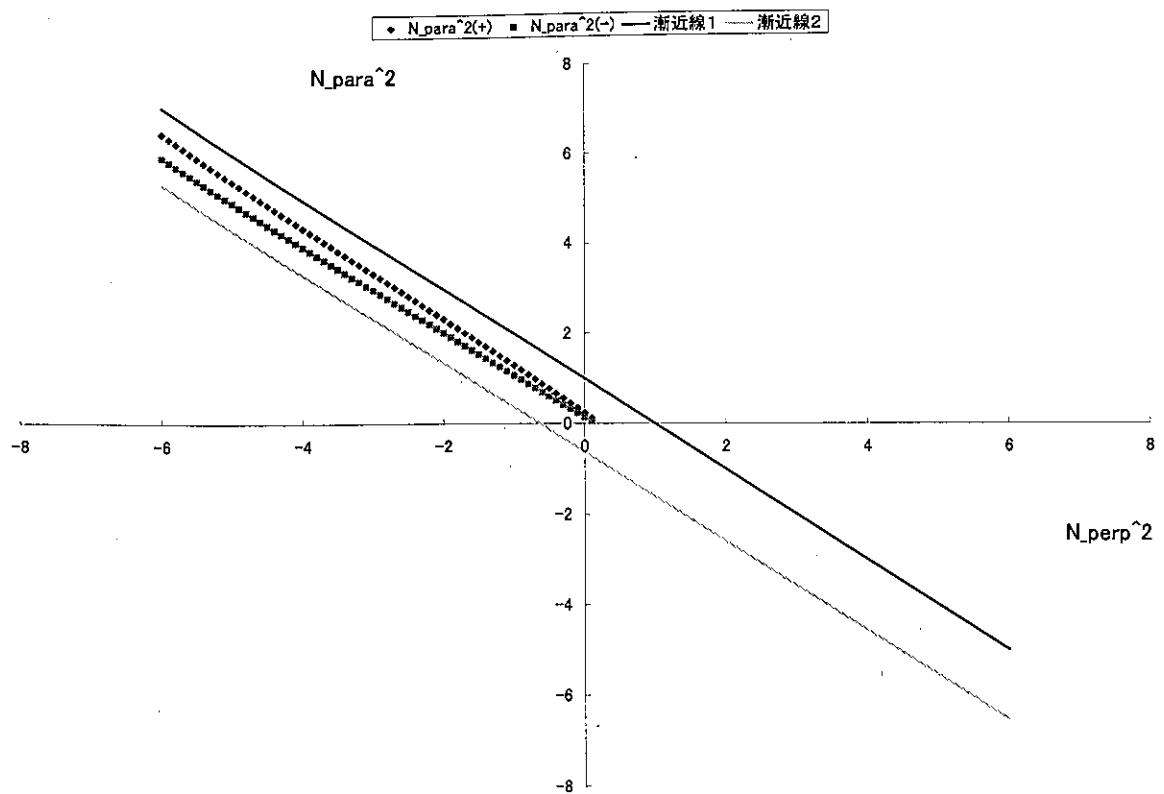
電子	
n_e (m^{-3})	= 9.00000E+17
q_e (e)	= -1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_e (kg)	= 9.10000E-31
B_0 (T)	= 2.00E-02
ω_{pe}^2	= 2.86863E+21
f_{pe}	= 8,524,278,894
ω_{ce}	= 3.52125E+09
f_{ce}	= 560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	= 9.00000E+17
q_i (e)	= 1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_i (kg)	= 6.69000E-27
B_0 (T)	= 0.02
ω_{pi}^2	= 3.90203E+17
f_{pi}	= 99,418,061
ω_{ci}	= -4.78975E+05
f_{ci}	= -76231.17345

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	2.70978E-01
D_{para} =	2.73268E-01
D_x =	-4.08506E-02
R =	2.30128E-01
L =	3.11829E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.311829116
$N_{para}^2(-)$ =	0.230127851
$N_{perp}^2(+)$ =	2.73268E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	2.64820E-01
横軸 =	7.26732E-01
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.117: 10GHz, He, 0.02T, $n = 9 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 1.00E+18

陽子数 = 2

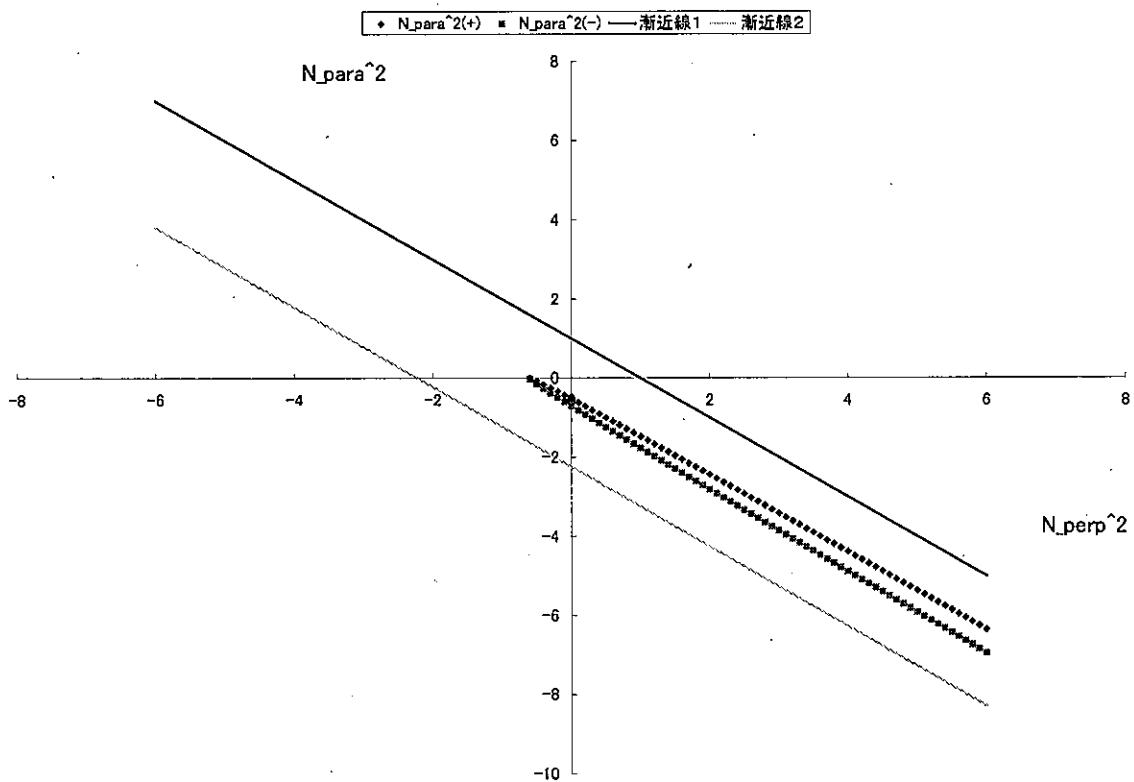
電子	
n_e (m^{-3})	1.00000E+18
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	3.18737E+21
f_{pe}	8,985,378,905
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	1.00000E+18
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	4.33559E+17
f_{pi}	104,795,838
ω_{ci}	-4.78975E+05
f_{ci}	-76231.17345

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	1.89976E-01
D_{para} =	1.92520E-01
D_x =	-4.53896E-02
R =	1.44587E-01
L =	2.35366E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.235365684
$N_{para}^2(-)$ =	0.144586501
$N_{perp}^2(+)$ =	1.92520E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	1.79131E-01
横軸 =	8.07480E-01
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.118: 10GHz, He, 0.02T, $n = 1 \times 10^{18}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 2.00E+18

陽子数 = 2

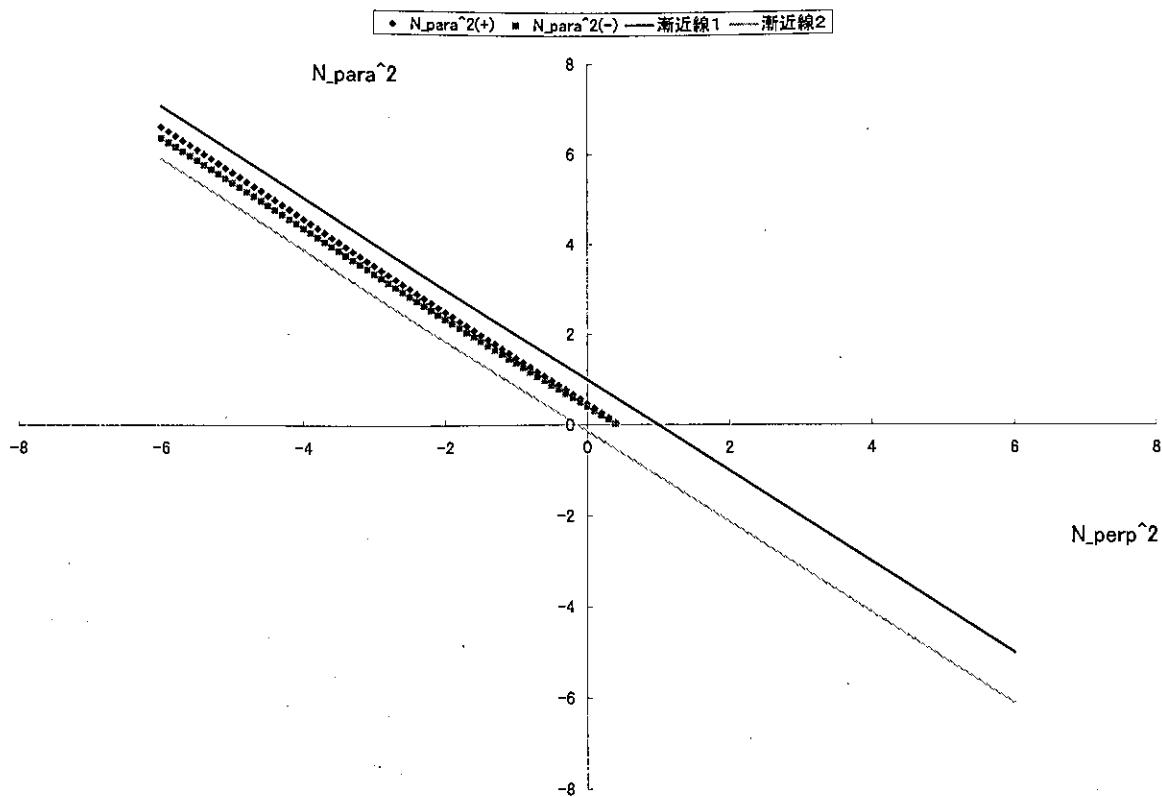
電子	
ne (m^{-3})	2.00000E+18
qe (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
me (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	6.37474E+21
fpe	12,707,244,710
ω_{ce}	3.52125E+09
fce	560424780.6

イオン	
$A*ni$ (m^{-3})	2.00000E+18
qi (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
mi (kg)	6.69000E-27
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	8.67117E+17
fpi	148,203,695
ω_{ci}	-4.78975E+05
fci	-76231.17345

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_{perp}	-6.20048E-01
D_{para}	-6.14960E-01
D_x	-9.07792E-02
R	-7.10827E-01
L	-5.29269E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	-0.710826998
$N_{para}^2(-)$	-0.529268632
$N_{perp}^2(+)$	-6.14960E-01
$N_{perp}^2(-)$	-6.06757E-01
横軸	1.61496E+00
縦軸	3.14076E-03

図 3.119: 10GHz, He, 0.02T, $n = 2 \times 10^{18}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 7.00E+17

陽子数 = 10

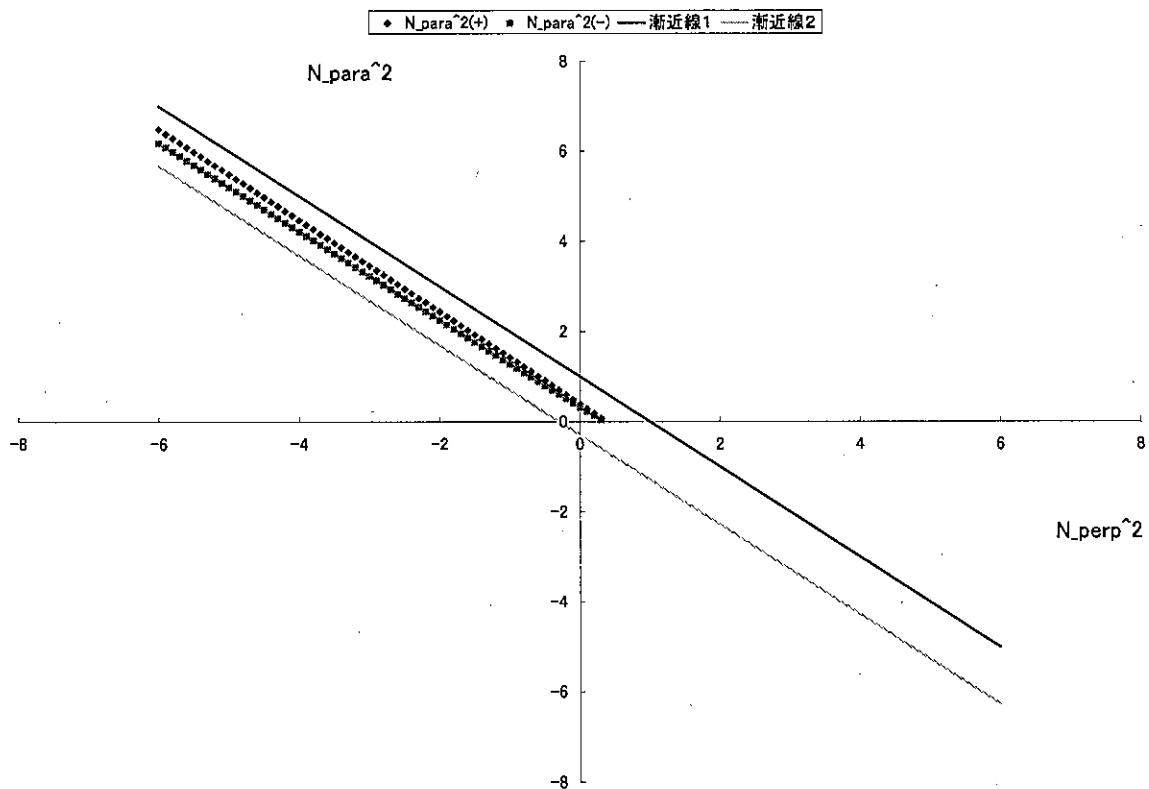
電子	
n_e (m^{-3})	7.00000E+17
q_e (e)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.23116E+21
f_{pe}	7,517,707,353
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	7.00000E+17
q_i (e)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	3.34500E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	6.06982E+16
f_{pi}	39,211,012
ω_{ci}	-9.57949E+04
f_{ci}	-15246.23469

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_{perp}	4.33045E-01
D_{para}	4.34825E-01
D_x	-3.17727E-02
R	4.01272E-01
L	4.64817E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.464817479
$N_{para}^2(-)$	0.40127205
$N_{perp}^2(+)$	4.34825E-01
$N_{perp}^2(-)$	4.30714E-01
横軸	5.65175E-01
縦軸	3.14076E-03

図 3.120: $10GHz, Ne, 0.02T, n = 7 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^-3) = 8.00E+17

陽子数 = 10

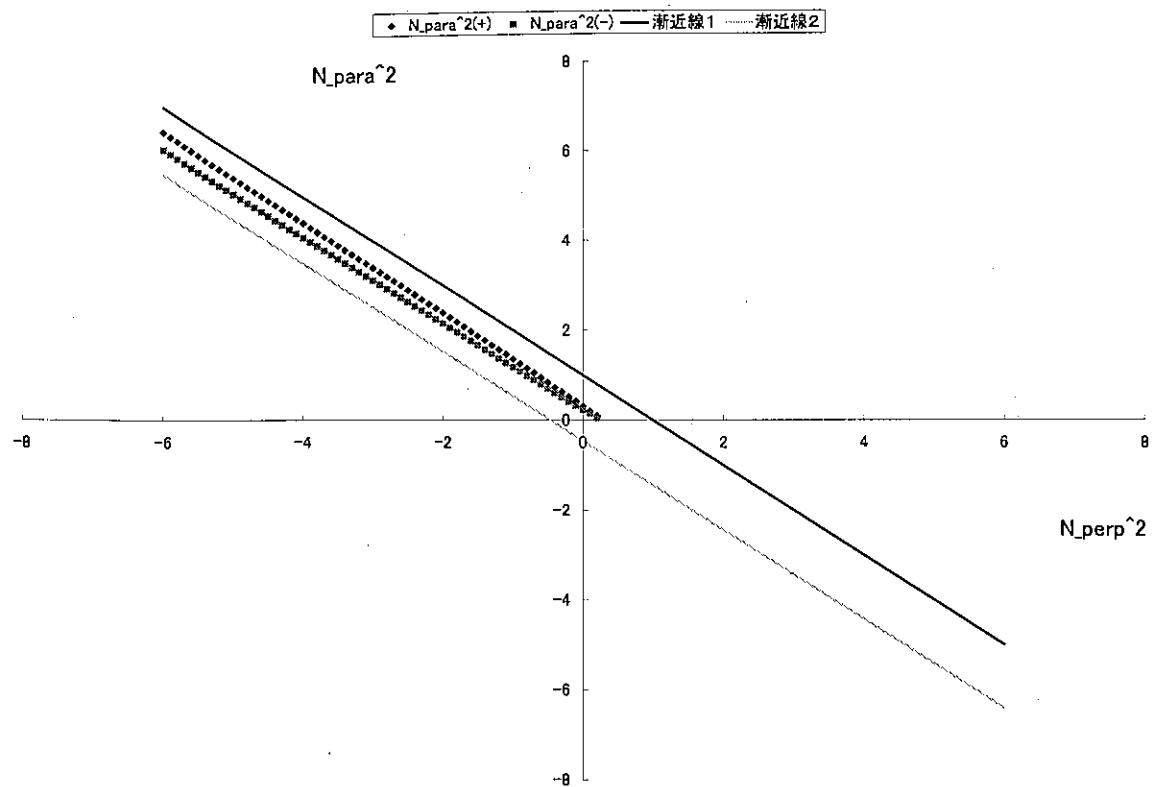
電子	
ne (m^-3)	8.00000E+17
qe (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
me (kg)	9.10000E-31
B0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.54990E+21
fpe	8,036,767,214
ω_{ce}	3.52125E+09
fce	560424780.6

イオン	
A*ni (m^-3)	8.00000E+17
qi (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
mi (kg)	3.34500E-26
B0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	6.93694E+16
fpi	41,918,335
ω_{ci}	-9.57949E+04
fci	-15246.23469

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_perp	3.52051E-01
D_para	3.54086E-01
D_x	-3.63117E-02
R	3.15739E-01
L	3.88363E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.388362834
$N_{para}^2(-)$	0.315739486
$N_{perp}^2(+)$	3.54086E-01
$N_{perp}^2(-)$	3.48306E-01
横軸	6.45914E-01
縦軸	3.14076E-03

図 3.121: 10GHz, Ne, 0.02T, $n = 8 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+17

陽子数 = 10

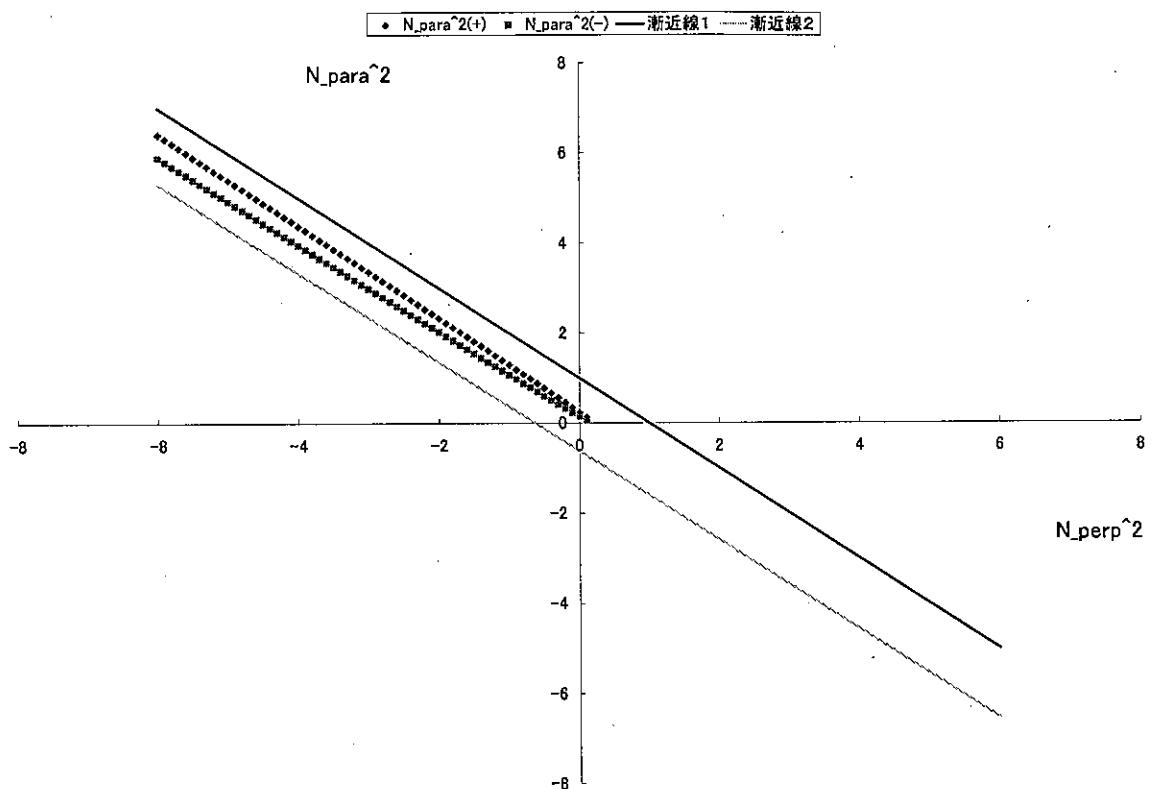
電子	
n_e (m^{-3})	= 9.00000E+17
q_e (c)	= -1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_e (kg)	= 9.10000E-31
B_0 (T)	= 2.00E-02
ω_{pe}^2	= 2.86863E+21
f_{pe}	= 8,524,278,894
ω_{ce}	= 3.52125E+09
f_{ce}	= 560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	= 9.00000E+17
q_i (c)	= 1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_i (kg)	= 3.34500E-26
B_0 (T)	= 0.02
ω_{pi}^2	= 7.80405E+16
f_{pi}	= 44,461,108
ω_{ci}	= -9.57949E+04
f_{ci}	= -15246.23469

f	= 1.00000E+10
ω	= 6.28319E+10
D_{perp}	= 2.71058E-01
D_{para}	= 2.73347E-01
D_x	= -4.08506E-02
R	= 2.30207E-01
L	= 3.11908E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	= 0.311908188
$N_{para}^2(-)$	= 0.230206922
$N_{perp}^2(+)$	= 2.73347E-01
$N_{perp}^2(-)$	= 2.64901E-01
横軸	= 7.26653E-01
縦軸	= 3.14076E-03

図 3.122: 10GHz, N_e , 0.02T, $n = 9 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 $n (m^{-3}) = 1.00E+18$

陽子数 = 10

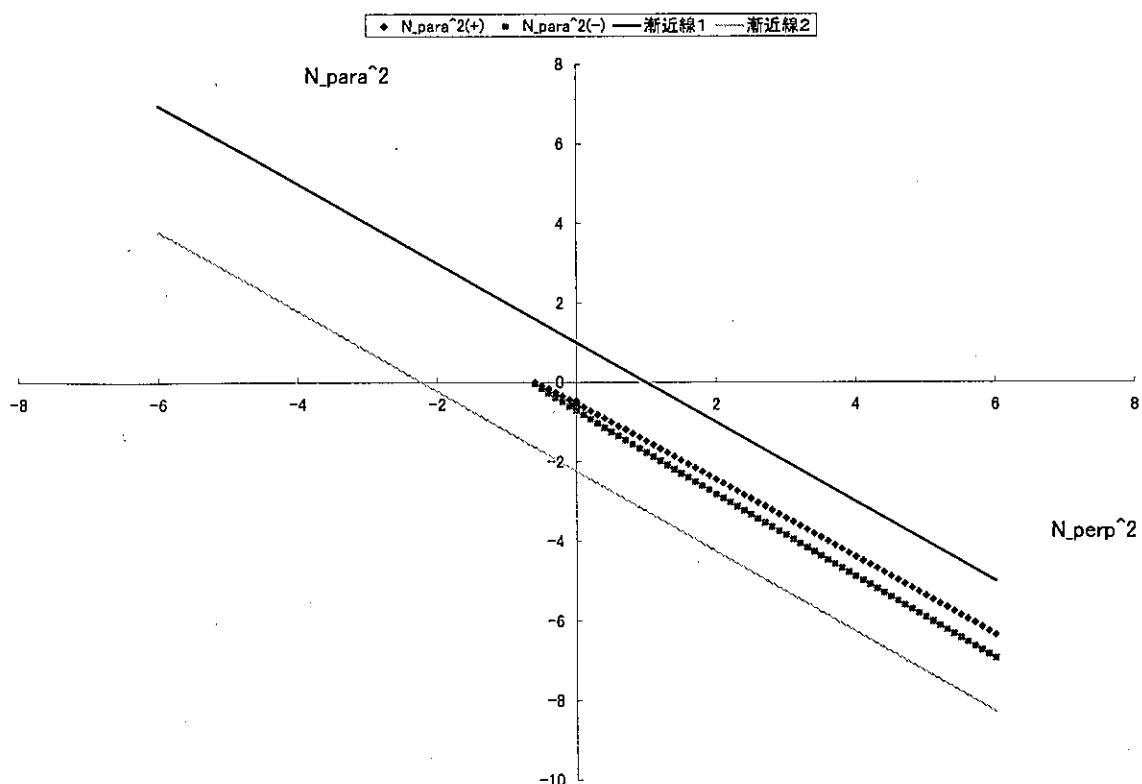
電子	
$n_e (m^{-3})$ =	1.00000E+18
$q_e (c)$ =	-1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_e (kg)$ =	9.10000E-31
$B_0 (T)$ =	2.00E-02
ω_{pe}^2 =	3.18737E+21
f_{pe} =	8,985,378,905
ω_{ce} =	3.52125E+09
f_{ce} =	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i (m^{-3})$ =	1.00000E+18
$q_i (c)$ =	1.60217E-19
$\epsilon_0 (F/m)$ =	8.85000E-12
$m_i (kg)$ =	3.34500E-26
$B_0 (T)$ =	0.02
ω_{pi}^2 =	8.67117E+16
f_{pi} =	46,866,123
ω_{ci} =	-9.57949E+04
f_{ci} =	-15246.23469

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	1.90064E-01
D_{para} =	1.92608E-01
D_x =	-4.53896E-02
R =	1.44674E-01
L =	2.35454E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.235453542
$N_{para}^2(-)$ =	0.144674357
$N_{perp}^2(+)$ =	1.92608E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	1.79224E-01
横軸 =	8.07392E-01
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.123: $10GHz, Ne, 0.02T, n = 1 \times 10^{18}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 2.00E+18

陽子数 = 10

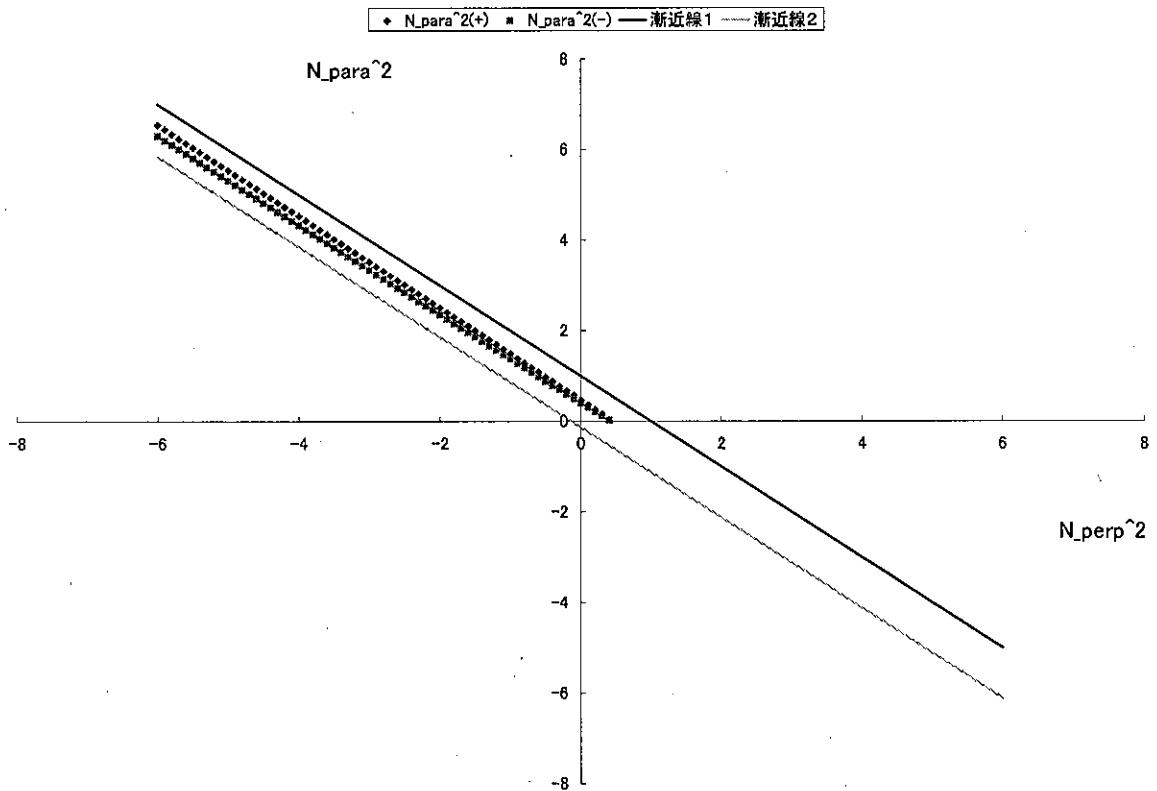
電子	
n_e (m^{-3})	2.00000E+18
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	6.37474E+21
f_{pe}	12,707,244,710
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	2.00000E+18
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	3.34500E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	1.73423E+17
f_{pi}	66,278,707
ω_{ci}	-9.57949E+04
f_{ci}	-15246.23469

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	-6.19872E-01
D_{para} =	-6.14785E-01
D_x =	-9.07792E-02
R =	-7.10651E-01
L =	-5.29093E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	-0.710651285
$N_{para}^2(-)$ =	-0.529092916
$N_{perp}^2(+)$ =	-6.14785E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	-6.06578E-01
横軸 =	1.61478E+00
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.124: $10GHz, Ne, 0.02T, n = 2 \times 10^{18}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 7.00E+17

陽子数 = 18

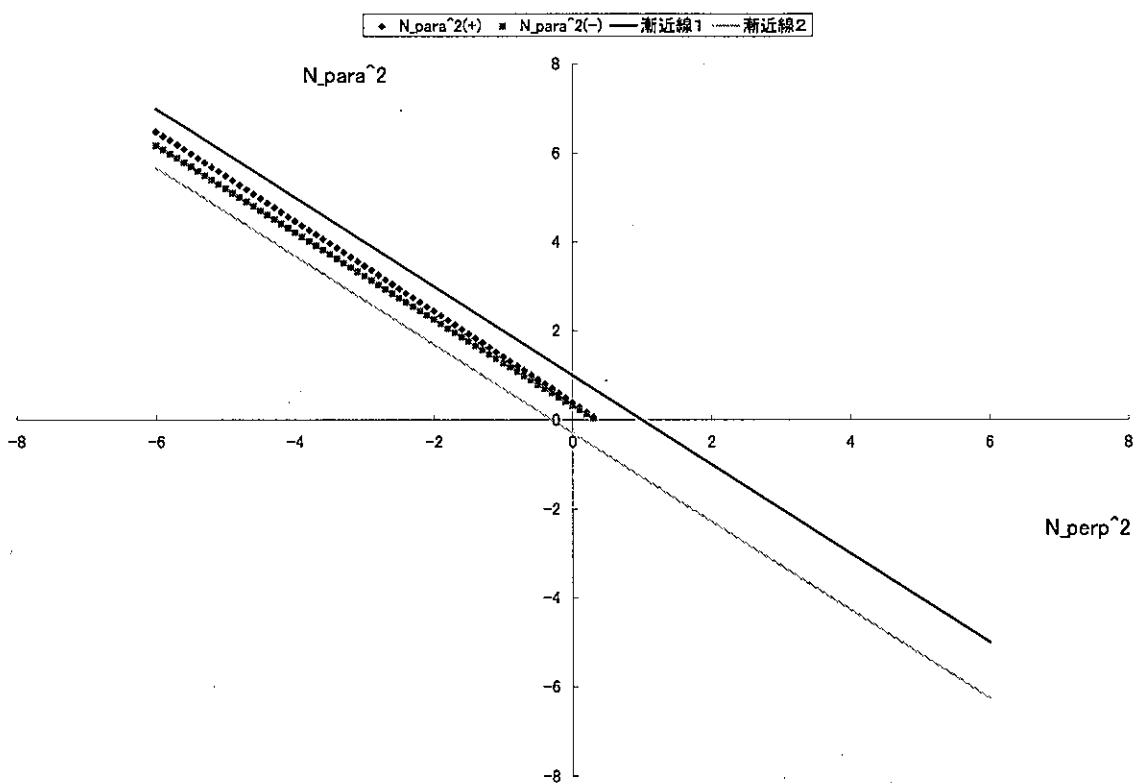
電子	
n_e (m^{-3})	7.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.23116E+21
f_{pe}	7,517,707,353
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	7.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	3.37212E+16
f_{pi}	29,226,163
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	4.33052E-01
D_{para} =	4.34832E-01
D_x =	-3.17727E-02
R =	4.01279E-01
L =	4.64824E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.464824313
$N_{para}^2(-)$ =	0.401278884
$N_{perp}^2(+)$ =	4.34832E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	4.30720E-01
横軸 =	5.65168E-01
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.125: 10GHz, Ar, 0.02T, $n = 7 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 8.00E+17

陽子数 = 18

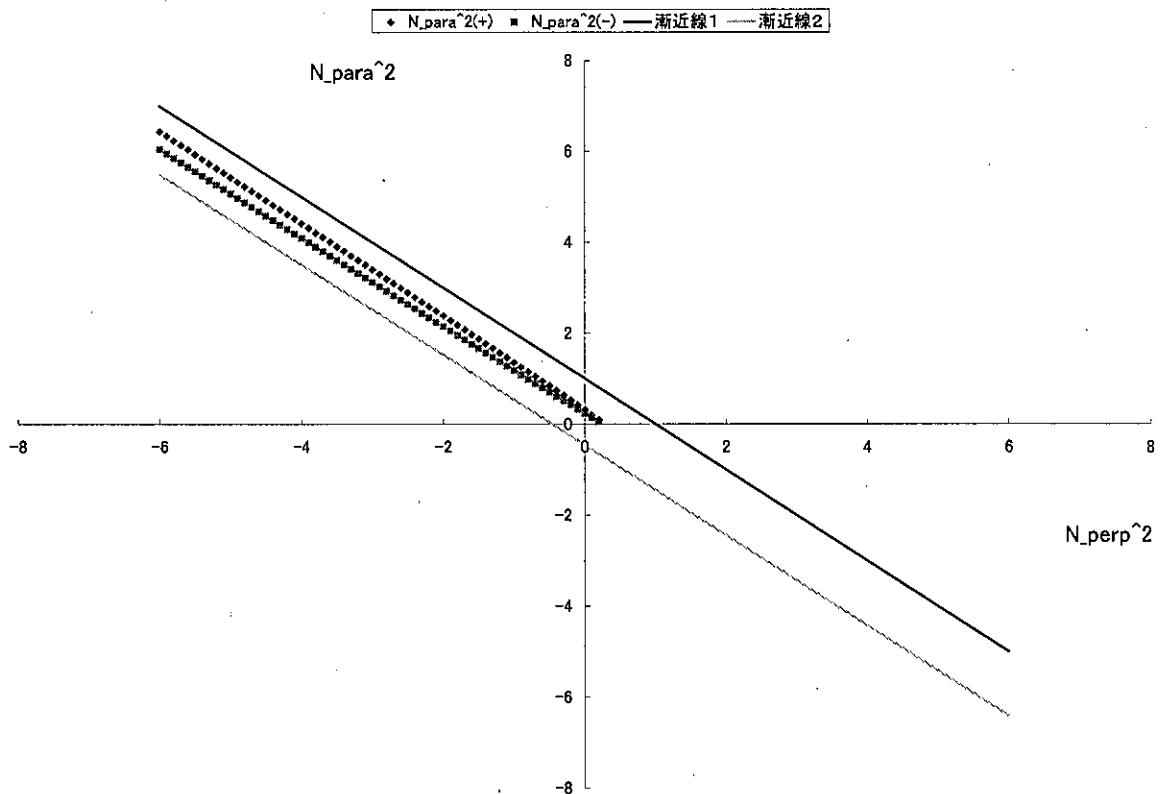
電子	
n_e (m^{-3})	8.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.54990E+21
f_{pe}	8,036,767,214
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	8.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	3.85385E+16
f_{pi}	31,244,082
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	3.52059E-01
D_{para} =	3.54094E-01
D_x =	-3.63117E-02
R =	3.15747E-01
L =	3.88371E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	0.388370643
$N_{para}^2(-)$ =	0.315747295
$N_{perp}^2(+)$ =	3.54094E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	3.48314E-01
横軸 =	6.45906E-01
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.126: 10GHz, Ar, 0.02T, $n = 8 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 9.00E+17

陽子数 = 18

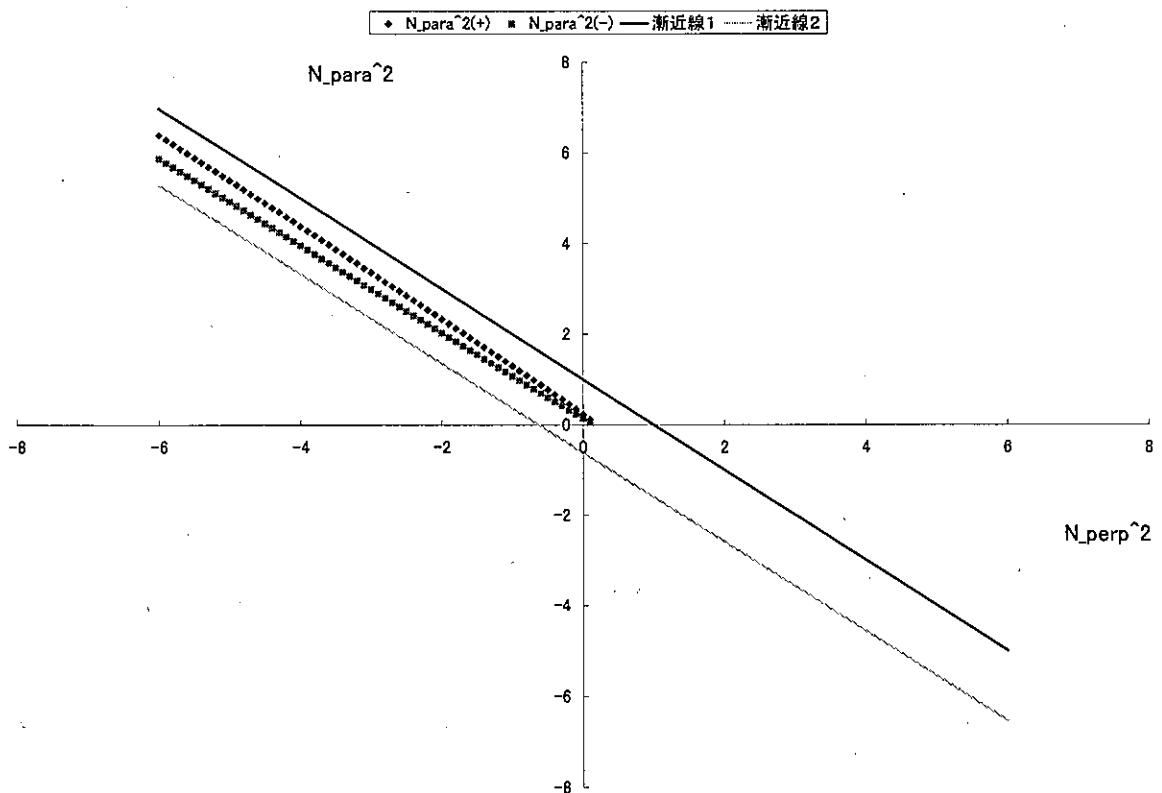
電子	
n_e (m^{-3})	9.00000E+17
q_e (c)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	2.86863E+21
f_{pe}	8,524,278,894
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	9.00000E+17
q_i (c)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	4.33559E+16
f_{pi}	33,139,354
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f	1.00000E+10
ω	6.28319E+10
D_{perp}	2.71066E-01
D_{para}	2.73356E-01
D_x	-4.08506E-02
R	2.30216E-01
L	3.11917E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	0.311916974
$N_{para}^2(-)$	0.230215707
$N_{perp}^2(+)$	2.73356E-01
$N_{perp}^2(-)$	2.64910E-01
横軸	7.26644E-01
縦軸	3.14076E-03

図 3.127: 10GHz, Ar, 0.02T, $n = 9 \times 10^{17}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 1.00E+18

陽子数 = 18

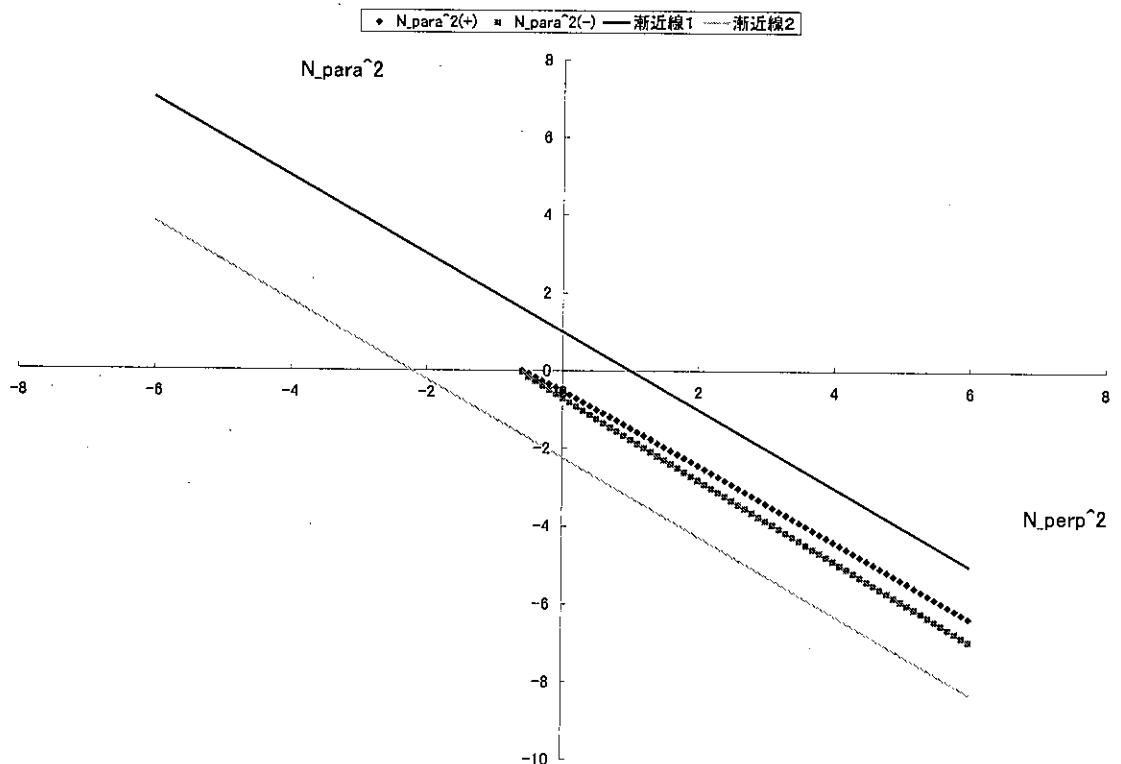
電子	
n_e (m^{-3})	= 1.00000E+18
q_e (c)	= -1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_e (kg)	= 9.10000E-31
B_0 (T)	= 2.00E-02
ω_{pe}^2	= 3.18737E+21
f_{pe}	= 8,985,378,905
ω_{ce}	= 3.52125E+09
f_{ce}	= 560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	= 1.00000E+18
q_i (c)	= 1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	= 8.85000E-12
m_i (kg)	= 6.02100E-26
B_0 (T)	= 0.02
ω_{pi}^2	= 4.81732E+16
f_{pi}	= 34,931,946
ω_{ci}	= -5.32194E+04
f_{ci}	= -8470.130383

f	= 1.00000E+10
ω	= 6.28319E+10
D_{perp}	= 1.90074E-01
D_{para}	= 1.92617E-01
D_x	= -4.53896E-02
R	= 1.44684E-01
L	= 2.35463E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$	= 0.235463304
$N_{para}^2(-)$	= 0.144684119
$N_{perp}^2(+)$	= 1.92617E-01
$N_{perp}^2(-)$	= 1.79235E-01
横軸	= 8.07383E-01
縦軸	= 3.14076E-03

図 3.128: 10GHz, Ar, 0.02T, $n = 1 \times 10^{18}$



イオン価数(A) = 1.00000E+00
 n (m^{-3}) = 2.00E+18

陽子数 = 18

電子	
n_e (m^{-3})	2.00000E+18
q_e (e)	-1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_e (kg)	9.10000E-31
B_0 (T)	2.00E-02
ω_{pe}^2	6.37474E+21
f_{pe}	12,707,244,710
ω_{ce}	3.52125E+09
f_{ce}	560424780.6

イオン	
$A \cdot n_i$ (m^{-3})	2.00000E+18
q_i (e)	1.60217E-19
ϵ_0 (F/m)	8.85000E-12
m_i (kg)	6.02100E-26
B_0 (T)	0.02
ω_{pi}^2	9.63464E+16
f_{pi}	49,401,232
ω_{ci}	-5.32194E+04
f_{ci}	-8470.130383

f =	1.00000E+10
ω =	6.28319E+10
D_{perp} =	-6.19853E-01
D_{para} =	-6.14765E-01
D_x =	-9.07792E-02
R =	-7.10632E-01
L =	-5.29073E-01

軸との交点	
$N_{para}^2(+)$ =	-0.710631761
$N_{para}^2(-)$ =	-0.529073392
$N_{perp}^2(+)$ =	-6.14765E-01
$N_{perp}^2(-)$ =	-6.06558E-01
横軸 =	1.61477E+00
縦軸 =	3.14076E-03

図 3.129: 10GHz, Ar, 0.02T, $n = 2 \times 10^{18}$

0.2T

次に磁場を変えたときの結果を示す。パラメータは次のようになる。

- 磁場 0.2T (固定)
- 周波数 5GHz , 10GHz
- 気体 He , Ne , Ar
- プラズマ密度 最大 $10^{19}/m^3$

結果は次項から載せる。

磁場が大きくなつたため 5GHz では縦軸の値が $\frac{m_e}{m_i}$ より大きくなり前回とはグラフの形が異なる。今回の結果は CMA ダイヤグラムでの領域 7～8 へと伝搬の様子が変化しているところである。この変化では波は伝搬し続ける。

10GHz では領域 1～2 へと伝搬の様子が変化していく。ここで領域 2 では波が伝搬しなくなる。

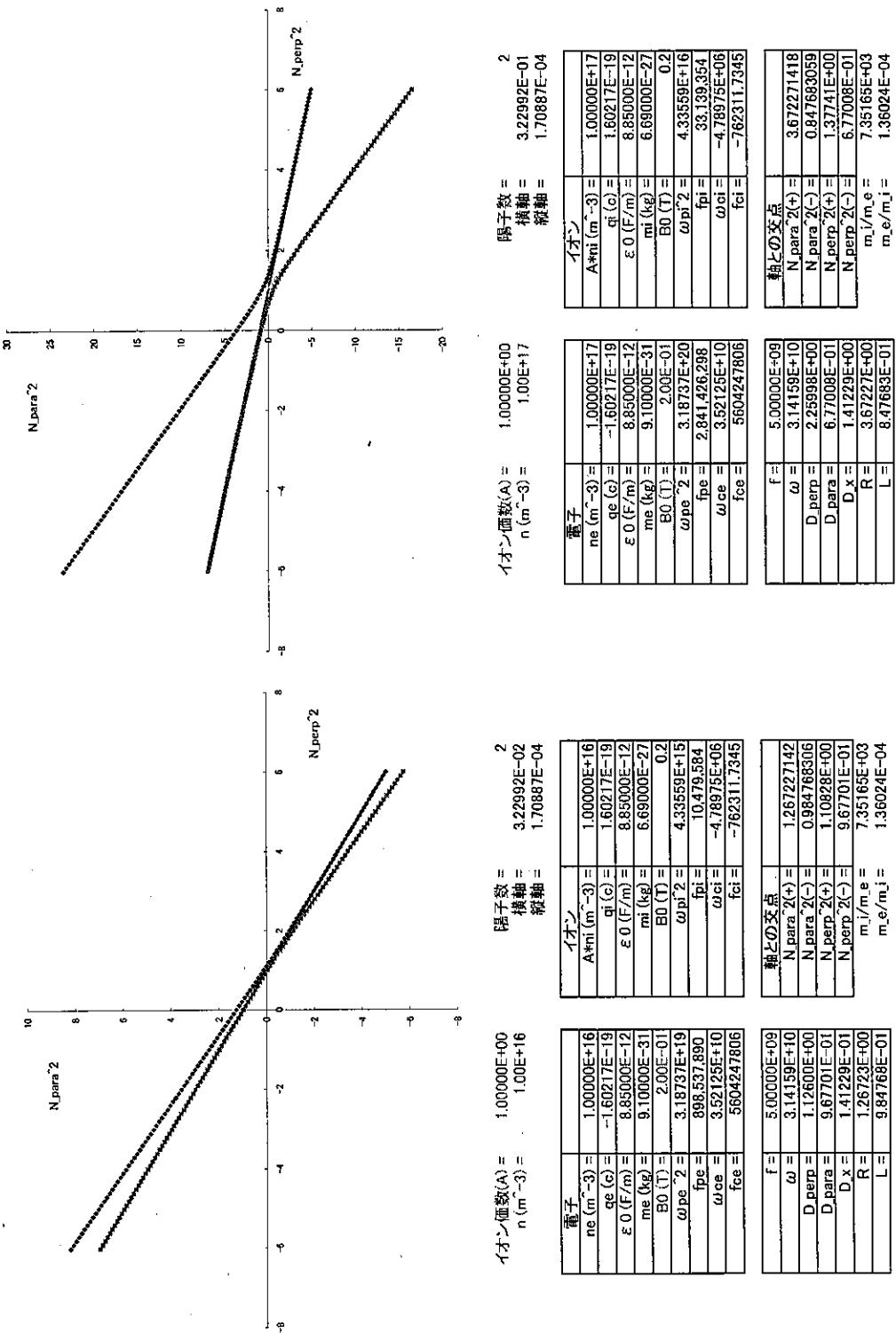


図 3.130: 5GHz, He, 0.2T, $n = 1 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}$

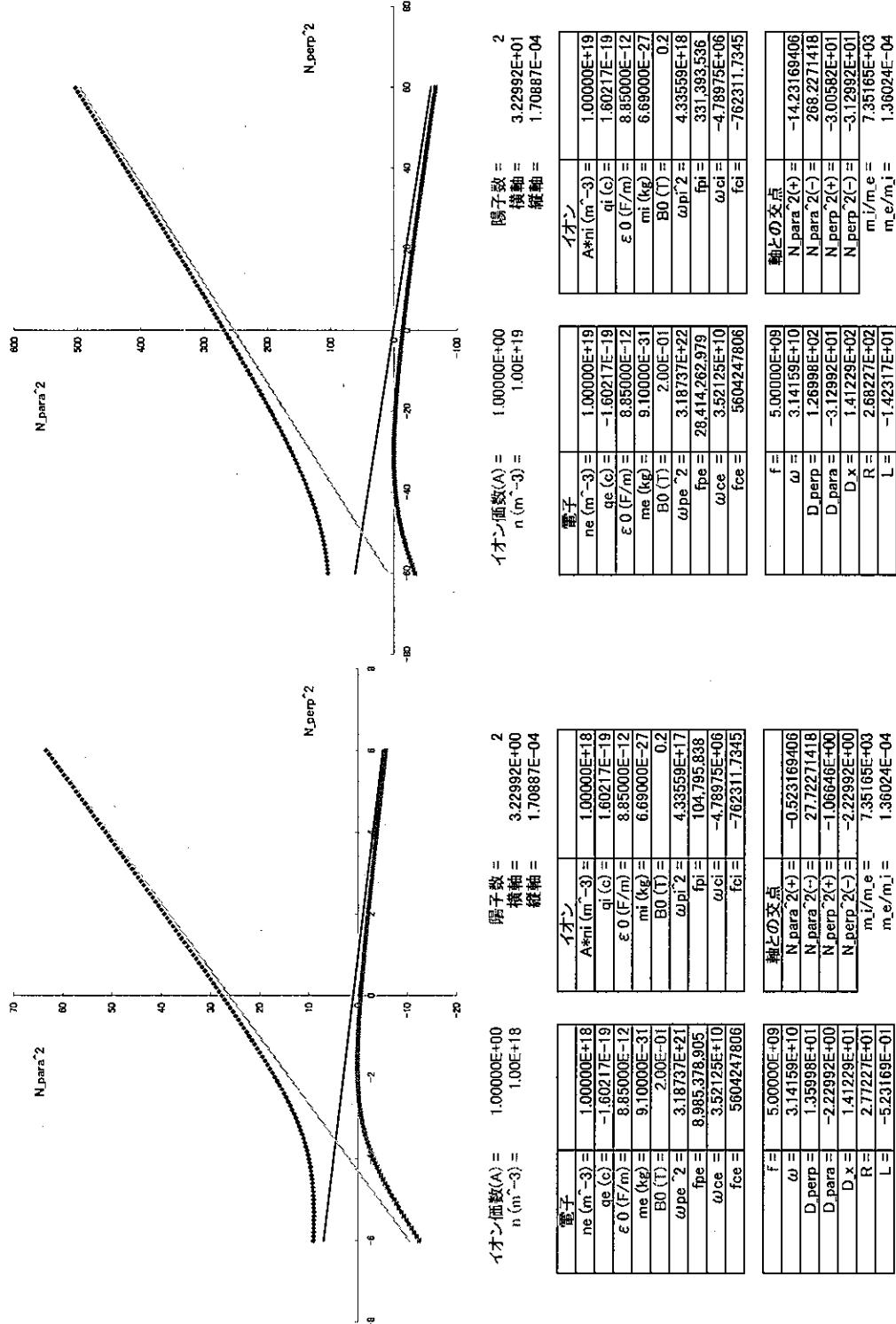


図 3.131: $5GHz, He, 0.2T, n = 1 \times 10^{18}, 1 \times 10^{19}$

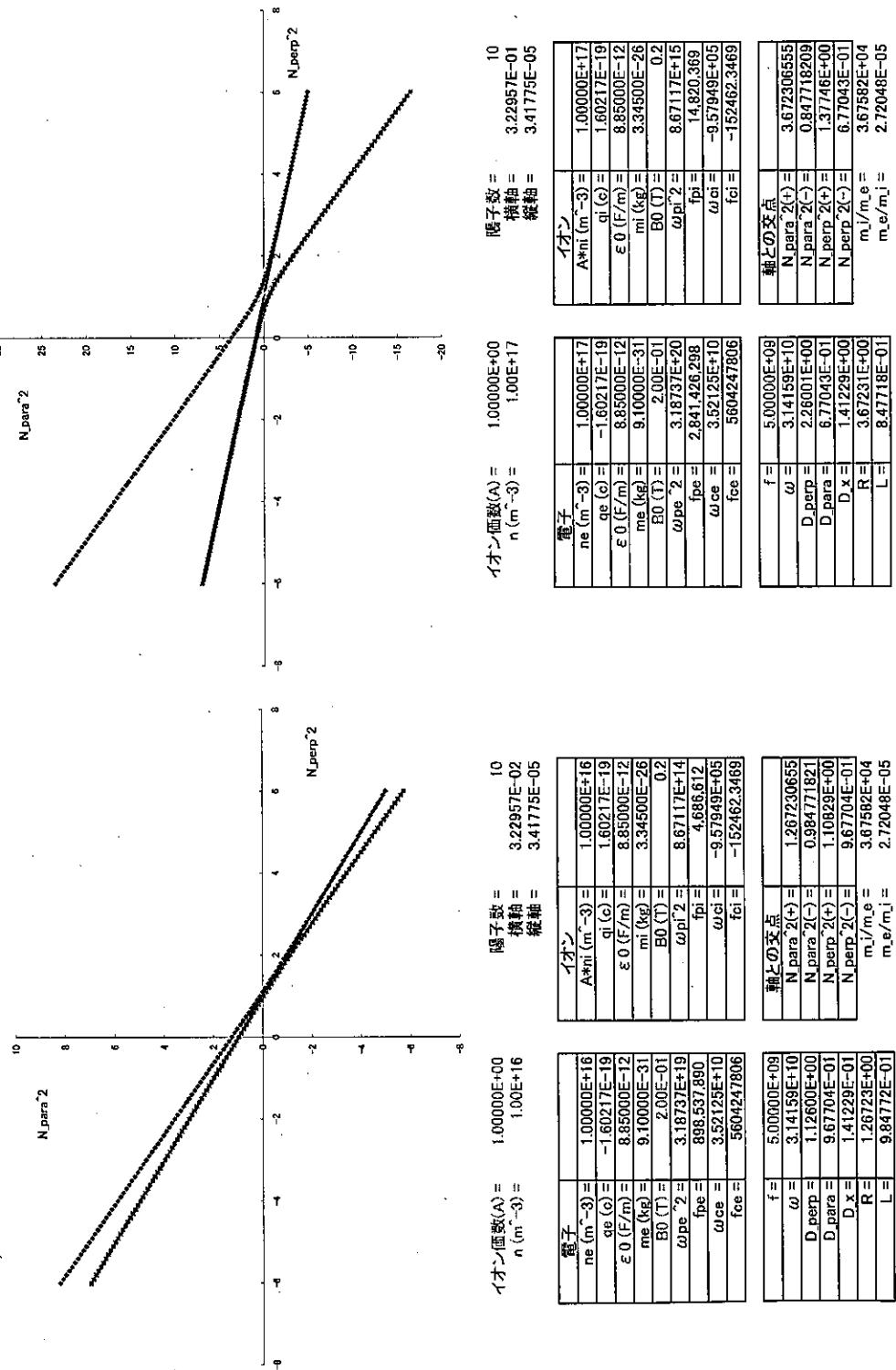


図 3.132: 5GHz, Ne, 0.2T, $n = 1 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}$

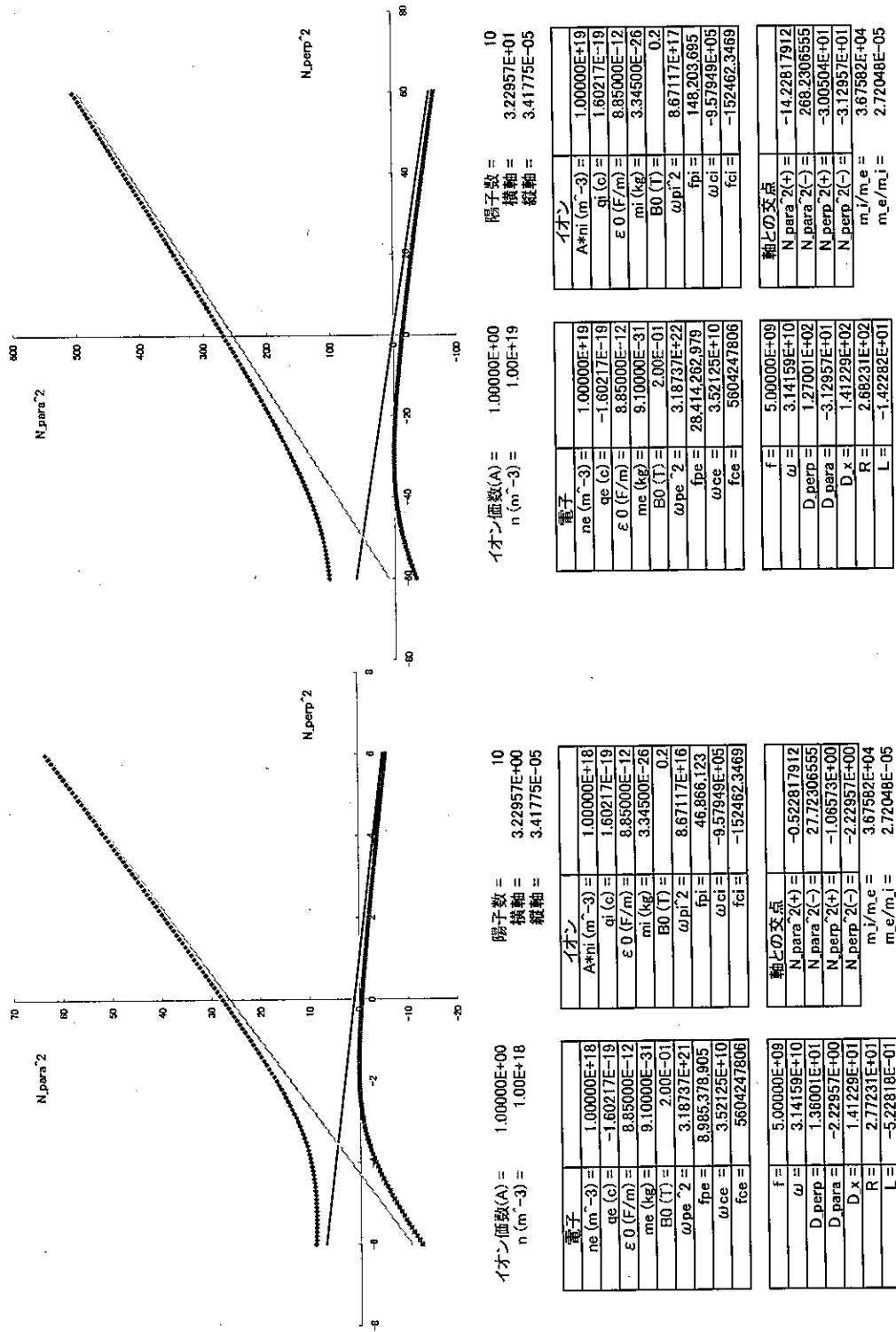


図 3.133: 5GHz, Ne, 0.2T, $n = 1 \times 10^{18}, 1 \times 10^{19}$

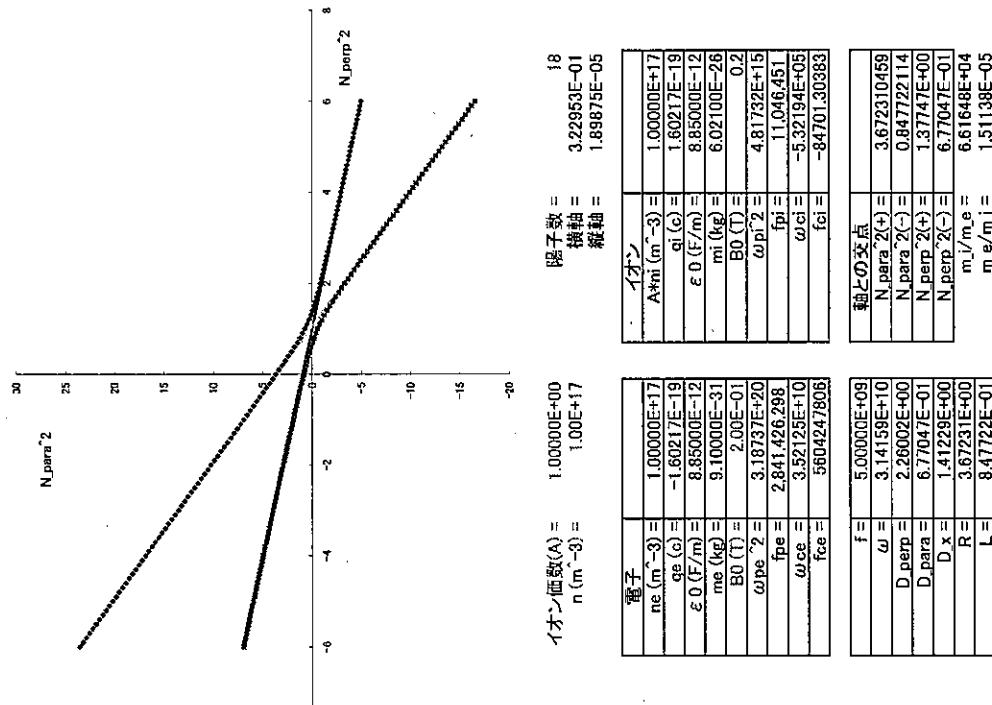
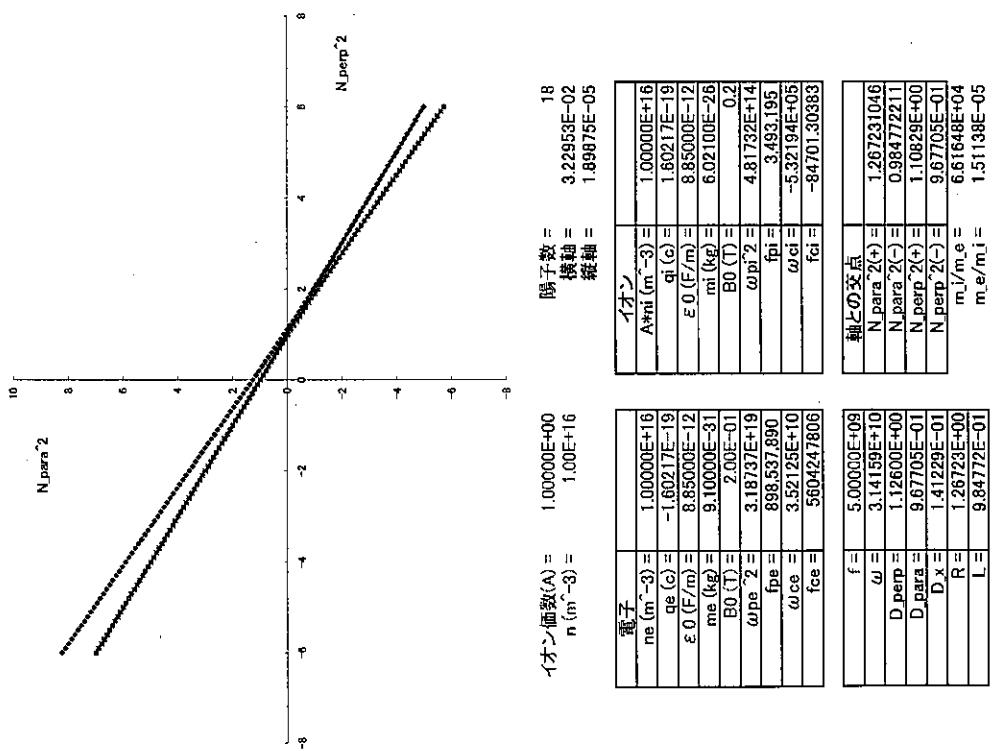


図 3.134: 5GHz, Ar, 0.2T, $n = 1 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}$

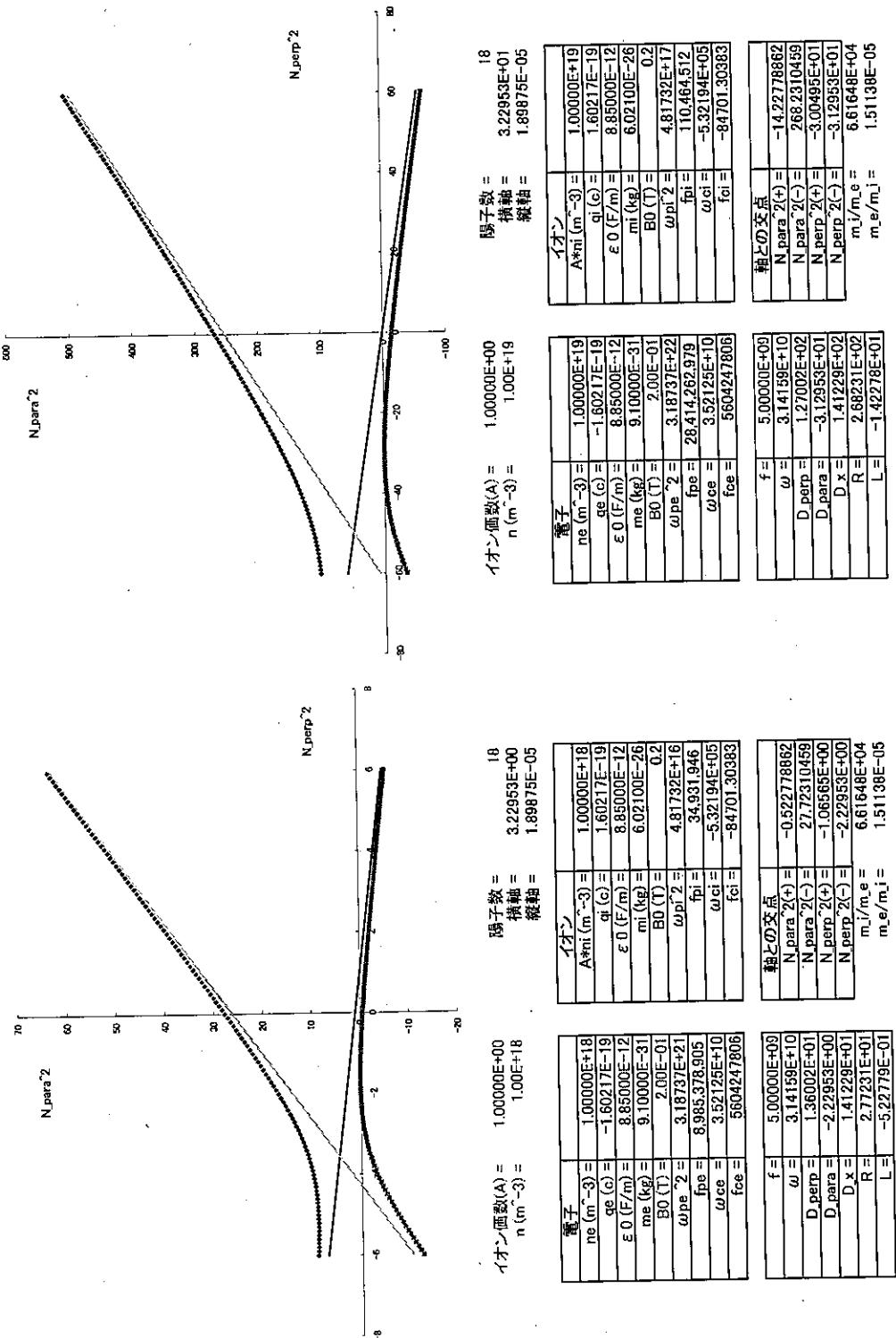


図 3.135: 5GHz, Ar, 0.2T, n = 1 × 10¹⁸, 1 × 10¹⁹

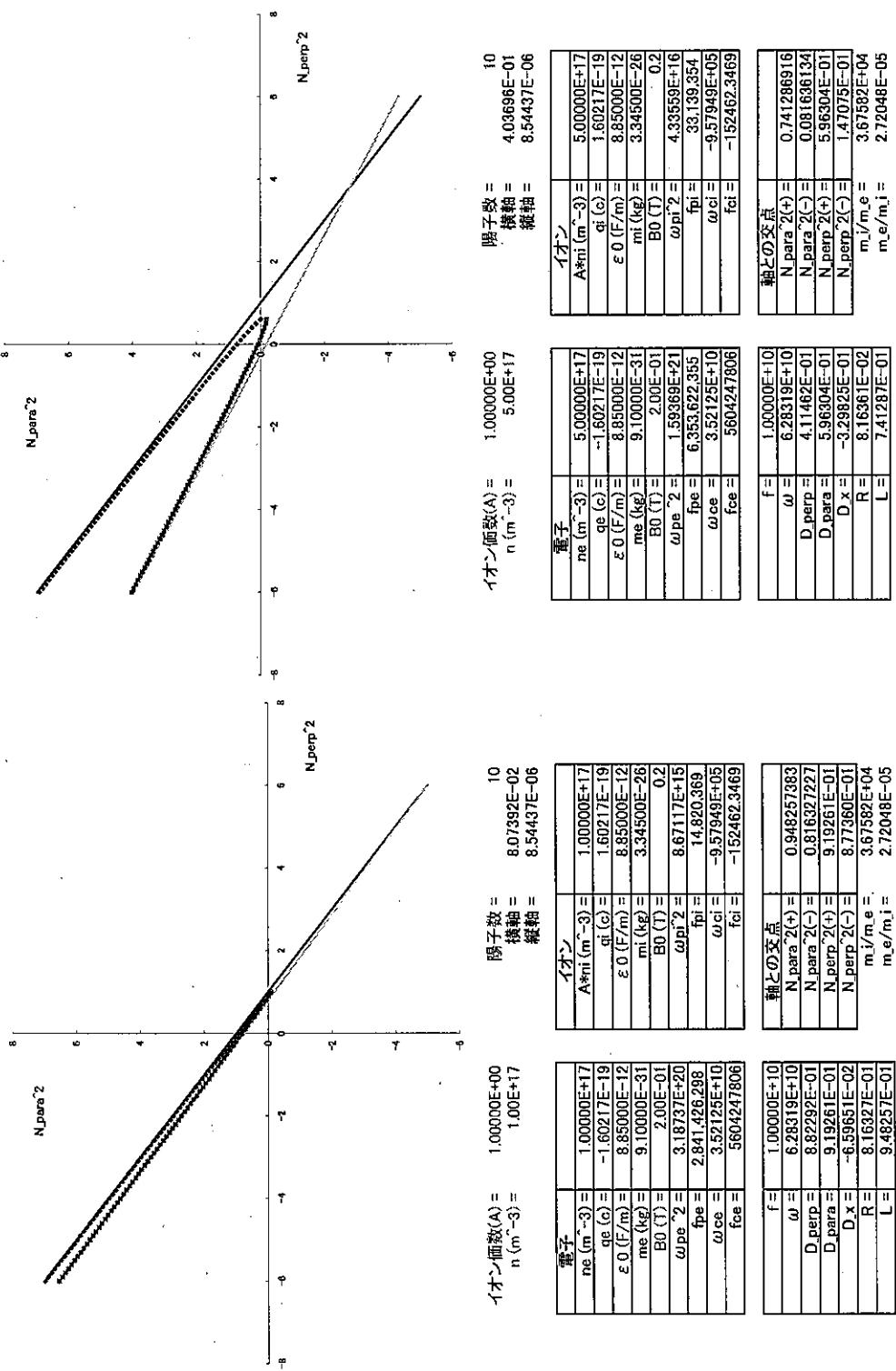


図 3.136: $10GHz, Ne, 0.2T, n = 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17}$

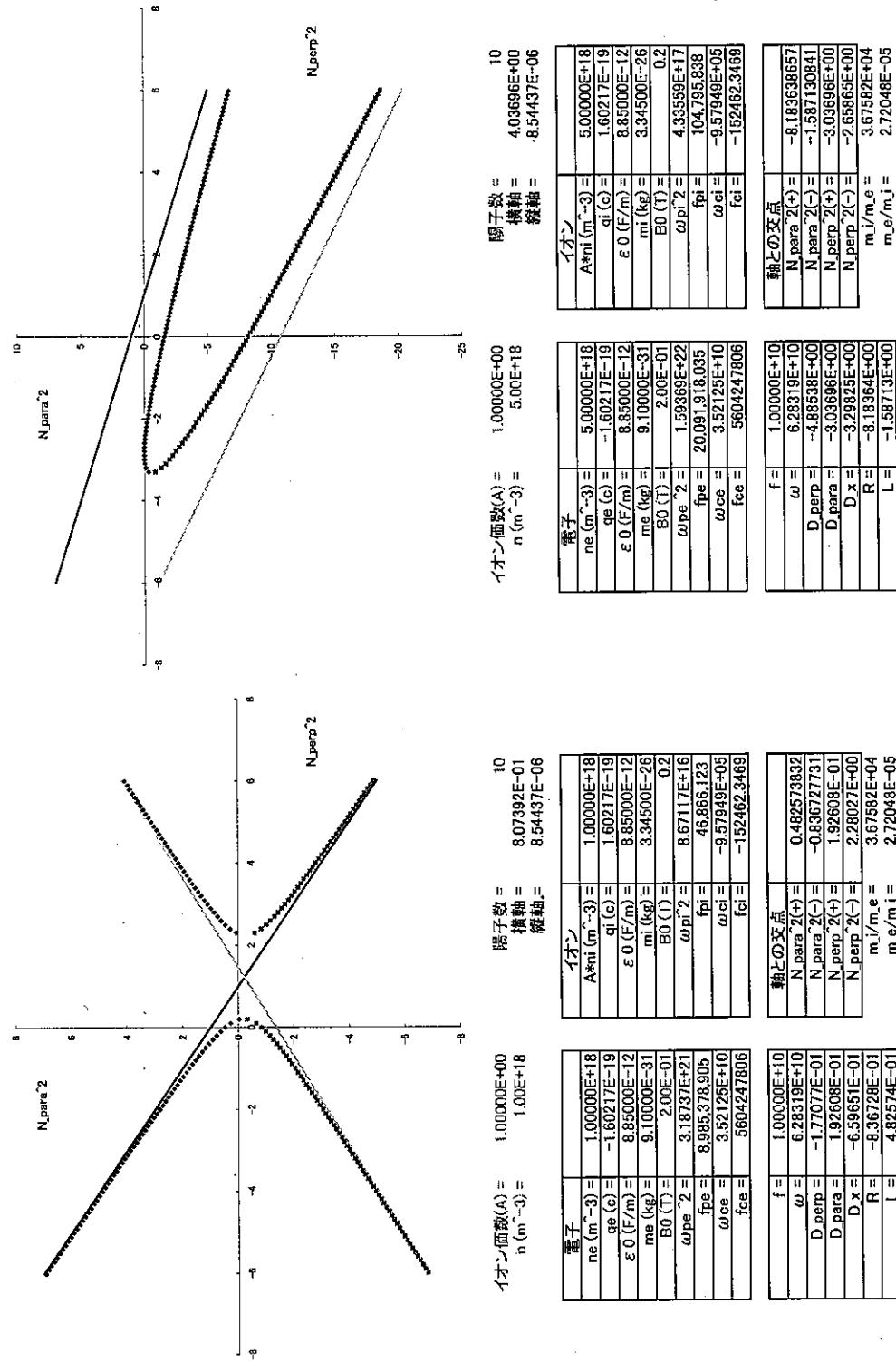


図 3.137: $10GHz, Ne, 0.2T, n = 1 \times 10^{18}, 5 \times 10^{18}$

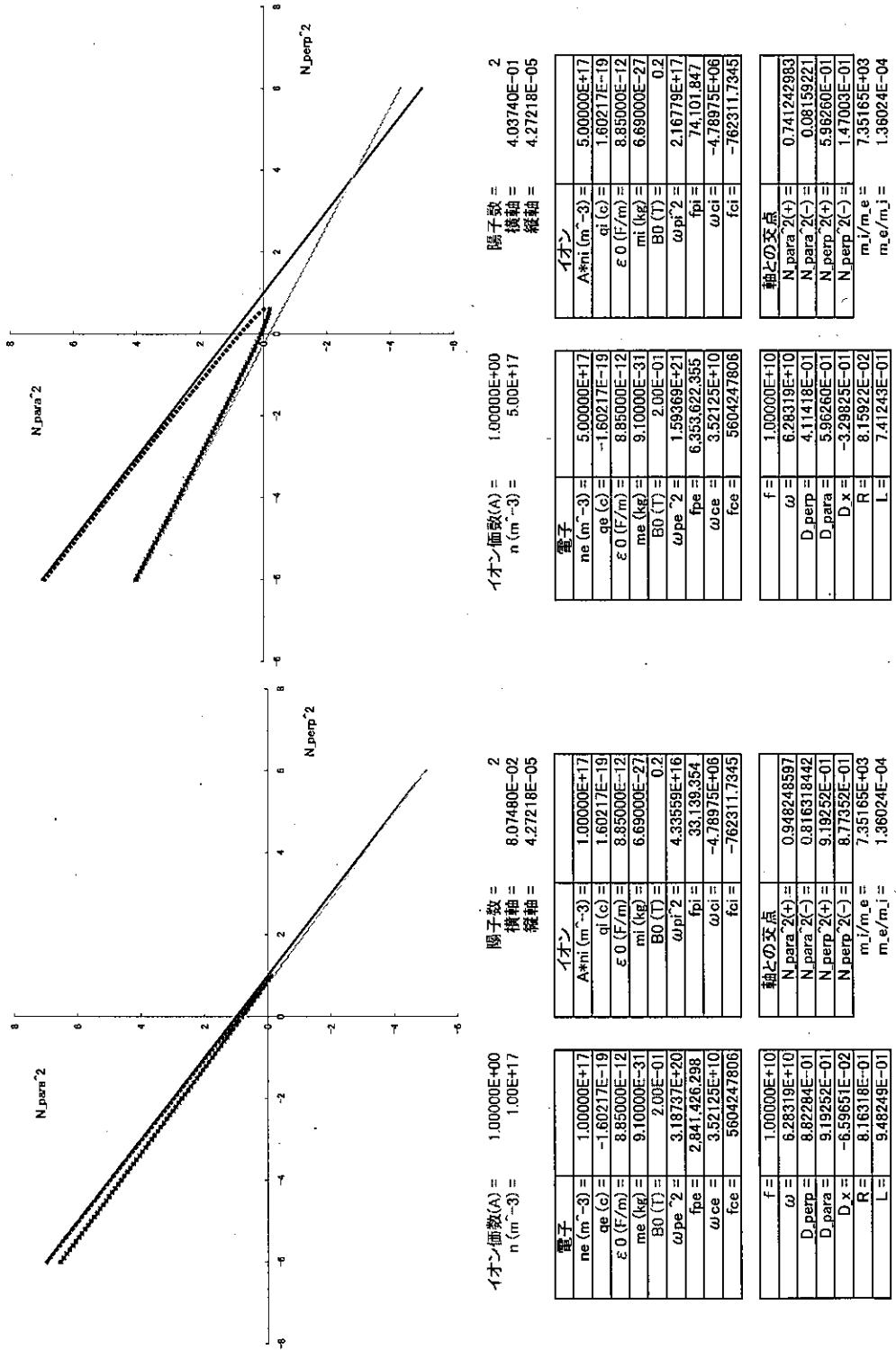


図 3.138: $10GHz$, He , $0.2T$, $n = 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17}$

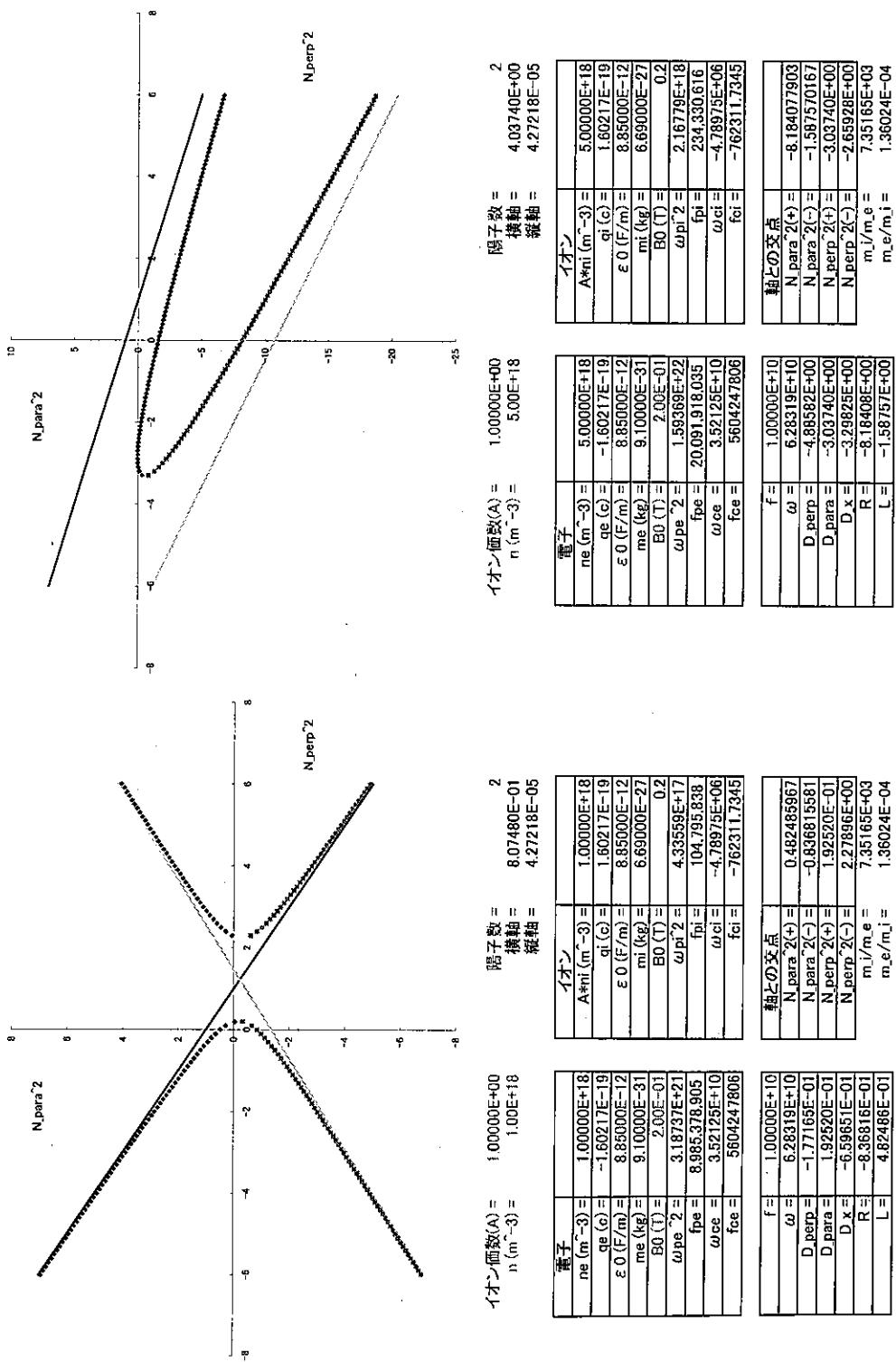


図 3.139: $10GHz, He, 0.2T, n = 1 \times 10^{18}, 5 \times 10^{18}$

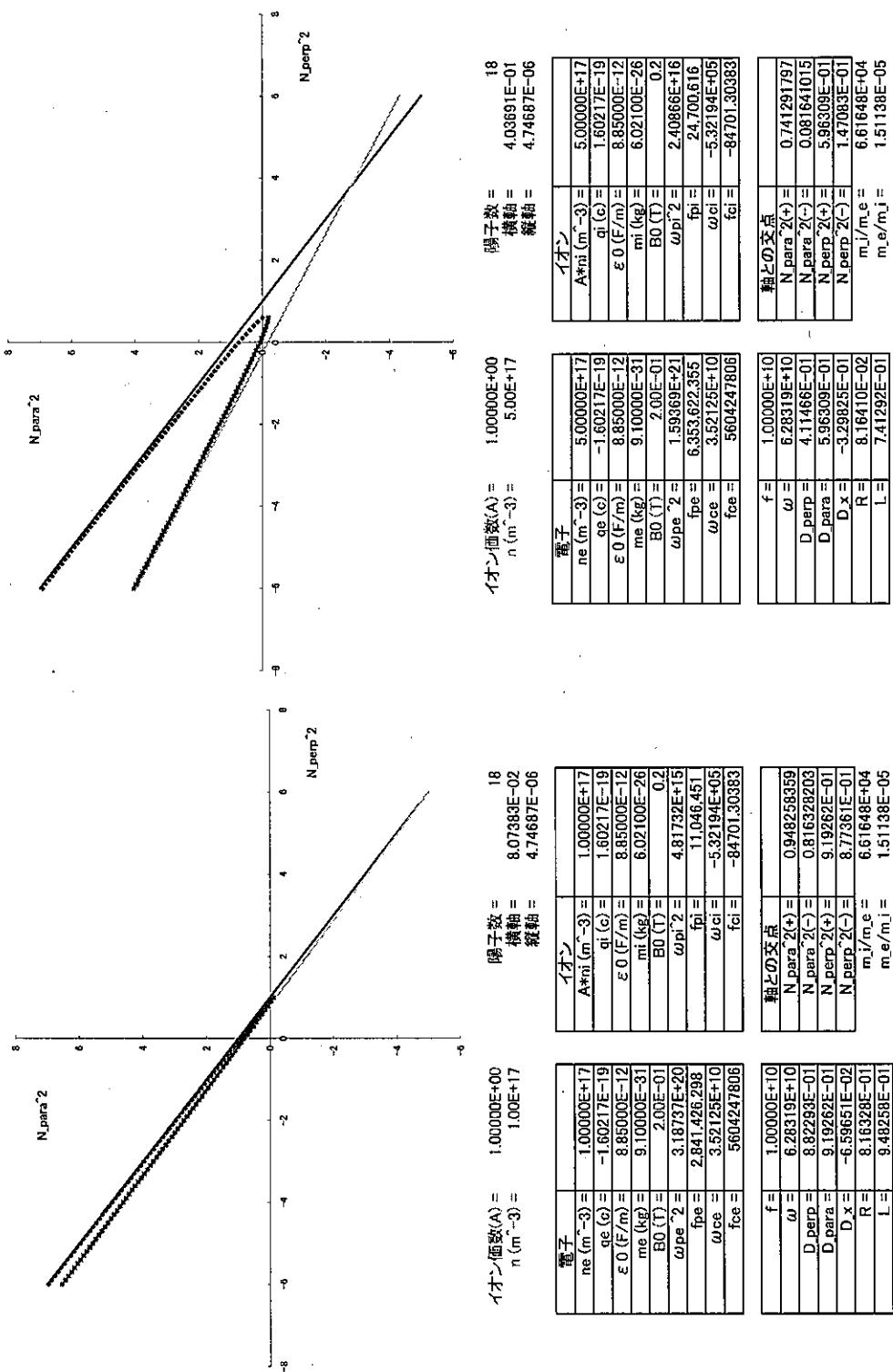


図 3.140: $10\text{GHz}, \text{Ar}, 0.2T, n = 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17}$

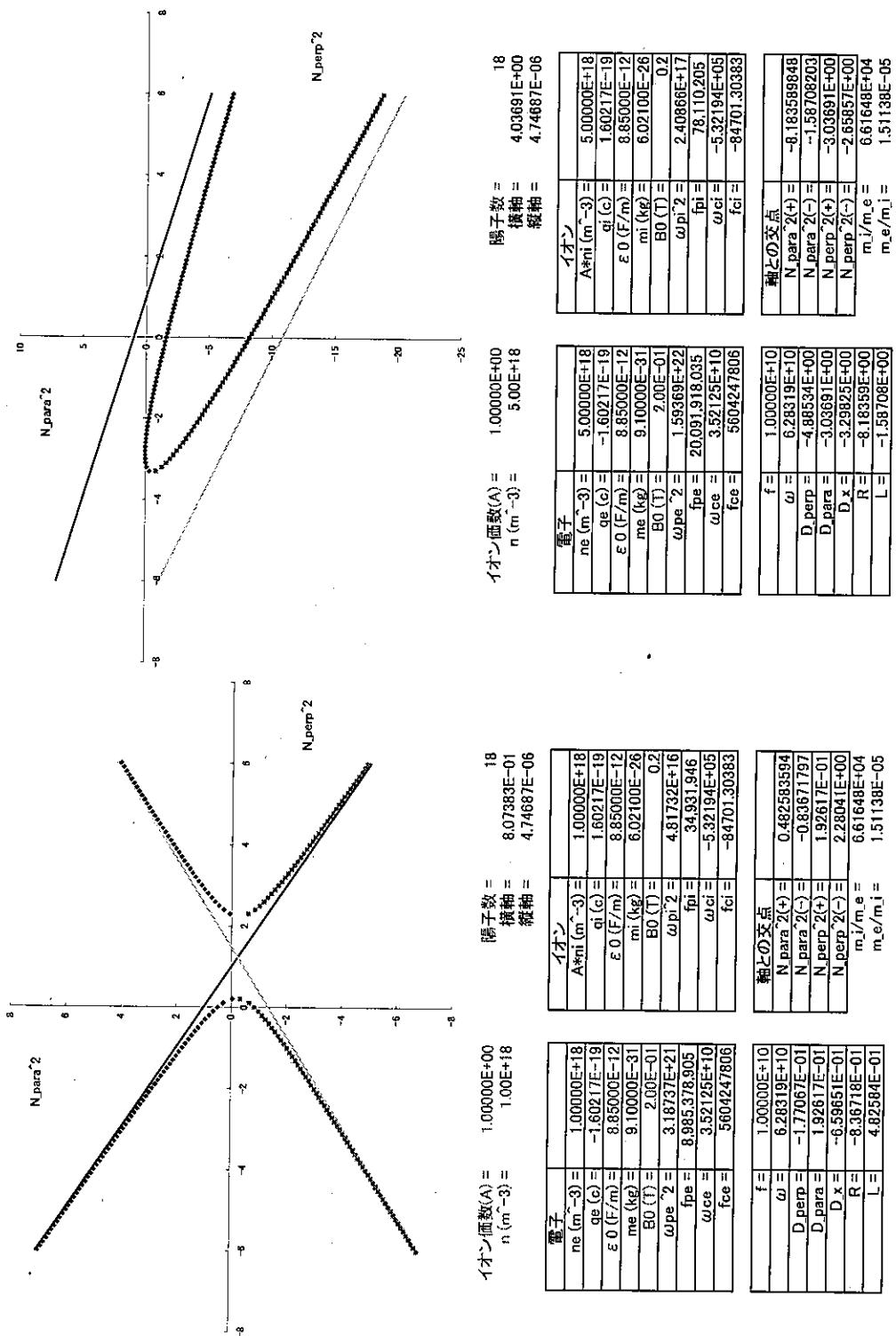


図 3.141: $10GHz$, Ar , $0.2T$, $n = 1 \times 10^{18}, 5 \times 10^{18}$

本章のまとめ

本章では、実際にいくつかのパラメータを入れ計算を行った。その結果として、0.2T, 10GHzではマイクロ波が伝搬しない領域に入ってしまう。この解決のため、さらに強い磁場を印加する必要がある。

3.18.5 まとめ

ここでは、磁場中の電磁波伝搬のまとめと今後の課題について述べる。

結論

本研究では、密度によるカットオフの解決方法としてプラズマに磁場を印加することを考えた。マイクロ波の伝搬に必要な磁場を推定するため、屈折率による判断を行うこととした。

実際に、パラメータを代入し計算を行った。その結果、このグラフより磁場の推定が可能であると考えられる。

密度によるカットオフについて

当研究室では、5GHzのマイクロ波を用いて真空容器中のプラズマ生成の実験を行った。その際に真空容器の壁面付近にプラズマができ、中央ではプラズマが生成されにくかった。この現象について、密度によるカットオフがおきておりマイクロ波が容器中央まで伝搬していないと考えた。

しかし、カットオフか否かの判断をする実験を行っていないため実際のところは不明である。

磁場の印加について

プラズマに磁場を印加することについて述べる。プラズマ中を伝搬する波は、モードによって磁場となす方向が違う。そのため、磁場に対し平行、垂直の2方向からマイクロ波を入射できる構造が望ましい。

これを満たすものとして、ヘルムホルツコイルが考えられる。しかし、磁場強度の大きさのため定常での使用は困難である。そのため、プラズマ中に磁場が満ちる範囲でのパルス使用を考えたほうが良い。

その場合、マイクロ波放射とのタイミングをとること、磁場用の別の電源が必要になる。

3.19 結論

IREB によって発振した HPM のモード変換実験を行った。

マイクロ波を準光学的に扱い、幾何光学によって準光学アンテナを設計した。そして、実験によって変換後の強度分布がガウス分布になっていることを確かめた。また、幾何光学的には、アンテナの大きさはスポットサイズには影響を与えるがその変換効率には影響を与えないはずであった。しかし、実験では開口面をより大きくすることで変換効率の向上が見られた。これは、アンテナと自由空間の間で反射などが発生し、変換効率を下げている可能性が考えられる。変換効率は最大で 75 % になった。アンテナをさらに大きくすることで変換効率がより向上する可能性もあるが、大きいアンテナは取り扱いの面で利便性が大きく下がる。また、準光学アンテナの変換効率は最大でも 80~90 % という文献もあり、この 75 % という値は十分リーズナブルな値だと考えられる。

また、マイクロ波の指向性を向上させるために、より周波数の高い 10 GHz 発振管を設計・製作した。現在約 210 MW の発振を達成している。また、サイクロトロン吸収によるサイクロトロンディップの存在を確認した。

当初の目標であった HPM のプラズマ生成等への応用には至らなかったが、将来の HPM による応用実験への足がかりにはなったと考えている。

3.20 謝辞

本研究の遂行にあたっては、金沢大学自然科学研究科博士後期課程の大学院生の栗原智章君、および、博士前期課程の大林雅俊君、相澤公佑君、松浦智史君、岩野翔君の貢献が大きいことをここに記し、感謝の意を表します。

参考文献

- [1] K. Kamada, K. Yamamoto, R. Nakajima, R. Ando, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, and N. S. Ginzburg: "S-band superradiance in slow wave structure", Proceeding of The 6th International Workshop on Strong microwaves in plasmas. (2004)
- [2] I. Ogawa, T. Idehara, S. Maekawa, W. Kasperek, and G. F. Brand: "Conversion of gyrotron output into a gaussian beam using the far-field." International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol.20, No.5 ,pp.801-821(1999)
- [3] 福光於菟三,「光エレクトロニクス入門」,昭晃堂(1987)
- [4] S. N. Vlasov, L. I. Zagryadskaya and M. I. Petelin: "Transformation of a whispering gallery mode, propagating in a circular waveguide, into a beam of waves." Radiofizika, Vol.15, No.12, pp.14-17 (1972)
- [5] I. Ogawa et al. , "Design of a quasi-optical system converting the TE₀₆ output mode of a gyrotron into a gaussian-like beam", International Journal of Infared and Millimeter Waves, vol.20, No.4, pp.543-558(1999)
- [6] S. N. Vlasov, I. M. Orlova, "Quasioptical transformer which transforms the wave in a waveguide having a circular cross section into a highly directional wave beam" Radiofizika, Vol.17, No.1, pp.148-154(1974)
- [7] V. P. Tarakanov, "Instruction for code KARAT", ver.8.0.3, (2000)
- [8] N.S.Ginzburg et al., "Generation of powerful subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime", PHYSICAL REVIEW, vol.60, No.3, 3297-3304 (1999)
- [9] A. Vlasov, G. Nusinovich, B. Levush, A. Bromborsky, W. Lou, Y. Carmel, "Relativistic backward-wave oscillators operating near cyclotron resonance", Phys. Fluids B, vol.5 , pp.1625-1638 (1993)
- [10] E. B. Abubakirov, N. S. Ginzburg, N. F. Kovalev, M. I. Fuks, "Effect of Fast Cyclotron Waves on the Operating of Čerenkov Microwave Devices with Relativistic Electron Beams", Sov. J. Commun. Technol. Electron., vol. 34, pp.129-136 (1989)
- [11] T.H.Stix, "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill Company, New York 1962,

- [12] 宮本 健郎, 『核融合のためのプラズマ物理』, 岩波書店, 1976
- [13] 後藤 憲一, 『プラズマ物理学』, 共立出版, 1967
- [14] 大久保 邦三, 『プラズマ中の波動と加熱』, プラズマ若手グループ夏の学校テキスト, 名古屋大学プラズマ研究所