大強度ミリ波光源を目指したアドバンスト・ブラッグ共鳴器の原理検証実験

メタデータ	言語: Japanese
	出版者:
	公開日: 2017-11-16
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: 鎌田, 啓一, Kamada, Keiichi
	メールアドレス:
	所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00048938

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

KAKEN
2000
24
金 沢 大 学

大強度相対論的電子ビームからのサイクロトロン超放射の実験的検証

(課題番号 11680480)

平成 11 ～ 12 年度科学研究費補助金（基盤研究C）

研究成果報告書

平成 13 年 3 月

研究代表者　**鎌田　啓一**
(金沢大学理学部)

金沢大学附属図書館
8000-96451-1

大強度相対論的電子ビームからの
サイクロトロン超放射の実験的検証

（課題番号　11680480）

平成11-12年度科学研究費補助金（基盤研究Ｃ）

研究成果報告書

平成１３年３月

研究代表者

金沢大学理学部助教授

鎌田啓一

目 次

1 研究課題，研究組織，研究経費 1

1.1 研究課題 1

1.2 研究組織 1

1.3 研究経費 1

2 研究発表 3

2.1 学会誌等 3

2.2 口頭発表 4

3 研究成果 7

3.1 はじめに 7

3.1.1 サイクロトロン超放射 7

3.1.2 本研究の目的 8

3.2 大強度電子ビームの多段自動加速による短パルス化 9

3.2.1 超短パルス大強度電子ビームの生成—多段自動加速の原理 . . 9

3.2.2 実験装置 16

3.2.3 多段自動加速による短パルス化 17

3.2.4 多段自動加速によるエネルギー増大 19

3.2.5 大強度電子ビームの多段自動加速による短パルス化の結論 . . 21

3.3 超短パルス大強度電子ビームからの電磁波放射実験 22

3.3.1 電磁波測定系 22

3.3.2 分散関係 24

3.3.3 鉄輪の効果 25

3.3.4 超短パルスビームからの電磁波放射—ビーム長による放射電磁波の変化 26

3.3.5 共鳴領域長の変化による放射電磁波の変化 28
3.3.6 共鳴領域長の太さによる出力の変化 31
3.3.7 粒子シミュレーションコード KARAT を用いた検討 33
3.4 結論 36

4 発表論文 41

5 謝辞 69

1　研究課題，研究組織，研究経費

1.1　研究課題

大強度相対論的電子ビームからのサイクロトロン超放射の実験的検証
（課題番号　11680480）

1.2　研究組織

研究代表者　　鎌田　啓一（金沢大学理学部　助教授）
研究分担者　　安藤　利得（金沢大学理学部　助教授）

1.3　研究経費

平成１１年度　2,200 千円
平成１２年度　1,300 千円
計　　3,500 千円

2 研究発表

2.1 学会誌等

1. 鎌田啓一，久楽淳，長谷川大祐，李且烈，安藤利得，増崎克：”超短パルス大強度電子ビームからの超放射実験”，電子情報通信学会技術研究報告 vol.100,No.506(ED2000-205～218), pp63-70,2000.

2. D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando and M. Masuzaki: " Generation of an Intense electron beam with a sub-nanosecond duration using multi-stage autoacceleration ", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 40, pp. 944-948, 2001.

3. D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando and M. Masuzaki: " Generation of an Intense electron beam with a sub-nanosecond duration using multi-stage autoacceleration ", Proc. 13th Int. Conf. High-Power Particles Beams, Nagaoka Japan, 2000), to be published.

4. D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando and M. Masuzaki: " Energy enhancement in the two-stage autoacceleration scheme ", IEEE trans. Plasma Sci., Vol. 28, pp. 2275-2277, 2000.

5. D. Hasegawa, K. Kamada, K. Shimizu, R. Ando and M. Masuzaki: " Four-stage autoacceleration for a sub-nanosecond intense relativistic electron beam ", IEEE trans. Plasma Sci., Vol. 28, pp1648-1652, 2000.

6. D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando, and M. Masuzaki: " Two-stage autoacceleration of an intense relativistic electron beam using doubled second stage ", Research Report NIFS-PROC, to be published.

7. D. Hasegawa, K. Shimizu, R. Ando, K. Kamada, and M. Masuzaki: " Four-Stage Autoacceleration of an Intense Relativistic Electron Beam ", Research Report NIFS-PROC-42, pp. 81-90,1999.

8. K. Kamada, D. Hasegawa, K. Shimizu, R. Ando and M. Masuzaki: " Two-stage autoacceleration using decreasing length cavities ", IEEE trans. Plasma Sci., Vol. 27, pp1609-1610, 1999.

2.2 口頭発表

1. 日本物理学会　1999年　秋の分科会

   - 長谷川大祐，久楽淳，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「多段自動加速における加速電圧上昇の試み」

2. 平成11年度　日本物理学会北陸支部，応用物理学会北陸・信越支部合同講演会

   - 長谷川大祐，久楽淳，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「多段自動加速に用いる空洞装置の改良」

3. 日本物理学会　2000年 春の分科会

   - 長谷川大祐，久楽淳，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「大強度相対論的電子ビームのパルス圧縮」

4. 日本物理学会　2000年　秋の年次大会

   - 久樂淳，長谷川大祐，森倫也，李且烈，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「多段自動加速により得られた超短パルス電子ビームからの超放射」
   - 長谷川大祐，久楽淳，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「複空洞装置を用いた四段自動加速実験」

5. 平成12年度　日本物理学会北陸支部，応用物理学会北陸・北信越支部合同講演会

   - 久樂淳，長谷川大祐，菅原一賢，森倫也，李且烈，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「超放射における発振モードの効果」

- 鎌田正輝，中島正和，森倫也，山田陽子，李且烈，鎌田啓一，安藤利得，増崎克：「多段空洞を用いた高周波自動変調の試み」
- 森倫也，長谷川大祐，鎌田正輝，久樂淳，山田陽子，李且烈，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「ＩＲＥＢのギャップ部における伝搬について」

6. 日本物理学会　2001 年　春の年次大会

- 鎌田啓一，久樂淳，長谷川大祐，森倫也，菅原一賢，李且烈，安藤利得，増崎克：「大強度電子ビームによる超放射の共鳴領域長との関係」
- 鎌田正輝，中島正和，山田陽子，李且烈，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「多段空洞を用いた自動変調の高周波化」
- 森倫也，長谷川大祐，鎌田正輝，久樂淳，李且烈，安藤利得，鎌田啓一，増崎克：「大強度電子ビームのギャップ部における伝搬特性」

3 研究成果

3.1 はじめに

3.1.1 サイクロトロン超放射

大強度相対論的電子ビーム（Intense Relativistic Electron Beam 以後 IREB と略す。）とは，電子の運動エネルギーが静止エネルギー（0.51 MeV）と同程度あるいはそれ以上で，電流がおおむね 1 kA を越える電子ビームのことを言う。パルス幅は 10 ns から数 100 ns であり，出力はギガワットからテラワットに達する。このような IREB では，弱いビームのように単粒子として取り扱うことができず，強い自己電場・磁場の影響を考慮しなくてはならない。

この IREB を用いた大強度電磁波源としては，ラマン型自由電子レーザーや Vircator(Virtual Cathode Oscillator) といった，IREB の特徴を活かした方式と共に，電子サイクロトロンメーザー，チェレンコフメーザー，相対論的クライストロン，相対論的後進波管等の，従来のマイクロ波管研究の IREB 発展形の方式が盛んに研究されている。これらの研究では，電子ビームからの電磁波放射を取り扱う際に，一般的には電子ビームを無限長（定常）と見なしてきた。しかし，最近になって，短い電子ビームからの超短パルスのより強い放射の可能性が指摘され，強い関心が寄せられている [1]-[5]。この新しい放射機構は，自発集群可能な系からの電子数の 2 乗の強度依存性を持つ電磁波放射であり，量子エレクトロニクス分野で知られている Dicke の超放射 (superradiance) 現象との類似性から，「超放射」と名付けられた。新しい物理現象である超放射の研究は，自由電子レーザー分野においては，理論・実験共に盛んである。しかし，IREB を用いた超放射に関する研究は，N. S. Ginzburg 等によって理論的に様々な方法が提唱されているにもかかわらず，実験はその例が少ない [6]-[8]。その理由の一つは，超放射を実現できる超短パルス大強度電子ビームそのものの生成が難しかったことにある。IREB を用いた超放射の実験では，共鳴領域長より短いパルス長の IREB を生成しなくてはならない。現実的には，共鳴領域長は 1m 程度であるから，パルス幅 1 ns（ビーム長 30 cm）程度が要求される。Ginzburg 等の数少ない実験例では，装置の小型化によりビームの短パルス化を実現しているが，この方法では大電流化は難しくビーム長は固定である。このような限

られたパラメーター内ではあるが，興味深い結果が報告されている。

3.1.2 本研究の目的

本研究では，我々が独自に開発した，多段自動加速を利用した超短パルス大強度相対論的電子ビームを用いた。この方式は，後述するようにIREBの自己電場の特徴を生かし，簡便な方法でビーム幅を制御することが可能である。この装置を用いて，電磁波発生領域長（約60 cm）より長いパルス幅10 ns（ビーム長3 m）のビームと領域長より短い1 ns（ビーム長30 cm）の二つのビームを用いて，発生電磁波の観測を行った。

超放射の方式には，サイクロトロン方式，チェレンコフ方式，後進波管方式等が提唱されているが，本研究室の経験と既存装置の事情を考慮して，もっとも簡単な構造であるサイクロトロン方式を用いることにした。この方式では，軸方向磁場のかけられた導波管中に超短パルスIREBを伝搬させることで超放射が実現できる。その際の発振条件は簡単にいえば，ビームの群速度と導波管モードの群速度を一致させることである。定常ビームを用いたCyclotron AutoResonance Maser(CARM)の条件と同じである。本研究では，ビーム長の異なる二つのIREBからの電磁波放射の観測を通して，サイクロトロン超放射の実験的検証を目的とし，詳しい理論的解析には踏み込んではいない。

本研究の目的は，未だ実験的には確立されていないサイクロトロン超放射を検証するために，多段自動加速装置を用いてパルス幅1 nsの超短パルスIREBを生成し，超放射に特徴的と考えられている以下の三点を実験的に明らかにすることである。

1. ビーム長と超放射機構の関係—ビーム長は装置長より十分短いことが必要条件と考えられる。

2. 共鳴領域長と放射電磁波強度の関係—強度は長さと共に指数関数的に増大することが期待される。

3. ビーム電流値と放射電磁波強度の関係—強度は電流値の二乗で増大することが期待される。

実験結果を述べておくと，上記目的1，2に関しては定性的にほぼ明らかにできたと考えているが，目的3に関しては検証には未だ時間を必要とする。

3.2 大強度電子ビームの多段自動加速による短パルス化

3.2.1 超短パルス大強度電子ビームの生成—多段自動加速の原理

IREBの発生には，マルクス型高電圧発生装置とパルス整形線路からなるいわゆるパルスパワー発生装置を用い，接地された陽極に対向した冷陰極に負電圧を印加する方式が一般的である。その後，接地された伝搬容器内を伝搬させて電磁波源等に応用される。出力は1 GWを越え数TWに達するものもあるが，運転は小型の装置でも数分に一回の単発運転である。この方式は，単純で安価な一方，電極部インピーダンスの時間的変化が加速電圧に反映し，ビームのエネルギー広がり等の質は余り良くない。また，パルスパワー発生装置では，高電圧を求め絶縁耐圧を考えると，部品間の距離を長くせねばならず，大電流・短パルスのための低インピーダンス化，一言で言えば装置の小型化の要請と矛盾する。現実的にこの装置で得られるIREBの技術的・経済的な限界はエネルギーが最大10 MeV，パルス幅は最小10 ns程度と考えられる。他のIREB発生方法として，誘導線形加速器を用いたIREB発生方式等があり開発が進んでいる。これらの装置は，ビームの質は良いが，格段に複雑・高価である。

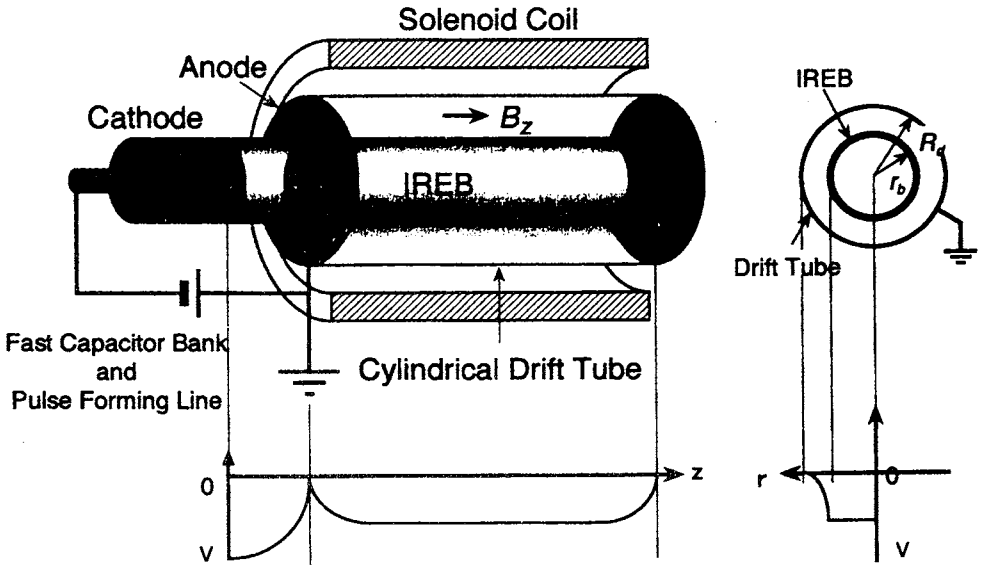


図 3.1: 電位概念図—接地された陽極を出て伝搬部に入ったIREBの電位。

IREBの典型的なパラメーターは，半径1 cmの円筒断面に1 kA以上の電流値，速度はほぼ光速である。この様なパラメーター下の伝搬では，電子自身の自己電場に

よってビームは急速に発散してしまう。そこで，発散を押さえるために軸方向磁場をかける。実際には0.5 Tから1 T以上の磁場が必要である。こうして発散が押さえられても，電荷の効果は半径方向の電場となって残る。簡単に，負電圧がかけられた陰極から，接地された陽極と真空容器に入射され，伝搬してきたIREBの断面の電位を考える。負電荷の集団であるIREBは，接地された容器に対してその中心部が負の電位を持つ。つまり，図3.1に示すような電位になっている。このような状況下では，陰極陽極間の電圧で得たIREBの運動エネルギーの一部は電場のエネルギーとなり，電子の持つ運動エネルギーは下がる。流れる電流と伝搬中のビームの電位を考える。速度v_bはガンマと，

$$v_b = c\left(1 - \gamma^2\right)^{1/2}, \tag{3.1}$$

の関係がある。ここでcは光速を表す。陽極と伝搬部容器は接地されている。陰極の電位をϕ_cで表すと，初期のガンマ値γ_0は，

$$\gamma_0 = 1 - \frac{e\phi_c}{mc^2} \tag{3.2}$$

と表される。m，eは電子の質量，電荷である。エネルギー保存則から，伝搬中のビーム電位をϕ_bとすると，以下の関係が導かれる。

$$m\left(\gamma_0 - \gamma\right) c^2 = -e\phi_b \tag{3.3}$$

こうして，ビーム速度と電位の関係が求まる。一方，ビーム電位は，ビームの電子密度Nを用いれば，容器と電子ビームを無限に長い円筒で近似して，

$$\phi_b = -\frac{eNr_b}{\varepsilon_0}\ln\left(\frac{R}{r_b}\right) \tag{3.4}$$

と表される。ここでε_0は真空の誘電率である。これらの式から半径r_bの中空ビームが，半径Rの円筒容器中を伝搬する際，電流Iとγすなわちビーム電位ϕ_bの関係は以下の式で表される。

$$I = \frac{4\pi\varepsilon_0 mc^3}{e}\,\frac{(\gamma_0-\gamma)(1-\gamma^{-2})^{1/2}}{2\ln\left(\frac{R}{r_b}\right)} \tag{3.5}$$

この時の，電流とγをグラフにしたのが，図3.2である。電流が小さいとき，$\gamma \approx \gamma_0$で，ビームは電極間で加速された速度で伝搬する。電流が増えて行くに従い，自己電場により自信の電位が下がり，電子は減速される。この電位が加速電位より下がればIREBが伝搬不可能になると想像できるが，実際にはその前に伝搬可能な電流の最大値が現れる。これが，IREBの伝搬に伴う空間電荷制限電流である。

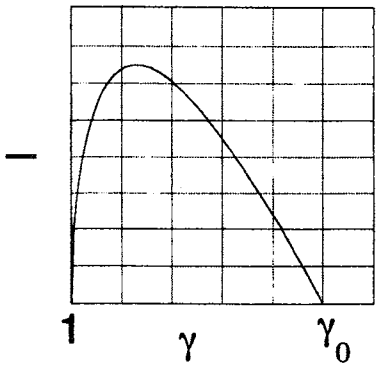


図 3.2: ビームのガンマと電流の関係。電流が少ないときはビームはほぼ入射時のエネルギーに対応する γ_0 で伝搬するが，電流が増えるに従い運動エネルギーは下がる。

伝搬中の IREB の電位は，電流が同じなら，ビーム径と伝搬容器径の比で決まる。ビーム径が同じなら，伝搬容器径が太いほど IREB の電位は下がる。これを利用して，伝搬中に容器の径を急激に大きくすると IREB は減速される。自動加速ではこれを更に応用する。

1970 年代に米国とソ連で IREB の自動加速（autoacceleration）が実証された [9]-[12]。自動加速を実現するためには，図 3.3 に示すように伝搬領域にギャップを介し同軸空洞を設置する。先ほど述べたように，急激な伝搬容器径の増大により IREB は減速される（図 3.4）。その際，減速分のエネルギーはギャップ間の電場となり空洞を伝搬する。減速されたビーム電子はそのまま伝搬容器下流に移動し，後続のビームによってギャップには減速電場が生じ続ける。ギャップ間に生じた電場は空洞内を伝搬して短絡された空洞端に達し，電場は反転し反射する。反射した電場はギャップに向かって伝搬する。ギャップ部に戻ったとき，極性が反転した電場はビーム電子に対して加速電場となり，以降のビーム電子を加速する。減速の時間は空洞を光速で往復する時間で，引き続く同時間にわたって電子は加速される。IREB は速度がほぼ光速なので，空洞長をビーム長の 1/4 に設定すると，ビーム前半部が減速を受け運動エネルギーが電磁場のエネルギーに変換され，それが空洞を介して後半部に受け渡される結果，後半部が加速されることになる。

ギャップ部に現れる電圧は，ビーム電流値と空洞インピーダンスの積で表される。これは，ビームの帰還電流（ビーム電流値と同じ）が空洞壁とその間を流れることを考えれば容易にわかる。初期より光速に近いビームの速度は加速を受けてもほぼ変わらない。この簡単な説明では，加速された電子にだけ着目していることに注意されたい。原理的には，１段の自動加速現象はすでに実証されている。自動加速は，

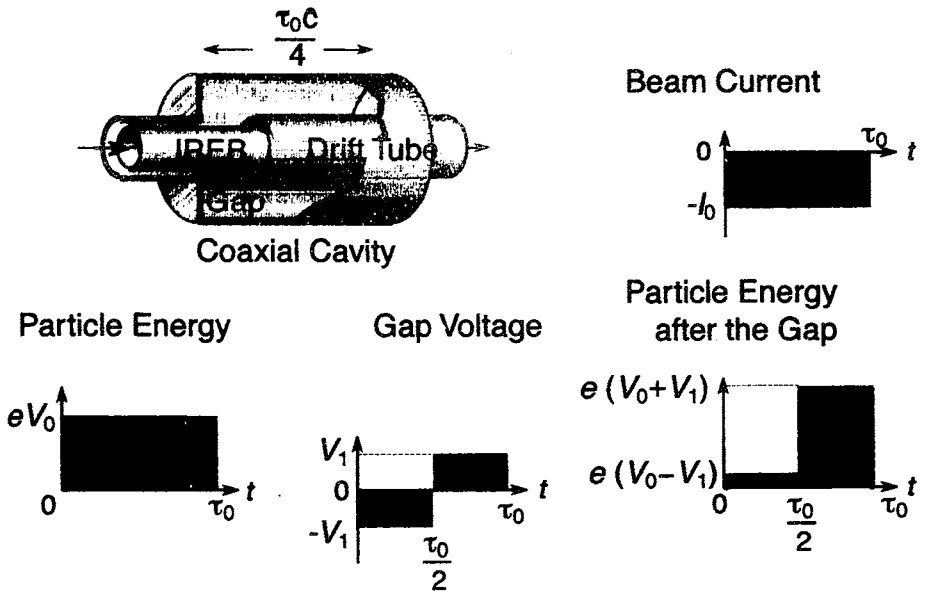


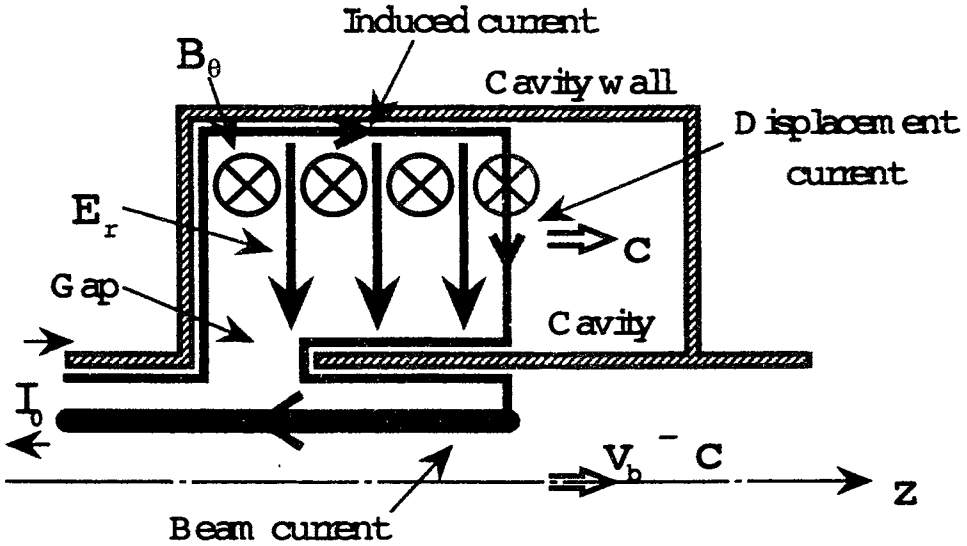
図 3.3: 自動加速概念図。パルス幅 τ_0 のビームに対して，長さ $\tau_0 c/4$（c は光速）の空洞を設置する。

ビーム電子の速度が光速に近く，強い自己電場を持つという IREB の特徴を有効に活かしたビーム圧縮の方法である。

我々の研究室では，加速された後半部のビームに自動加速を繰り返すことで，更に高エネルギー短パルスの IREB を取り出す，多段自動加速方式を提案した [13]。図 3.5 に多段自動加速の概念図を示す。

1 段目で自動加速を受けたビームは，ビーム前半部が運動エネルギーを失い，後半部が前半部の失ったエネルギーを得ている。後半部のパルス幅は，1 段目入射時の半分になっている。そこで，1 段目の半分の長さの空洞を図のように 1 段目の下流に設置する。2 段目を通り抜けた後のビーム幅全体を考える。まず，ビームの先端部 1/4 は二つの空洞で二回減速を受ける。それに引き続く 1/4 の部分は 1 段目で減速，2 段目で加速を受ける。1 段目で加速を受けたビーム後半部のそのまた前半の部分は 2 段目では減速される。結局，ビーム幅最後端 1/4 が 1 段目と 2 段目で加速を受ける。最も加速された部分は初期ビーム幅の 1/4 になっている。図の空洞では各空洞のインピーダンスが等しくなっていて，ビーム電流は保存されるので，各空洞でのエネルギー増大値（減少値）は等しいと考えられる。

このように，常に最も加速された部分に着目し，二段目以降の空洞長は段を増す毎に半分の長さに設定すると，最終的に n 段の自動加速により，最も加速された部



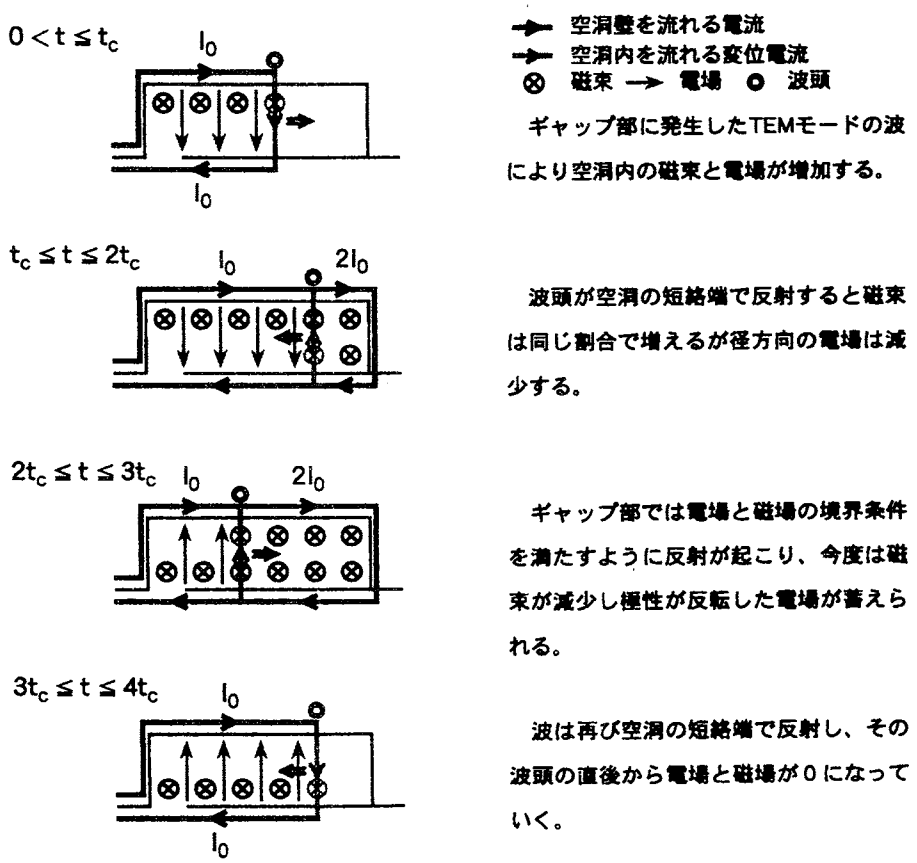


図 3.4: 空洞内を伝搬する電場の様子。t_0 は空洞の長さを光速で二往復するのに要する時間。自動加速ではビームのパルス幅とこの時間を合わせる。

分のビーム幅は，初期のビーム幅の $1/2^n$ になり，初期ビーム幅の最後端部に現れることが期待される。等インピーダンスの空洞を用いた場合，この部分のビームエネルギーは各段で等差的に増大することが期待される。

この方式では，空洞間相互作用が問題になることが考えられたので，始めに，2段の空洞を用い，間隔を十分離したものと，間隔を空けずに二つの空洞を設置した実験を行った [13]。その結果，空洞間距離は多段自動加速の結果に大きな影響は与えないことがわかった。こうして，4段の自動加速装置は短い距離に収めることができた。

我々はこの方式で，4段の自動加速によってパルス幅 12 ns，ビームエネルギー 500 keV の IREB から，0.8 ns，1.1 MeV の IREB を取り出すことに成功した [14]。エネルギー増大値は予想されたものより，低い値となったが，この原因は減速された電子の影響であるという結論を得ている。ここでは，多段自動加速方式を用いることで，パルス幅が 1 ns 以下の IREB を生成できた事を述べ，後に，このビームを用いてサイクロトロン超放射の実験を試みる。

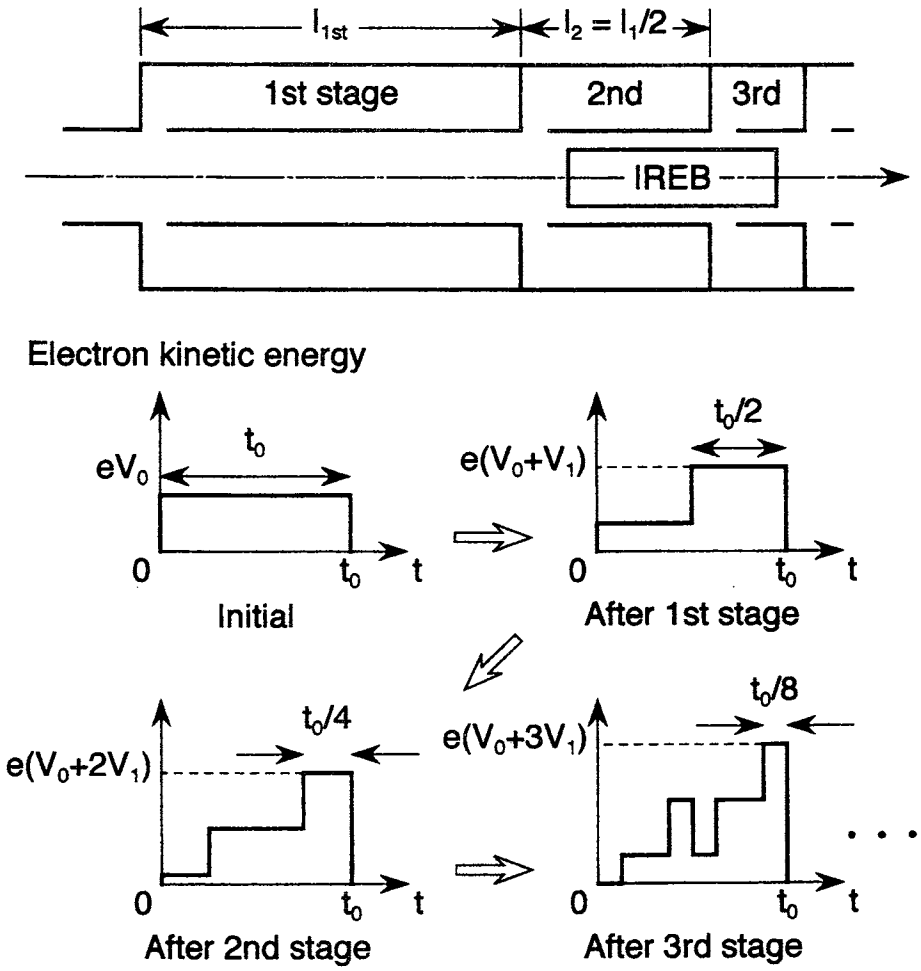


図 3.5: 多段自動加速概念図：最も加速される部分はビーム最終端に現れ，一段ごとにパルス幅は半分になっていく。

3.2.2 実験装置

多段自動加速に関する詳しい報告は他に譲ることにして [13]-[15]，ここでは，超放射実験に用いた超短パルス大強度電子ビームに関する実験結果を述べる。

装置概略図と電極部電圧・電流波形を図 3.6，3.7 に示す。ビーム発生装置は，マルクス型高電圧発生装置とブルームライン型パルス整形線路からなる，Physics International 社製，Pulserad 105A を用いた。電極部と伝搬部にはソレノイドコイルにより最大約 0.8 T のパルス磁場が印加されている。陰極には直径 10 mm のカーボン製パイプ，陽極には直径 20 mm の穴の空いた炭素製の中空陽極（hollow anode）を用いた。陽極側が接地され，陰極には最大-500 kV の電圧がパルス半値幅約 10 ns にわたって印加される。冷陰極から射出された電子は陽極の穴を通り抜けてビーム伝搬部へと導かれる。ビーム伝搬部は直径 20 mm の金属製で，陽極下流 20 cm から自動加速が始まる。ビーム半値幅が約 10 ns，ビーム速度はほぼ光速と見なしてビーム長は約 300 cm である。これに対して，いくつかの長さの異なる初段の空洞を作成して，一段の自動加速の効果を確かめた結果，ビーム幅のほぼ 4 分の一にあたる 76 cm を最適値として採用した。ここで，加速された部分のビーム長は約 5 ns になる。以後段を重ねるにつれ，空洞長は半分になるように設定し，2，3，4 段目の長さは，38 cm，19 cm，9.5 cm とした。この結果，最終的にはビーム後端部に幅約 0.7 ns の IREB が生成されるものと期待される。空洞インピーダンスは 1 段目から 4 段目まで等しく 100 Ω である。

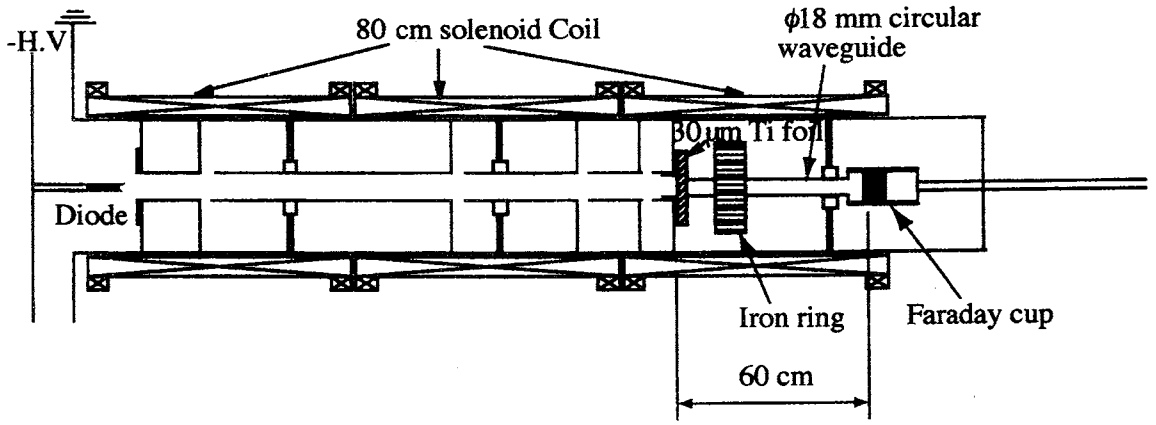


図 3.6: 4 段自動加速装置図

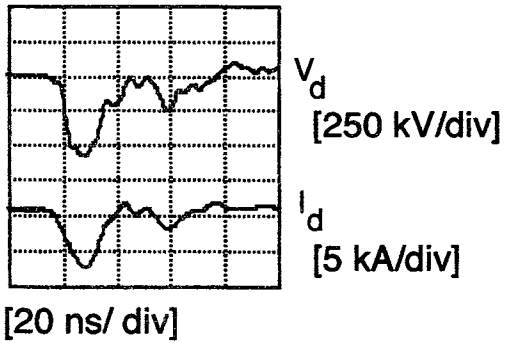


図 3.7: 電極部電圧 (V_d)・電流 (I_d) 波形

4段の自動加速を受けたビームは電磁波放射領域へ導かれる。電磁波放射領域は多段自動加速空洞をでた下流の円筒導波管の部分で，この部分は直径が 18 または 30 mm の2種類のものをマイクロ波放射実験では用いた。主に直径 18 mm の場合を後述するので，図 3.6 は直径 18mm の場合を示している。自動加速部での不要な放射電磁波を遮蔽するために，放射領域入り口に 30 μm の Ti 箔を設置した。また，今回はサイクロトロン超放射の実験を行うため，ビームの進行方向に直角な方向の速度成分を与える目的で，Ti 箔のすぐ下流に鉄製の輪環を設置した。

電極部電圧の測定には硫酸銅を用いた分圧器，電極部電流の測定には磁気プローブを用いた。ビーム電流測定には高速応答型ファラデーカップを用いた。この実験では，主に 30 μm の Ti 箔と鉄の輪環を通過してきたビーム電流を Ti 箔の下流 60 cm の位置で測定している。

実験全体を通じて真空容器内は 1×10^{-5} Torr に保たれている。また，オシロスコープはソニーテクトロニクス社製 TDS 684A デジタイジングオシロスコープ (1 GHz, 5 GS/s). を用いた。

3.2.3 多段自動加速による短パルス化

図 3.8 に，共鳴領域入口で Ti 箔と鉄の輪環を通過した後，共鳴領域下流で測定されたファラデーカップ出力波形を示す。自動加速を受けずに直径が 30 mm の共鳴領域を通過した場合（a），4段自動加速後に直径が 30 mm の共鳴領域を通過した場合（b）と4段自動加速後に直径が 18 mm の共鳴領域を通過した場合（c）を示してある。

自動加速を受けない電子ビームがパルス幅約 10 ns の台形であるのに対して，4 段自動加速後の波形にはパルス幅が約 1ns に成っている部分が複数見られる。自動加速を受けない場合の波形と比較すると，初めの 1 ns の部分はビーム立ち上がりから約 7〜8 ns の所に観測されている。実験装置の設定はビーム幅 10 ns に設定されているので，この位置とビーム幅は，ビーム後端部に幅約 0.7 ns の最加速部が観測されるという設定とほぼ一致する。4 段自動加速後のビーム電流値が，加速されていないビームに比べ大きい値を示しているが，Ti 箔及び鉄の輪環による影響と考えている。また，鉄の輪環の使用により，自動加速において減速された部分のビーム電流値の減少が見られた。鉄の輪環の効果については，多段自動加速実験の際に低エネルギー成分除去に有効に利用できるものと考えられ，今後検証を重ねる予定であり，ここでは，自動加速の有無による電流値の大きさの違いは問題にしない。初めの 1 ns の部分に引き続き何回か周期的にやはり幅 1 ns の部分が観測されるが，これは入射ビームの幅が裾野の部分を考えると 10 ns より広いために 4 段自動加速が繰り返されるためと考えられる。

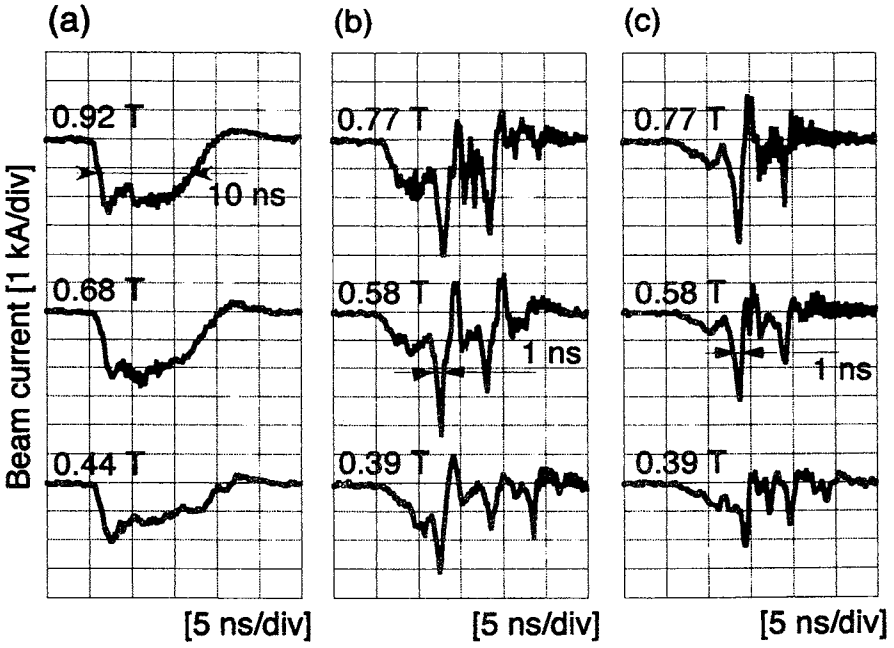


図 3.8: ファラデーカップで観測されたビーム電流波形。(a) 自動加速を受けずに直径 30 mm の共鳴領域を通過した後。(b) 4 段自動加速後に直径 30 mm の共鳴領域を通過した後。(c) 4 段自動加速後に直径 18 mm の共鳴領域を通過した後。いずれの波形も共鳴領域入口で Ti 箔と鉄の輪環を通過している。

4段自動加速後のビーム電流波形は，共鳴領域の太さの違いによらず，1 ns幅の部分を持つ。今後の電磁波放射の実験において，共鳴領域の太さを変えても，1 nsのほぼ同じ電流量のビームが伝搬しているものと考える。共鳴領域の太さの違いによる細かな電流波形の違いは無視して取り扱う。

この装置では，4段自動加速部と電磁波発生部の磁場を独立して変えることはできない。図3.8に示すように初めの1 ns幅の部分のビーム電流はガイド磁場0.4 T以上では大きな変化はないものと考える。

3.2.4 多段自動加速によるエネルギー増大

ファラデーカップの前面にAl箔を設置し，箔の厚さを変化させ，透過電流値の変化を観測することにより，ビームエネルギー値を見積もった。飛程からのエネルギーの見積もりには文献[16]を用いた。この方法は，磁場偏向型エネルギー分析器を用いたエネルギー測定の結果と良い一致を見ている。

図3.9にアルミ箔の厚みを変えていった時のファラデーカップ電流波形を示す。この時，外部磁場は0.8 Tに固定した。自動加速を受けないビーム電流は，0.3 mmの厚さのAl箔によってパルス幅の両端の部分の電流が遮断され，Al箔の厚みを増すに従ってパルス幅中央部の電流だけが観測され，0.9 mmのAl箔より厚くなると信号は観測されない。これは，図3.7に示された電極部電圧のパルス波形が台形状であることによっている。ビームエネルギーは射出時間の電極間電圧で決まるため，パルス両端部のビームエネルギーは低く，中央部が高いものと考えられる。

4段自動加速を受けたビーム電流波形では，初めの幅1 nsのピークが1.5 mm程度のAl箔まで通過している。この部分のエネルギーが4段自動加速によって増大したことを示している。大部分は0.5 mm程度の厚さのAl箔を通過できず，自動加速を受けない場合と比較して，エネルギーが減少していることがわかる。2番目のピークは，幅は1 nsでややエネルギーが高く，ここでも4段自動加速が起こっていることが予想されるが，0.9 mmの厚さを通り抜けた後見られなくなっており，初めのピークに比べエネルギーは小さい。これらのことから，4段自動加速によって初めの幅1 nsの部分だけがエネルギーの高いビームとなっていることがわかる。

Al箔を置かない時の電流値を分母に，Al箔を通過してきたときの初めの1 ns幅のピークの電流値を分子にとり，その値を縦軸に，Al箔の厚さを横軸に示したのが図3.10である。これから，ビームエネルギーを見積もると，4段自動加速後には約1 MeVとなる。同様の測定で自動加速を受けない場合が約500 keVであるのに対し，4段自動加速により初めの1 ns幅の電子は500 keVのエネルギーを得たことになる。

前に述べた自動加速の理論では，各段のギャップに誘起される電圧から，期待され

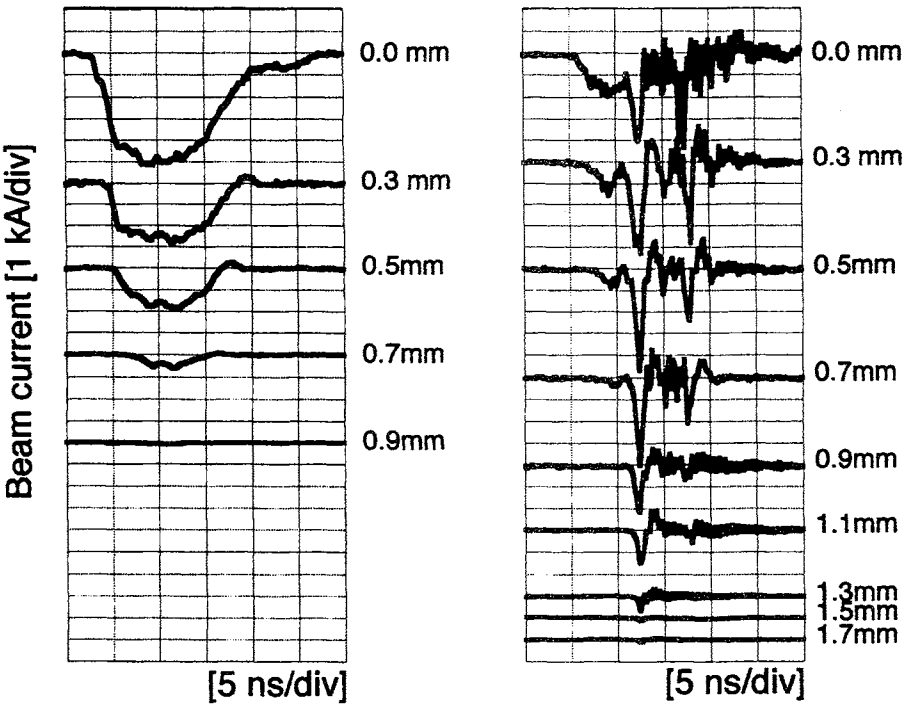


図 3.9: ビーム電流波形：(a) 自動加速を行わなわない時に電磁波放射領域下流で観測されたビーム電流波形。(b) 4段自動加速された後に電磁波放射領域下流で観測される波形。ファラデーカップの前面に Al 箔を置いた。右端の数字は Al 箔の厚さを示す。

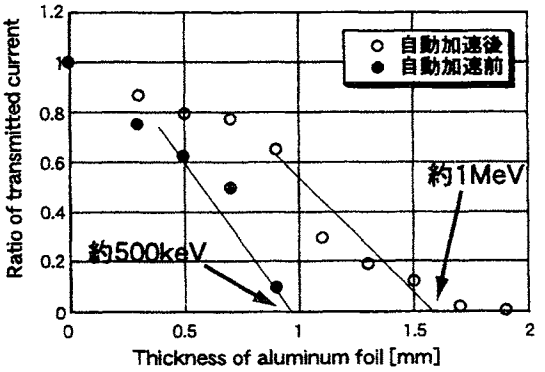


図 3.10: ビームエネルギーの見積もり：縦軸は Al 箔がないときの電流値に対する，各 Al 箔の厚みを通過した電流値の比。

るエネルギー増大値は求まる。空洞インピーダンスが 100 Ω であるから，ビーム電流値を 2 kA としても，各段のギャップ間に 200 kV の加速電圧が生じる。これより，ビーム電流値はほぼ同じとして，4 段で 800 keV のエネルギー増大が予想される。実験値はこの値より小さい。空洞内を流れる帰還電流波形等を解析した結果，簡単にいうと，実際のビームが矩形波状ではないこと，また理論では減速電子の影響を考慮していなかった事が原因であるという結論に達した。このことは論文 [15] に述べてある。

また，4 段自動加速されたビームについて，Ti 箔及び鉄輪は加速エネルギーに対しては影響を及ぼしていない。

3.2.5 大強度電子ビームの多段自動加速による短パルス化の結論

4 段自動加速により，パルス幅 10 ns，エネルギー 500 keV の電子ビームから，1 ns，1 MeV の電子ビームの取出に成功した。エネルギー増大の効率化，減速電子を除去し完全な単パルスでビームを取り出す等の問題を解決し，多段自動加速法で更に超短パルス，高エネルギーの大強度電子ビームを取り出せる可能性が実証された。エネルギーを上げる方策としては，同長の空洞を並べて配置する多段複空洞法が（[15]），減速電子を除去する方法として，鉄輪等を用いた偏向磁場方式を現在実験中である。更に，多段自動変調方式を提案し，超短パルス列を生成する研究も進めている。

以後の電磁波放射実験に用いたのは，図 3.8 の最上段のパルス幅 10 ns のビームと，4 段自動加速後の Al 箔のないパルス幅 1 ns のビームである。加速されないビームと 4 段自動加速後のビームの最大電流値は軸方向磁場の強さが 0.4 T 以上では，ほぼ同じと見なす。また 4 段自動加速後のビームは，共鳴領域の太さと軸磁場の強さの違いによらず，ほぼ同じビーム電流が伝搬してくるものと考える。

3.3 超短パルス大強度電子ビームからの電磁波放射実験

3.3.1 電磁波測定系

この実験での電磁波放射領域は，図3.11のTi箔と鉄の輪環の下流の長さ約70 cmの円筒導波管の部分である。この部分は単純な真ちゅう製円筒管で，主に直径18 mmのものを，直径の違いをパラメーターとして30 mmのものを用いた。図はパルス幅10 nsのビームの場合を示してある。パルス幅1 nsのビームを用いる場合は，上流を4段自動加速装置に交換した。4段自動加速によって，最も加速された部分のビーム幅は1 ns(ビーム長約30 cm）であったので，放射領域の長さは，このビーム長より長い設定となる。ここに印加される外部磁場は，多段自動加速部と共用しているため，ビーム発生部の外部磁場と独立に強さを変えることができない。IREBの伝搬及び自動加速に影響を及ぼさない事が確認された，外部磁場0.45 T以上の条件で実験実験を行った。

図3.11，3.12に示すように，放射領域部で発生した電磁波は真空中で円形ホーンで放射され，厚さ10 mmのアクリル製真空窓を通った後，角形のホーンで受けられ，Kuバンド矩形導波管中を伝搬する。まず，方向性結合器で分岐され，一部はその直後に検波されてオシロスコープへ導かれる。その他はKuバンド100 m分散線を通り，その後検波される。検波にはクリスタルダイオード（1N26C）またはショットキーダイオードを用いた。この装置は，100 m導波管中の伝搬時間を測定し，周波数を決定する。発生電磁波のパルス幅が短い場合，全発生周波数にわたり観測できる有効な方法である。ただし，高周波側で周波数による伝搬時間差が短くなるので，分解能は悪くなる。現実的に本装置は12-20 GHzの範囲が適用可能周波数と言える。

発生電磁波強度の較正は以下のように行った。出力約10 mWのガンダイオードからの出力を方向性結合器により分岐し検波器とパワーメーターに入射し，パワーメーターで測定された出力と検波器で観測された電圧との対応を求めた。発生電磁波の強度が強いため，減衰器を用いている。減衰器の減衰率の較正もガンダイオードを用いて同様に行った。発生電磁波強度は，検波器の指示電圧に対応する出力と減衰器の較正値の積として算出している。こうして，算出された出力の実験を通じての最大値は，数十MWであった。しかし，観測器の時間，周波数に対する応答性等は未検討であり，ホーンの効果も考慮に入れておらず，出力の絶対値についてはなお慎重な較正が必要である。ここでは相対的な出力の比較を論ずるに留める。

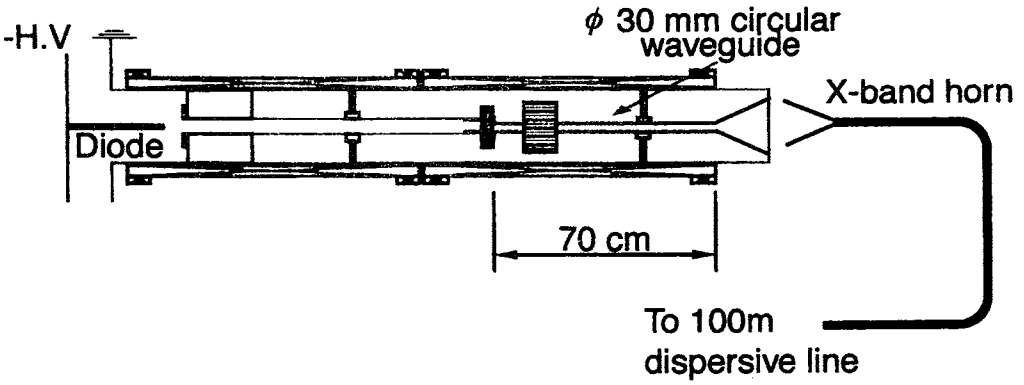


図 3.11: 共鳴領域直径 18 mm の時の電磁波放射実験装置

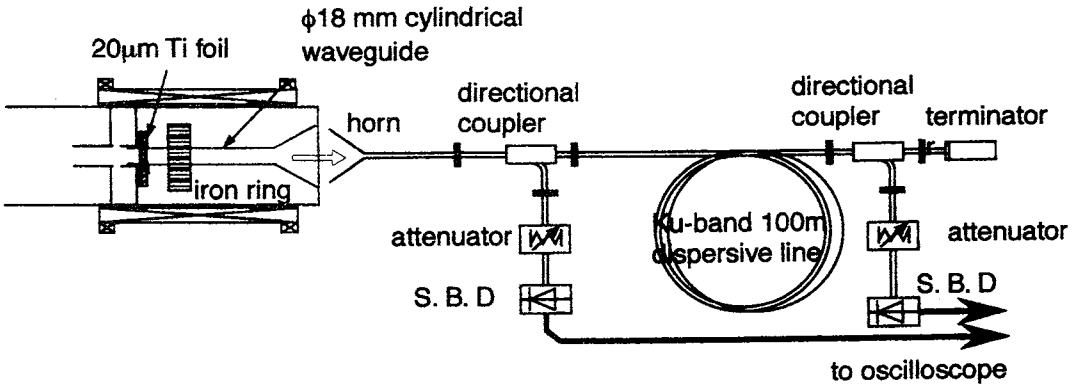


図 3.12: 100 m 分散線を用いた電磁波測定装置

3.3.2 分散関係

実験に使われた，直径 18 mm 円筒導波管とエネルギー 1 MeV の IREB の分散関係を図 3.13 に示す。サイクロトロン超放射を引き起こす条件は，超短パルスビームの進行方向速度と電磁波の群速度が一致した場合 [2] であるので，図ではいくつかの点で超放射が観測されるものと期待されるが，現在の実験装置で観測できるのは，外部磁場電源の上限から，TE_{11} モードとの接線となる 0.66 T の場合の 15〜16 GHz 付近の電磁波である。直径 18 mm にしたことで，この磁場より下では交点がないという利点がある。

一方，自動加速をしないパルス幅 10 ns のビームのエネルギーは 500 ke V である。この場合の分散関係を図 3.14 に示す。この時，装置の条件内でビーム速度と群速度が一致する条件を満足するのは，0.49 T の磁場である。この時，13〜15 GHz の電磁波の放射が期待される。更に磁場を上げていくと，0.81 T で条件を満たすが，周波数が 22 GHz 付近となり，分散線の分解能は悪くなる。

ここでは，ビーム長が異なる二つのビームによる電磁波放射の様子を比較して，ビーム長が電磁波放射に与える効果を観測する。

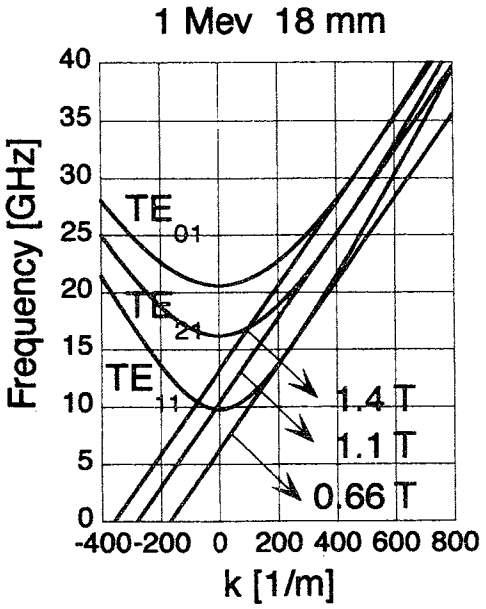


図 3.13: 1 MeV の電子ビームと直径 18 mm の円筒導波管の分散関係

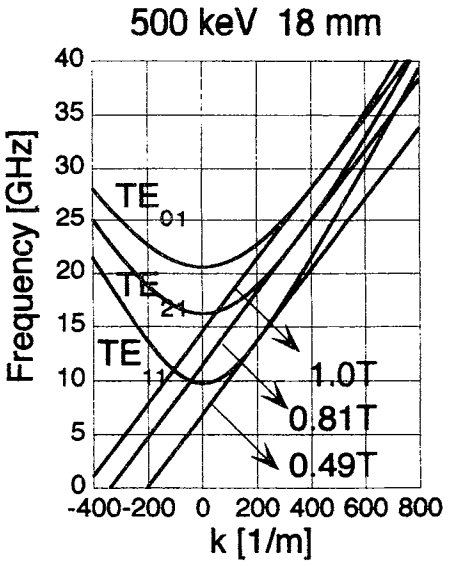


図 3.14: 500 keV の電子ビームと直径 18 mm の円筒導波管の分散関係

3.3.3 鉄輪の効果

鉄の輪環を用いずにビームを放射領域に入射して実験を行った場合，いずれのビーム幅の場合にも電磁波の出力は百分の一以下に減少したことから，ビームの横方向成分が電磁波発生に大きく寄与していると考えられる。また，図 3.15 に示すように，進行方向のエネルギーに関しては測定の範囲内で大きな変化は見られなかった。

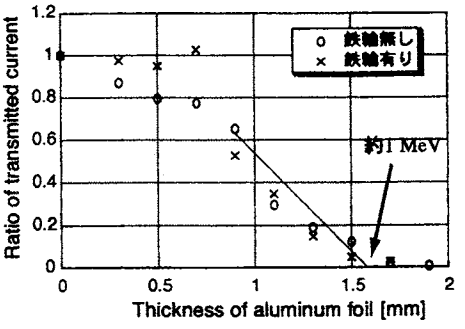


図 3.15: 鉄輪の有無によりビームエネルギーに変化はない。

3.3.4 超短パルスビームからの電磁波放射—ビーム長による放射電磁波の変化

パルス幅 1 ns（ビーム長約 0.3 m），エネルギー 1 MeV の電子ビームと，10 ns（ビーム長約 3 m），0.5 MeV の電子ビームを用いて，直径 18 mm の円筒管通過後の電磁波放射を観測し比較した。

分散線入り口での電磁波の観測波形をビーム波形と共に図 3.16 に示す。多段自動加速により得られた 1 ns，1 MeV のビームからの電磁波には，1 ns の高エネルギー部に相当すると考えられる幅 1 ns 程度の電磁波放射のピークが観測された。ビーム電流波形に見られるように，1 ns の部分だけを抽出できていないため，低エネルギー成分のビームからの放射と考えられる電磁波も観測された。それに対して，10 ns，500 keV のビームからの電磁波放射はビーム電流の存在する広い幅に渡って観測されている。

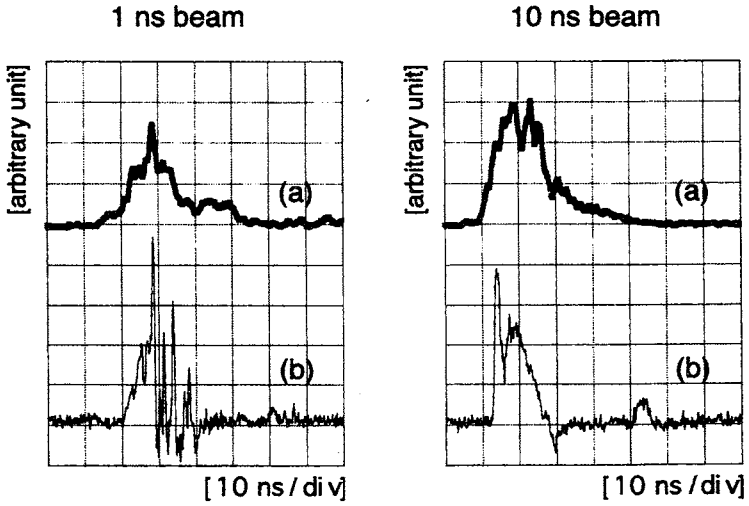


図 3.16: (a)100 m 分散線入り口での測定電磁波，(b) 電子ビーム電流波形。

次に，分散線出口での波形を図 3.17 に示す。横軸は時間軸で，図 3.16 の 1 ns のピークを時間の基準点に，各周波数ごとに 100 m 分散線の通過時間から周波数を計算しグラフ上部に記した。グラフ上部に c と書かれた位置が光の伝搬時刻を示す。ビーム幅 10 ns の場合も便宜的に同じ時間を基準としているが，ここで問題になるほどの誤差は生じない。縦軸はおおむね出力を示すが，使用した減衰器から換算すると，幅 1 ns のビームからの電磁波出力は，幅 10 ns のビームからの出力の約 10 倍であった。

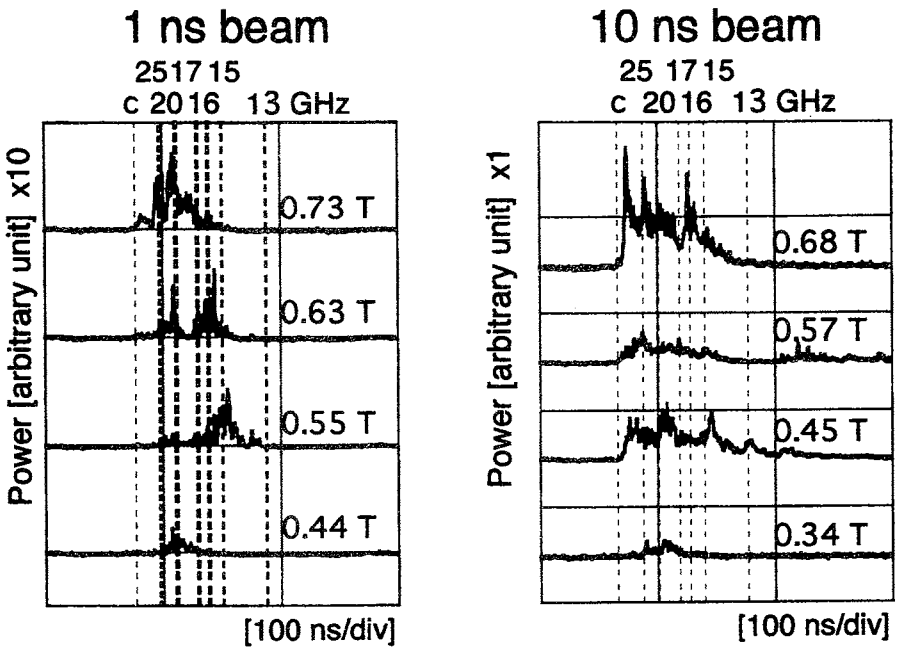


図 3.17: 幅の異なるビームからの 100 m 分散線出口での測定電磁波。1 ns beam 側には 10 ns の場合に比べ，可変減衰器で更に 10 分の 1 の減衰をかけてある。

出力電磁波の周波数を各ビームごとに検討する。

パルス幅 1 ns，ビームエネルギー 1 MeV のビームからの出力波形をみると，磁場の低い場合には出力は小さく，0.55 T 付近から 14.5 GHz 付近にピークが観測され始める。0.63 T 付近で 15.5 GHz と 20 GHz にピークの出力を見る。この 15.5 GHz 付近の周波数については，分散関係から予想されたものにほぼ一致する。20 GHz 付近の周波数については発生機構は不明である。更に磁場を増加させていくと，発生電磁波のスペクトルは高周波側の 20〜25 GHz 付近に固まっていく。この場合，分散関係からは 16 GHz を中にはさんで低・高周波双方に出力が予想されるが，高周波側しか観測されていないと考えている。

一方，パルス幅 10 ns，ビームエネルギー 500 keV のビームからの電磁波は，1 ns のビームに比べ周波数の広い範囲にわたって離散的に観測される。その広い発生周波数の中で 0.45 T 付近で 15，20 GHz 付近に小さなピークがあり，15 GHz 付近のピークが分散関係から予想されたものと考えている。やはり，磁場の増大とともに発生周波数は広い幅を持ったまま高周波側に移動していく。発生周波数が広い範囲にわたって観測されることの理由の一つとしては，ビーム自体のエネルギー幅が広いことが考えられる。しかし，ビームエネルギーはほぼ両極間電圧に一致しているこ

とから，その分布は連続的と考えられる。図に見られる様な周波数の離散的なピークを示すことを説明する事はできない。

この実験結果から以下のことに着目している。（1）パルス幅 1 ns の電子ビームからの電磁波出力の効率は高い。共鳴領域長 70 cm の場合，パルス幅 1 ns の電子ビームからの電磁波出力は，パルス幅 10 ns の電子ビームからの出力に比べ，約 10 倍の出力が見られた。（2）1 ns のビームを用いた場合に発生周波数が絞られる。パルス幅 1 ns のビームから放射される電磁波のスペクトルは，分散線から予想される接点の周波数が観測された。その他の場合もおおむね，予想される発生周波数内での電磁波が観測された。これに対して，10 ns のビームからの電磁波の周波数スペクトルは広い範囲にわたり，観測されるピークもここで考えいる機構では説明できないものが多い。

3.3.5 共鳴領域長の変化による放射電磁波の変化

共鳴領域部分を延長し，図 3.18 に示すようにビームを遮断するためにアクリル板を置き，共鳴領域長を可変とし，放射電磁波の変化を観察した。アクリル板製のビームストッパーを設置しても，100 m 分散線後の出力には周波数・出力ともに影響は見られなかった。

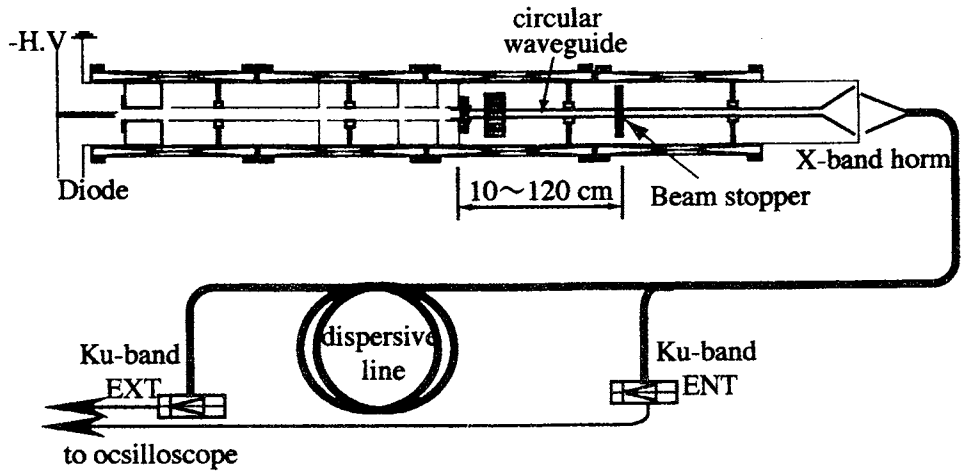


図 3.18: 共鳴領域長を可変としたマイクロ波測定装置

こうして，Ti 箔からストッパーまでの距離を変化させたときの，電磁波出力が図 3.19 に示されている。

パルス幅 1 ns（ビーム長約 30 cm）のビームからの出力は，共鳴領域長がビーム長と同じ程度の 40 cm までは多くの周波数のピークが観測される。ここまではビーム長が共鳴領域長より長いかほぼ同じ状況で，出力の様子は，後の 10 ns のビームからの出力の様子と類似している。多くの離散的なピークが現れる機構は 10 ns のビームのところで述べたように不明である。しかし，共鳴領域長がビーム長より長くなるにつれ，期待している 15〜16 GHz の電磁波のみが観測されるようになる様子がわかる。これに対して，常に共鳴領域長より長い 10 ns（ビーム長約 3 m）のビームからの出力は，共鳴領域長が変わっても離散的な多くのピークを示す。ここでも共鳴領域長が増すにつれ期待される 13〜15 GHz のピークが観測される。いずれの場合にも，共鳴領域長が長くなるに連れビームの速度と電磁波の群速度が一致する条件を満たす周波数の出力が増している。特に，短いビームによる電磁波は，共鳴領域長がビーム長より長くなると発生電磁波は，サイクロトロン超放射の周波数のみが観測されるようになった。

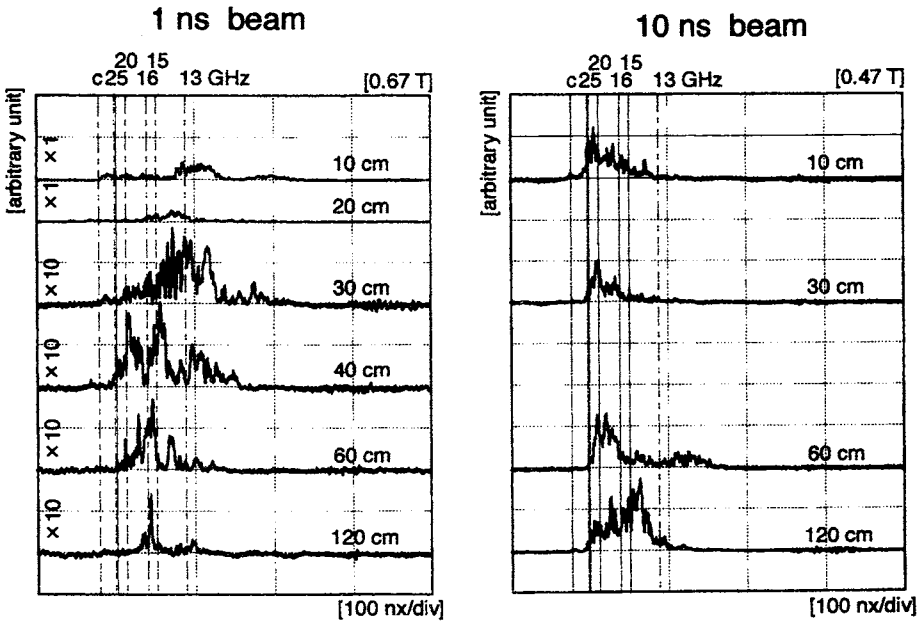


図 3.19: 共鳴領域長を変化させたときの 1ns のビームによるマイクロ波出力 (20 cm 以前に比べて 30 cm 以降の出力は約 10 倍大きい) と，10 ns のビームによるマイクロ波出力。縦軸は比較不可

この結果は，短いビームの場合，ビーム即ちエネルギー源の速度と群速度を同じくする波のみが常にエネルギー供給を受け成長すると解釈できる。磁場を上げて，

接線条件を外れて二点で交わった場合，周波数が高い側では群速度は余り変わらないが，低い周波数側では波の群速度が大きく低下するのでエネルギー源から取り残され成長できない。この結果は図 3.17 に見られている。0.73 T の場合観測される出力は高周波側に偏っている。長いビームの場合は，どこにでもエネルギー源が存在するので，種々の条件で種々の相互作用が成長可能と考えられる。図 3.19 において，短い共鳴領域長の場合もこれに当たると考えられる。何度も述べているように，多くの離散的なピークの説明はできていない。これについては，ビームの質の悪さが主因であるのか否かの検討が今後必要である。

次に，共鳴領域長の変化に伴う出力の変化について述べる。図 3.19 に見られる出力において，パルス幅 1 ns のビームにおいては最終的に残った 16 GHz の出力がほぼ期待される周波数であるのでこの出力を見ていく。10 ns のビームにおいては，やはり期待される周波数 14 GHz の出力をとる。横軸に共鳴領域長，縦軸に各ビームからの電磁波出力を図示したのが図 3.20 である。

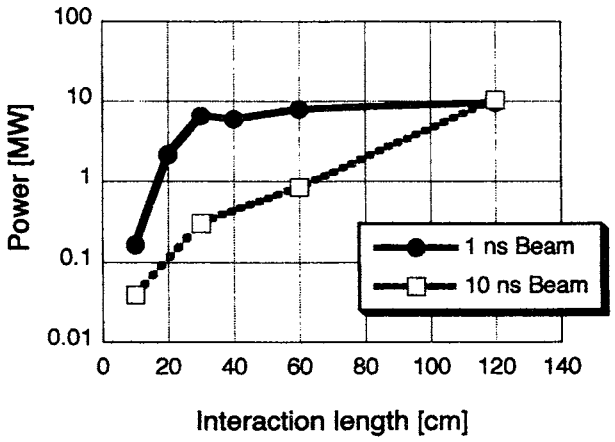


図 3.20: 共鳴領域長と接線条件を満たす周波数の電磁波出力。

パルス幅 1 ns のビームにおいては，共鳴領域長の増大とともに出力は指数関数的に増大するが，領域長が約 40 cm 付近でその出力は飽和してしまってるいる。一方 10 ns のビームにおいては領域長の増大にともない出力の増大率は 1 ns の場合に比べ小さいが，距離とともにやはり指数関数的に増大している。なお，先にも述べたように出力の絶対値については，参考と考えられたい。

この結果は，Ginzburg 等の論文 [7] にも指摘されている。同氏等は電磁波の再吸収としてこのことを解釈している。電磁波の再吸収であれば，ビーム長の長い場合も，更に共鳴領域長を増すとやはり飽和が起きるものと考えられるが，装置の制約

上このことは確かめられなかった。

共鳴領域長の変化による放射電磁波の変化に関しては，以下のような所見が得られた。（1）パルス幅にかかわらず共鳴領域長の増大とともに放射電磁波の出力は指数関数的に増大する。（2）パルス幅が 1 ns の場合，放射電磁波出力はこの実験のパラメーターでは距離の増大に伴い飽和する。（3）放射電磁波出力の距離に対する増大率は，パルス幅が短い場合の方が大きい。(4) パルス幅 1 ns の場合，共鳴領域長の増大にともない，ビーム速度と一致する群速度をもった電磁波の周波数に絞られる。

3.3.6 共鳴領域長の太さによる出力の変化

直径 30 mm 円筒導波管とエネルギー 1 MeV の IREB の分散関係を図 3.21 に示す。図ではいくつかの点で超放射が観測されるものと期待されるが，現在の実験装置で実現できるのは，磁場の上限とビーム伝搬の条件から，TE_{21} モードとの接線となる 0.65 T の場合である。一方，自動加速をしないパルス幅 10 ns のビームのエネルギーは 500 ke V である。この場合の分散関係を図 3.22 に示す。この時，装置の条件内でビーム速度と群速度が一致する条件を満足するのは，0.58 T の磁場である。

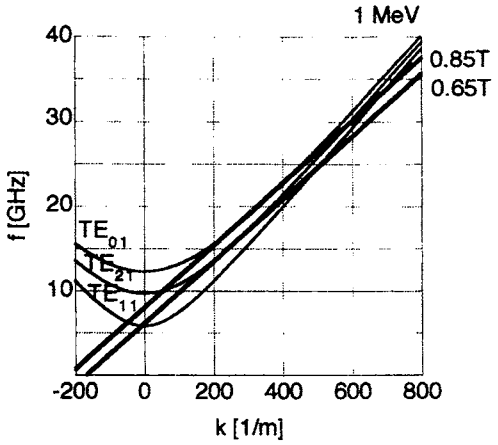


図 3.21: 1 MeV の電子ビームと直径 30 mm の円筒導波管の分散関係

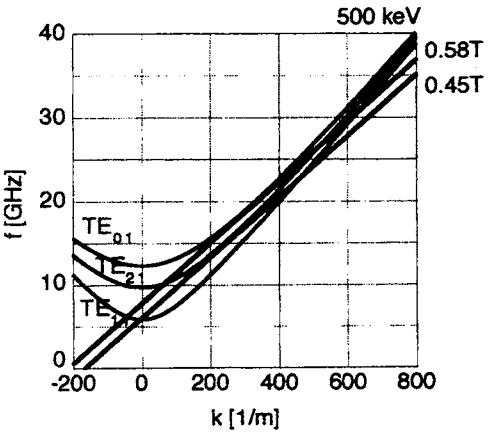


図 3.22: 500 keV の電子ビームと直径 30 mm の円筒導波管の分散関係

ビームの進行方向速度と，電磁波の群速度が一致するという条件の付近での電磁波出力波形を図 3.23 に示す。この測定に際しては直径 18 mm の場合と同様に，パルス幅 10 ns の場合に比べて，1 ns の場合には電磁波出力に図 3.12 にある可変減衰器で更に 10 分の 1 の減衰をかけている。結果を見ると，やはり 1 ns のビームの方

が，電磁波の出力は10倍程度大きいと考えられる。次に，パルス幅1 ns，ビームエネルギー1 MeVのビームからの出力波形をみると，磁場の低い場合には出力は小さく，磁場を強くしていくと0.68 T付近で15 GHzに一つのピークの出力を見た後，発生電磁波のスペクトルは高周波側で二つのピークに別れていく。一方，パルス幅10 ns，ビームエネルギー500 keVのビームからの電磁波は，ビームの進行方向速度と電磁波の群速度が一致するという条件である0.58 T付近の磁場においても周波数にいくつかのピークを示す。この傾向は磁場が高くなっても変わらない。

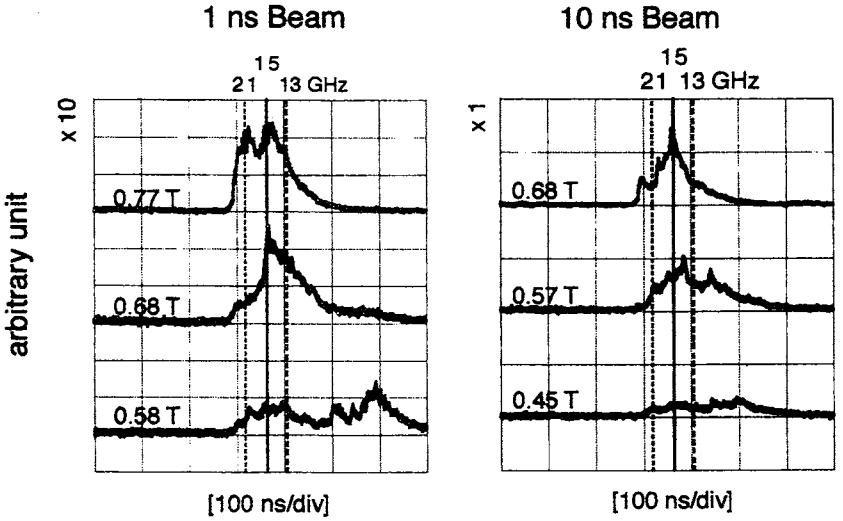


図 3.23: 共鳴領域の直径を30 mmとした時の100 m分散線からの電磁波出力波形：パルス幅1 ns・エネルギー1 MeVのビームと，パルス幅10 ns・エネルギー500 keVの場合。

なお，この実験でも変化させた外部磁場の大きさの範囲内では，1 ns，10 ns共各々のビーム電流波形にはほとんど変化は見られなかった。また，鉄の輪環を用いずにビームを円筒導波管に入射して実験を行った場合，いずれのビーム幅の場合にも電磁波の出力は百分の一以下に減少した。

この実験ではマイクロ波の検出にショットキーを用いている。両者の出力を比較すると，クリスタルディテクターからの出力の方が細かい構造を示した。これは，クリスタルディテクターの出力の周波数特性だけによるものではないように思われる。今後，ショットキーディテクターの超短パルスに対する応答性の検討が必要であると考えている。

共鳴領域の太さを変えても，（1）共鳴領域長70 cmの場合，パルス幅1 nsの電子ビームからの電磁波出力は，パルス幅10 nsの電子ビームからの出力に比べ，約10

倍の出力が見られた。（2）パルス幅 1 ns の電子ビームからの出力電磁波周波数は絞られる傾向にある。共鳴領域の太さを変えたことによって，ビームの進行方向速度と電磁波の群速度が一致する条件は TE_{21} モードに変化したが，ビーム長の違いによる発生電磁波は TE_{11} モードの時と同様の差異を示した。

3.3.7 粒子シミュレーションコード KARAT を用いた検討

実験では，ビーム幅の異なる二種類の電子ビームを用いて実験を行ったが，二つのビームは，ビームエネルギーが異なっている。そこで，二つの実験の違いが，ビーム長によるものであるのかを確かめるために，粒子シミュレーションコード KARAT[17] を用いた。しかし，KARAT では，次元数の制限から，実験で確かめた TE_{11} 等の非軸対称モードのシミュレーションはできないので，TE_{01} モードを用いた。

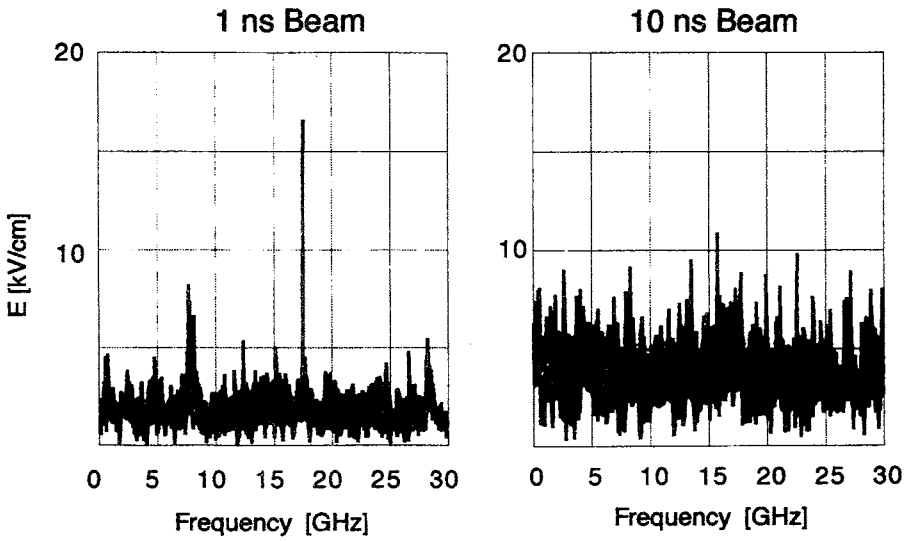


図 3.24: KARAT による電場の周波数スペクトル。ビームエネルギーは 1 MeV，0.82 T。

ビームの運動エネルギー及び電流波形は台形状にとり，立ち上がりと立ち下がり時間は 0.1 ns に設定し，ビーム平坦部のエネルギーは 1 MeV，電流値は 2 kA にとった。ビーム平坦部の幅だけが異なり，1.0 ns と，10 ns である。円筒導管直径は 30 mm，長さは 60 cm とした。この場合，ビームの軸方向速度と電磁波の群速度（TE_{01} モード）が一致した場合外部磁場は 0.82 T である。

この時，ビームパルス幅の変化が発生電場の周波数スペクトルに及ぼす効果を表

したのが図3.24である。ビームパルス幅によるスペクトルの顕著な違いは，1 nsのパルス幅を持つビームのスペクトルは17 GHz付近にだけ大きなピークをもつのに対し，10 nsのビームのスペクトルは小さいピークが散在している。また発生電場は短いビームの方が強い。更に，ビームエネルギーを500 keVに設定し，ビームの進行方向速度とTE_{01}モードの電磁波の群速度が一致した条件で，二つのビーム幅に対する計算を行った場合も，同様にビーム幅の短い場合に発生電場の周波数が絞られる傾向が見られた。この結果から，周波数の単色化にビームのパルス幅の効果が影響していることが推測される。

次に，1 nsのビームに対してビームの進行方向速度と電磁波の群速度が一致するという条件を外して，磁場の強さを1.2倍の0.98 Tとして計算した。この結果は，図3.25に示すように，周波数スペクトルはやや広がり，1 nsのビームからの発生電場の強さは10 nsの時の強さ程度にまで減少した。このことから，発生周波数が絞られる要因としては，ビームが短いだけではなく導波管モードとの接線条件を満たしていることが必要であるという結果が得られた。

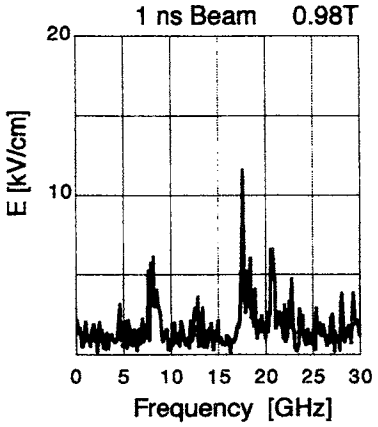


図3.25: KARATによる電場の周波数スペクトル。ビームエネルギーは1.1 MeV，パルス幅1 ns，0.98 T。

粒子シミュレーションによる結果からも，放射領域長より短いビーム長の場合，長い電子ビームからの発生電磁波に比べ，発生電磁波の周波数が，接線条件を満たす周波数に絞り込まれる現象が見られた。

また，パルス幅10 nsのビームを用いた場合に同定されない多くの周波数が観測されている原因として，運動エネルギーの波形が台形状となっている事を考え，エネルギー，電流波形とも矩形波を用いて行ったシミュレーションにおいても，計算

結果は大きな変化はなかった。

3.4 結論

共鳴領域長に対して，それより短い電子ビームと長い電子ビームを用い，分散関係上の条件を同じくして放射電磁波を観測した結果，ビーム長により放射電磁波の特性に明らかな違いが見られた。

現在までに，共鳴領域長より短い電子ビームを用いた場合の電磁波放射に関して以下の知見を得た。

1. 共鳴領域長より短い電子ビームを用いた場合，放射電磁波の発生周波数は絞られた。(実験及びシミュレーション)

   共鳴領域長より短い電子ビームを用いた場合，ビームの軸方向速度と導波管の分散線が接線となる条件（サイクロトロン超放射の条件）では期待される周波数付近の電磁波が観測される。また，二点で交わる条件下では主に高周波側の電磁波が観測される。

   接線条件での実験では，共鳴領域長の増大とともに，この傾向は強まり，サイクロトロン超放射の条件を満たす周波数のみが観測される。

   これに対し，共鳴領域長より長い電子ビームを用いた場合，接線条件等から期待される電磁波の他に多くの周波数が観測される。

2. 共鳴領域長と放射電磁波強度は，ビーム長によらず，共鳴領域の長さと共に指数関数的に増大した。(実験)

3. 共鳴領域長より短い電子ビームを用いた場合，発生電磁波の出力の共鳴領域長に対する成長率は，長い電子ビームを用いた場合に比べ大きい。(実験)

   今回の実験条件下では，短い電子ビームの出力は共鳴領域長の増大に対して飽和を示した。飽和に至るまでの電磁波出力は，同じ距離に対して，長いビームの場合の約 10 倍であった。

これらの結果は，超放射に特有な現象の一部と一致している。現在の実験で本当に超放射現象が起きていることを確認するには，更に，発生電磁波出力への電流依存性等を検証する必要がある。

また実験を行った結果の問題点として，(1) 短いビームを用いた場合の，共鳴領域長の増大に伴う出力の飽和の問題。(2) 特に長いビームを用いた場合の未同定の周波数の発生現象の解明。が挙げられる。今回の実験で用いたビームは，エネルギー分布，パルス形状，ビーム幅の境界いずれにおいても質的に良いものとはいえない。ビームの質の悪さがすべての原因ではないにしろ，多段自動加速法の改良を

通して，サイクロトロン超放射に留まらず，短いビームからの電磁波放射現象の解明を進めていきたい。また，多段自動変調方式を開発し，超短パルス列を生成して断続した超放射現象の実現可能性についても検討を進めていきたい。

関連図書

[1] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, *Sov. Tech Phys. Lett.*, vol. 15, pp. 573–574, 1989.

[2] N. S. Ginzburg, Y. V. Novozhilova, A. S. Sergeev, *Tech. Phys.*, vol. 64, No. 8, pp. 83-95, 1994.

[3] N. S. Ginzburg, I. V. Konoplev, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 375, No. 1-3, pp. 553-557, 1996.

[4] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, *Tech. Phys. Lett.*, vol. 25, No. 4, pp. 296-299, 1999.

[5] N. S. Ginzburg, N. Y. Novozhilova, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, N. Y. Peskov, A. D. R. Phelps, S. M. Wiggins, A. W. Cross, K. Ronald, W. He, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, V. P Tarakanov, *Phys. Rev. E*, vol. 60, No. 3, pp. 3297-3304,1999.

[6] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S . Sergeev, I. V. Konoplev, A. D. R. Phelps, A. W. Cross, S. J. Cooke, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov and M. R. Ulmaskulov, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, no. 12, pp. 2365–2368, 1997.

[7] N. S. Ginzburg, N. Yu. Novozhilova, I. V. Zotova, A. S. Segdeev, N, Yu. Peskov, A. D. R. Phelps, S. M. Wiggins, A. W. Cross, K. Ronald, W. He, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov and V. P. Tarakanov. *Phys. Rev. E*, vol. 60, no. 3, pp. 32975–3304, 1999.

[8] S. M. Wiggins, D. A. Jaroszynsky, B. W. J. McNeil, G. R. M. Robb, P. Alitken, A. D. R. Phelps, A. W. Cross, K. Ronald, N. S. Ginzburg, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov and M. R. Ulmaskulov, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 11, pp. 2393–2396, 2000.

[9] L. N. Kazanskii, A. V. Kisletsov and A. N. Lebedev, *At. Energ.*, vol. 30, no. 1, pp. 30–34, 1971.

[10] I. A. Grishaev and A. M. Shenderovich, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, vol. 17, no. 11, pp. 1871–1873, 1973.

[11] M. Friedman, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 31, no. 18, pp. 1107–1110, 1973.

[12] M. Friedman, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, no. 5, pp. 419–421, 1982.

[13] K. Kamada, D. Hasegawa, H. Igarashi, T. Kusunoki, C.Y. Lee, H. Koguchi, R. Ando and M. Masuzaki, *Proc. 11th International Conf. on High-Power Particle Beams(Plague), eds. K. Jungwirth and J. Ullschmied*, Vol. 1, pp. 351-354, 1996.

[14] D. Hasegawa, K. Kamada, K. Shimizu, R. Ando and M. Masuzaki, *IIEEE trans. Plasma Sci.*, Vol. 28, pp1648-1652, 2000.

[15] D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando and M. Masuzaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 40, pp. 944-948, 2001.

[16] H. H. Seliger, *Phys. Rev.*, vol. 100, no. 15, pp. 1029–1037, 1955.

[17] V. P. Tarakanov, *Users Manual for Code KARAT ver. 7.09*, (1999).