波形整形された大強度電子ビームによる超放射出力効率増強の実験的検証

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): electron beam, superradiance, microwave, intence electromagnetic wave, cavity, S-band, autoacceleration 作成者: 鎌田, 啓一, Kamada, Keiichi メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00048939

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

波形整形された大強度電子ビームによる超放射出力効率増強の実験的検証

（課題番号：１５５４０４６８）

平成15－16年度科学研究費補助金（基盤研究（C）(2)）
研究成果報告書

平成17年9月

研究代表者　鎌田　啓一

（金沢大学大学院自然科学研究科助教授）

EN
5

金沢大学附属図書館

0800-04349-9

波形整形された大強度電子ビームによる
超放射出力効率増強の実験的検証

（課題番号　15540468）

平成15-16年度科学研究費補助金（基盤研究(C)(2)）

研究成果報告書

平成１７年９月

研究代表者

金沢大学大学院自然科学研究科助教授

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 大強度電子ビームの波形整形 7

3.1.2 超放射 8

3.1.3 本研究の目的 10

3.1.4 本報告書の構成 10

3.2 IREB のエネルギー・電流波形整形 11

3.2.1 エネルギー・電流波形整形の原理 11

3.2.2 実験装置 20

3.2.3 エネルギー波形整形の実験結果と考察 22

3.2.4 電流波形整形の実験結果と考察 23

3.2.5 エネルギー・電流波形整形実験のまとめ 27

3.3 5 GHz 後進波管による超放射実験と波形整形された IREB による超放射出力効率増大の実験的検証 28

3.3.1 超放射機構 28

3.3.2 後進波管の設計 30

3.3.3 KARAT による超放射の確認 33

3.3.4 実験装置及び電磁波測定系 35

3.3.5 5 GHz 超放射確認実験の結果と考察 37

3.3.6 波形整形された電子ビームからの超放射実験の結果と考察 40
3.3.7 超放射実験のまとめ 43
3.4 結論 44
3.5 謝辞 45
3.6 参考文献 46

4 発表論文 49

1　研究課題，研究組織，研究経費

1.1　研究課題

波形整形された大強度電子ビームによる超放射出力効率増強の実験的検証
（課題番号　15540468）

1.2　研究組織

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

1.3　研究経費

平成１５年度　1,900 千円
平成１６年度　1,200 千円
計　　3,100 千円

2 研究発表

2.1 学会誌等

1. 冨澤成，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一:
「空洞を用いた大強度電子ビームのエネルギー電流・波形制御」,
電気学会論文誌 A，125, pp 209-214 ,2005.

2. 山本堅正, 中嶋礼滋，冨澤成，安藤利得, 鎌田啓一:
"大強度電子ビームを用いた 5GHz の電磁波放射",
電気学会プラズマ研究会資料 (ＰＳＴ-０４-８６), pp. 23-28, 2004.

3. K. Kamada, K. Yamamoto, R. Nakajima, K. Ishibana, R. Ando, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev and N. S. Ginzburg:
"Transformation of Energy and Current Waveforms of an Intense Relativistic Electron Beam using Cavities",
Proc. 15th Int. Conf. High-Power Particles Beams, (St. petersburg, 2004), now printing.

4. K. Kamada, T. Nishiguchi, N. Tomisawa, R. Ando and N. S. Ginzburg :
"S-band Superradiance in Corrugated Waveguide",
Proc. 15th Int. Conf. High-Power Particles Beams, (St. petersburg, 2004), now printing.

5. N. S. Ginzburg. I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando, K. Kamada:
"Optimization of electron bunch waveform for increasing peak power of superradiance pulses",
Opt. Commun., vol. 231, pp. 303-308, 2004.

6. K. Ishibana, T. Nishiguchi, N. Tomisawa, K. Yamamoto, R. Ando and K. Kamada:
"C-band intense microwave radiation with a cylindrical corrugated waveguide",

平成15年度核融合科学研究所共同研究「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」報告書。
Research Report NIFS-PROC-54, pp. 60-69, 2004.

7. K. Kamada, T. Nishiguchi, K. Ishibana, M.Kamada and R. Ando:
"Interaction between a coaxial cavity and low beta intense electron beams",
Problems of atomic science and Technology, Proc. XVIII International Workshop on Charged Particle Accelerators (Alushta,Ukraine, September 1-6, 2003), vol. 1, 28-31.

8. M. Kamada, R. Ando N. S. Ginzburg and K. Kamada:
"Multi-stage automodulation using decreasing length cavities",
IEEE trans. Plasma Sci., vol.31, pp. 297-299, 2003.

9. N. S. Ginzburg. I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada :
"Increasing of superradiance pulse peak power by optimization of electron bunch profile",
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 507, pp61-64, 2003.

2.2 口頭発表

1. 日本物理学会北陸支部講演会（富山），2004年11月.

   - 中嶋礼滋，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一，
     「大強度電子ビームを用いた超放射機構による5 GHz電磁波放射」。

2. 電気学会プラズマ研究会（富山）　　2004年11月

   - 山本堅正，中嶋礼滋，安藤利得，鎌田啓一，
     「大強度電子ビームを用いた5GHzの電磁波放射」。

3. 「新型プラズマ電磁波源によるプラズマ航跡場診断」に関する研究会（日光）2004年10月

   - 山本堅正，中嶋礼滋，安藤利得，鎌田啓一，
     「大強度電子ビームを用いた5GHz電磁波放射」。

4. 日本物理学会2004年秋季大会（青森）　2004年9月

- 山本堅正，中嶋礼滋，安藤利得，鎌田啓一，
  「波形整形を行った大強度電子ビームからの高出力電磁波放射」。

5. 平成１６年度電気学会基礎材料共通部門全国大会（仙台）　2004年8月

- 冨澤成，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一，
  「空洞を用いた大強度電子ビームのエネルギー電流・波形制御」。

6. 第１５回高エネルギー粒子ビーム国際会議　（ロシア　サンクトペテルブルグ）
   2004年7月

   15th Int. Conf. High-Power Particles Beams,　(St. petersburg, July 18-23 2004)

- K. Kamada, K. Yamamoto, R. Nakajima, K. Ishibana, R. Ando, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev and N. S. Ginzburg:
  "Transformation of Energy and Current Waveforms of an Intense Relativistic Electron Beam using Cavities",

- K. Kamada, T. Nishiguchi, N. Tomisawa, R. Ando and N. S. Ginzburg :
  "S-band Superradiance in Corrugated Waveguide",

7. 日本物理学会第59回年次大会（福岡），2004年3月

- 山本堅正，石端啓一，安藤利得，鎌田啓一，
  「大強度電子ビームを用いた後進波管からの高出力電磁波放射」。

8. 平成１５年度核融合科学研究所共同研究 研究会「パルスパワー生成高温・高密度プラズマの物理とその応用」，2004年3月.

- K. Ishibana, T. Nishiguchi, N. Tomisawa, K. Yamamoto, R. Ando and K. Kamada:
  "C-band intense microwave radiation with a cylindrical corrugated waveguide".

9. 日本物理学会・応用物理学会北陸支部合同講演会（金沢），2003年11月.

- 山本堅正，石端啓一，安藤利得，鎌田啓一，
  「後進波発振管からの高出力電磁波放射」。

- 西口高志，石端啓一，冨澤成，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一，
  「大強度電子ビームの自己場を利用した波形整形」。

10. 「新型プラズマ電磁波源によるプラズマ航跡場診断」に関する研究会（日光），2003年10月

- 西口高志，石端啓一，冨澤成，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一，
  「大口径空洞を用いた大強度電子ビームの波形整形」。

11. 日本物理学会2003年秋季大会（岡山），2003年9月.

- 西口高志，石端啓一，冨澤成，山本堅正，安藤利得，鎌田啓一，
  「大口径空洞を用いた大強度電子ビームの波形整形」。

12. 第18回粒子ビーム加速器国際会議　（ウクライナ　アルシタ）　2003年9月

XVIII International Workshop on Charged Particle Accelerators(Alushta,Ukraine, September 1-6, 2003)

- K. Kamada, T. Nishiguchi, K. Ishibana, M.Kamada and R. Ando,
  "Interaction between a coaxial cavity and low beta intense electron beams".

3　研究成果

3.1　はじめに

本研究は，金沢大学の本研究室とロシア共和国ニージニーノブゴロドにあるロシア科学アカデミー応用物理学研究所のN.S.Ginzburg教授との共同研究により発案された。Ginzburg教授は，新たな大強度電磁波放射機構としてマイクロ波帯の超放射機構を提唱した [1]。この実験的検証は既に報告されている [2-7]。共同研究により，従来はエネルギーとビーム電流が一定（矩矩形波）の電子ビームを仮定して超放射発振を取り扱っていたが，時間的にエネルギー及び電流が増大する電子ビームを用いることによって，超放射の効率が倍増するという理論的予想を得た [8,9]。更に，電子ビームのエネルギー及び電流の時間的増大率を変化させるための実験的手法の可能性が得られたため，本研究を実施するに至った。

3.1.1　大強度電子ビームの波形整形

ここで取り扱う大強度電子ビームとは，大強度相対論的電子ビーム（Intense Relativistic Electron Beam，以下IREBと略）と呼ばれているもので，一般的に，エネルギーは電子の静止質量0.5 MeVと同程度か高くても数MeV程度であるが，電流が1 kA以上で，ビーム半径は数cm程度なので，伝搬や共鳴器等との相互作用時に自己場が大きな影響を及ぼすという特徴を持つ。出力は1 GWから1 TW以上で，パルス幅は10 nsから数100 nsである。これらのビーム発生装置は，1960年代からのパルスパワー技術の発達に伴い，現実的なものになった。近年，高繰り返し運転可能なものも出て来たが，普通は数分に一回の運転となる。最も簡便，安価なIREB発生装置は，マルクス型高速コンデンサーバンクとパルス整形線路を用いたものである。これにより発生した負電圧パルスを，接地された陽極に対向した冷陰極に印加しIREBを発生する。この装置でパルス幅を決定するものは整形線路であるが，絶縁耐圧の問題で装置を小型化できない事から，現実的に最も短い達成可能パルス幅は10 ns程度である。また，最長パルス幅は装置の大きさ，長パルス化による絶縁耐圧の低下から200〜300 ns程度が限界である。

波形整形とは，発生装置から射出されるIREBのエネルギー・電流波形の時間的発展を制御する試みである。これは以下の理由により簡単ではない。

大出力電子ビームを得るために，通常はパルス整形線路と負荷である電極部のインピーダンス整合を取るように設計する。しかし，冷陰極放電 [10] による電子放出には電極部プ

ラズマの生成が必須であり，電極のインピーダンスはこのプラズマの時間的発展に大きく依存している。具体的には，時間と共に実効的な電極間隔は狭まり，電極部インピーダンスは時間と共に減少する。電極上のプラズマの制御は困難であり，設計時には，電極プラズマの生長を見込むか，並列抵抗を用意して電極部インピーダンスの変化の影響を少なくする程度の対策しか取れない。このため，IREB のエネルギー，電流の時間的発展を制御することは電極部では不可能である。

これに対して，本研究では，IREB 伝搬路中にギャップを介した同軸空洞を配することで IREB のエネルギーの時間的増大率制御の方法を開発する。当研究室では同様の空洞を用いて IREB の前半のエネルギーを後半に受け渡す自動加速（autoacceleration）機構の研究を続けてきた [11-15]。この機構を応用することにより IREB のエネルギー波形の時間的発展を限られた範囲ではあるが制御できる。この原理と実験結果について報告する。更に，電流波形について，空間電荷制限電流を利用し，大口径空洞を用いて波形整形の実験結果について報告する。

3.1.2 超放射

ギガヘルツ帯の電磁波は，波長がミリメートル付近にあり，ミリ波，サブミリ波，または総称してマイクロ波と呼ばれる。その電磁波源としては電子管または半導体発振器等がある。半導体発振器は小型化が進み，現在の通信分野における花形的存在であるが，大出力化は難しい。一方，電子管は電子レンジで用いられているマグネトロンのように，kW 級の出力も容易である [16]。通信分野ではこの程度の出力を母局に必要とするが，更に出力の大きなマイクロ波は，宇宙探査等の大型レーダー，核融合等の加熱・計測，加速器等で必要とされている。

電子ビームをエネルギー源とした電磁波源は，磁場を用いて電子の旋回運動を利用するシンクロトロン放射型と，遅波構造による電子の集群効果を利用したチェレンコフ型に大別される。シンクロトロン型電磁波源の代表的なものにジャイロトロンがある。その出力は数 MW に達し，用いられている電子ビームは，ビームエネルギーが数 100 kV，電流数 10 A で一回の運転時間は数秒程度で定常といっていい。同程度の出力で，チェレンコフ型発信器にはクライストロンが挙げられる。このクラスの電磁波源は既に実用段階に入っている。

出力が更に大きな 100 MW 超級の電磁波源では，発生効率を考えると，ビーム出力が 1 GW 以上のものが必要となる。そこで IREB が使用される。IREB を用いた大強度電磁波源としては，Vircator(Virtual Cathode Oscillator) の様に 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。大まかにいって，10 GHz 以上の周波数ではシンクロトロン放射型の電子サイク

ロトロンメーザーが，それ以下の低周波側ではチェレンコフ型のチェレンコフ，クライストロン，後進波管が使われる場合が多い。その理由はチェレンコフ型に用いられる遅波構造が高周波側になると細密になり取り扱いが難しい点が挙げられる。しかし，サイクロトロン型においても，高周波化に伴う磁場強度の限界と発信器の小型化の問題は免れない。サイクロトロン型発信器においては，この問題を高次高調波を用いることで解決しようとしているが，その際の効率低下，即ち出力低下は回避できない。電子ビームを用いた 100 GHz を超え（サブテラヘルツ），100 MW 級の電磁波源の開発には，方式の上でも一段の飛躍が必要である。

また，これらの研究では，電子ビームからの電磁波放射機構を取り扱う際に，一般的には電子ビームを無限長（定常）と見なしている。定常的なビームによる現象，言い換えれば，装置に比して十分長いビームによる電磁波発生として現象を取り扱っている。この場合，ビームの初めや終わりの過渡的な現象は取り扱わずに，定常状態での現象を考える。ところが，ギガワット級の大強度電磁波源では，共振器部での強電場による絶縁破壊で出力の短パルス化が起きる。これに対処するには，導波管や共鳴管の表面物性や構造を改良して定常発生を目指すか，短パルスビームによる電磁波放射現象の短パルス化が考えられる。定常的な電磁波放射機構の取扱いが出来る程度の短パルス化という事になる。

これに対して，近年，超放射（superradiance）と名付けられた電磁波発生機構自身がパルス的である現象が，本研究の共同研究者である N.S.Ginzburg 教授によって提案された。超放射では，超短パルス電子ビームを用いる。超短パルス電子塊内に自発的に集群がおこり，電子数の 2 乗に比例する強度の超短パルスの電磁波を放射し放射効率が高いのが特徴である。超放射という名は，この機構が，量子エレクトロニクス分野で知られている Dicke の超放射 [17] と類似していることに由来する。超放射機構は様々な装置で実現されるが，ここで取り上げる IREB を用いた実験では，発生周波数がミリ波から遠赤外領域付近の超放射では，おおまかに装置長より短い電子ビームが必要である。実際にはビーム長 30 cm 以下，パルス幅にして 1 ns 以下の IREB が必要となる。加速器を用いた自由電子レーザーにおいても超放射は研究されているが，こちらの周波数は遠赤外より遥かに高い周波数で，パルス幅は ps の長さになる。

超放射の実験的検証は様々な方式で報告されている。その周波数帯はほぼ 35-150 GHz に達する。これらに用いられた理論はすべて，エネルギー・電流が一定値として検討されている。本研究では，エネルギーが時間的に増大する電子ビームを用いて，それが超放射出力に及ぼす影響を検証する。空洞を用いたエネルギー波形の整形には，現実的にはパルス幅が 10 ns 程度必要である。このパルス幅で超放射条件を満たす周波数は 5 GHz 程度になる。構造的にはコルゲート型遅波導波管を用いることが最適と考えられる。また，この周波数での大強度超放射実験の例はない。

本研究では，まず，報告例の少ない低周波側で，IREB を用いて超放射を実現する。更に波形整形を行った IREB による超放射出力の増大を実験的に検討する。

3.1.3 本研究の目的

本研究では，IREB の自己場を利用して同軸空洞・大口径空洞を用いて伝搬中の IREB のエネルギー・電流波形の時間的増大率を変化させ，それが超放射出力に及ぼす影響を実験的に検証する。

1. IREB のエネルギー波形の時間的増大率を，同軸空洞を利用して変化させる技術を確立する。
2. IREB の電流波形の時間的増大率を大口径空洞を利用して変化させる技術を検討する。
3. コルゲート型後進波管を用いた超放射による 5 GHz 大強度電磁波発生を実験的に検証する。
4. エネルギー・電流波形の時間的増大率が超放射出力に及ぼす影響を実験的に検証する。

空洞を用いた IREB の波形整形は，自己電場が強く速度が光速に近いことが必須条件である。本研究で提案されている，IREB の波形整形方式は他に例を見ない。更に，波形整形による超放射の効率増大の実験は本研究独自の提案である。この研究は上の目的が達成できるか否かの検証実験である。超放射効率増大が実現されれば，非常に簡便で，質の良い大強度電磁波源が実現できるだけでなく，物理現象としての超放射機構の解明と応用への新たな道を開く。

3.1.4 本報告書の構成

本研究に使用した大強度電子ビーム発生装置は以下の性能を持つ。米国 Physics International 社製である。

装置名	Pulserad 105A
使用ダイオード電圧	約 500 kV
ビーム電流	約 5 kA
パルス半値幅	12 ns
ビーム電流立ち上がり時間	6 ns

本報告書の内容は（1）同軸空洞を用いた IREB のエネルギー波形整形と大口径空洞を用いた IREB の電流波形整形，（2）コルゲート型 5 GHz 後進波管による超放射実験と波形整形された IREB による超放射出力効率増大の実験的検証，からなる。前半で IREB の波形整形，後半が超放射実験について解説する。

3.2 IREBのエネルギー・電流波形整形

3.2.1 エネルギー・電流波形整形の原理

ここでは，電子ビームの電源と自動加速の原理を応用したエネルギー・電流波形整形の原理を述べる。

大強度相対論的電子ビーム源

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る。以下に代表的なIREB発生装置の構成を概観する。

マルクス型高電圧発生装置は数百kVから数メガボルトの電圧を発生する。マルクスで出力されたエネルギーは一旦パルス整形線路に蓄えられる。パルス整形線路の充電までは時間的にゆっくり（我々の装置で数百ナノ秒）で，集中定数回路として取り扱える。パルス整形線路は2重または3重同軸線路が用いられる。

短パルスを発生させるためには，パルス整形線路に蓄えられたエネルギーを，線路を充電後，高速ギャップスイッチを閉じ，分布定数回路として作動させ，同軸線路軸方向の光速往復時間幅に対応した短パルスを得る。出力端に付けられた負荷とパルス整形線路のインピーダンス整合が取れていれば，トランスミッショッンラインは用いない。IREBを取りだす場合，パルス整形線路の出力は，接地された陽極に対向した冷陰極に負電圧として印加される。

こうして発生されたIREBは，典型的には，エネルギー1 MeV，電流10 kA，パルス幅50 ns程度のもので，出力は1 GWを越え数TWに達するものもある。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

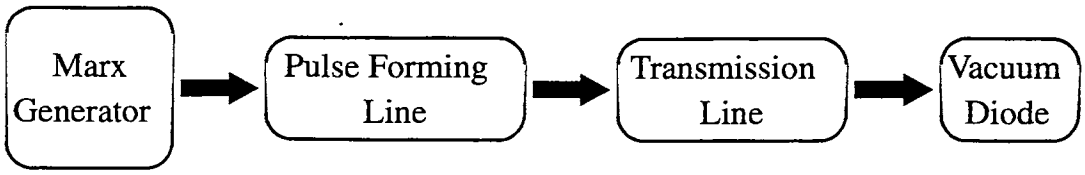


図 3.1: パルスパワー発生装置のブロック図

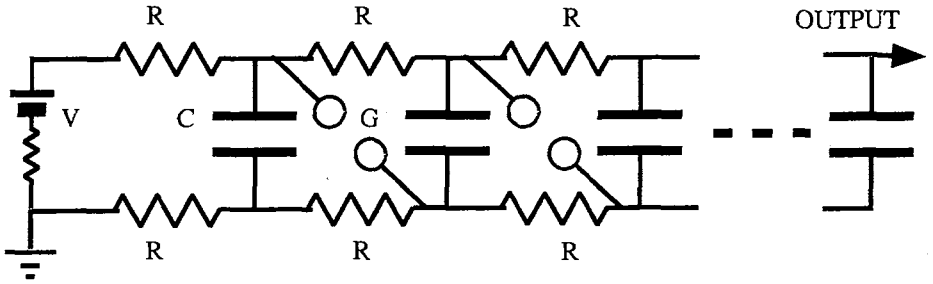


図 3.2: マルクス回路：各段を V[V] に充電をした後，ギャップスイッチを閉じ nV[V] の出力を得る。

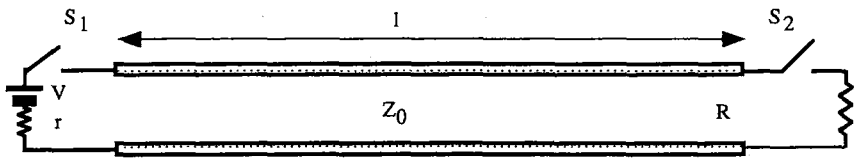


図 3.3: パルス整形線路の等価回路：長さ l の部分がパルス整形線路に当たる。S_1〔左側の電源はマルクス回路に相当）を閉じて伝送線路を充電した後，S_2 を閉じる。S_1 付近にはインダクタンスを挿入し S_2 動作時には S_1 開いたと同等の状況にする。

置は，ビームの質は良いが，格段に複雑・高価である。

マルクス型高電圧発生装置は高速コンデンサーバンクである。複数のコンデンサーを並列に充電した後，瞬間的に回路を直列につなぎ変えることで，高電圧出力が得られる。図 3.2 に示すように，コンデンサを n 段並列につなぎ，充電抵抗 R を通して各段を V[V] に充電する。その後，ギャップスイッチ G を閉じて瞬時に電流経路を直列化して高電圧 nV[V] を得る。実際の回路では，接地された周囲の筐体との間の絶縁破壊を防ぐために，コンデンサを正負に充電したり，出力電圧の振動を防止するための制動抵抗が用いられる。こうして得られる電圧は，技術的に，最大 5〜10 MV 程度と言われている。

マルクス回路からの出力は比較的ゆっくりとパルス整形線路に充電される。マルクス回路とパルス整形線路の電気容量が同じならばマルクス出力電圧と同じ電圧までパルス整形線路は充電される。この時，最もエネルギー伝達効率は良い。しかし，高電圧を得るために，パルス整形線路の電気容量をマルクス回路に比べ小さく取る場合もある。

パルス整形線路には 2 重同軸型とブルームライン線路と名付けられた 3 重同軸型がある。図で示したのは 2 重同軸線路の場合である。パルス整形線路の電圧が最大に達したときに，パルス整形線路の主スイッチ（図 3.3 の S_2）を閉じる。この後パルス整形線路は分布定数回路として作動する。マルクス回路とパルス整形線路の間には適当な値のインダクタンスを挿入し，パルス整形線路が分布定数として作動する短い時間では，マルクスと整

形線路間は開放になっていると見なすことができる。伝送線理論を用いて，負荷と整形線路の特性インピーダンスの整合が取れていれば，電磁波がパルス整形線路を往復する時間だけ負荷に電圧がかかる事は容易に理解できる。

空間電荷制限電流

電極間に高電圧をかけた場合，電子は十分供給される。平行平板の場合に得られる電流は有名な Child-Langmuir の式で与えられる。実際の IREB 発生電極は円筒状のものが多く，何らかの修正が必要であるが，電極形状と電圧が決まれば電極から得られる電子ビーム電流は決定される。これが電極部での空間電荷制限電流である。電極を出た IREB は金属容器を伝搬するが，ここでも空間電荷が伝搬できる電流量に制限をもたらす。

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，IREB が伝搬している状況を考えると，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 3.4 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。

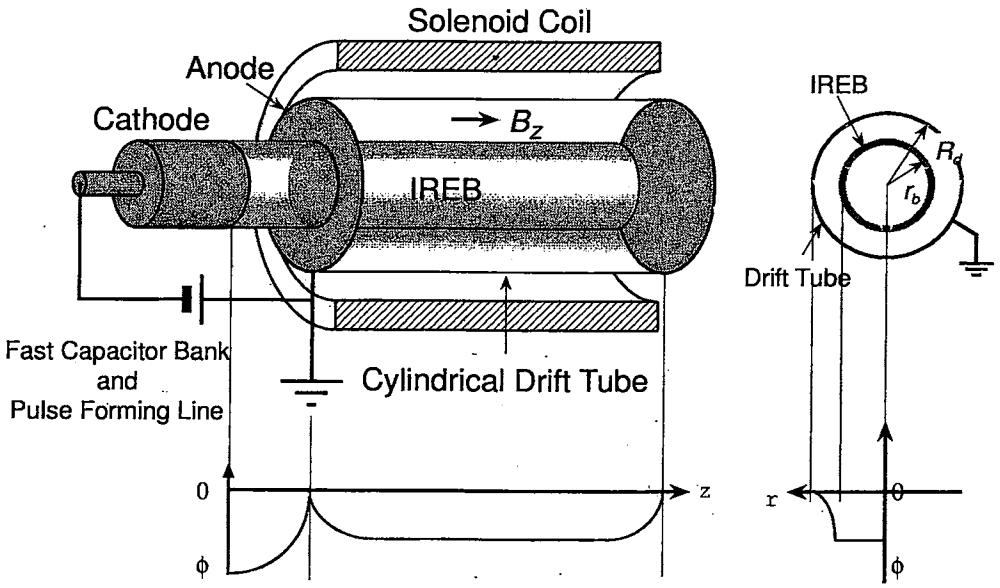


図 3.4: 電位概念図—接地された陽極を出て伝搬部に入った IREB の中心軸上 (左) と半径方向 (右) の電位。

無限に長い接地された半径 R の容器中を伝搬する，半径 r_b の薄い円筒状の IREB を考える。ビームの厚みは無視する。まず，流れる電流と伝搬中のビームの電位を考える。速度 v_b と γ の間には

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

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，これにより加速された電子の初期のガンマ値 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。以下に述べるように，自己電場を考慮すると，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。

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

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。

接地された陽極の位置での電子ビームの運動エネルギーは，この静電場のエネルギーと電子の運動エネルギーの和に等しく，伝搬中の電子の速度は，初速度より遅くなっている。

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3.5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，自己電場により自身の電位が下がり，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極大値が現れる。これが，IREB の伝搬に伴う空間電荷制限電流 I_{limit} であり，以下の式で表される。

$$I_{limit} = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e}\frac{\left(\gamma^{2/3}-1\right)^{3/2}}{2\ln(R/r)} \sim 17\frac{\left(\gamma^{2/3}-1\right)^{3/2}}{2\ln(R/r)}\ [\mathrm{kA}] \tag{3.6}$$

本研究で取り扱われている IREB では γ の値は2から3程度である。それに対してビーム電流値は大きいときに 10 kA に達し，空間電荷制限電流を常に意識していなくてはならない。

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。

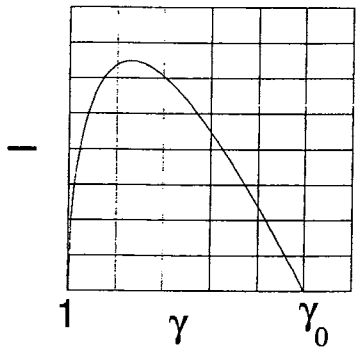


図 3.5: ビームの γ と電流の関係。電流が少ないときはビームはほぼ入射時のエネルギーに対応する γ_0 で伝搬するが，電流が増えるに従い運動エネルギーは下がる。

自動加速の原理を用いたエネルギー波形整形

1970 年代に米国とソ連で IREB の自動加速（autoacceleration）が実証された [18-22]。自動加速を実現するためには，図 3.6 に示すように IREB 伝搬領域にギャップを介し同軸空洞を設置する。空間電荷の影響で，急激な伝搬容器径の増大により IREB は減速される（図 3.7）。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。

電流経路を考えると，ギャップ部に生じる電圧は予想できる。電流径路は常に閉じていなくてはならない。その経路は電源からビーム電流，先端部で変位電流となり金属容器壁を通って電源に戻る（図 3.7）。この経路内での電流値は変わらない。ビーム電流以外の部分をリターンカレントという。ビーム先端部がギャップ部のギャップ入り口に達し，下流の伝搬容器を見つけて，リターンカレントが空洞内を流れ始める。図 3.7 に同軸空洞内でのリターンカレントの模式的な様子を示す。同軸空洞の特性インピーダンスを Z とすると，リターンカレントの値はビーム電流値 I_b であるから，空洞間の電位差 V は $V = ZI_b$ で表される。この電圧がギャップ部に生じる電圧 V_g になる。伝送線理論から V_g の時間的変化を考えると，短絡端での電流反射を考慮して以下の様になる [21]。

$$V_g(t) = Z \times (I_b(t) - 2I_b(t - t_0/2) + \cdots,), \tag{3.7}$$

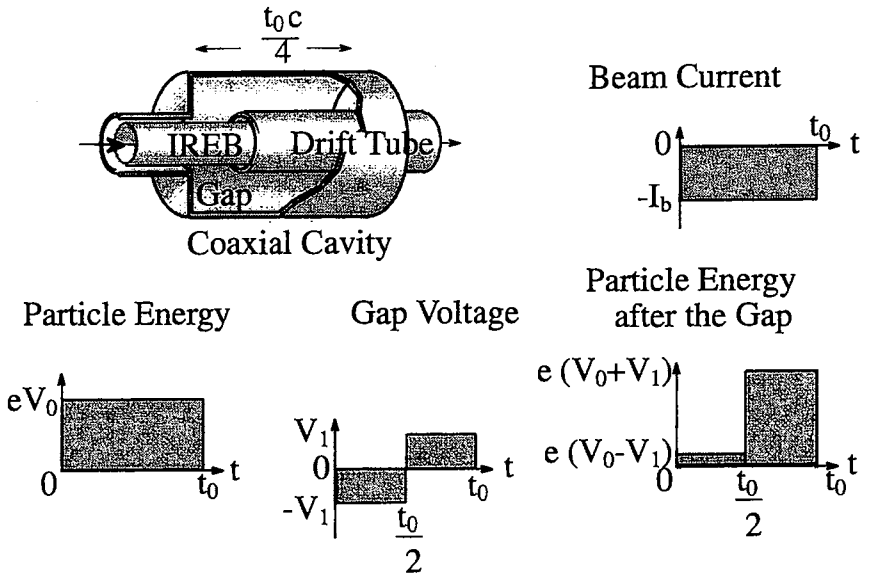


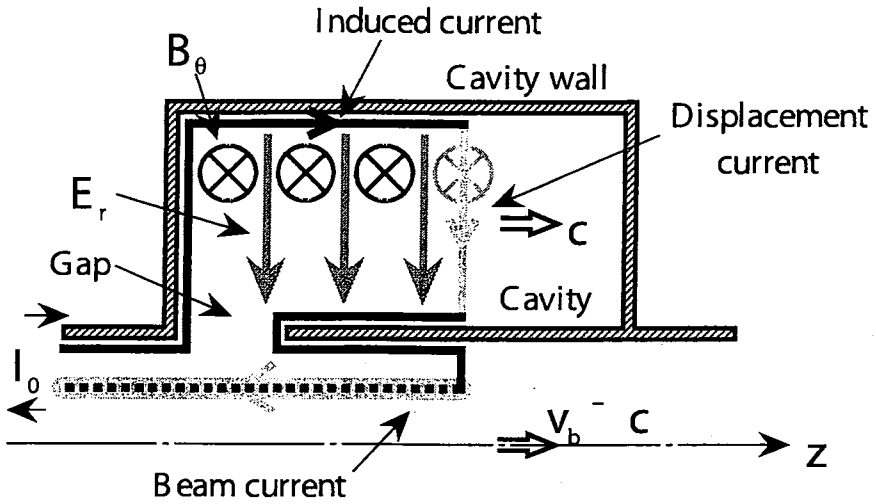
図 3.6: 自動加速概念図。パルス幅 t_0 のビームに対して，長さ $t_0c/4$（c は光速）の空洞を設置する。

ここで，t_0 はビームのパルス幅で，$t_0/2$ は電磁波の空洞往復時間である。

Z を大きくとれば良いというものではない。同軸ギャップ部の外側半径を大きくして Z を大きくすると，ギャップ部の空間電荷制限電流は小さくなる。この空間電荷制限電流以上のビーム電流が入射されれば，ギャップ部でビーム電流の一部が反射され，ギャップを通過してくる電流は小さくなってしまう。結局，得られるギャップ電圧の最大値はこの空間電荷制限電流に Z をかけた値に近いと推測される。

非常に簡単に自動加速の原理を述べてきたが，このモデルは過去の実験結果を良く説明している。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。一段の自動加速では，高エネルギー側のビーム幅は入射エネルギーの半分になっている。完全ではないが，パルス圧縮になっている。

自動加速では，比較的短い IREB の 1/4 の長さを持つ同軸空洞を用いた。図 3.7 に見るように，自動加速の機構は，エネルギー波形の前半・後半の変形を行っている。これまでは簡単のために入射ビームのエネルギー・電流波形を矩形波と考えた。実際の実験では図 3.8 に示すような台形に近い形をしている。この台形波の電流を式（3.7）を適用すると，図に示されたようなギャップ電圧が計算できる。これに，やはり台形状の入射エネルギー波形を足しあわせると，図 3.8 に示すような時間的増大率の異なる波形を得ることが予想される。この場合，自動加速と異なり，空洞の長さもパラメーターにして，通過後のエネルギー波形の変化を調節する。



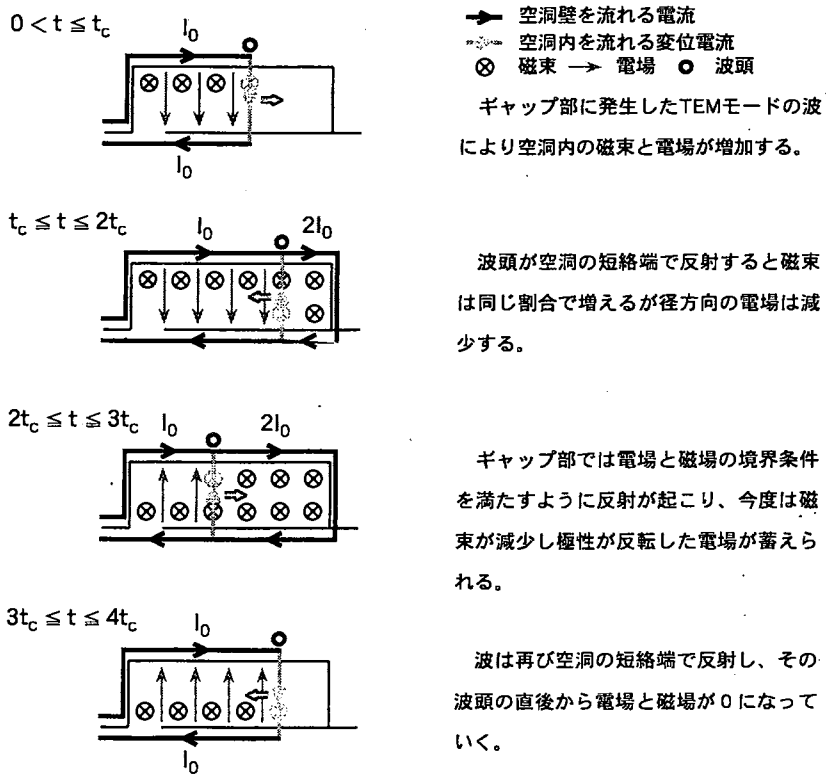


図 3.7: 空洞内を伝搬する電場の様子。t_c は空洞の長さを光速で距離 l_0 を伝播するのに要する時間。自動加速ではビームのパルス幅を $4t_0$ に等しくする。電流回路は，管壁を流れる電流，変位電流，ビーム電流で回路が閉じている。

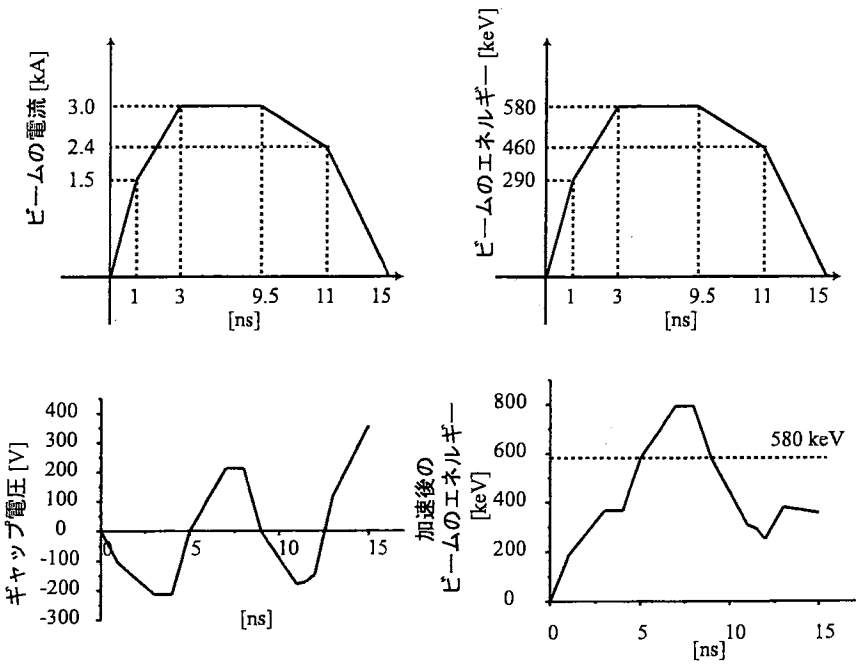


図 3.8: 台形波に対する同軸空洞の効果：上　ギャップに入射されるビームの電流・電圧波形。　下　計算されたギャップ間に生じる電圧とその結果予想されるギャップ通過後のビームエネルギー波形

大口径空洞を用いた IREB の電流波形整形

次に，電流波形制御の原理について述べる。式 3.6 の所で述べたように，接地された半径 R の金属円筒容器内を，半径 r の厚みのない中空円筒電子ビームが伝搬していて，軸方向は無限に長いの伝搬可能なビーム電流の最大値 I_{limit} は，ビームの初速度 v_0 を用いて，$\gamma_0 = (1-(v_0/c)^2)^{-1/2}$ と置き（c は光速度），以下のように表される。

$$I_{limit} = I_0 \frac{\left(\gamma_0^{2/3}-1\right)^{3/2}}{2\ln\left(\frac{R}{r}\right)} \tag{3.8}$$

この電流値を空間電荷制限電流と呼ぶ。ここで $I_0 = 4\pi\varepsilon_0 mc^3/e = 17$ kA で，m は電子の質量，e は素電荷である。この式を見るとわかるように，容器の半径が大きい場合，また，ビーム電子の初速度が遅い場合には I_{limit} は減少する。ただし，この空間電荷制限電流の式は軸方向に無限に長い場合の式である。また，ビームの厚みは考慮されていない。実際には伝搬容器の長さは有限であり，ビームも厚みをもつので，上の式の適用範囲が問題となる。しかし，ビームが厚みを持つ場合は式が解析的ではなくなるので，この式を目安に用いる。実験において大口径空洞の効果が得られるに必要な，軸方向長さを検討する。

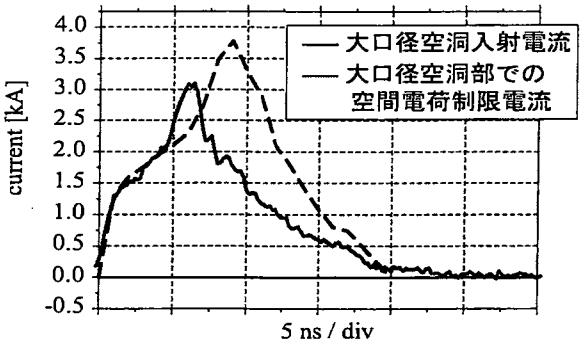


図 3.9: 大口径空洞の効果。空間電荷制限電流を越える電流は大口径空洞部を伝搬できない。

この原理を用いて電流波形を変化させるには，電子ビームの伝搬容器の半径をあるところで急激に大きくする。半径が大きくなった部分を大口径空洞と呼ぶ。電子ビームの入射電流が大口径空洞での空間電荷制限電流を越えている時には，入射電子の一部は境界付近で反射され，入り口から十分離れたところでは，空間電荷制限電流値だけのビーム電流が大口径空洞を伝搬していくと考えられる。入射電子のエネルギー・電流波形が矩形の場合は，一様に電流が減少するだけである。しかし，上の式を見ると，空間電荷制限電流値はエネルギーの低い時に小さい。従って，先に述べた同軸空洞を用いて，大口径空洞上流でエネルギー波形を変形し，前半部のエネルギーが低く後半が高い電子ビームを作れば，大口径空洞での空間電荷制限電流値は，前半部で低く，後半に行くほど高くなる。入射される電流波形が矩形なら，通過するビーム電流は，前半部の電流値が低く後半に行くにつれ高くなる事が期待される。

図 3.9 で具体例で説明する。実線は大口径空洞への入射ビーム電流を示す。点線は各時刻に対応したエネルギーから算出された大口径空洞での空間電荷制限電流である。十分長い大口径空洞を通過できるビーム電流は，実線及び点線いずれかの低い方の電流値である。図では立ち上がりから 4 ns から 6 ns あたりのビーム電流値が減少して，電流波形の変形が可能と予想される。

3.2.2 実験装置

実験装置を図3.10に示す。マルクス型高電圧発生器と同軸ブルームライン線路によって，パルス幅 12 ns，電圧 約-550 kV の負電圧が，直径 15 mm の炭素製円筒状陰極に印加される。

電子ビームは，陰極と約 10 mm の間隔で接地された炭素製陽極の直径 30 mm の中心部の穴を通して，内径 31 mm の伝搬容器に向け射出される。伝搬容器には，ソレノイドコイルによって約 1 T の軸方向パルス磁場がかけられている。電子ビームの電流は約 3 kA，直径 15 mm，厚みは約 3 mm である。陽極の 200 mm 下流にギャップを介して同軸空洞が設置されている。同軸空洞の長さは 400，600，750 mm について実験を行った。いずれの場合も，ギャップ部の長さは 30 mm，同軸空洞の特性インピーダンスは 76 Ω である。同軸空洞下流には内径 121 mm の大口径空洞が設置されており，その長さは可変である。大口径空洞終端では伝搬容器の直径は再び 31 mm となる。電子ビームはソレノイドコイル終端で容器壁に衝突する。実験全体を通じて装置全体の真空度は 1×10^{-5} Torr に保たれている。

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ビームコレクターを用いた。ビームコレクターは軸方向に移動可能で，炭素製の電極に収集された電子は低抵抗のステンレス薄膜を通して接地側に流れ，薄膜にかかる電圧から電流を計る。ビームコレクターは，ギャップ・終端部から 200 mm 以上離れた下流で電流測定を行い，ワンターンコイルも大口径空洞下流端から 200 mm 離れた位置に設置した。これは，接地された測定器がギャップ，大口径空洞での電位を乱すことの無いように配慮したためである。ビームコレクターの前面に 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 [24] 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。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。

図3.11に典型的なダイオード電圧・電流波形を示す。

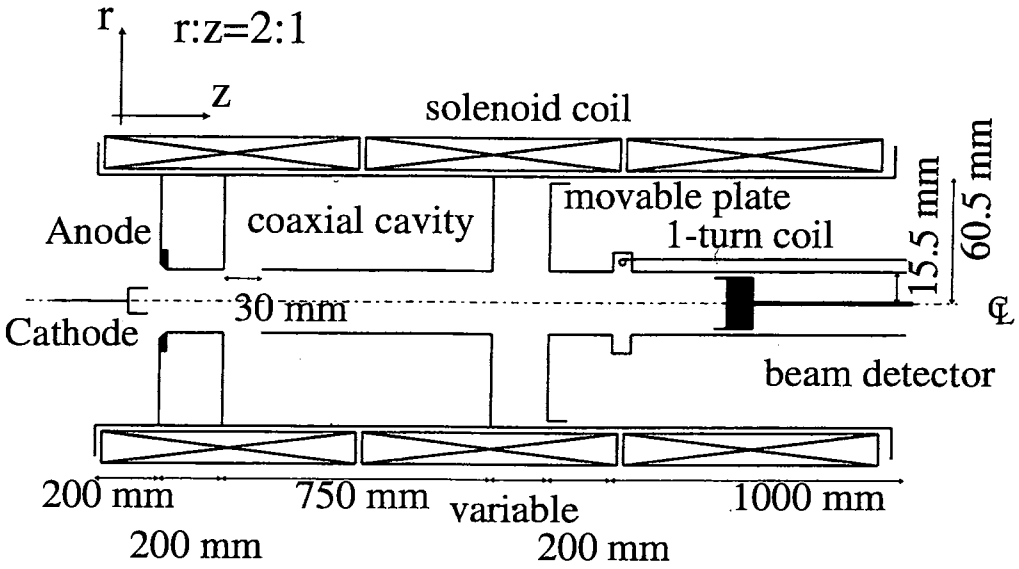


図 3.10: 実験装置図

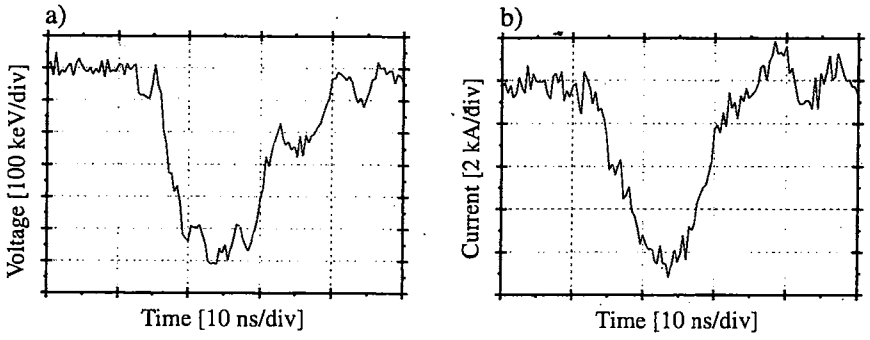


図 3.11: 典型的なダイオード部での波形。a) 電圧波形。ビームエネルギーはほぼダイオード電圧に対応している。b) 電流波形。この電流の一部はアノードに衝突し，残りがビーム電流となる。

3.2.3 エネルギー波形整形の実験結果と考察

エネルギー波形整形の効果を確かめるために，伝搬路中に同軸空洞を設置し，空洞長を400，600，750 mm と変化させ，空洞なしの場合と共にビームコレクターで電流波形を観測した。

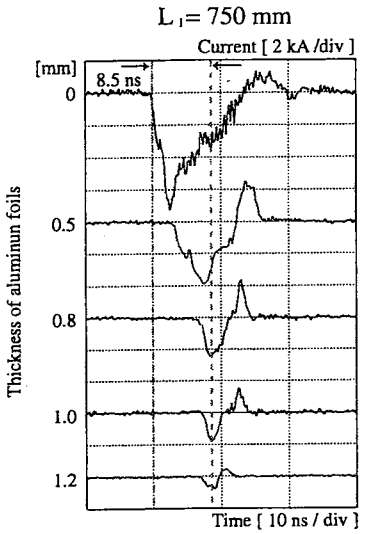
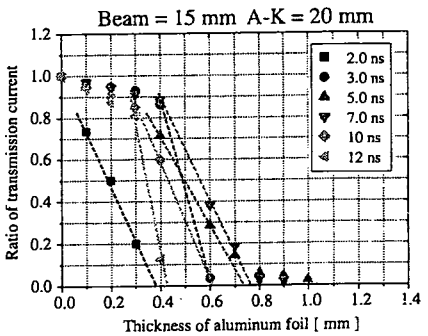


図 3.12: 空洞長 750mm を通過後にファラデーカップで観測されたビーム電流波形。



	P
2 ns	0.38 mm
3 ns	0.62 mm
5 ns	0.73 mm
7 ns	0.75 mm
10 ns	0.61 mm
12 ns	0.42 mm

図 3.13: 飛程の算出

エネルギー波形の導出法を 750 mm 空洞を例に取り説明する。750mm 空洞の下流で測定したファラデーカップ波形を図 3.12 に示す。図では，アルミニウム箔なしの場合のビームコレクターで観測した電流波形と，複数の厚みのアルミニウム箔を通過してきた電流を示す。前半部の電流現象が激しいのは，ダイオード波形から予想されるように，エネルギーが低いためである。こうして得られた波形の各時刻毎の電流減少率を図 3.13 に示し

たように，横軸にアルミニウム箔の厚さ，縦軸にアルミニウム箔がない場合の電流値で，各厚みを通過して来た電流値を割り，プロットする。このグラフから，飛程を外挿して求める。この飛程から文献 [24] を参照してその時刻のエネルギーを確定する。アルミニウム箔厚さは概ね 0.1mm 毎に増していったため，低エネルギー側では誤差が大きい。

こうして，空洞長を変化させたときのエネルギー波形の変化を示したのが図 3.14 である。空洞長 400,600,750 mm について，各々，各空洞長通過後のエネルギー波形，空洞を用いない場合のエネルギー波形，入射電流波形を式 (3.7) に適用し計算されたエネルギー波形である。

空洞の電磁波往復時間は 400 mm で 2.7 ns，600 mm で 4 ns，750 mm で 5 ns である。各空洞長通過のエネルギー波形を見ると，ほぼ，立ち上がりから空洞往復時間に対応する時間の間のエネルギーは，空洞なしのものに比べて低い値を示している。その後，エネルギーは増大し，空洞なしの場合を超える値を示し，空洞往復時間の 2 倍の時刻付近で最大値を示している。つまり，ほぼ空洞往復時間での減速，続く同時間の加速位相の効果が顕著に現れている。空洞なしの場合のエネルギー波形は電流立ち上がりから 2 ns 後に 370 keV，7 ns 後にエネルギー最大値約 590 keV をとる比較的なだらかな台形波形である。これに対し，空洞長 750 mm の変化を見ると，2 ns 後に 320 keV，7 ns 後に 670 keV，更に 9 ns 後には 780 keV と明らかに，エネルギーの増大率は変化している。空洞長 400 ,600 mm の場合も明らかにエネルギーの時間的増大率は増している。更に，実験結果は，入射電流波形に対して式 (3.7) を適用した計算結果ともよく一致している。

3.2.4 電流波形整形の実験結果と考察

空洞長 750 mm の同軸空洞でエネルギー波形整形を行った電子ビームを用いて，同軸空洞の下流に直径 121 mm の大口径空洞を設置し，その軸方向長さを変化させ，通過ビーム電流波形を観測した。その結果を図 3.15 に示す。図には，式（3.6）より算出した各時刻のエネルギーに対応する大口径空洞での空間電荷制限電流も示してある。空洞長が短い 30 mm の場合は通過後の電流への空洞の影響は少ないが，空洞長を増すにつれ，空洞通過ビーム電流の減少が見られる。電流の減少が見られる範囲は，入射電流が大口径空洞の空間電荷制限電流を越えた範囲である。空間電荷制限電流に対して入射電流が小さいビーム部分，具体的には電流立ち上がり後約 7 ns より後方の部分では，空洞長を変えても電流に変化はなく，空洞の影響は見られない。なお，大口径空洞通過後の電子のエネルギー波形は，空洞のない場合に比べほとんど変化が見られなかった。

ビーム電流立ち上がりからの時刻 2.5 ns, 4 ns と 5.5 ns を例にとり，ビーム電流値を，各時刻でのエネルギーに対応した空間電荷制限電流（式 (3.6)）で規格化したものを縦軸に，横軸に空洞長をとったグラフを図 3.16 に示す。入射されたビーム電流は大口径空洞の空間電荷制限電流より大きいにもかかわらず，空洞長が 30 mm の時，電流値の減少は

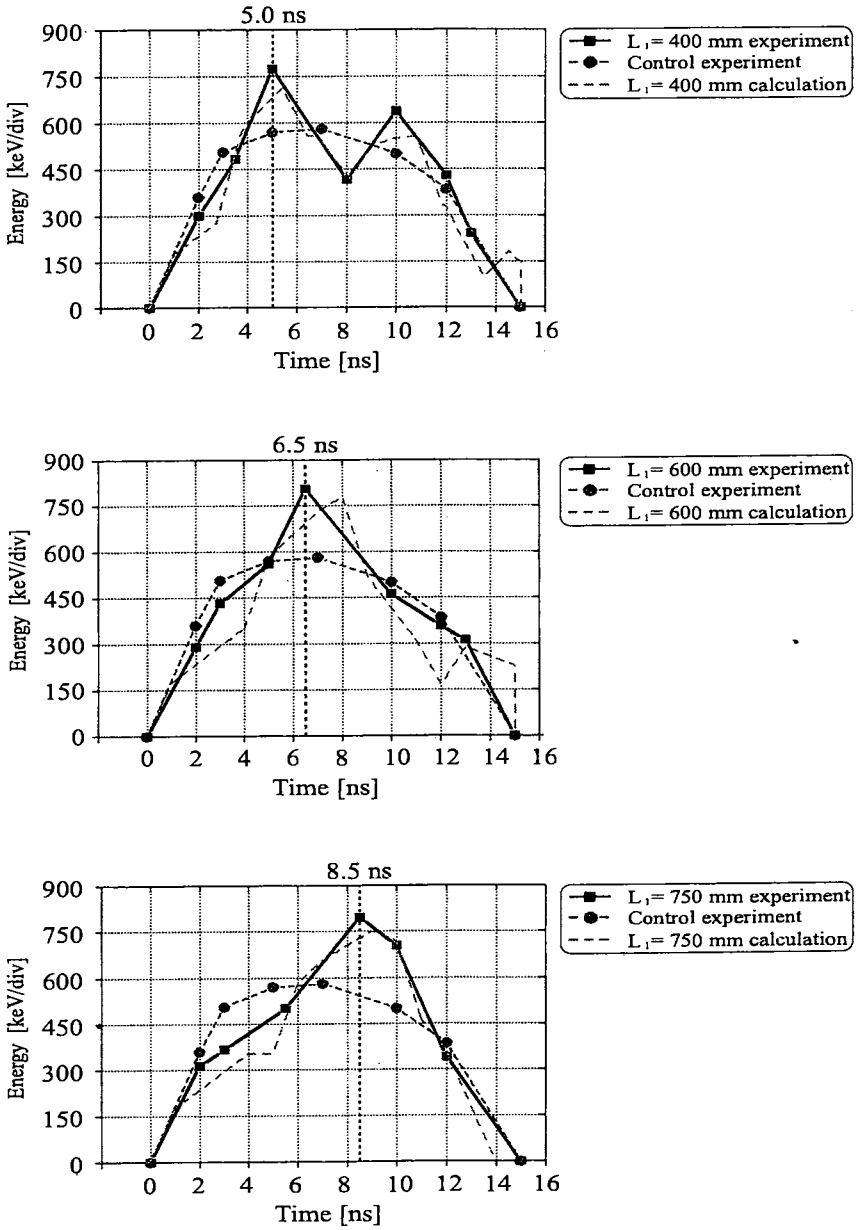


図 3.14: 空洞長 400,600,750 mm の場合のエネルギー波形。

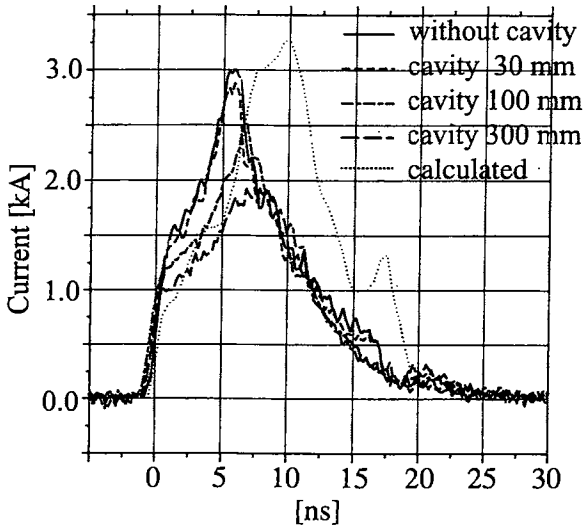


図 3.15: 大口径空洞長の違いによるビーム電流波形の変化。計算結果は式 (3) による。

少ない。空洞長 100 mm までをみると，予想される通り，入射電流の空間電荷制限電流に対する比が大きい場合の方が，電流の減少の割合は大きい。図 3.16 で，2.5 ns の場合，100 mm で入射電流の約 80% が通過しているのに対し，5.5 ns では，約 70% になっている。更に，100 mm 付近で空間電荷制限電流値とほぼ等しい値に近づき，電流の大きな減少は終わり，それ以上空洞長を延ばしても通過電流値は空間電荷制限電流付近の値をとり変化しない。入射電流が空間電荷制限電流を超えた範囲，つまり，電流立ち上がり後約 7 ns までの時刻では，いずれの時刻においても空洞長が 100 mm 付近で空間制限電流値近くまで減少した。これは，大口径空洞内の電位分布が，空洞の両端の壁によって変化するためであると推測できる。

反射電子の存在

大口径空洞を用いた実験では，大口径部分で電流値が減っていることから，入射電子の一部の電子が反射され残りの電子が通過していると考えられる。この機構について定性的に次のように考えられる。実際に実験で用いたビームは 3 mm 程度の厚みを持っている。この場合，電子を反射させ得る電位がビームの厚み内にできるとすれば，それより内側の電子は反射され，外側の電子は通過できる。この電子を反射する部分が空洞の長さともに増していって，最終的に通過できるビーム電流は，空間電荷制限電流になると考える事ができる。

反射電子の存在を PIC シミュレーションコード KARAT[25] を用いて調べた。KARAT は過去の自動加速実験において有効性を確認したシミュレーションコードである。入射

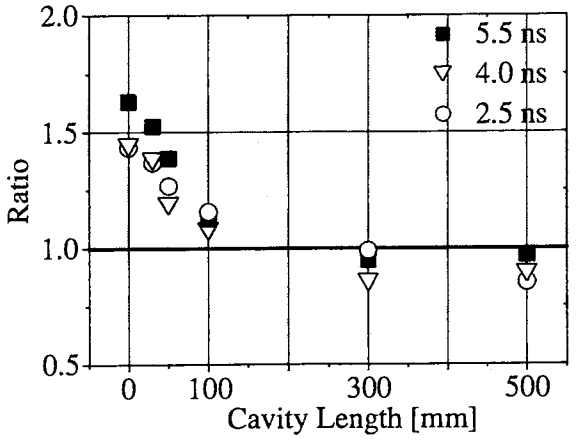


図 3.16: ビーム電流立ち上がりから 2.5 ns（白丸），4 ns（白三角），5.5ns（黒四角）での空洞通過ビーム電流を空間電荷制限電流値で規格化し，空洞長の長さによる変化を示す。

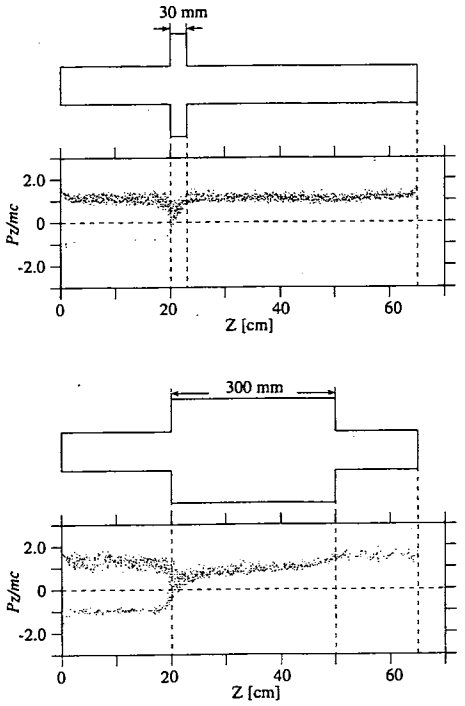


図 3.17: PIC コード KARAT を用いた，空洞長が異なる場合のシミュレーション結果。

ビーム波形には，エネルギー・電流とも立ち上がり時間 1 ns，パルス幅 10 ns の台形波を用いた。また，ビーム伝搬容器の直径は 31 mm，大口径空洞の直径は 121 mm で実験に用いた値に等しい。示した結果は，ビーム直径 15 mm，厚み 3 mm，エネルギー 500 keV，ビーム電流 3 kA，空洞長 30 mm と 300 mm の場合である。軸方向には一定の磁場 1 T がかけられている。図 3.17 はビーム入射後 5 ns 後の粒子の様子を示していて，縦軸が軸方向速度，横軸が軸方向距離を示している。図の上に，横軸に対応した大口径空洞の位置を示してある。上が空洞長 30 mm の場合，下の図が 300 mm の場合である。まず，初期条件は単一エネルギーであるにもかかわらず，入射後に軸方向速度が下がり，軸方向速度の違いが生じている。軸に直角方向の速度はビーム断面内でほぼ一定であった事から，この速度の違いは空間電荷の効果に起因している。細い空洞を伝搬した電子は大口径空洞入り口付近で，一部の粒子の軸方向速度が負になり，上流側に電子が反射している事がわかる。ここでの反射の様子が，大口径空洞長によって変化し，空洞長が増すほど反射電子が多くなり，通過電子が減少している。この事からも，実験で大口径空洞によりビーム電流が減少するのは，空洞部で電子が反射されるためと考える事が出来る。

3.2.5 エネルギー・電流波形整形実験のまとめ

エネルギー・電流波形整形実験の結果をまとめる。

- 同軸空洞を用い，その長さを変化させる事で，エネルギーの時間的増大率を変化させる事ができる。空洞通過後のエネルギー波形は，入射されるビームエネルギー・電流波形と式（3.7）を用いて予想できる。
- 空間電荷制限電流値が，入射電流に対して小さくなるように大口径空洞を設置し，大口径空洞の長さを調節する事で，ビーム電流波形を変化させる事ができる。

入射エネルギー・電流波形を元に，空洞のギャップ部に生じる電圧は決まるので，この方式での波形整形は自ずと自由度は制限される。ダイオード部の改良による入射波形の変更や同軸空洞の内径と外径の比を増しインピーダンスを増加させる事等を組み合わせれば，エネルギー波形整形の範囲は広がる。

電流波形の時間的発展の変形に関しては，今回の実験で用いた装置，大口径空洞内径 121 mm，ビーム直径 15 mm の場合，通過ビーム電流値が大口径空洞部での空間電荷制限電流値に近づくためには，空洞長 100 mm 以上を必要とした。大口径空洞が有効に作用する長さの目安として，ほぼ直径に等しい長さと考えればよいのではないかと考えている。

3.3 5 GHz後進波管による超放射実験と波形整形されたIREBによる超放射出力効率増大の実験的検証

3.3.1 超放射機構

超放射の理論は，主にN. S. Ginzburg氏等の文献 [1-9] に詳しい。

ここでは，短いビームからの超放射の最も簡単なモデルとして，静磁場内に置かれた薄いシート状の電子からの電磁波放射を考える [1]。

今，厚さbの薄い平面上に電子が一様に分布している状況を考える。平面をx y平面に平行にとる。z方向に磁場$\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$がかかっていて，電子は平面上でサイクロトロン運動している。電子のz方向の速度はないものとする。電子の平面上での運動だけを考える，この時，電子の運動量$p_\perp = p_x + ip_y$には少しだけバラつきがあるとする。これによって，時間的に変化する磁場や電場ができ，電子の方位角方向の運動を変化させ，これが電場磁場を成長させ，平面波としてz方向に伝搬するという筋書きである。

この平面内の電場を$E_\perp = E_x + iE_y$とすると，電子の運動方程式は，

$$\frac{dp_\perp}{dt} - i\omega_B p_\perp = -eE_\perp \tag{3.9}$$

と書ける。ここで，$\omega_B = eB/m\gamma$，速度が余り速くないとき，$\gamma = 1 + |p_\perp|^2/2m^2c^2$で，$c$は光速，$e$，$m$は電子の電荷と静止質量である。

今，電子の初期条件を

$$p_\perp|_{t=0} = p_{\perp 0}\exp(i\theta_0) \tag{3.10}$$

と置く。式3.9の解を求めるのに，$\omega_{B0} = eB/m$を使って，

$$\hat{p}_\perp = \frac{p_\perp}{p_{\perp 0}}\exp(i\omega_{B0}t)$$

と置き，$\tau = \omega_{B0}t\beta_0^2$とおいて，速度が余り速くないことを考えて，以下の式を得る。ただし，$\beta_0 = v_{\perp 0}/c$で，$v_{\perp 0}$は電子の初速度である。

$$\left(\frac{d\hat{p}_\perp}{d\tau} + \frac{i}{2}|\hat{p}_\perp|^2\hat{p}_\perp\right)\exp(-i\omega_{B0}t) = -\frac{eE_\perp}{p_{\perp 0}\omega_{B0}\beta_0^2} \tag{3.11}$$

厚さbの薄い平面上に少しだけ電流$j_\perp$がある状況を考えると，これによって表面の近傍に磁場ができる。平面波での電場と磁場の関係から電流と電場の関係は，

$$E_\perp = \frac{\mu_0 c j_\perp b}{2}$$

で与えられる。電場の接線成分は連続なので，これが平面内での電場である。こうして，表面電流がわかれば，電場が求まる。

個々の電子は $t=0$ で式 3.10 の状態にある時，n を電子密度として，表面電流密度 $j_\perp$ は，

$$j_\perp = en\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{p_\perp}{m\gamma}d\theta_0 \tag{3.12}$$

と表せる。

式 3.11 にこれらの結果を入れると，

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{p}_\perp}{d\tau} + \frac{i}{2}|\hat{p}_\perp|^2\hat{p}_\perp &= -\frac{eE_\perp}{p_{\perp 0}\omega_{B0}\beta_0^2}\exp(i\omega t)\\ &= -\frac{b}{2\gamma\beta_0^2 c}\frac{\omega_p^2}{\omega_{B0}}\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\hat{p}_\perp d\theta_0\\ &\equiv -\frac{I}{2\pi}\int_0^{2\pi}\hat{p}_\perp d\theta_0\\ &\equiv -a_\perp\end{aligned} \tag{3.13}$$

を得る。左辺第二項はサイクロトロン周波数近傍での運動で，これが右辺の表面電流の小さなバラつきによってできた電場によって，それが電子の方位角方向の運動を変えてゆくという式である。ここには外部共鳴器の様なものはい。ジャイロトロンで用いられる式と異なるのは，空間的変化ではなく，時間的変化を取り扱っている点である。

ここから，小さなバラつきを使って，上の式を線形化していく。まず，$\hat{p}_\perp = P\exp(i\theta)$ とおいて，バラつきをとり，

$$\begin{aligned}P &= 1 - u, \quad u \ll 1\\ \theta &= \theta_0 + \vartheta \quad \vartheta \ll \theta\end{aligned}$$

と置いた後，式 3.13 を実部と虚部に分け，以下の量を導入すると，

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}u\exp(i\theta_0)d\theta_0\\ \bar{\vartheta} &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\vartheta\exp(i\theta_0)d\theta_0\end{aligned}$$

結局，式 3.13 は $\bar{u}$，$\bar{\vartheta}$ の式になる。

$$\begin{aligned}\frac{d\bar{u}}{d\tau} &= -\frac{\bar{a}}{2}\\ \frac{d\bar{\vartheta}}{d\tau} - \bar{u} &= -i\frac{\bar{a}}{2}\\ \bar{a} &= I(i\bar{\vartheta} - \bar{u})\end{aligned}$$

ここで，$\bar{u}$，$\bar{\vartheta}$，$\bar{a}$ が $\exp(i\Omega\tau)$ で変化するとすれば，$2\Omega^2 + 2iI\Omega - iI = 0$ を得る。更に，密度が小さい（$I \ll 1$）の時の解を求めると，時間的成長率は，

$$Im(\omega) = \beta_0\omega_p\sqrt{\frac{b\omega_{B0}}{4\gamma c}} \tag{3.14}$$

と求まる。これが，薄いシート状電子から両法線方向に放射される電磁波の成長率で，周波数はサイクロトロン周波数より少し高い。成長率はしきい値を持たず，ここまで使った近似が成り立つかぎり電磁波の放射が続く。実際には $Im(\Omega)^{-1}$ が時間の目安となり，これをかなり大きく越えない時間内でこの状況は保たれ，パルス電磁波が放射される。電場の密度依存性から見るように電磁波の強度は密度の二乗に比例する。こうした放射を引き起こすシートの厚さ（ビームの長さ）は，$c \times Im(\Omega)^{-1}$ より小さいことが目安となる。この長さを correlation length と呼ぶ。実際の長さの取り扱いはもっと複雑であるが，良く使われる指標である。短いビームからの放射過程もこれにドップラーシフトの効果を加えて同様に考える。更に，初めの電子のバラつきを電磁波発生条件に適するよう誘導するような共鳴器を用いる。

ここでは解析的に解ける場合を扱ってきたが，式 3.13 を数値的に解くと，パルス的な電磁波放射が見られ，I つまり密度が 2 倍になると電磁波出力の最大値はほぼ 4 倍になることがわかる。

一般の準定常または定常のサイクロトロンメーザー機構からの電磁波放射と超放射の違いは電子の相互作用の時間である。定常または準定常ビームを用いた電磁波発生機構では，共鳴領域があって，そこで電磁波が発生し電子はそこから出ていく。従って電子が電磁波発生に関与する時間は領域通過時間だけになる。そのかわり，電子は次から次に共鳴器に入射され，後から来る電子はより強い揺動を受けて電磁波が成長する。電磁波発生部には常に電子があり，条件によりエネルギーは電子に再吸収される。これに対して，超放射過程では電子が電場と相互作用し，それに伴ってある周波数の電磁波を発生する。電子の運動は電場が時間的に成長するような解を持ち，それとともに電磁波が強くなっていく。その間，ずっと同じ電子が関与している。発生した電磁波はすぐに電子から離れて行く。従って発生した電磁波は再び電子と相互作用することはなく，エネルギーを再吸収されることもない。

3.3.2 後進波管の設計

後進波管は製作が容易な矩形状コルゲート型を用いた。コルゲート導波管の形状を図 3.18 に示す。寸法は以降に述べるような検討の後に決定した。IREB は図左から入射される。シミュレーションにより急激に半径を変化させると，ビーム電子及びマイクロ波の反射が観測されたので，長さ 300 mm のコルゲート部の両端に徐々に半径を変化させる部分が配置されている。これから解説するのは内半径外半径が一定な 300 mm のコルゲート部の設計の概略である。

まずは，無限長の共鳴領域で定常発振の式を用いる。ビームモードとコルゲート導波管の分散式は以下で与えられる。

$$\omega = k_0 v_z \pm \frac{\omega_p}{\gamma^{2/3}} \tag{3.15}$$

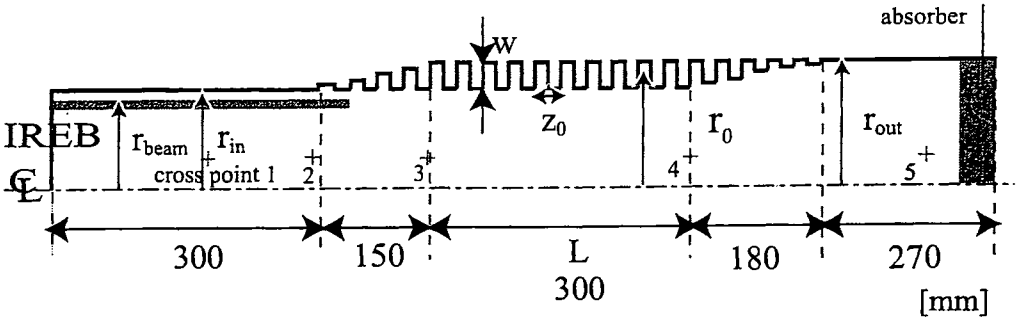


図 3.18: コルゲート管断面図。中心軸から上半分を示す。

$$\omega = c\sqrt{\left(\frac{y_{mn}}{r_0}\right)^2 + \left(k_0 - \frac{2n\pi}{z_0}\right)^2} \tag{3.16}$$

ここで，v_z は z 方向速度，y_{mn} は m 次のベッセル関数 $J_{mn}(y) = 0$ の n 番目の項，r_0 はコルゲート導波管の平均半径で，$(r_{out} - r_{in})/2$，z_0 はコルゲート周期である。ここに，ビームパラメーターを代入し，TM_{01} モード発振を考慮してコルゲートのパラメーターを決定する。結果は図 3.19 に示すように，コルゲート周期 30 mm，導波管中心径 28 mm としたとき約 5 GHz の発振が得られる。

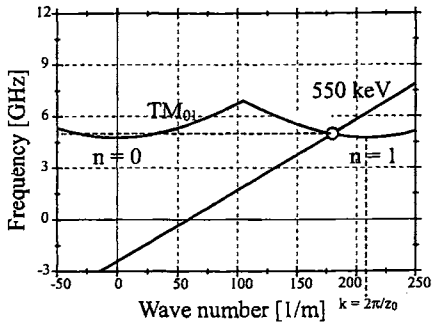


図 3.19: 分散関係

コルゲート管の内半径及び外半径，平均半径については，様々な試行錯誤により決定されたものである。まず，ビーム半径を 20 mm と設定した。次に，電磁波放射のためのビームと導波管内径の間の距離 δr の式，

$$\delta r \ll \frac{\lambda}{2\pi}\beta_z\gamma_0 \tag{3.17}$$

の右辺に，各パラメーターを代入して，4.8 mm という値を得た。この距離は近ければ近いほど良いはずである。更に，PIC コード KARAT を用いたシミュレーションによりコルゲートの深さは 6 mm 程度が最適であるという結果を得た。この結果と導波管中心径

から内半径は 22 mm となる。ビームと導波管内径の距離は 2 mm となって，実際上実現可能なもので且つ上の条件を満たしている。こうして，外半径も 28 mm と決定された。

コルゲート管長さについてもシミュレーションを行い，図 3.20 に示すように，約 300 mm で出力が飽和する結果を得，これに決定した。

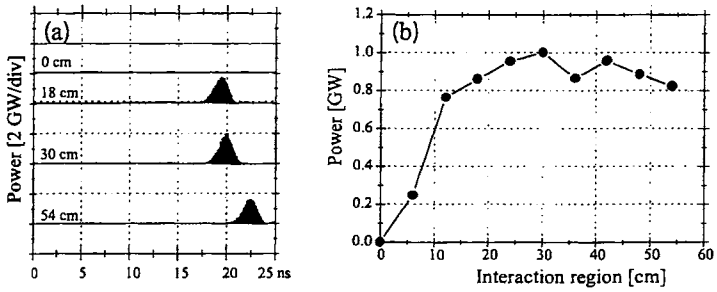


図 3.20: コルゲート管長さと電磁波出力の関係。KARAT の出力結果。

先にも述べたように，コルゲート導波管を伝搬空洞に直接連結すると，半径の急激な増大により，ビーム電子，電磁波の反射が観測された，これを防ぐために，コルゲート部前後に徐々に半径を増す部分を設置した。また，コルゲート部分で下流から上流に向かって成長する電磁波を，下流に反射させるためにコルゲート入り口の遮断周波数は発生電磁波より高くなるように設計した。この結果，コルゲート部で発生した電磁波はまず，上流に向かった後，反射されて下流に向かう。

これらの検討の結果，図 3.18 の諸量は図 3.1 のように決定した。

表 3.1: コルゲート管パラメーター

内半径	22 mm
外半径	28 mm
コルゲート深さ	6 mm
コルゲート周期	30 mm
コルゲート長	300 mm
ビームエネルギー	550 keV
ビーム半径	20 mm
上流側漸増部長さ	150 mm
下流側漸増部長さ	180 mm
上流部遮断周波数	5.2 GHz
発振周波数	4.98 GHz
発振モード	TM_{01}

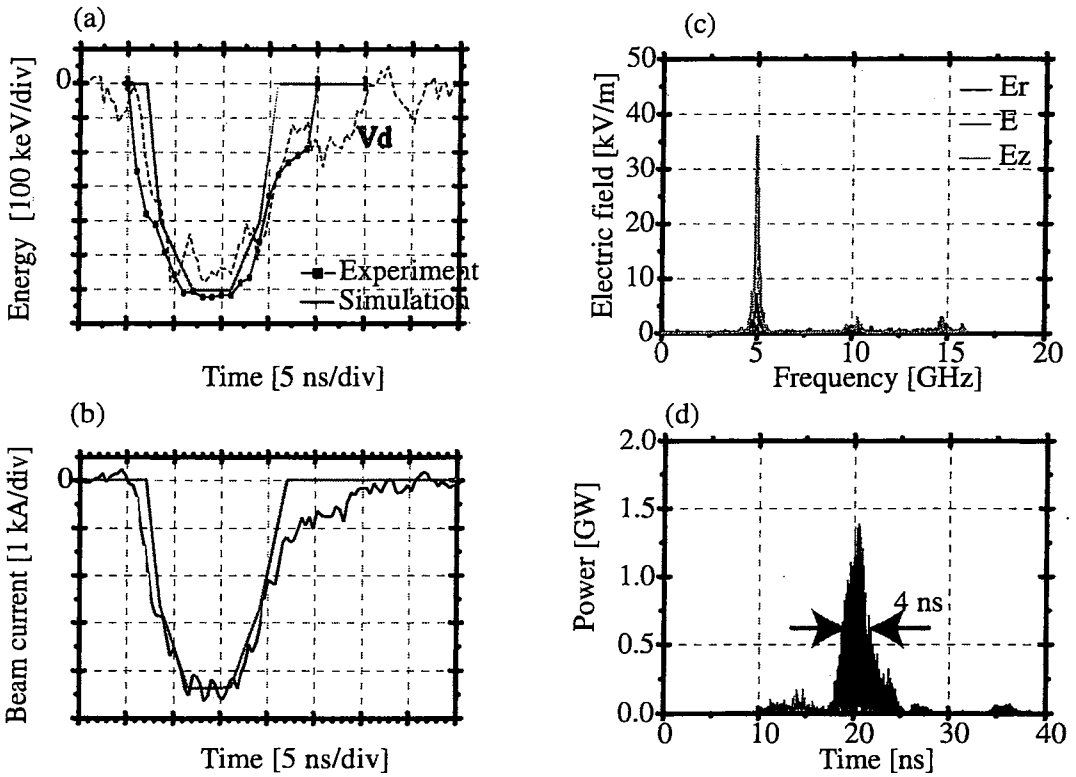


図 3.21: KARAT の入射ビーム波形と出力:a)　エネルギー波形。b)　ビーム電流波形。c)　発生電磁波周波数。 d)　発生電磁波出力。

3.3.3　KARAT による超放射の確認

PIC シミュレーションコード KARAT を用いて。入射ビームのエネルギー・電流波形を数値化して上記コルゲート管に入射し，出力電磁波を観測した。

その結果，図 3.21 に示すように，周波数 5 GHz，出力約 0.6 GW の出力が観測された。電磁波出力のパルス幅は約 4 ns と入射ビームのパルス長約 12 ns に比べ非常に短く，発信周波数スペクトルもほぼ 5 GHz 付近に単一スペクトルとして得られている。これらの結果は超放射の特徴に一致する。この時シミュレーションで観測されたモードは TM_{01} である。

更に，ビーム幅を変更して出力結果を観測すると，図 3.22 に見るように，ビーム長即ち電子数の二乗に比例した出力が得られた。この出力が電子数の二乗に比例するという結

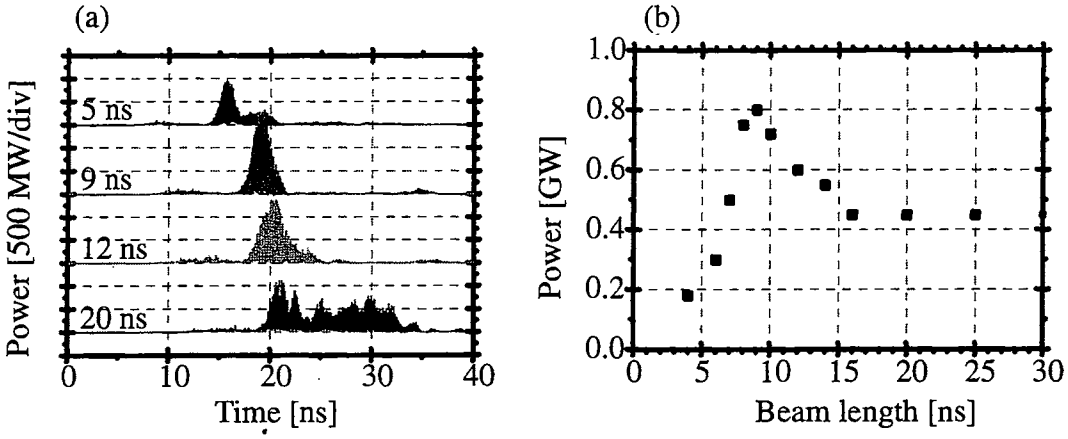


図 3.22: 異なるビーム幅に対する電磁波出力のシミュレーション結果。

果は正に超放射であることの証明である。このシミュレーション結果をみると，実験で用いる電子ビームのパルス幅 12 ns は，最適値 9 ns に比べると長すぎる事がわかる。しかし，発振周波数スペクトル，パルス幅，強度の面から 12 ns の時の放射も超放射機構である判断する。

これらのことから，設定した実験条件で，5 GHz 付近で周波数幅の狭い，パルス幅の短い電磁波出力が観測されれば，超放射機構による発振であると考えられる。

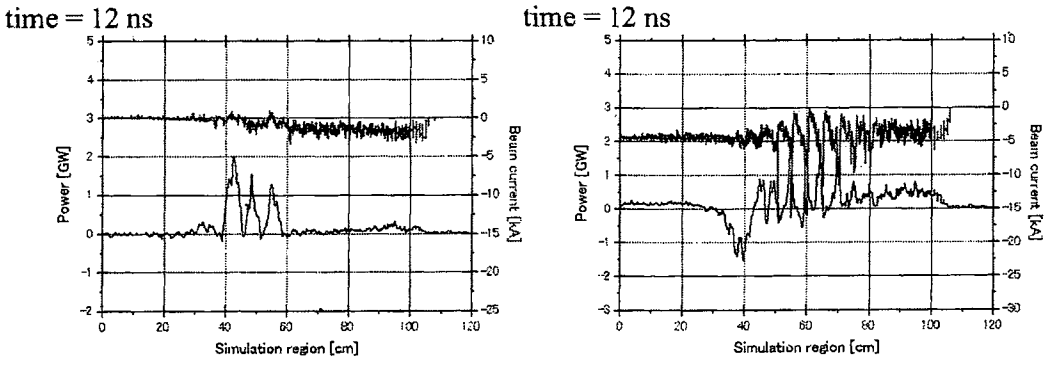


図 3.23: ビーム電流（上）と電磁波（下）の位置関係。左はビーム幅 9 ns の時。右から伝搬してきた電磁波が A 点で反射される瞬間に，ビーム電流は既に右側下流部にある。右はビーム幅 20 ns の時。電磁波が反射点に到達したとき，ビームはまだ残っている。

ビーム長に関しては，図に見るように出力に対する最適値がある。このことは，シミュレーション結果を解析し以下のように解釈している。ビーム幅が短い場合，超放射機構が十分成長できないと考えるのが妥当であろう。次に電磁波発生の時間経過を追うと，ビー

ム入射後にコルゲート管内で発生した電磁波は後進波なので上流に向かう。コルゲート入り口は発生電磁波に対して高い遮断周波数になるよう設計しているので，電磁波はここで反射され下流に向かい下流ホーンを経て観測される。電磁波が反射点に到達した時刻でのビーム電流と電磁波の位置関係が図 3.23 に示されている。このとき，ビーム幅 9 ns の場合はビーム電流は既に下流に過ぎ去っている。電磁波の成長に必要な時間だけビームと相互作用し，その後，電磁波との相互作用は無いと考えられる。一方，ビーム幅 20 ns の場合，電磁波が反射点に到達した時点でもまだビームは続いている。このため，電磁波は電磁波の成長がピークに達した後もビームとの相互作用を続け，その結果出力は下がる。更に，反射した後も相互作用を行う可能性がある。つまり，超放射条件に最適な時間だけビームが存在するのが今の条件では 9 ns のビーム幅であると考えている。この電磁波の出力を下げると考えた原因となる相互作用の同定はできていない。

3.3.4 実験装置及び電磁波測定系

実験は，5 GHz の超放射確認と波形整形されたビームを用いた場合の出力の変化の二つに分かれる。まず，超放射確認のため，コルゲート導波管をアノード下流 100 mm 後方に設置した（図 3.24）。

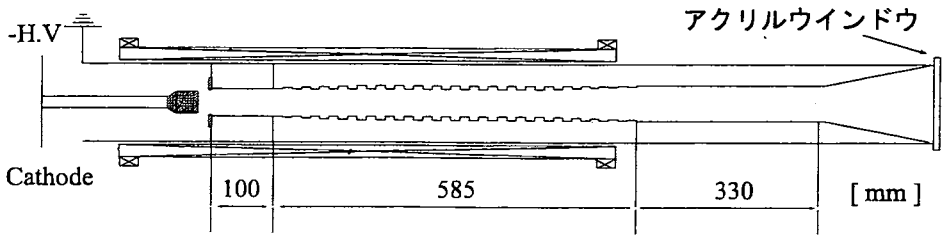


図 3.24: 超放射確認実験。ダイオード下流 100 mm にコルゲート管を設置。

カソードは炭素製円筒状直径 35 mm を用いた。カソードと 12 mm の間隔で，接地した内径 44 mm の炭素製アノードを設置してある。電子ビームはカソードから，アノード中心部の穴を通過し，内径 44 mm の伝搬容器へと向かう。伝搬容器には，外部のソレノイドコイルによって約 1.1 T の軸方向パルス磁場がかけられている。伝搬容器はカットオフ周波数が 5.2 GHz であり，予想される発振周波数約 5 GHz の後進波を下流方向に反射する。電子ビームは電流約 4.5 kA，エネルギー 550 keV，直径 40 mm，厚さ約 4 mm である。陽極から 100 mm 下流に後進波発振管を設置している。前述のように後進波発振管のコルゲート周期は 30 mm，共鳴領域は 300 mm である。共鳴領域の前後にはテーパーを付け導波管径が緩やかに変化する部分を設けた。これは，境界部でのビーム及び電磁波の反射を防ぐためである。後進波発振管より後方には内径 60 mm の円形導波管を設けて

ある。円形導波管後端には，長さ 200 mm，開口面径 100 mm の円すいホーンを設置してある。後進波発振管で発生した電磁波は，伝搬容器で反射され，円形導波管，ホーンアンテナ，アクリルウインドウを通過し，大気中へ放射される。

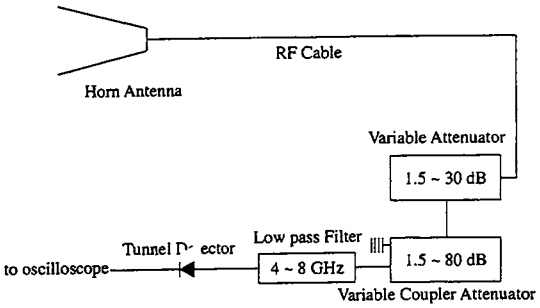


図 3.25: 電磁波測定系。

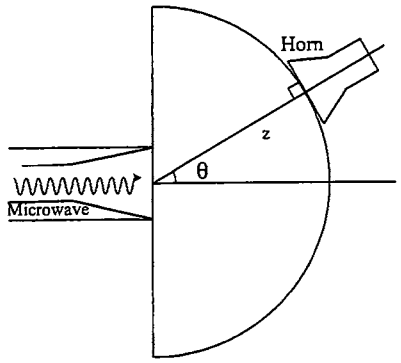


図 3.26: 電磁波出力の角度依存測定。

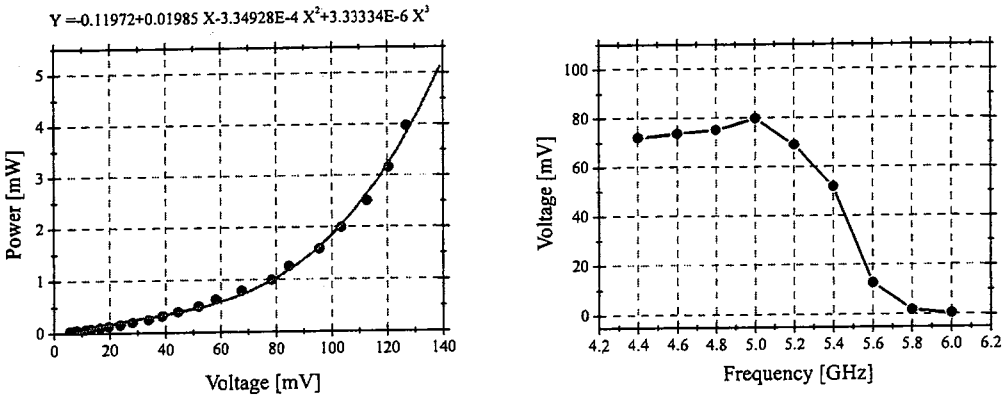


図 3.27: ディテクター較正（左）と 5 GHz ローパスフィルターの較正（右）

電磁波測定装置を図 3.25 に示す。放射された電磁波をホーンアンテナで受け，RF ケーブルを通し，二つの可変減衰器，ローパスフィルターを介してトンネルディテクターで検波する。ローパスフィルターの周波数帯はそれぞれ DC-4 ～ 8 GHz まで 1 GHz 刻みである。したがって細かい周波数の特定はできない。ホーンアンテナは実験装置のアクリルウインドウから距離 1500 mm と固定し，角度は電子ビーム入射方向に対し 0° ～60° と変化させ測定を行った（図 3.26）。

各ディテクター毎に低出力定常発信器を用いて電磁波出力に対する出力電圧を較正し

た。その結果の一部を図 3.27 に示す。また各減衰器の較正も低出力発信器を用いて行った。大出力電磁波測定では，減衰器を通してディテクターからは較正値内の電圧が出力されるように調整し，その出力に各減衰器の減衰率をかけ各ディテクターからの電磁波出力を決定した。全電磁波出力は，角度依存を観測し，積分することで算出した。一回の運転で，一周波数，一角度しか取れない。各点で 3-5 回の測定を行った。再現性はよく，数十回に渡る運転で周波数，角度の計測をした後，最初のパラメーターに戻し結果を比較して，問題はないと判定した。電磁波モードの直接測定には，出力ホーン下流 500 mm の位置に蛍光灯を並べて設置し，観測を行った。

3.3.5 5 GHz 超放射確認実験の結果と考察

この装置を用いて得られた電磁波の特性と，発振機構が超放射によるものである根拠を説明する。先にも述べたように，コルゲート導波管はアノード下流 100 mm に設置した。以下に述べる実験結果を得るために，ビーム半径，ダイオードパラメーター，磁場強度，磁場配置を様々に変更し，設計・製作したコルゲート管を用いて最も大き出力何得られるパラメーターを実験的に選び出した。その経過についてはここでは述べずに，最も強い超放射出力が確認された時の結果についてのみ記述する。

発生電磁波のパルス幅，発信周波数と放射パターン

観測された電磁波は，DC～ 4, 5, 6, 7, 8 GHz と 1 GHz 刻みのローパスフィルターを介して，トンネルディテクターにより検波された。典型的なトンネルディテクター出力波形を図 3.28 に示す。なお，コルゲート導波管を設置しない状態でビームを入射しても，電磁波は観測されなかった。今回行った全ての実験において 4 GHz のローパスフィルター

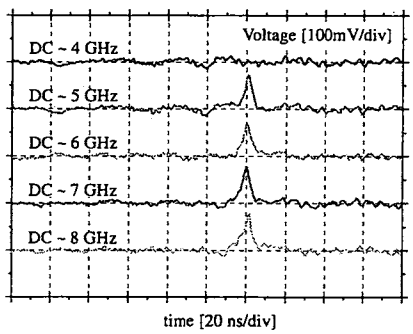


図 3.28: ローパスフィルターを介したディテクターからの出力波形

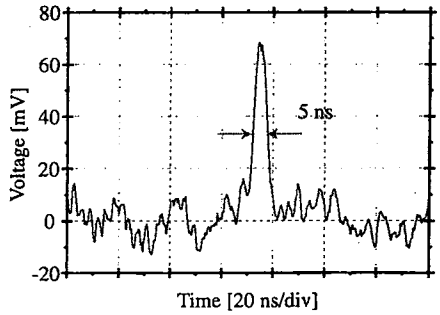


図 3.29: 実験から得られた電磁波のパルス幅。

を介したものでは電磁波の出力は観測されなかった。また，5～8 GHz のローパスフィルターを介して観測された波形はほぼ等しい。以上の結果から，DC～4 GHz での電磁波の放射はなく，5 GHz 付近の電磁波放射であると分かる。この結果は解析的予測と適合している。

また，観測された電磁波のパルス幅は図3.29に示すように半値幅で約5 nsであり，ビームパルス幅12 nsに比べて短く，超放射の特徴に一致している。

次に，自由空間に放射された電磁波の放射パターンを可視化するために，敷き詰めた蛍光灯に電磁波を当て写真撮影を行った。蛍光灯はアクリルウインドウから距離550 mmに設置した(図3.30左)。電磁波を蛍光灯に当て，点灯している様子を図3.30右に示す。中心が点灯せず，蛍光灯がドーナツ状に点灯している様が確認できた。これは予想されたTM_{01}モードの強度分布と矛盾しない。

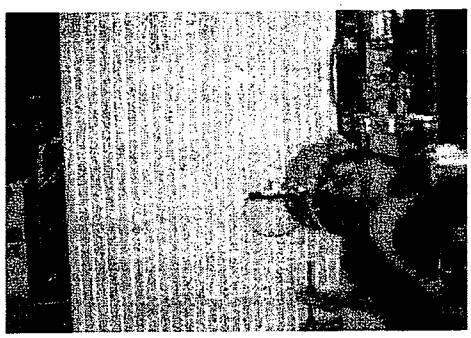


図 3.30: 蛍光灯セッティング（左）と観測されたドーナツ状の放射パターン（右）

電磁波出力

電磁波の総出力を測定するために，電磁波出力の角度依存性を測定した。結果は図3.31に示すように，中心付近で出力が弱く，中心軸からの角度20度付近でピークを示し，それ以降出力が下がる角度依存性を観測した。この結果は先の蛍光灯で観測した電磁波の放射パターンと一致している。図3.31を積分して見積もられた電磁波の総出力は約300 MWに達した。

300 MWの出力を得た条件で，コルゲート終端から240 mmの位置に半径28 mmのアクリル板を挿入した。数発の運転の後，アクリル表面上流側に図3.32に示すような放電跡を観測した。放電跡は放射状で，半径20 mm付近から同心円状に導波管壁に向かっている。アクリル板を挿入したところの導波管径30 mmでのTM_{01}モードでの電場の最大位置は15 mmであり，電場のパターンとほぼ一致している。また，電磁波を遮断すると放電跡は確認できず，電子ビームの衝突跡でないことは確認した。なお，装置下流端にあ

る半径が50mmのアクリルウィンドウにはダメージは見られなかった。

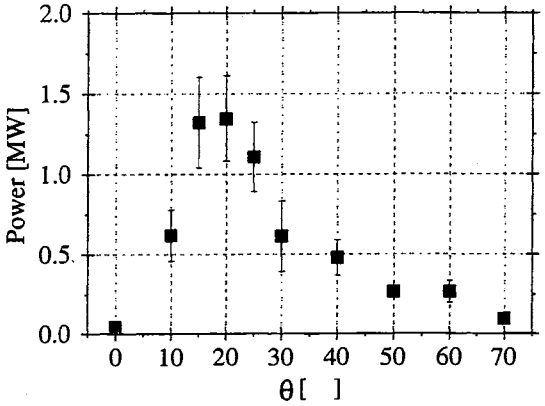


図 3.31: 電磁波出力の角度依存性。

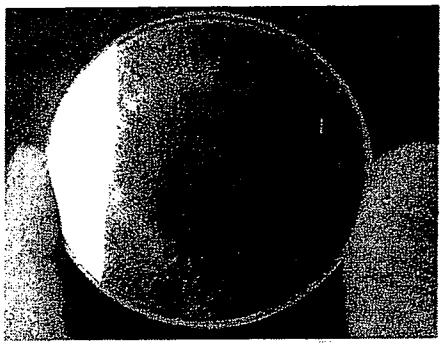


図 3.32: ダメージパターン

シミュレーション結果との比較

先に，実験パラメーターを用いたシミュレーションから，

1. 出力電磁波のパルス幅が入射ビーム幅に比べて短い。
2. 発振周波数スペクトルに鋭い単一のピークが観測される。
3. 発振出力は約0.6 GWの出力と強い。
4. 発振出力はビーム長(電子数)の二乗に比例する。
5. 発振モードはTM_{01}である。

の結果が得られ，放射電磁波は超放射機構によるものと結論した。

この結果を実験結果と比較すると表3.2のようになる。

シミュレーションでは，波形を時間的に9個の時刻でしか設定できず，実験で使用したエネルギー・電流波形を完全には再現できていない。また，工作精度・ビームのアラインメントが結果に大きく影響することは実験中にわかった。これらのことから，現時点ではシミュレーションと実験結果はかなり良い一致を見せていると考えている。

ビーム長を変化させることは実験的には困難である。実験結果では上記特徴の多くがシミュレーション結果と一致した。これらの結果を総合して，実験で得られた電磁波は超放射機構によって発生されたものと結論する。

表 3.2: 実験とシミュレーション結果の比較

	実験	シミュレーション
周波数	約 5 GHz	5GHz
出力	300 MW	600 MW
パルス幅	5 ns	4 ns
モード	TM_{01}	TM_{01}

3.3.6 波形整形された電子ビームからの超放射実験の結果と考察

同軸空洞を用いてエネルギー波形整形を行ない，発生電磁波の比較を行なった結果について述べる。

入射されたエネルギー整形波形

同軸空洞でエネルギー波形整形を行った場合と，行わなかった場合の比較実験では，コルゲート導波管は同軸空洞の下流（図3.33）に設置した。波形整形を行なわない場合の実験は，同軸空洞ギャップ部を金属で塞ぐ事で実現した。この装置では，同軸空洞の長さを調整することで波形整形を行なうが，同軸空洞の長さが変わっても，コルゲート導波管のアノード部からの位置は変化しない様に留意している。電極部，マイクロ波測定部等の装置は前述の実験と同じである。

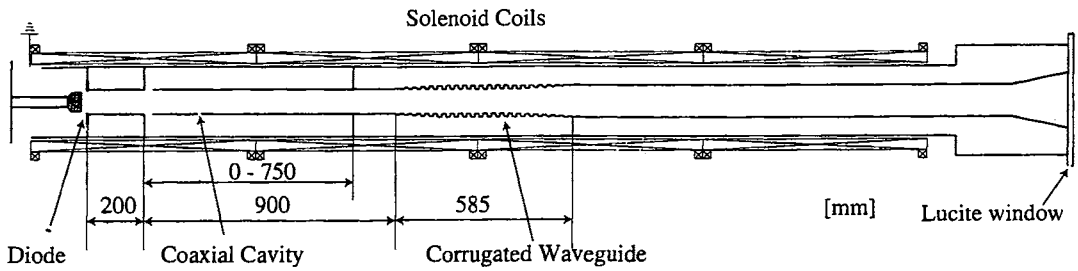


図 3.33: パルス整形効果確認実験。ダイオード下流に同軸空洞を設置，その下流にコルゲート部。

同軸空洞の長さを変えたときのエネルギー波形と電流波形の変化の様子を図3.34と3.35に示す。前半で述べた，波形整形実験とはビーム径が異なっている。しかし，同軸空洞の効果は明らかで，同軸空洞長によりエネルギーの時間的発展は変化を受けている。ここで，電流波形に見られるリンギングは測定装置の回路によるもので，残念ながらこの影響を除去することはできなかった。ここでは，平均部分を見て，電流波形は同軸空洞長が変

わってもほぼ変化していないと判断する。

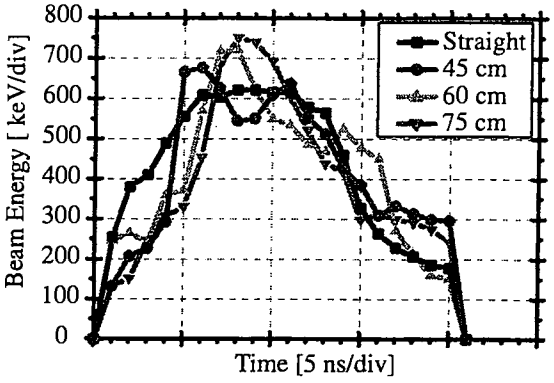


図 3.34: 同軸空洞長によるエネルギー波形の変化

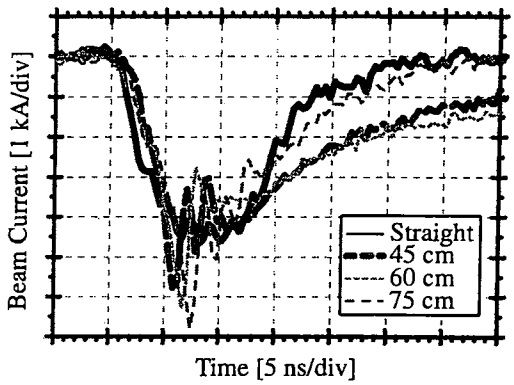


図 3.35: 電流波形

発振周波数とパルス幅，放射パターン

同軸空洞長を変化させて電磁波出力を観察した。その結果，周波数に関しては前と同様に，DC-4 GHz のローパスフィルターからの出力が無く，5-8 GHz の出力がほぼ同じであり，発生周波数は約 5 GHz とみなせる。パルス幅に関しては，図 3.36 に見るように空洞の有無にかかわらずほぼ 5 ns と短い。また，放射パターンはいずれの空洞長の場合もドーナツ状であった。これらのことから，同軸空洞によりエネルギー波形を整形して発生される電磁波も超放射機構によるものと判定する。

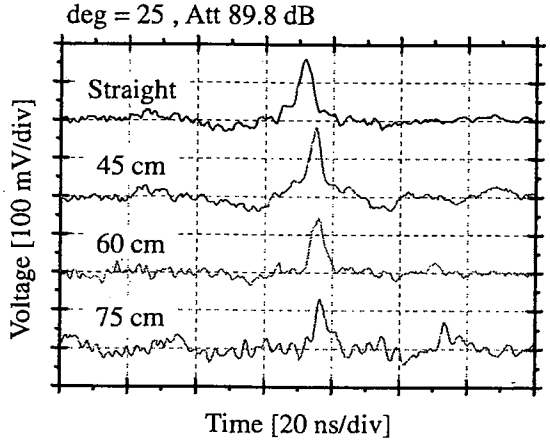


図 3.36: 空洞長に対応した電磁波出力波形

この実験と，同軸空洞をおかずにコルゲート管をアノード直後に設置した場合の電磁波の違いは出力に見られた。直後におかれた実験と比べて出力は約3分の2であった。これは，経験から装置の延長に伴うビームアラインメントの難しさに起因しているものと考えている。

エネルギー波形整形と電磁波出力

空洞長を変化させたときの電磁波出力の角度分布を図3.37に示す。角度約25度の位置にピークを持ち，出力分布自体は相似形をしている。これは放射パターンに変化が無かった事実と一致し，すべての場合においてTM_{01}モードの放射が起きていると考えられる。

空洞を用いたことによる出力増大の効果は空洞長45 cmのときに見られており，この場合どの角度においても電磁波出力は大きい。それ以外の空洞長においては残念ながら，電磁波出力増大の効果は見られなかった。

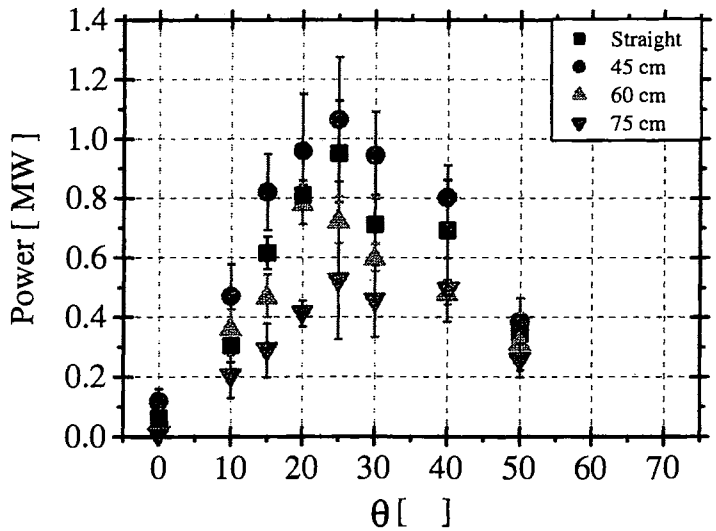


図 3.37: 各空洞長のときの電磁波出力の角度分布

上のグラフを積分し，総出力と空洞長の関係を示したものが図3.38である。空洞のない場合に比べ空洞長45 cmのときに出力が約20 %上昇している。それ以外の空洞長では出力はむしろ低下している。これらのことから，エネルギー波形を変形し適当な整形を行なうことにより，超放射出力を増大させる可能性は検証できたと考える。

今回は時間的に電流波形整形の実験を行なうことはできなかったが，これと組み合わせることにより，超放射出力の増大ー効率向上の可能性は更に残されている。

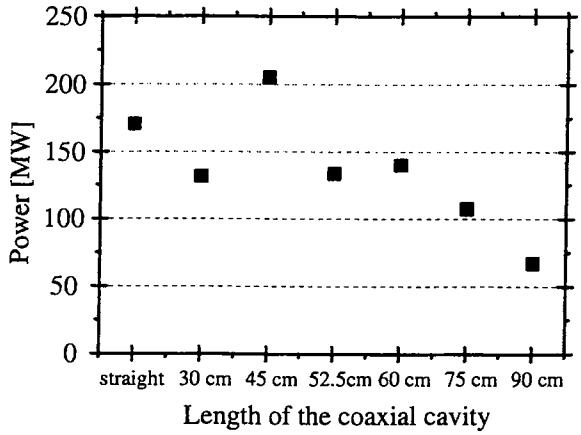


図 3.38: 空洞長に対応した電磁波総出力

3.3.7 超放射実験のまとめ

これまでの超放射実験に関して以下のことが結論される。

- コルゲート型導波管を用いて，550 keV，5 kA, 12 ns の電子ビームから，300 MW, 5 GHz，5 ns の電磁波出力を得た。
- PIC コード KARAT を用いたシミュレーションの結果から，この電磁波発生機構は超放射によるものと判定できる。
- エネルギー波形整形により，超放射出力は変化した。整形前に比べ出力が約 20% 増加する場合も観測した。

以上のことから，適切に整形されたエネルギー・電流波形を用いれば超放射効率増大は可能であると考える。

3.4 結論

大強度電子ビームのエネルギー・電流の時間的変化は，電極部のプラズマの成長に支配されその制御は不可能であった。

本研究では，伝播路中に設置された同軸空洞を用いることでエネルギーの時間的変化を制御する事が可能であることが明らかになった。その原理は自動加速のものと同じで，入射ビームの波形パラメーターを用いて，伝送線理論に基づく計算式から，変形後の波形を予想することができる。ここでは，同軸空洞の長さを調整することで，エネルギーの時間的変化を調整したが，更に，同軸空洞系，空洞形状等の変化を加えれば調整範囲は更に広まると考えられる。

更に，同じく伝播路中に大口径空洞を設置することで，ビーム電流の時間的発展の制御が可能であることを示した。基本的には空間電荷制限電流の理論の応用である。大口径空洞長を変化させることで連続的な変化が可能であることを示した。

コルゲート型導波管に関しては，PIC シミュレーションコード KARAT を用い，入念な設計を行なった。その結果，実験に用いるパラメーターを模擬した電子ビームをこのコルゲート管に入射したとき，周波数が 5 GHz と単一で，パルス幅が 4 ns と入射ビームのパルス幅に比し短く，出力が 600 MW と強い電磁波の放射が予想された。更に，ビーム長を変化させ，その出力依存性を確認したところ，出力はビーム長の二乗に比例するという結果を得た。ビーム長は電子数を示す。この電子数の出力依存性は正に超放射の特徴を示すものである。

電磁波放射実験の結果として，整形前の 550 keV，5 kA, 12 ns の電子ビームから，300 MW，5 GHz，5 ns の電磁波出力を得た。この実験データは，周波数，パルス幅，発振モード，出力がほぼ上記超放射のシミュレーション結果と一致した。従って，われわれは，コルゲート型導波管を用いて 5 GHz の超放射を得たと結論する。

波形整形された電子ビームからの電磁波放射実験に関しては，同軸空洞を用いてエネルギー波形整形された電子ビームからの電磁波放射を観測した。その結果，同軸空洞長 45 cm のときに同軸空洞を用いない場合より 20 % 出力が増大した。それ以外の 60，75，90 cm の空洞を用いた場合の電磁波出力は減少している。この結果は，エネルギー波形の時間的発展の形状に，超放射出力を増大させる最適な形状がある事を示すものであると考える。今後，整形された電流波形の影響も含めて検証を進める価値のあるものといえる。

3.5 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前期課程の大学院生であった栗原一晃君，白坂治樹君，西口高志君，石端啓一君，山本堅正君，冨澤成君，博士前期課程の大学院生，中嶋礼滋君，大沢聡洋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。

3.6 参考文献

[1] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova,"Experimental observation of cyclotron superradiance under group synchronism conditions", Sov. Tech Phys. Lett., vol. 15, pp. 573–574, 1989.
[2] N.S.Ginzburg, I.V.Zotova, A.S.Sergeev, " Cyclotron superradiance of a moving electron bunch under group synchronization conditions", JETP Letters, vol.60, no.7, pp.513-517, 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, "Superradiance of short electron pulses in waveguides", 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, 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, "Experimental observation of cyclotron superradiance under group synchronism conditions", Phys. Rev. Lett., vol. 78, no. 12, pp. 2365–2368, 1997.
[5] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, "Theory of the undulator superradiance of an electron beam pulse in the group synchronism regime", Sov. Tech. Phys. Lett., vol. 25, No. 4, pp. 296-299, 1999.
[6] V.G.Shpak, M.I.Yalandin, N.S.Ginzburg, e.a. "A new source of ultrashort microwave pulses based on the effect of superradiance of subnanosecond electron bunches", Doklady Phys. RAS, vol.44, p.143, 1999.
[7] N.S.Ginzburg, Yu.V.Novozhilova, I.V.Zotova, e.a. "Generation of powerfull subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime". Phys.Rev. E, vol.60, no.3, pp.3297-3304, 1999.
[8] N.S.Ginzburg, I.V.Zotova, R.M.Rozental, A.S.Sergeev, M.Kamada, K.Kurihara, H.Shirasaka, R.Ando, K.Kamada. Increasing superradiant pulse peak power by using electron energy chirp. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A, vol.A507, pp.61-64, 2003.
[9] N.S.Ginzburg, R.M.Rozental, A.S.Sergeev, I.V.Zotova, M.Kamada, K.Kurihara, H.Shirasaka, R.Ando, K.Kamada Optimization of electron bunch profile for increasing peak power of superradiance pulses, Opt.Comm., vol.231, no.1-6, pp.303-308, 2004.
[10] A. Septier (edited), Applied Charged Optics (Academic Press, 1983).
[11] K. Kamada, D. Hasegawa, H. Igarashi, T. Kusunoki, C.Y. Lee, H. Koguchi, R. Ando and M. Masuzaki, "Multi-Stage Autoacceleration of an Intense Relativistic Electron Beam, "Proc. 11th International Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, pp. 351-354, 1996.
[12] K. Kamada, D. Hasegawa, K. Shimizu, R. Ando and M. Masuzaki, "Two-stage autoacceleration using decreasing length cavities", IEEE trans. Plasma Sci., Vol. 27, pp.

1609-1610, 1999.
[13] 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.
[14] 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.
[15] M. Kamada, R. Ando N. S. Ginzburg and K. Kamada, "Multi-stage automodulation using decreasing length cavities", IEEE trans. Plasma Sci.,Vol. 31 297-299, 2003.
[16] 小椋一夫，湯上登，鎌田啓一，東口武史，講座「プラズマ利用ミリ波・サブミリ波帯パルス電磁波放射入門」，プラズマ・核融合学会誌，　2,3,4月号, 2003.
[17] R. H. Dicke, Phys. Rev. vol. 93, p. 99,1954.
[18] L. N. Kazanskii, A. V. Kisletsov and A. N. Lebedev, "Selfacceleration in intense electron beams", At. Energ., vol. 30, no. 1, pp. 30–34, 1971.
[19] I. A. Grishaev and A. M. Shenderovich, "Acceleration by interruption of an intense electron beam", Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 17, no. 11, pp. 1871–1873, 1973.
[20] M. Friedman, "Autoacceleration of an intense relativistic electron beam", Phys. Rev. Lett., vol. 31, no. 18, pp. 1107–1110, 1973.
[21] M. Friedman, "Autoacceleration of high power electron beams", Appl. Phys. Lett., vol. 41, no. 5, pp. 419–421, 1982.
[22] M. Friedman, Appl. Phys. Lett., **41**, 419, (1982).
[23] M. Friedman, V. Serlin, A. Drobot and L. Seftor,"Self-modulation of an intense relativistic electron beam", J. A ppl. Phys., vol. 56, pp. 2459–2474, 1984.
[24] H. H. Seliger, "Transmission of positrons and electrons", Phys. Rev., vol. 100, no. 15, pp. 1029–1037, 1955.
[25] V. P. Tarakanov,"Users Manual for Code KARAT" ver. 7.09, (1999).