

放射線医学総合研究所



801999035

NIRS-M-135

HIMAC-024

1998 年度
粒子線がん治療用加速器に関する
共同研究報告書

1999 年 12 月



放射線医学総合研究所

〒263-8555 千葉県稲毛区穴川 4-9-1

まえがき

HIMAC での臨床試行も 5 年が過ぎ、臨床試行研究は勿論、共同利用研究も順調に進展し、その成果が挙がりつつある。

しかしながら、HIMAC の加速器システムを更に高精度、高効率化し、臨床試行や共同利用研究を一層発展させるためには、加速器の研究・開発を広く深く行う努力を続けなければならない。また、粒子線がん治療は国内外でも注目を集め、新たな計画が提案され、その幾つかは建設が開始されている。このような状況で、粒子線がん治療のための加速器に関する開発・研究は、放医研に留まらず全国で進めて行くべき課題の一つである。このような観点から、'96 年度より、放医研と所外の大学や研究機関との”粒子線がん治療加速器”に関する共同研究を開始した。

'98 年度粒子線がん治療加速器に関する共同研究の報告会は、'98 年 12 月 21 日に放医研・重粒子治療推進棟にて開催され、イオン源・入射器からシンクロトロンやガントリー、がん診断用電子蓄積リングに至るまで加速器全般にわたる 32 件の研究発表が行われ、活発な議論がなされた。

本報告書は、'98 年度の共同研究の進捗状況と来年度の研究計画について発表戴いたものをまとめたものである。今後もこの共同研究を継続し、この分野を発展させるために、本報告書が少しでも寄与できれば幸いである。

'98 年 12 月 21 日

研究会幹事
野田耕司
山田 聰

平成10年度粒子線がん治療加速器に関する共同研究

日時 '98年12月21日(月) 10:00~18:30
場所 放医研 重粒子治療推進棟 セミナー室

目次

シンクロトロン加速器用電磁石電源の高性能化に関する研究 天沼克之、熊田雅之、松本啓、久保宏	1
小型 ECR イオン源(NANOGAN)を用いた不安定同位元素ビームの オンライン生成・再加速計画 松多健策、南園忠則、福田光順、三原基嗣、北川敦志、服部俊幸	13
粒子線がん治療用加速器に関する共同研究 佐藤健次	20
高周波四極電場を用いた遅いビーム取り出し 大木俊征、持箸晃、二宮史郎、野田耕司、佐藤健次	31
無同調 cavity 3 倍高調波の位相とビーム電流 田村仁志、利沢隆人、持箸晃、大木俊征、千葉好明、二宮史郎、 佐藤耕輔、森井保次、佐藤健次	45
高性能四極電磁石の開発研究(進捗状況)とその他の話題 二宮史郎、中曾聡、大石忠宏、田浦裕樹、高橋豊、木林満、 野田耕司、佐藤健次	55
R F イオンガイド法の開発 和田道治	72
平成10年度共同研究報告及び平成11年度 新規共同研究課題提案 森義治、町田慎二、大森千広、山本昌亘、上杉智教、藤枝美穂、村松良作、 木場紀世美、佐藤康夫、上野隆一、野田耕司、金澤光隆、山田聰	81
ストリークカメラを用いた R I (重イオン) 速度測定システム 門叶冬樹、森本幸司、谷畑勇夫、山田聰、西村美月、加藤俊幸	135

短寿命核半減期測定装置の開発 森本幸司、門叶冬樹、谷畑勇夫、山田聰	147
電子蓄積リング（KSR）の開発とレーザーアンジュレーター放射光の 基礎研究 野田章、井上信、岩下芳久、白井敏之、森田昭夫、金澤光隆、 熊田雅之、取越正己、野田耕司、山田聰、中島一久、小方厚	149
八極電磁石によるビームプロファイルの平坦化 浦壁恵理子、秋山浩、井上信、岩下芳久、梅澤真澄、金澤光隆、 白井敏之、田所昌宏、取越正己、野田章、野田耕司、乗峯哲郎、 平本和夫、藤田雄三、森田昭夫	160
リニアックによる高輝度電子ビームの生成及び エネルギー回収 岩下芳久	171
炭素膜上への炭素ビルドアップ制御法の開発 菅井勲、小柳津充広、川上宏金、武田泰弘、服部俊幸、川崎克則、 林崎規託、松井信二郎	180
レーザーとプラズマによる陽子加速 小方厚	195
スーパーキャビティによるレーザー強度増幅の基礎実験 飯沼昌隆	208
静電型卓上シンクロトロン の基礎研究 田辺徹美、千田勝久、野田耕司、渡辺郁男、鈴木英範	215
酸素分子シートビーム製造装置の開発（1） 藤田雄三、橋本義徳、森本照久、藤沢高志、及川永、大林哲朗、 盛永篤朗、小石裕之、滝慶行、佐藤幸夫、本間壽廣、野田耕司、山田聰	222
酸素分子シートビームのためのフォーカスマグネット 橋本義徳、藤田雄三、森本照久、藤沢高志、盛永篤朗、小石裕之、 滝慶行、及川永、大林哲朗、佐藤幸夫、本間壽廣、野田耕司、山田聰	230
酸素分子シートビームのためのレーザー測定装置	238

小石裕之、滝慶行、盛永篤朗、佐藤幸夫、本間壽廣、野田耕司、山田聰、
藤沢高志、及川永、大林哲朗、藤田雄三、橋本義徳、森本照久

ガン治療用入射重イオン IH 型線形加速器の研究 245
服部俊幸

確率冷却装置のピックアップの R & D 263
稲辺尚人、若杉昌徳、片山武司、金澤光隆

シンクロトロン加速器用電磁石電源の高性能化に関する研究

天沼克之^a, 熊田雅之^b, 松本 啓^c, 久保 宏^d

^a千葉大学工学部, ^b放射線医学総合研究所, ^c獨協大, ^d日立製作所

1. 研究背景

IGBTなどの新しい大容量半導体スイッチング素子の実用化に伴って, 加速器の電磁石励磁用直流電源はサイリスタ整流電源からスイッチモード電源に代わりつつある。とくに, スwitchモード電源のうち, 共振回路を利用した零電圧スイッチング(ZVS)または零電流スイッチング(ZCS)方式の電源はソフトスイッチング電源と呼ばれ, 小形, 低損失, 低雑音という優れた特徴をもち, すでに外国では, 加速器用電源として実用化に向かいつつある。

一方, PWMコンバータは, 従来のDC-DCコンバータと異なり, サイリスタ整流電源と同様に, 交流電力を直接直流電力に変換する装置であるが, さらに, 変換器の交流側の力率と高調波も同時に補償できる特徴がある。従って, PWMコンバータのみよって加速器用電源を構成することも可能のように思われる。しかし, 加速器ではパターン運転を行うので, 直流出力電流または電圧を広範囲にしかも高精度に変化させる必要があるが, PWMコンバータでは, とくに, 低電流を正確に制御することは非常に困難である。そこで, 出力電圧一定の電圧形PWMコンバータの出力にパッシブフィルタを接続してキャリアリプルを充分除去した後, 縦続接続されたチョッパによって負荷電流を広範囲にかつ高精度に制御する電源が製作されている⁽¹⁾。この電源の改善すべき点は, チョッパのスイッチング時にスイッチング損失と有害な雑音を発生することである。

そこで, PWMコンバータと前述のソフトスイッチング電源を組み合わせた加速器用電源を製作し, チョッパ方式の問題点を改善することを提案する。

2. 研究課題

2.1 ソフトスイッチング電源の性能評価

電圧型PWMコンバータに零電圧スイッチング方式(ZVS)のソフトスイッチング電源を接続した加速器用励磁電源を製作し, サイリスタ電源では限界とされているトラッキング性能や低出力リプルを超える高性能化を実現する。なお, ソフトスイッチング電源は, わが国では, 現在, 数十アンペア程度の小容量の電源しか開発されておらず, 大出力化への試みは意義がある。

試作電源の仕様は以下の通りである。

出力電流, 出力電圧: 1000A, 10V程度

入力電圧: 200V

電源方式: 電圧型PWMコンバータ+ソフトスイッチング電源。使用素子はIGBT

トラッキング目標: 電源単独にて10のマイナス4乗程度

制御方式: デジタル制御方式

2.2 デジタル制御方式の採用

従来のサイリスタ整流電源の制御装置はアナログ制御に基づいて構成されていた。しかし, 今回提案する電源は構成が複雑であり, また, 高性能化を図り, 制御条件の変更を容易にするなどを考慮すると, デジタル制御方式を採用することが好ましい。さらに, スwitchング周波数を高くして, 電源の小形化と低損失化を図るには, 制御則の高速演算が必要になる。このため, 演算素子としてDSP (Digital Signal Processor)を使用すると共に, そのソフトウェアの開発も必要になる。

ソフトスイッチング電源は, 先にも述べたように, LC回路の共振特性を利用してスイッチングを行うものなので, 出力電流はスイッチング周波数を制御することによって調整される。サイリスタ整流電源の位相角制御やチョッパ電源の周波数一定のパルス幅制御などと異なり, 制御限界を生じ, 制御方法が容易でないことも予想される。これらの問題点を克服することが主な研究課題である。

2.3 システム設計の高能率化

ソフトスイッチング電源の制御系の設計は基本的には制御系の設計に必要な全てのソフトウェアを備えたMATLABに基づいて行う。DSPを使用したデジタル信号処理技術は単にアルゴリズム・処理・設計といった技術だけでなく, プログラミングやコンピュータのハードウェア技術など総合的な知識の把握が必要である。これを1人の技術者が行うには, 膨大な時間と労力が欠かせない。最近, システム設計の高能率化を図るために, 技術の分担化が行われるようになった。すなわち, 制御系の設計とシミュレーションはMATLABのToolboxであるControl SystemやSimulinkを用いて行い, Simulinkのブロック線図からDSPを駆動するのに必要なCコードを生成したり, Cコードをコンパイル/リンクして実行可能なプログラムを作成するのは Real-Time WorkShopを用いて行う。さらに, DSPボードからの入出力信号のモニタリングやデータロギングはMATLAB対応ライブラリ(最近, こ

のソフトウェアとDSPボードが市販されるようになった)を用いて行う。この様なソフトウェアを使用すれば、複雑なDSPのプログラミングに要する労力が大幅に軽減される。

また、解析的なアプローチによる制御対象のモデル化が容易でない場合、実験的なアプローチによる制御対象のモデル化が可能である。これはシステム同定と呼ばれ、MATLABのToolboxであるSystem identification toolboxを用いればモデル化が可能である。

この様に、最近急速な進歩を遂げているシステム設計のためのソフトウェアを使用すれば、能率的な電源の制御系の設計・製作が可能となる。ただし、スイッチング電源の場合のように、高速な実時間動作を保証するためには、幾つかの改善すべき点が残されており、その解決を研究課題として取り上げる。

2.4 ソフトスイッチング電源の応用

大強度シンクロトロン用電磁石励磁電源は10Hz～50Hzの速い繰り返しパターンが要求される。この種の電源は電源容量の増大を考慮して、共振回路を利用したものが採用されている。今回提案するソフトスイッチング電源は従来の低い繰り返しパターンだけでなく、10Hz程度の速い繰り返しパターンへ発展させることも将来的な課題として考えられる。

3. 電源システムの概要

3.1 ソフトスイッチング電源の基本動作

図1はソフトスイッチング電源の一例として取り上げた電圧全波共振形降圧コンバータ⁽²⁾ (full wave voltage-mode resonant buck converter)と呼ばれるものである。C_r, L_rは共振用コンデンサとインダクタ、D_p, D_c, D_fはそれぞれFETの寄生ダイオード、逆電流阻止用ダイオードおよび環流ダイオードである。また、L₀およびC₀は平滑用インダクタとコンデンサ、そしてR₀は負荷抵抗である。また、図2はこの回路の動作波形を示し、V_{gs}, v_c, i_L, i_{ds}はそれぞれFETのゲート信号電圧、コンデンサC_rの端子電圧、インダクタi_Lの電流、そしてFETのドレイン電流である。t=0でV_{gs}=0にすると、スイッチ(FET)がオフになり、コンデンサC_rはV_i, L_r, C_rおよび負荷回路を通して充電される。負荷回路はL₀が大きいので負荷電流I₀の電流源と考えられ、i_L=I₀が成立する。t=T₁において、v_c=V_iになると、D_fは順バイアスされて導通し、V_i, L_r, C_rからなる共振回路が構成され、T₁～T₂間のv_c, i_Lは共に正弦波状に変化する。この時の共振角周波数は $\omega_n = 1/\sqrt{L_r C_r}$ である。逆阻止ダイオードD_pの挿入によってv_cに負電圧が生じることが半波形と異なる場所である。時刻T₂よりも少し前にゲート電

圧V_{gs}を加えると、T₂以降、FETは正バイアスされるのでターンオンし、v_c=0となりFETに順方向電流が流れ始める。すなわち、零電圧スイッチングが行われる。区間T₂～T₃はV_i, L_r, D_pからなる回路を通して、i_Lは直線的に上昇し、t=T₃で負荷電流I₀はすべてFETスイッチを通して供給される。区間T₁～T₂がほぼ共振周期T_n=2π/ω_nに等しく、この区間の入力電流i_Lの平均値は零である。従って、スイッチング周期T_sの入力電流の平均値I_Lは(1)式で与えられる。

$$I_L = I_0(T_s - T_n)/T_s = I_0(1 - f_s/f_n) \quad (1)$$

入出力電力が等しくV_iI_L=V₀I₀とすると、

$$V_0/V_i = I_L/I_0 = 1 - f_s/f_n \quad (2)$$

f_sは一定であるので、スイッチング周波数f_sをかえることにより、FETのオン時間を制御して出力電圧(電流)を調整することができる。

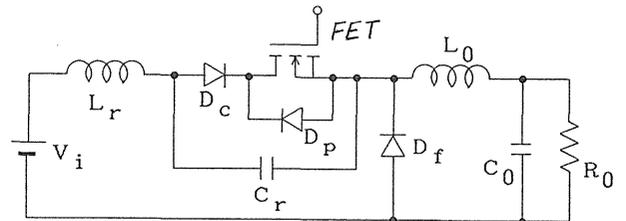


図1 電圧全波共振形降圧コンバータの基本構成

3.2 電源の構成

電圧形PWMコンバータ部は図3に示す構成⁽²⁾になっており、交流側の無効電力と高調波電流を抑制する。ソフトスイッチング電源部は基本回路(図1参照)、ハーフブリッジ回路、フルブリッジ回路のいずれかの回路で構成し、かつ出力リップルを低減するために多重並列接続にする。

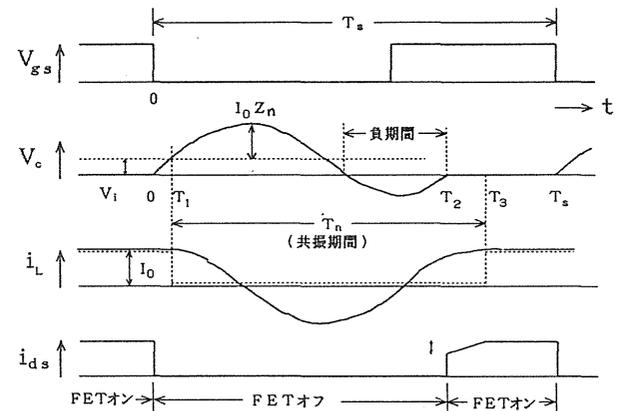


図2 動作波形

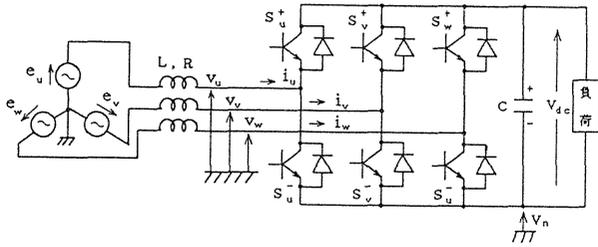


図3 電圧形PWMコンバータの構成

3.3 制御系設計の能率化

制御系設計用CADであるCACSD(Computer Aided Control System Design)の急速な発展によって、図4に示すように、制御対象の数式モデルからシミュレーションや補償器の設計が容易になってきている。そのためには、厳密なモデルが求まっていることが前提である。実験的アプローチによる厳密モデルの設定はMATLABのSITM (System Identification Tool Box)を使い、同定実験の入出力データとサンプリング時間により容易に求められる。また、デジタル制御系においては、制御則の計算から制御系の運転に必要な演算をDSPによって高速に行われることになるが、MATLABのtool boxの1つであるReal - Time WorkshopとDSPボードを製造したメーカーから提供されるMATLAB 対応ライブラリーを用いれば、設計された制御系をSimulinkを扱うことによってDSPに実装することができる。したがって、C言語やアセンブラの知識をとくに必要としない。

4. これまでの研究経過

4.1 H_∞制御によるサイリスタ整流電源システムの検討

上述の研究課題は平成11年度から開始する予定のものである。平成10年度においては、本文頭書の共同研究者の一部である天沼(千葉大学)、熊田(放医研)の共同研究「加速器用電磁石励磁電源の改良に関する研究」が行われ、現在も継続中である。研究成果の一部はIEEE/Shanghai Subsection/APCCM'1998⁽³⁾で発表された。今回の報告会では、「加速器用電磁石電源の制御法の検討」と題して、研究経過を報告する。

筆者は過去にサイリスタ整流電源のH_∞制御に関する研究を報告した⁽⁴⁾。この研究では、制御系は連続系で設計され、制御装置はアナログ回路で構成されていた。しかし、H_∞制御で設計された補償器は高次のものとなり、これを近似アナログ回路で実現すると、設計通りの結果が得にくい欠点があった。そこで、デジタル制御方式を採用し、制御則の演算はDSPによって行うように変更した。

電源は、図5に示すように、サイリスタ整流電

源と整流リップルを除去するアクティブフィルタで構成されている。H_∞制御器の設計は、まず満たされるべき制御性能、すなわち、外乱抑圧、パラメータ変動に対するロバスト性および目標値への追従性という3つの要求を満たすための一般化プラントを構成しなければならない。

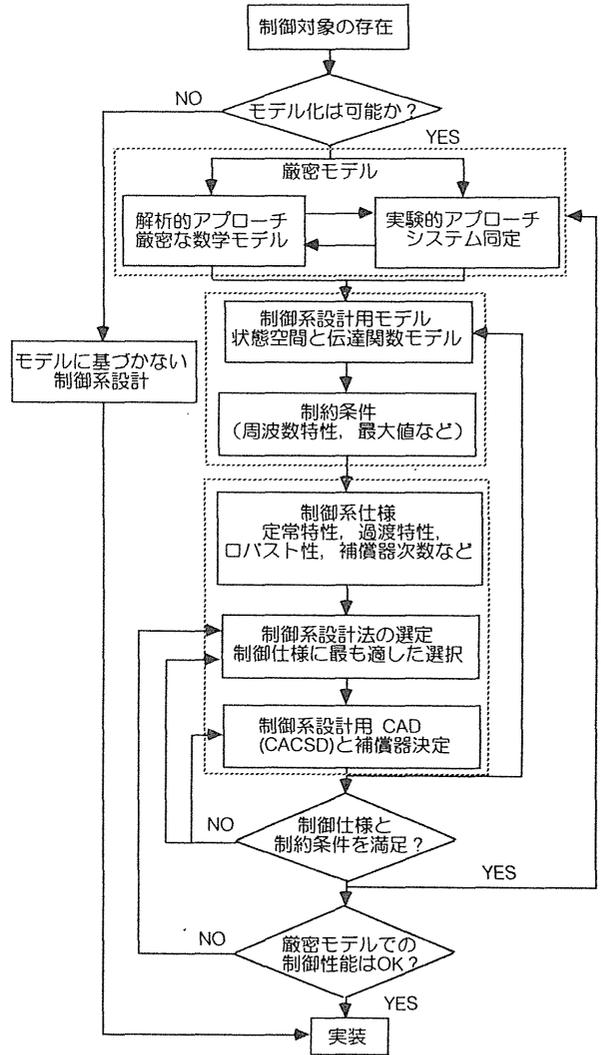


図4 制御系設計の手順

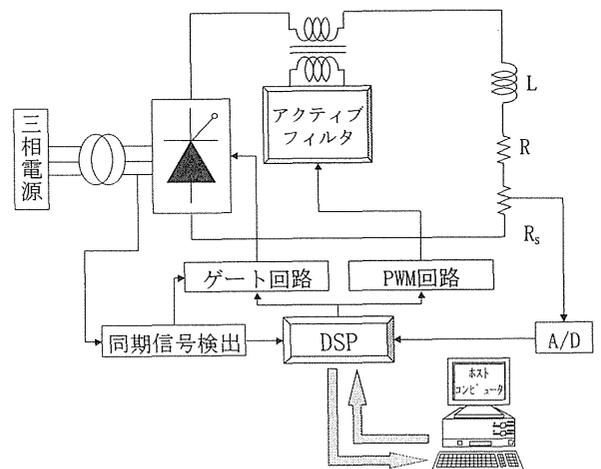
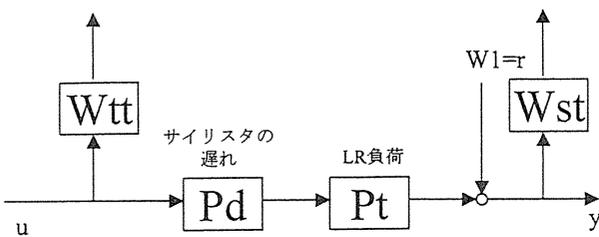


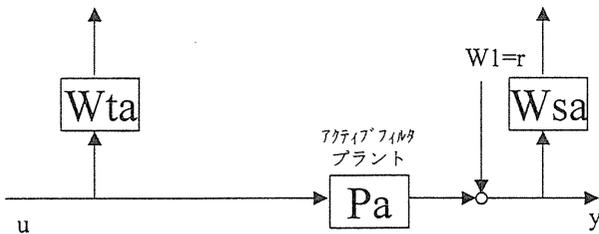
図5 サイリスタ整流電源システムの構成

研究当初、サイリスタ整流回路とアクティブフィルタ回路のコントローラを設計する際、1つの一般化プラントで設計する方法を試みたが、2つの回路の異なる性能要求を同時に満たす設計が非常に困難であることが分かった。そこで、図6に示すように、2つの回路に対応した独立した一般化プラントについて、それぞれのコントローラを設計する方法を採用した。ただし、 W_1 は外乱、 z は制御量、 u は操作量、 y は観測量と呼ばれる。図6(a)において、外乱入力 W_1 がサイリスタ整流回路の目標値 r とすると、 W_{st} は目標値追従誤差 y を小さくするために低周波数領域で大きなゲインをもたせた重み関数である。また、 W_e はパラメータ変動を加法的変動と見なした場合の重み関数で、サイリスタの点弧角が交流電源周期で離散的に制御されるので、高い周波数の制御入力信号に対するサイリスタ整流回路のゲインが不確かになることを考慮して、高周波領域で大きなゲインを持たせている。この場合、 W_1 は目標値ではなく、外乱入力信号と考える。一方、図6(b)において、 W_{sa} は目標値追従性を考慮して低周波領域で高ゲインを持たせ、 W_a はインダクタランスが低周波数領域のゲインの不確かさを加法的変動と見なし、低周波領域で高ゲインの重み関数とした。図7(a)は設計されたサイリスタ整流回路のコントローラの周波数特性、同(b)はアクティブフィルタ回路のコントローラの周波数特性を示す。

図8はアクティブフィルタを併用しないサイリスタ整流電源の目標値応答特性のシミュレーション結果を示す。同図(a)は出力電流応答で、図中の太線は電流リップルを表す。また、同図(b)はフラットトップ部の電流リップル拡大図である。図9はアクティブフィルタを併用したサイリスタ整流電源の

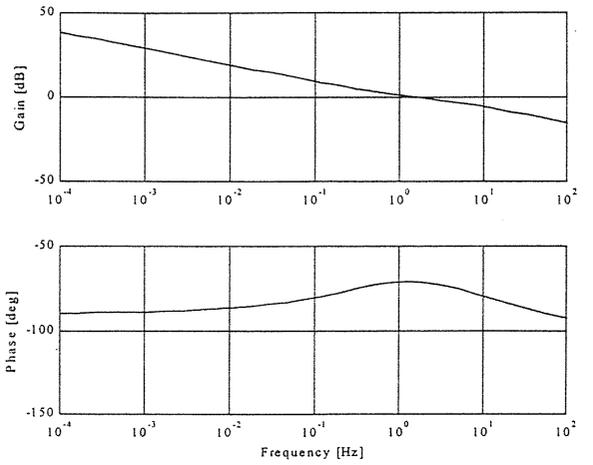


(a) サイリスタ整流回路の一般化プラント

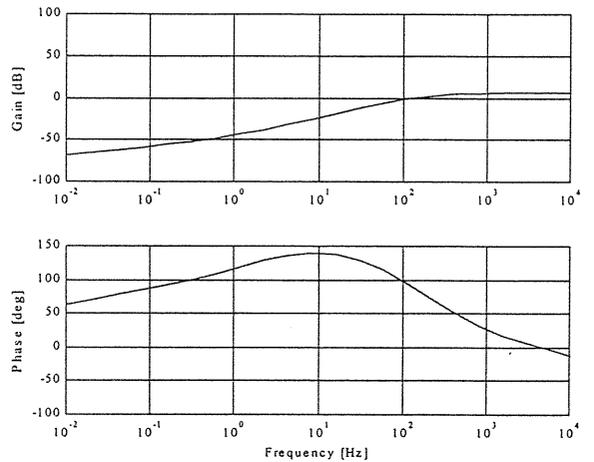


(b) アクティブフィルタの一般化プラント

図6 電源システムの一般化プラント



(a) サイリスタ整流回路のコントローラ



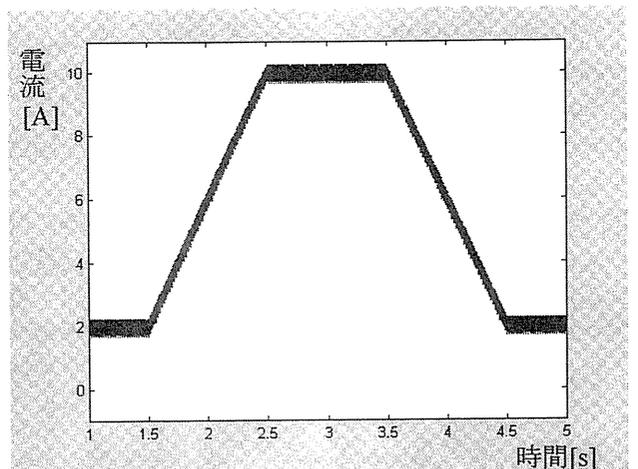
(b) アクティブフィルタのコントローラ

図7 コントローラの周波数特性

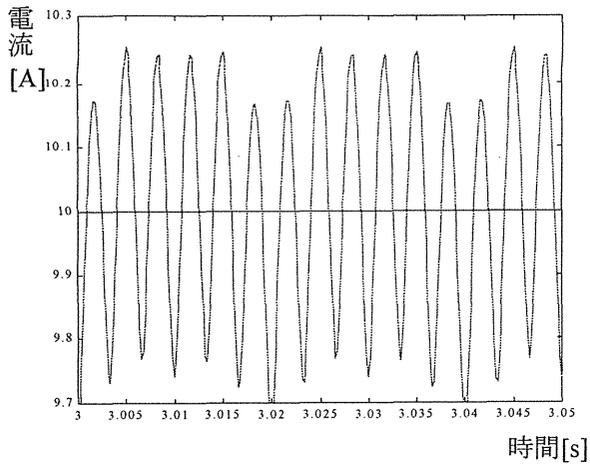
目標値応答特性を示す。図中の(a)、(b)はそれぞれ図8の(a)、(b)と対応している。

4.2 デジタル制御系の問題点

図8と図9を比較すると、アクティブフィルタによるリップルの抑制が効果的に機能していない

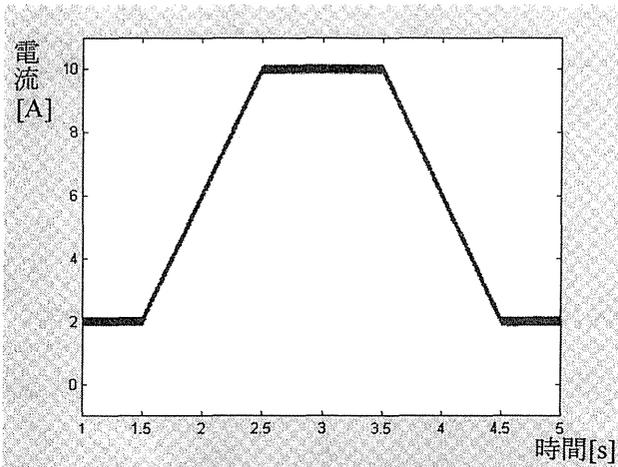


(a) 目標値応答特性

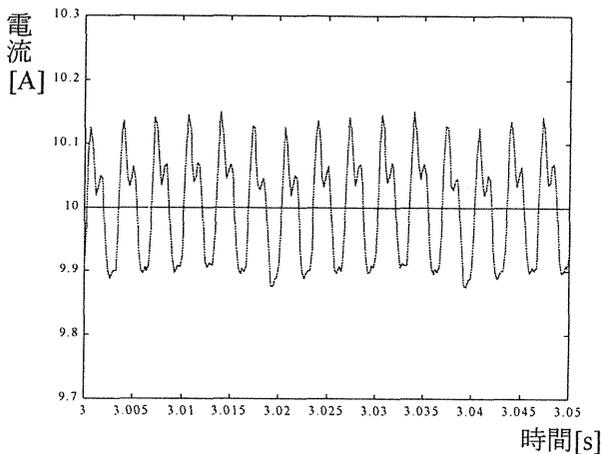


(b) フラットトップ部拡大図

図8 電源目標値応答特性のシミュレーション結果
(アクティブフィルタ無し)



(a) 目標値応答特性



(b) フラットトップ部拡大図

図9 電源目標値応答特性のシミュレーション結果
(アクティブフィルタ有り)

ことが分かる。これはデジタル制御における零次ホルダーによる無駄時間要素に起因している。すなわち、リップルを抑制するには、図6(b)の感度

関数に掛かる重み W_s のゲインを高くし、準相補感度関数に掛かる重み W_u を下げる必要がある。しかし、前述の無駄時間要素による位相遅れのために、制御系が不安定となるので、 W_s と W_u の設定に限界がある。図10は無駄時間とアクティブフィルタのデジタル制御系の安定性との関係を示すナイキスト線図である。遅延時間が0.0002[s](5kHz)の場合は不安定になるが、0.0001[s](10kHz)の場合は安定になる。さらに、無駄時間を考慮しないアナログ制御系では安定性はさらに向上することが分かる。

サンプリング周波数を高く選定すれば、アクティブフィルタによるリップル抑制効果を向上できるが、実際には、制御則を演算するDSPの演算速度によって制限されるので、リップルの低減には限界がある。

実験結果はサンプリング周波数(スイッチング周波数)を5kHzとした場合、図9のシミュレーション結果よりもリップル低減率が劣り、まだ実用の域に到達していない状態であったことを最後に報告しておく。

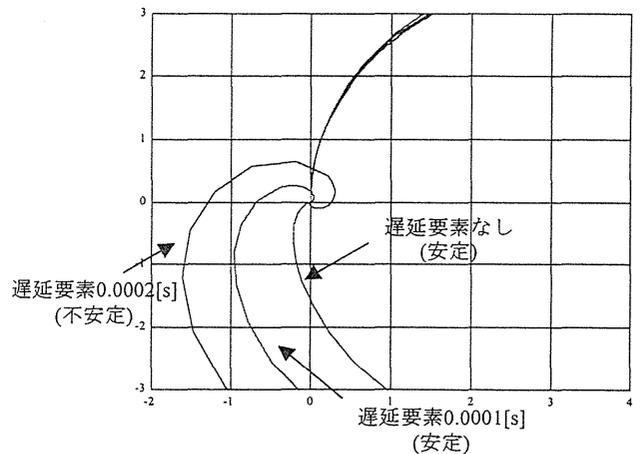


図10 ナイキスト線図

参考文献

- (1) 二宮 保, 他, 共振形コンバータ/基本回路と問題点の対策手法, 電子技術, 1989-3
- (2) 森 義治, 他, IGBT方式シンクロトロン電磁石電源の開発概要, 第3回電源シンポジウム資料
- (3) K.Amanuma, et al, A Design Method of Control System for Magnet-load power Supplies with Active Filter, IEEE/Shanghai Subsection/ APCCM' 1998, pp.122-125
- (4) 天沼克之, サイリスタ整流電源の H_∞ 制御, 第2回加速器電源シンポジウム報告集, pp.73-80

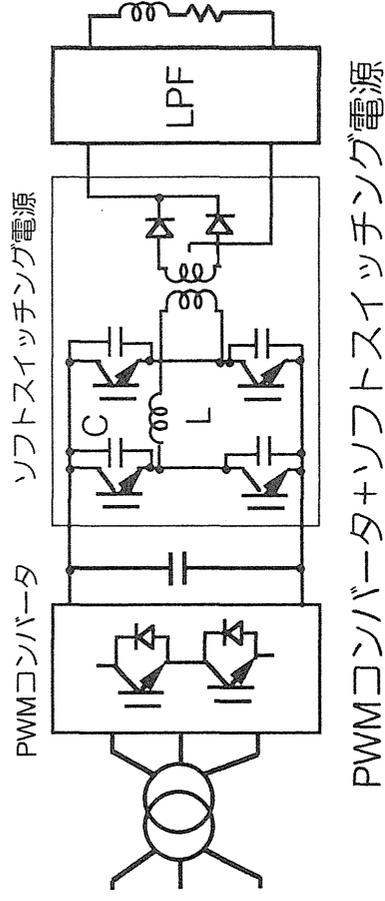
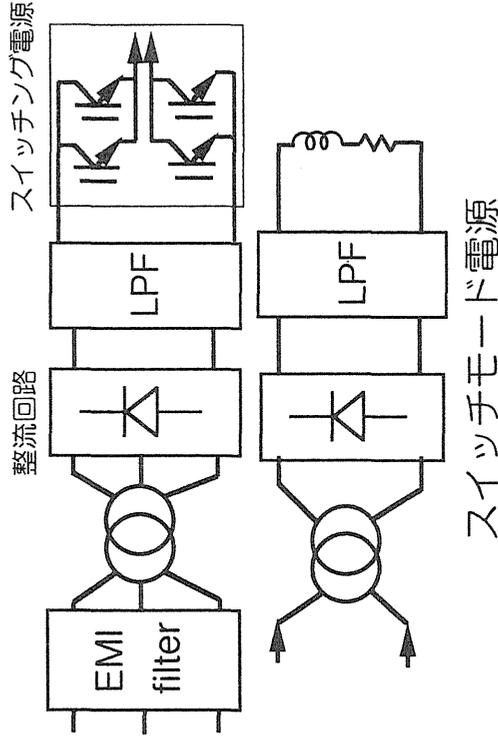
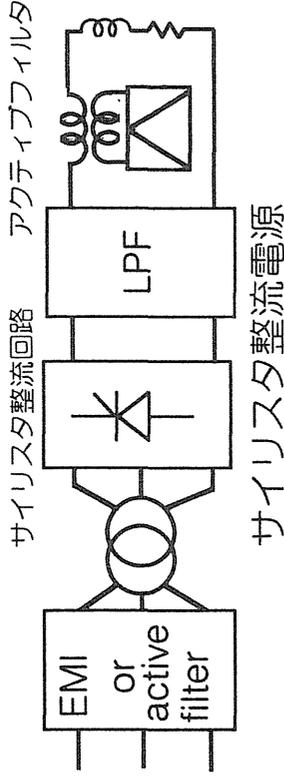
シンクロトロン加速器用電磁石電源の 高性能化に関する研究

天沼克之^a, 熊田雅之^b, 松本 啓^c, 久保 宏^d

^a千葉大学, ^b放医研, ^c獨協大, ^d日立製作所

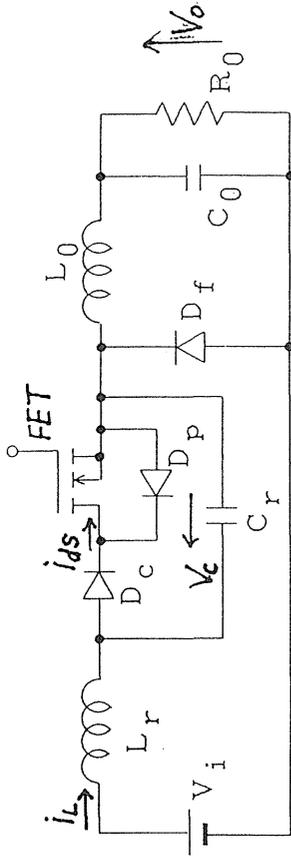
報告内容

1. 研究背景
2. 研究課題
 - 2.1 ソフトスイッチング電源の性能評価
 - 2.2 デジタル制御方式の採用
 - 2.3 システム設計の高能率化
 - 2.4 ソフトスイッチング電源の応用
3. 電源システムの概要
 - 3.1 ソフトスイッチング電源の基本動作
 - 3.2 電源の構成
 - 3.3 ソフトウェアによる制御系設計の能率化
4. これまでの研究経過
 - 4.1 H ∞ 制御によるサイリスタ整流電源の検討
 - 4.2 デジタル制御系の問題点

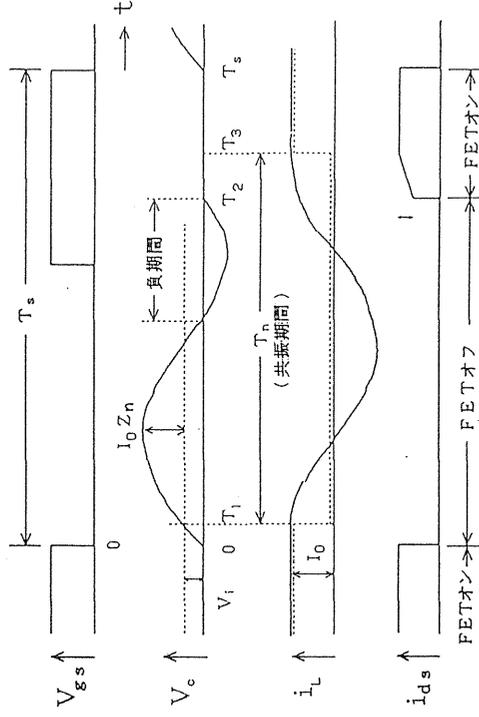


試作電源の仕様

- 出力電流 : 1000A
- 出力電圧 : 10V 程度
- 入力電圧 : 200V
- 電源方式 : ソフトスイッチング方式, 使用素子はIGBTとする
- 出カリプル目標 : 100のマイナス8乗
- トラッキング目標 : 電源単独にて10のマイナス4乗, 同期学習制御は不要とする
- 制御方式 : デジタル制御方式



電圧全波共振形降圧コンバータ



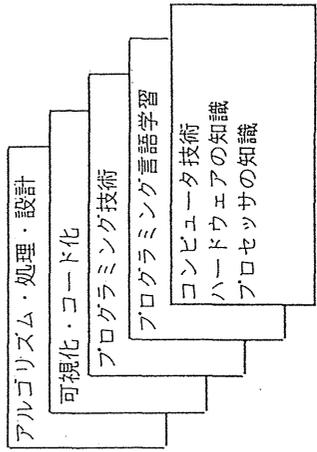
電圧全波共振形降圧コンバータの動作波形

$$I_L = I_0 (T_s - T_n) / T_s = I_0 (1 - f_s / f_n) \quad (1)$$

$$V_i I_L = V_o I_0 \quad (2)$$

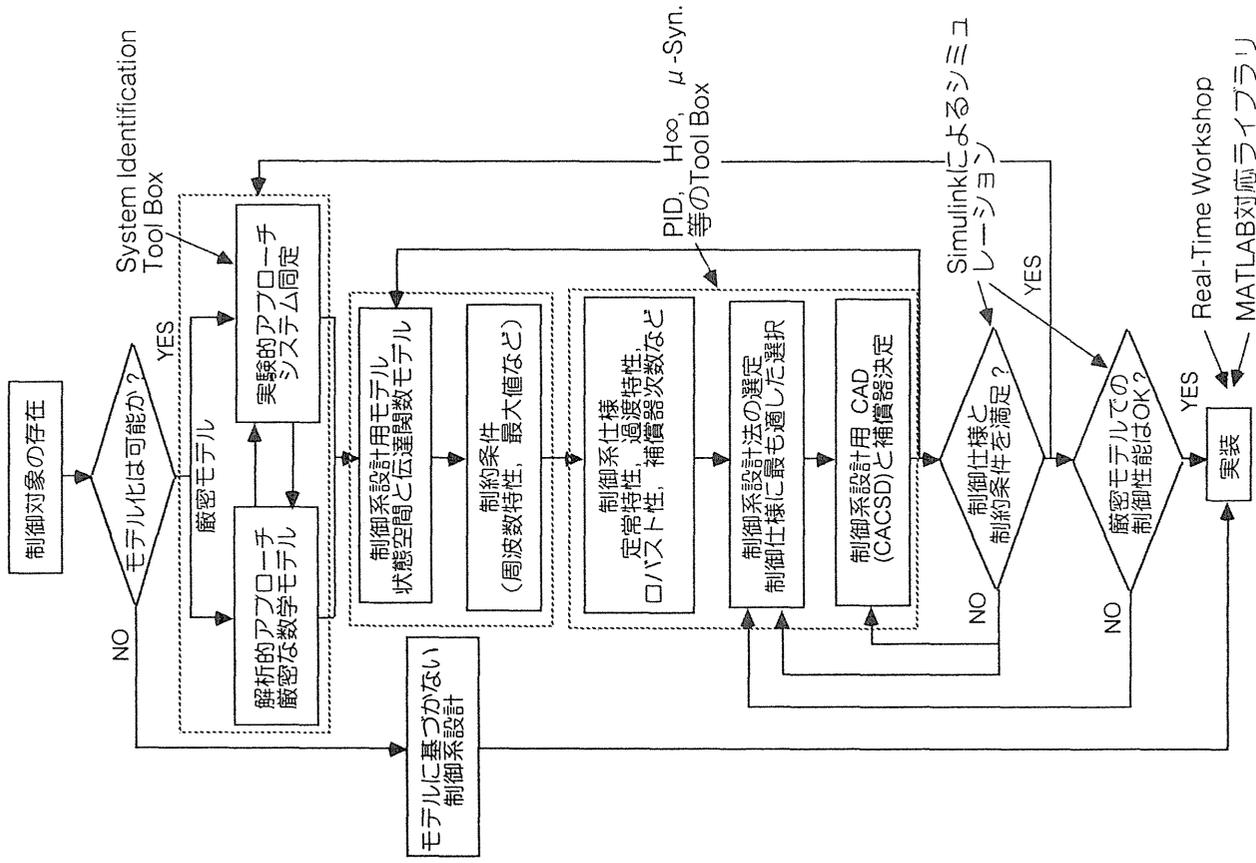
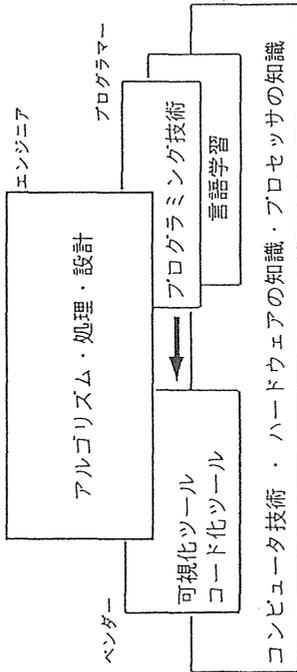
$$V_o / V_i = I_L / I_0 = 1 - f_s / f_n \quad (3)$$

● 1 世代前のデジタル信号処理技術像



● これからのデジタル信号処理技術像

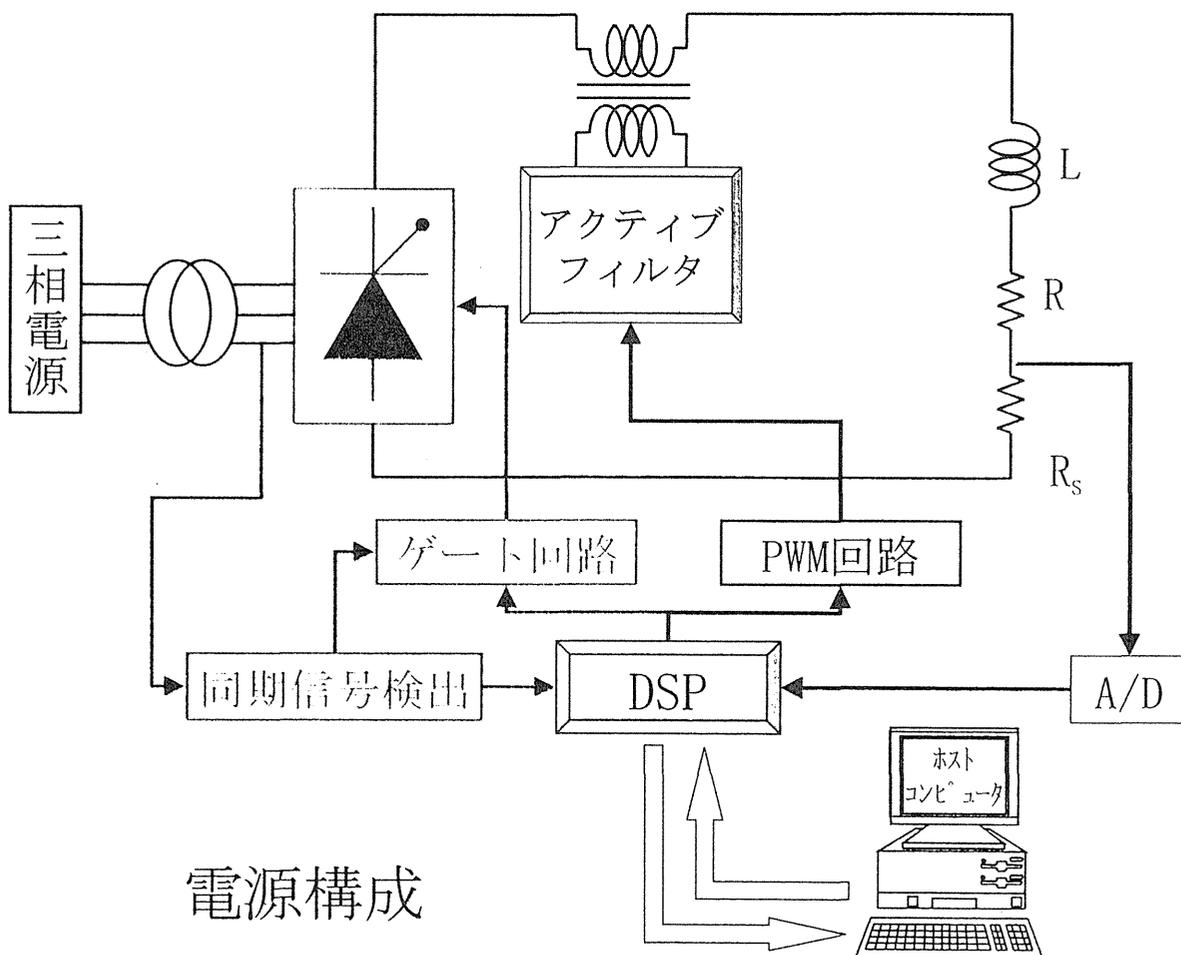
技術者の裾野が広がり、個々のエンジニアが全てを把握するの必要がなくなった。

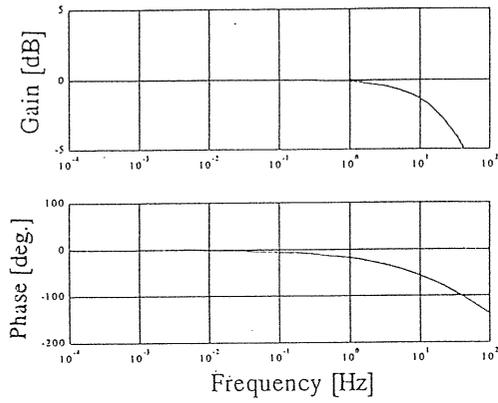


制御設計の手順

共同研究費概算

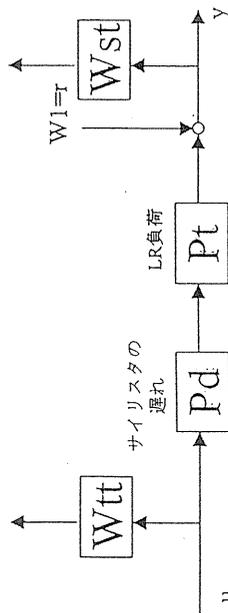
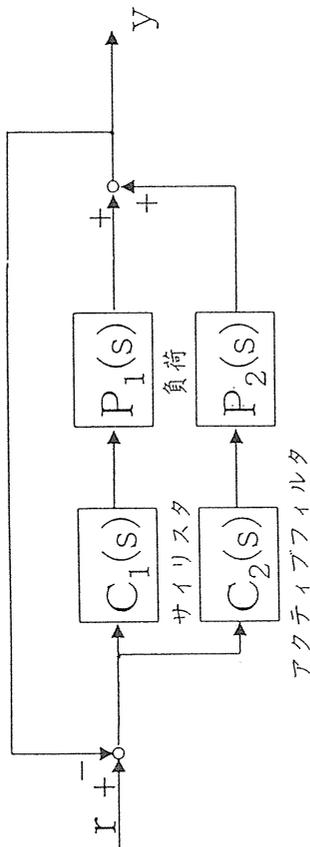
- (1) 電源装置の設計・製作費
 (PWMコンバータ, ソフトスイッチング電源, 負荷装置)
 ¥ 8,000,000
- (2) デジタル制御装置設計・製作費
 (パソコン, DSPボードを含む)
 ¥ 1,000,000
- (3) ソフトウェア開発費
 (MATLAB TOOL BOX の補充, MATLAB対応ライブラリの改良,
 システム同定用ハードウェアの整備)
 ¥ 1,000,000
-
- 合計 ¥ 10,000,000



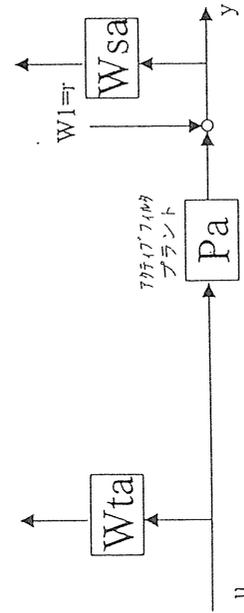


閉ループ系の周波数特性

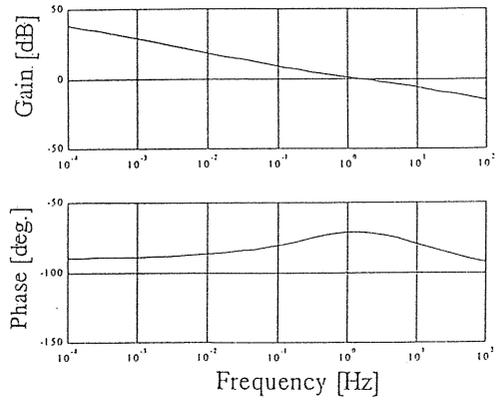
サイリスタ整流回路



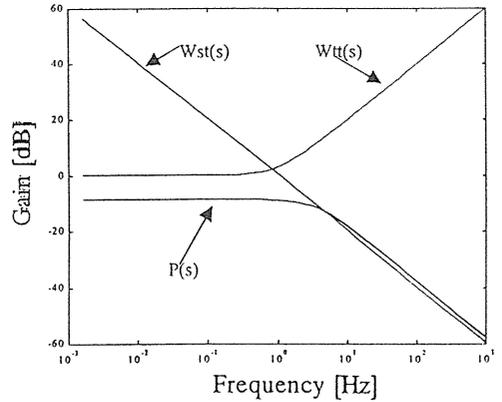
サイリスタの一般化プラント



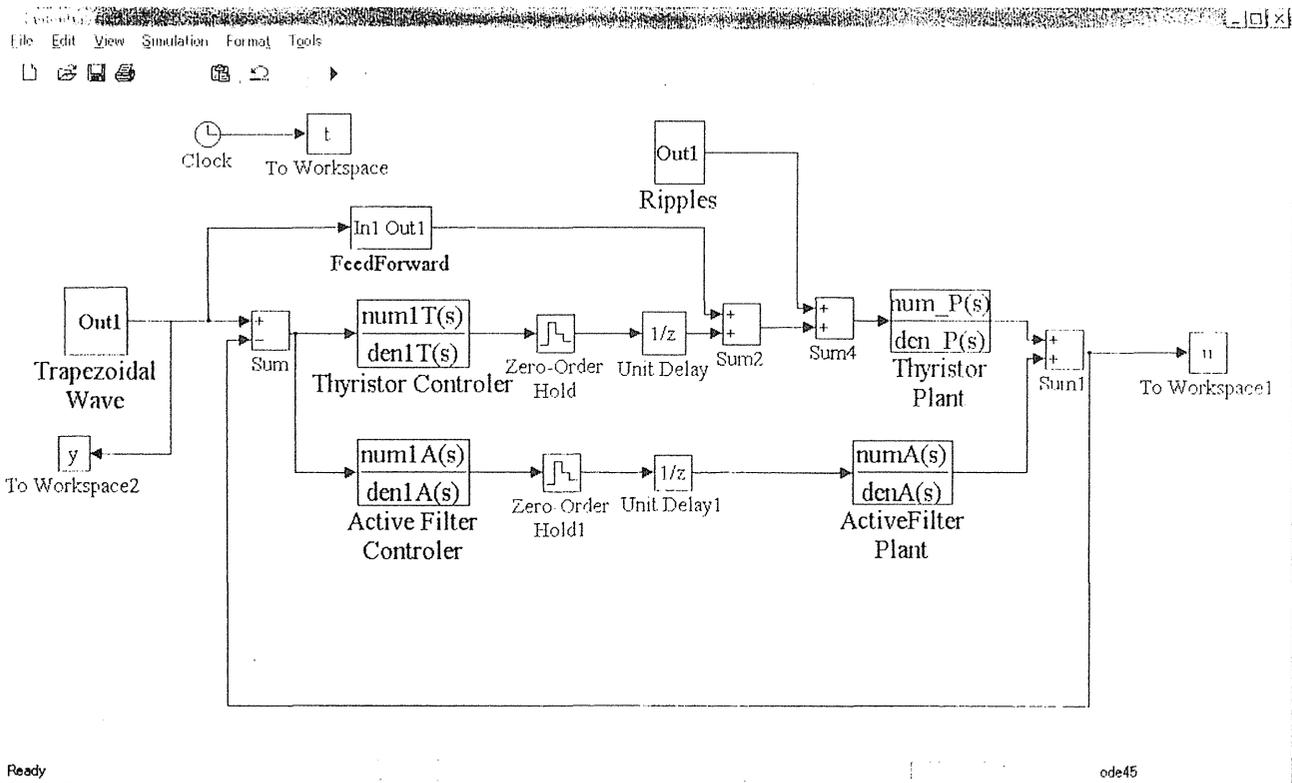
アクティブフィルタの一般化プラント



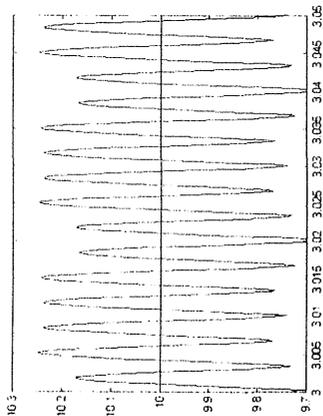
コントローラの周波数特性



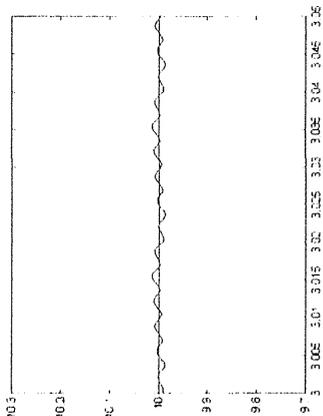
重み関数の周波数特性



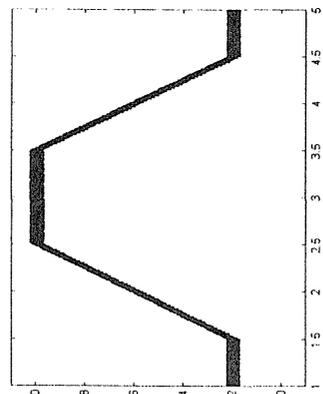
制御用CAD”MATLAB”のツールボックス”SIMULINK”での
サイリスタ電源シミュレーション



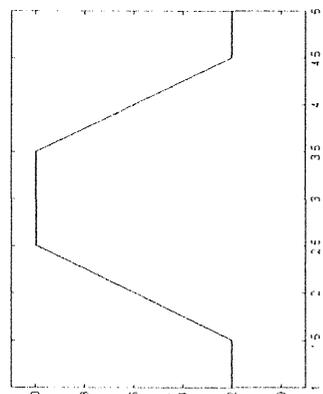
サイリスタの電流の拡大図



サイリスタの電流の拡大図

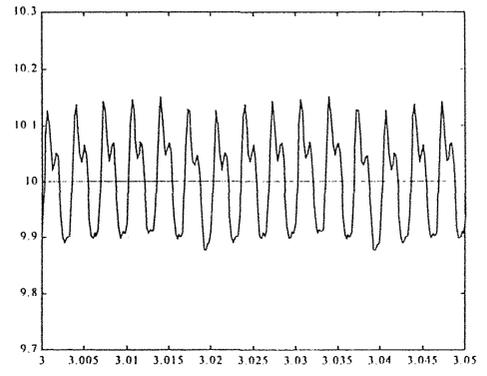
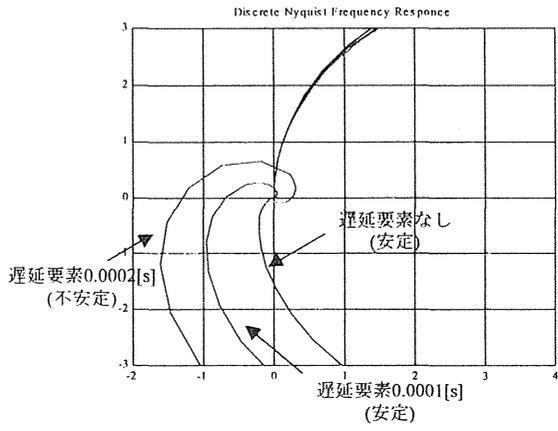


サイリスタの電流の拡大図

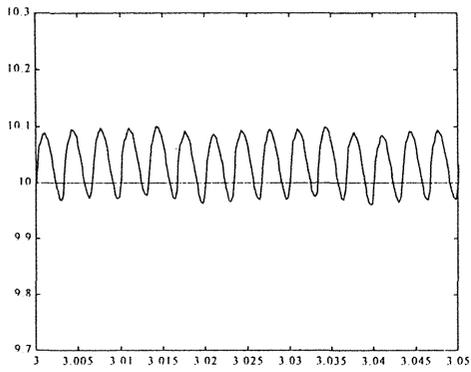


サイリスタとアクティブフィルタの出力

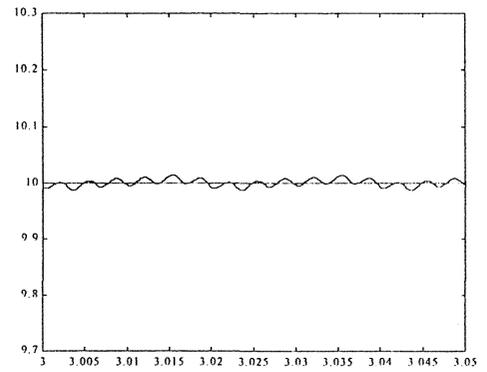
台形波目標値応答
(シミュレーション)



サンプリング5KHz



サンプリング10KHz



連続系

小型ECRイオン源 (NANOCHAN) を用いた 不安定同位元素ビームのオンライン生成・再加速計画

阪大理 松多健策、南園忠則、福田光順、三原基嗣 放医研 北川敦志 東工大原子炉工 服部俊幸

ISOLタイプの不安定同位元素ビーム生成用ターゲットイオン源開発のため小型ECRイオン源 (NANOCHAN) の動作条件の研究を放医研と共同で行っている。

これまで阪大 5 MV バンデグラフによる低エネルギー核反応を利用した偏極不安定核生成と、理研や放医研の中間エネルギー重イオンビームでの入射核破碎過程による偏極不安定核生成技術を確立し、核モーメント、ベータ崩壊や核物性の研究を行ってきた。この実績を踏まえ、更に低バックグラウンドで精密な実験を行うために、ISOLタイプの偏極不安定核ビーム生成計画を進めている。

この計画ではバンデグラフにより生成した不安定核をターゲットイオン源で電離し、分離とRFQライナック(LITL)による後段加速を行う。ターゲットイオン源としては、表面電離型のLiイオン源を設計中であるが、これと並行してさらに有利な小型ECRイオン源の開発を目指している。ECRイオン源は比較的低いガス圧で動作し、多荷のイオンを効率よく生成出来る利点がある。通常は強いミラー磁場を発生するために大型のコイルが必要であるが、これを、Nd Fe B の強力永久磁石に置き換え小型化したのが下図のNANOCHAN である。ECR イオン源はプラズマの閉じこめ効率が高いために、イオンの生成効率の点でも優れており、この様な、小型の 高能率イオン源が不安定同位元素用ターゲットイオン源として最適である。

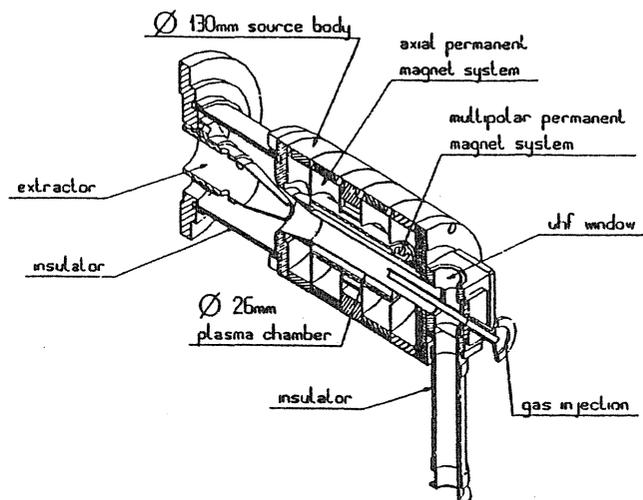
ECR イオン源では動作条件最適化のためガス流量とマイクロ波パワーの他磁場条件をチューンする。しかしながら、NANOCHAN では磁場が固定されているために、磁場条件を動かさない。この点の困難を、マイクロ波の周波数をチューンする事で回避できるはずであり、安定元素でまず、動作条件の研究を行う。実際 GANIL でのテストでは、NANOCHAN のイオン生成効率は、マイクロ波の周波数でチューン可能とのデータが報告されている。最適なチューンの方法についての開発研究のために、豊富な経験を蓄積している放医研の多面的な協力が必要である。

本年度はNANOCHAN本体を購入し、導波管、ガス流量コントロールを購入したので、本年度の残りと来年度にかけて、システムとして組み上げ動作テストの予定である。マイクロ波源は放医研から借用し、高圧のプラットフォームや分析系、真空系は現有の

Li表面電離イオン源用のものを流用する。

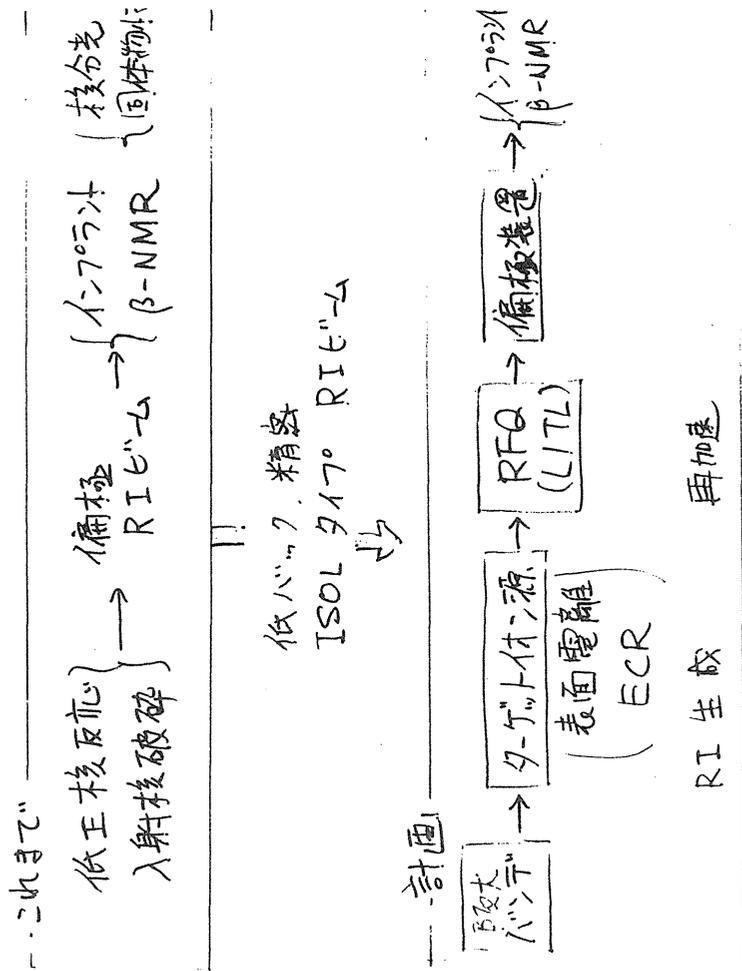
共同研究では、まず、Ar等の安定同位体を用いて動作特性の研究を行い後に不安定同位元素に応用する。後の応用では、特にBの同位体に興味がある。Bの安定同位体はボランを用いたビーム化の実績がLBLで報告されているが、不安定核には困難が予想され、これも含めて、放医研との共同で開発したい。

オプティカルポンピング、TFT法、グレージング法やTransient Field法を用いて不安定核を偏極させた後試料に植え込む事で、ベータ崩壊過程やシンメトリーの精密検証実験をはじめ、核モーメントの測定や核物性への応用と幅広い研究分野が開発できる。核物性では、強磁性体、金属、半導体、イオン結晶の物性の他、表面物性や界面物性への応用も可能になってくる。当面は、軽核の ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ を目標にして開発を行う。



NANOCHAN 10 GHz : mechanical structure

小型ECRイオン源(NANOGAN)を用いた
不安定同位元素ビームのオンライン生成・再加速計画

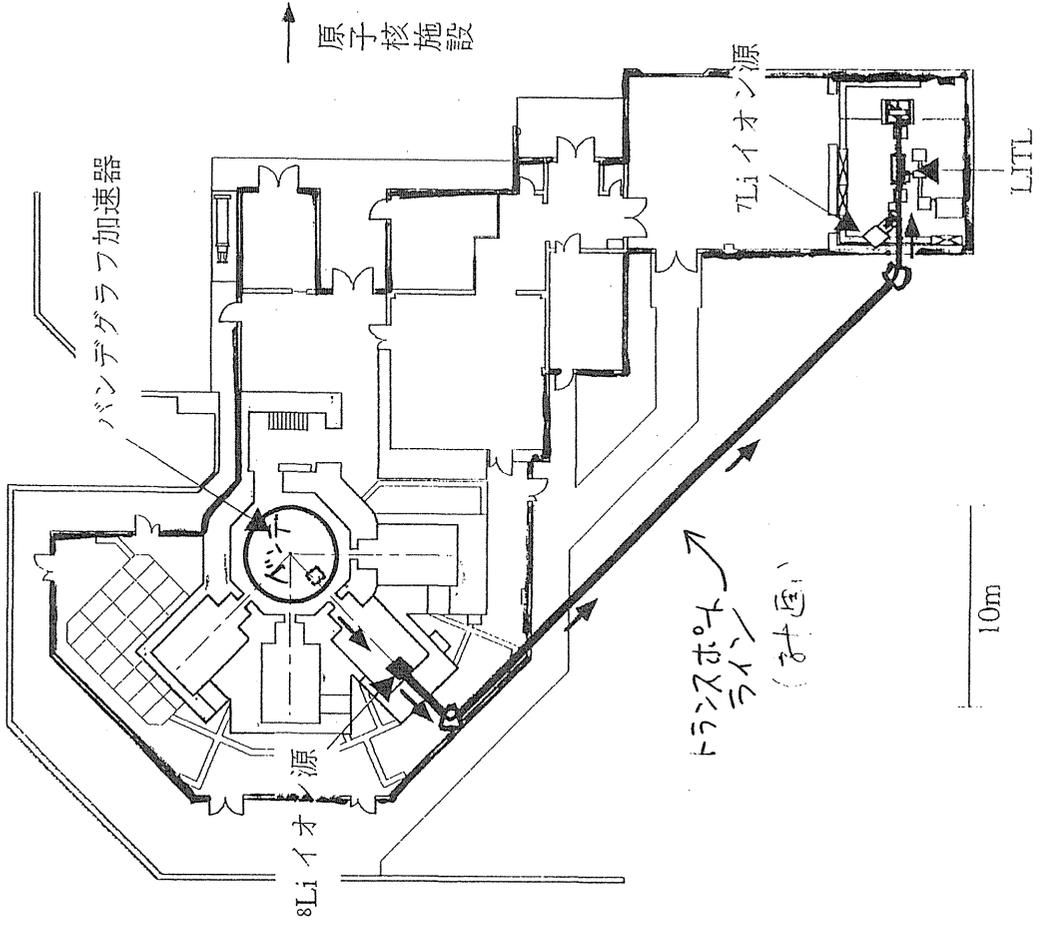


当面の目標: ^8Li , ^9B
β線相関実験

^8Li イオンビーム生成装置上面図 (計画)

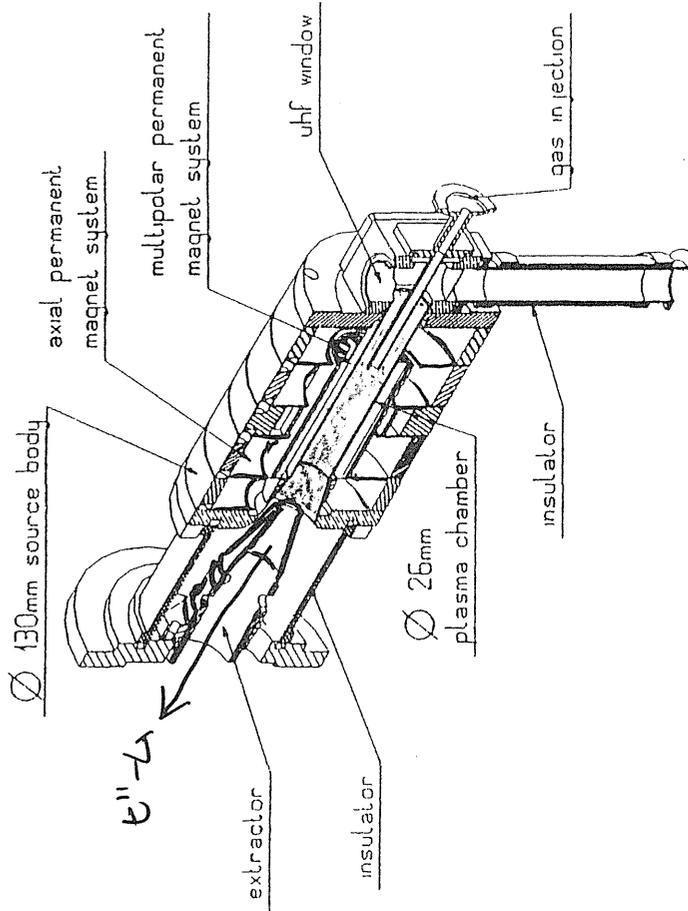


大阪大学バンデグラフ実験室



ECR イオン源

NANOAN



NANOAN 10 GHz : mechanical structure

特徴

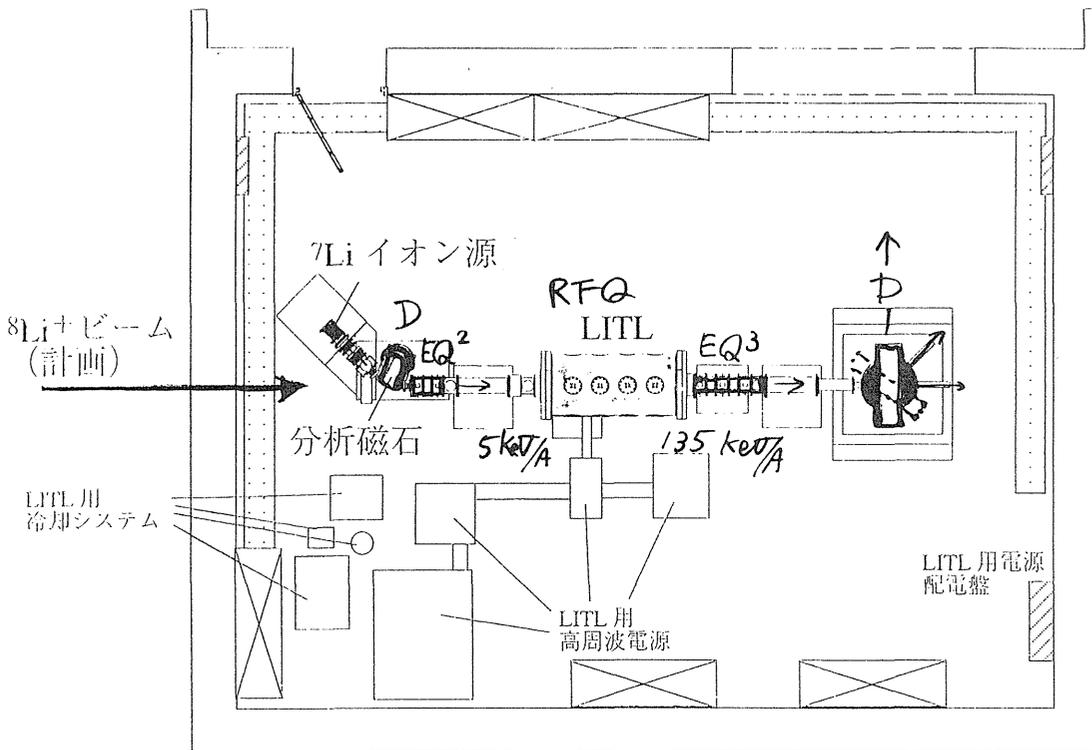
- 小型
- 比較的高性能

- 永久磁石 → RI用
- 小電圧

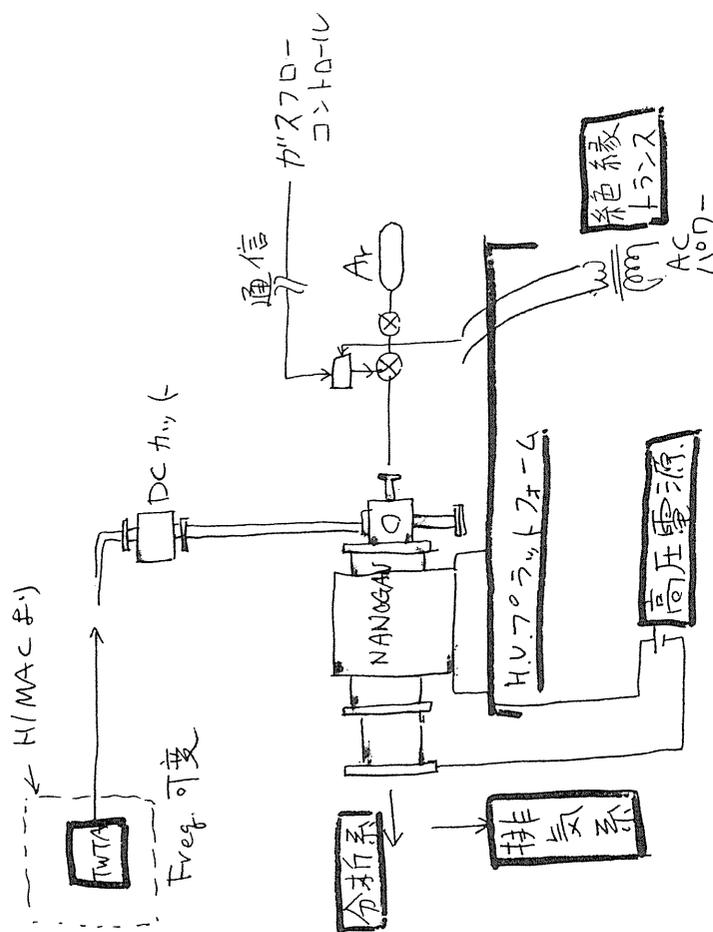
42-ニング"パラメータ

- ガス圧
- マイクロ波10GHz
- マイクロ波周波数

RNB Post-Acceleration System



↑ D



既存 1998 購入 借用

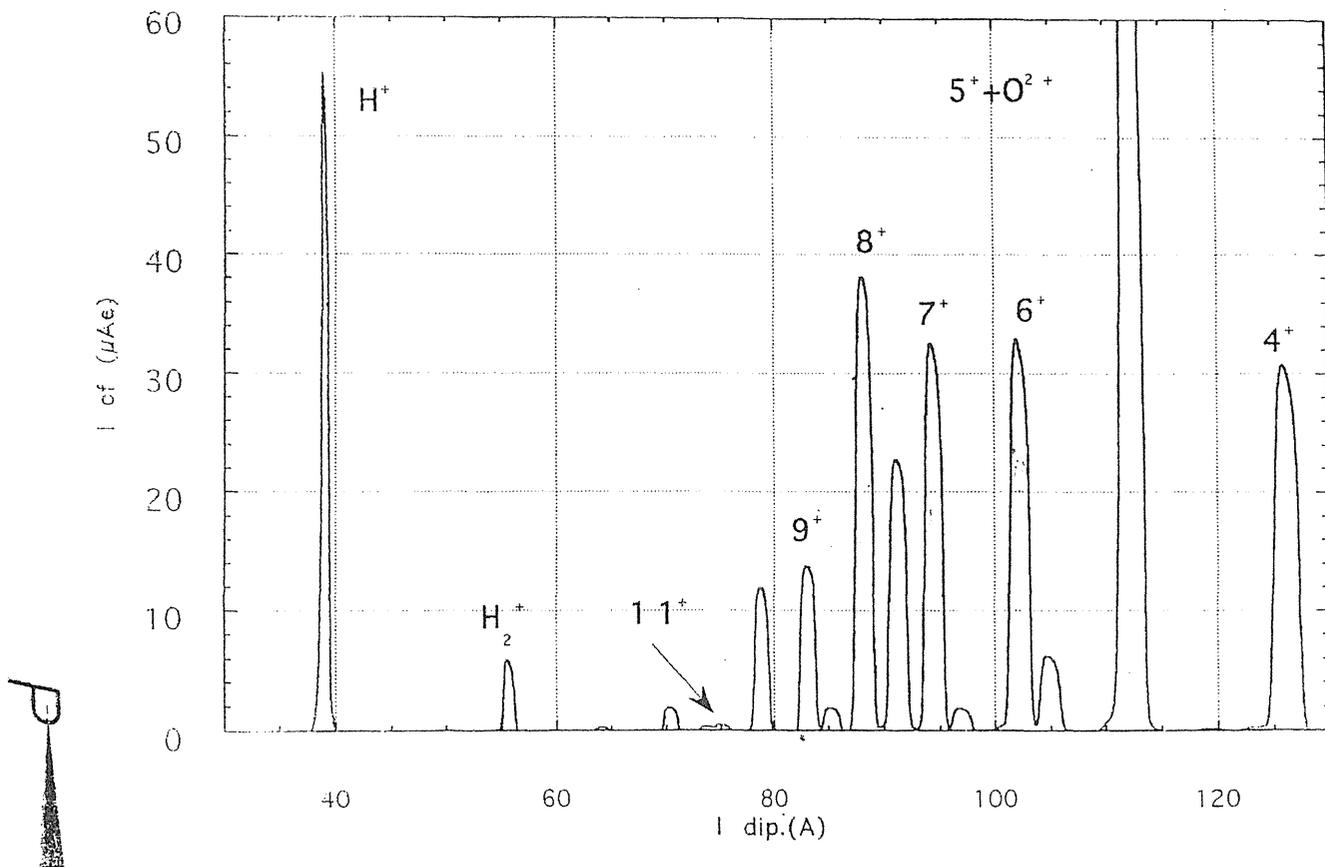
NANOGAN 本体
マイクロ波系

TWTA
DC カット
導波管

ガス系
ガスフローコントローラ……通信
ガス配管

排気系
分析系
10V 系

NANOGAN 10.0 GHz test Ar^{8+} (30 W 15 KV)



NANO GAN

ビーム強度 Vs マイクロ波同波数

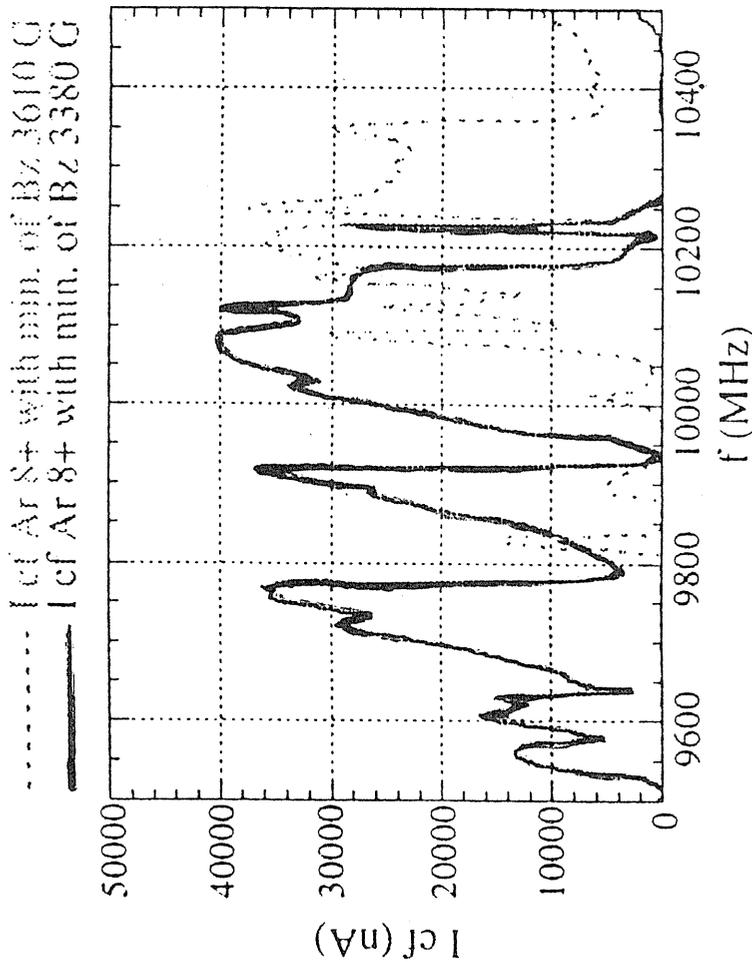
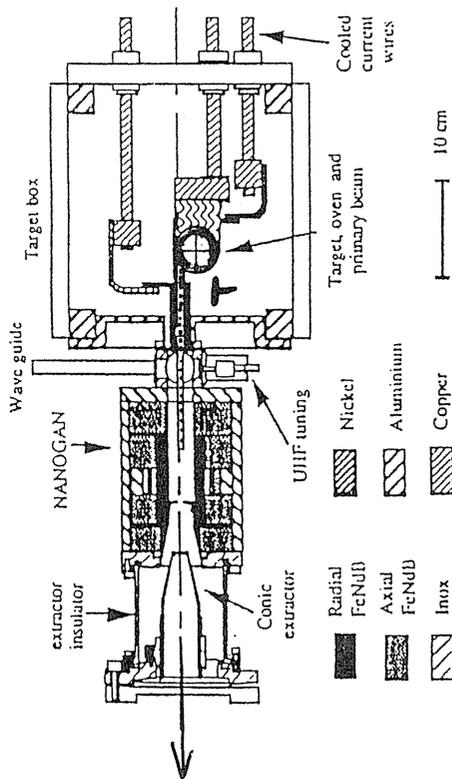


Figure 11 : Modification of the optimum frequency for production of Ar 8+ with minimum value of the axial field.



beam / charge state / life time	primary beam	Yield (pps) with present intensities	Yield (pps) for 1 pμA beam
77Kr (10+) 74.4 m		6.1 x 10 ⁶	1.7 x 10 ⁸
76Kr (10+) 14.8 h		3.6 x 10 ⁶	1.0 x 10 ⁸
75Kr (10+) 4.3 m	78Kr 73 A MeV 35 pμA	1.8 x 10 ⁵	5.1 x 10 ⁶
74Kr (9+) 11.5 m	(2.2 10 ¹¹ pps)	7.0 x 10 ⁴	2.0 x 10 ⁶
73Kr (9+) 27.0 s		2.5 x 10 ³	7.1 x 10 ⁴
72Kr (9+) 17.2 s		2.6 x 10 ²	7.4 x 10 ³
35Ar (8+) 1.77s		6.2 x 10 ⁷	5.4 x 10 ⁸
34Ar (7+) 844.5ms	36Ar 96 A MeV 115 pμA	1.4 x 10 ⁶	1.2 x 10 ⁷
33Ar (8+) 173ms		1.8 x 10 ⁴	1.6 x 10 ⁵
32Ar (8+) 98ms	(7.2 10 ¹¹ pps)	1.0 x 10 ²	8.7 x 10 ²
19Ne (5+) 17.22s	20Ne 96 A MeV 208 pμA	5.0 x 10 ⁷	2.4 x 10 ⁸
18Ne (5+) 1.67s	(1.3 10 ¹² pps)	3.1 x 10 ⁶	1.5 x 10 ⁷
17Ne (5+) 109ms		3.1 x 10 ⁴	1.5 x 10 ⁵
81He (1+) 119ms	13C 75 A MeV 421 pμA (2.610.12 pps)	2.1 x 10 ⁵	5.0 x 10 ⁵

Table 1: production rates of radioactive noble gases obtained on SFRa.

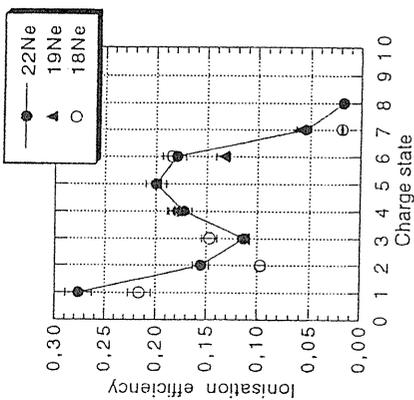


figure 1: Charge state distribution of three isotopes 18Ne, 19Ne and 22Ne where 18Ne and 19Ne are produced by projectile fragmentation of a 100 MeV/A 20Ne10+ beam on a carbon target and 22Ne is injected through a calibrated leak in the target.

AECR (L8L)

Table I. AECR-U Test Results

ION	¹¹³ a	¹⁶ O	²⁰ Ne	³⁴ S	³⁵ Cl ^b	⁴⁰ Ar	⁴⁰ Ca	⁵⁹ Co	⁸⁶ Kr	ION	¹³⁵ Xe	¹⁹⁷ Au	²⁰⁹ Bi	²³⁸ U
4+	100									30+	10.2	35.5		
5+	45									31+	7	33.4	29.3	24.5
6+		570	260							32+	4.6	30	29.3	24
7+		306	274							33+	2.9	*	27	23
8+		-75	320							34+	*	22.5	24.1	20
9+			110							35+	1.6	18.5	*	16
10+			-20							36+	1	13.5	16	13.3
11+			71.5		270					37+	0.6	*	11.9	12.7
12+			56		192	175	125			38+	0.25	9.2	9.4	11.3
13+			35		120	125	116			39+	*	*	*	9.3
14+			18	8	77	83	97			40+	4.8	5.2	*	
15+			2.6	*	*	*	*			41+	3.2	4.4	5	
16+			0.1	0.4	21	25.6	58			42+	*	*	4	
17+				0.01	1.35	*	63	116	43+	2	3	3.1	*	
18+					0.06	3.1	24	100	44+	1.5	2.2	*		
19+					0.25	20	79	45+	*	*	*	*		
20+					13.1	63	46+			1	1.2	1.8		
21+					*	50	47+			0.5	0.9	1.4		
22+					*	40	48+			0.6	1.1			
23+					0.8	29	49+			0.25	0.8			
24+						22.6	50+			0.15	0.5			
25+						19.4	52+			0.1				
26+						18	54+			0.04				
27+						*	55+			0.02				
28+						2.3								
29+						0.4								

a: Mixture gases of B₂H₆ (15%) in helium were used.

b: Tuned on the source contamination.

c: Mixed ion species.

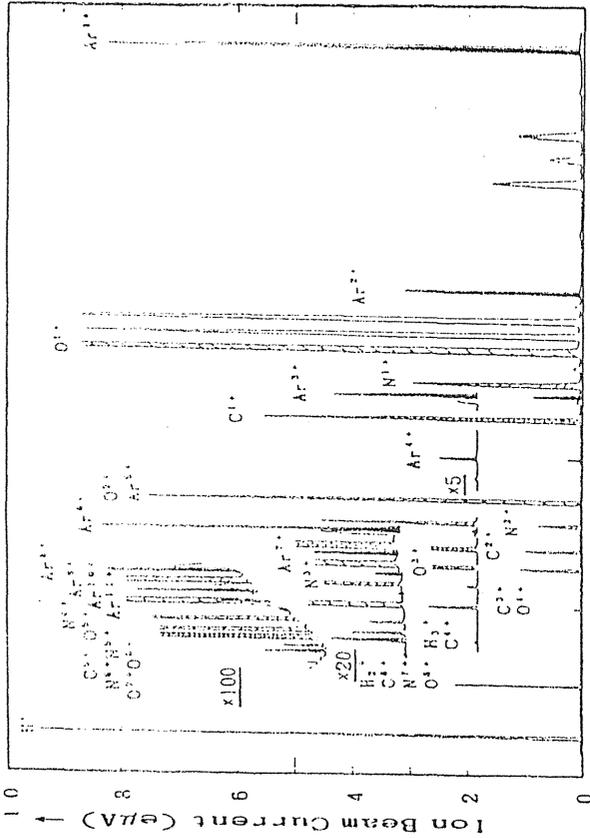
Ions were extracted at voltage of 10 to 16 kV through an 8 mm aperture with beam defining slits opening from 4x4 to 20x20 mm. Currents were measured at e1A with the Faraday cup biased at 150 V to suppress the secondary electrons.

Table II. High Charge State Heavy Ions Accelerated by the 88-Inch Cyclotron.

Q	E/n (MeV)	E (MeV)	I extracted (epA)
¹³⁶ Xe ⁴¹⁺	10.98	1493	73
¹³⁶ Xe ⁴³⁺	11.89	1617	17
¹³⁶ Xe ⁴⁵⁺	13.01	1770	0.5
¹³⁶ Xe ⁴⁶⁺	13.60	1849	4x10 ⁻² pps
²³⁸ U ⁵⁵⁺	6.84	1627	3x10 ⁴ pps
²³⁸ U ⁵⁹⁺	7.86	1871	28 pps
²³⁸ U ⁶⁰⁺	8.13	1935	2.5 pps

Note: Particle detector were used to identify the high charge state ions.

Beam Line - NANOGAN



Analyzer Magnet Field ($\sqrt{m/e}$)

Fig. 5 The typical charge/mass spectrum obtained for Ar gas input at 15 KV extraction voltage.

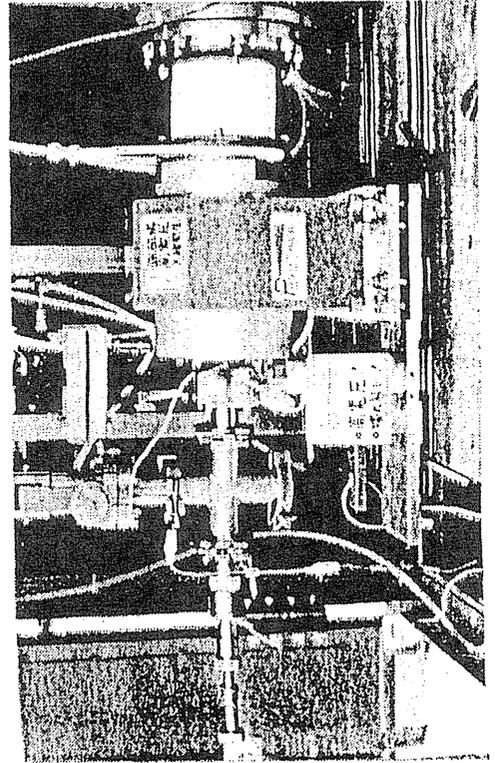
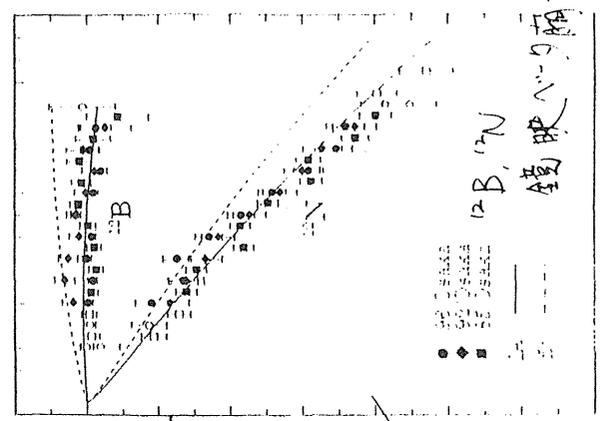


Fig. 4 The "NANOGAN" ECRS in this system.

低バック精密物理

値の良... 偏極不安定核ビーム必要
 オブティカルポンピング
 偏極 { グレージング
 法 { TFF
 トランジェントポルト

- * β 線角相関実験 $[Li, B]$ ← 当面の焦点
- * 核モメント
- * 固体物性 Li, B, N, O, F, \dots
 in { 強磁性体 Fe, Co, Ni
 金属, 半導体, イオン結晶
 on { 内部, 表面, 界面



核スピンの整列相関項の値
 G-パリティの破れ
 中間子交換流

まとめ

1. 低バックの精密実験
 → ISOL タイプの RIビーム生成再加速
2. RI 製造装置 (バンデグラフ)] 現有
 後段加速装置 (RFQライナック) ← テスト中
 ↓
 イオン源 (ECR) を協同開発
3. NANOGAN 本体 } H10 — 後段加速器
 (分析系) }
 マイクロ波系 整備 }
 ガス系 }
 安定元素 (Ar 等) によるテスト } H11
 B のひき出しテスト }
 ターゲットイオン源化 } H12
 RI 再加速 } — トランスポジット
4. H11 年度共同研究
 NANOGAN による Ar, B 等のイオン化テスト

小型 永ス石 永石
 動作条件の確立
 { ガス圧
 マイクロ波周波数
 マイクロ波パワー

粒子線がん治療用加速器に関する共同研究

平成10年12月21日（放医研共同研究報告会）

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

大阪大学核物理研究センターと放射線医学総合研究所との共同研究として、粒子線がん治療用加速器に関連する加速器物理・工学の課題に取り組んでおり、平成11年度で4年目を迎えようとしている。平成10年度までの共同研究は合計6課題であり、その大半は大学院博士課程の前期課程の大学院生が取り組んできている。そのうち3課題により既に3名の修士が誕生しており、さらに、2課題に対して新しく2名の修士が誕生する予定である。

このように人材育成と教育の点では成果を出しつつあるものの、前期課程の2年間で研究そのものの成果の全てを出し尽くすことは困難であった。そこで、同一の課題に対して引き続いて核物理研究センターの教官や技官さらには新たに進学してきた大学院生が放医研との共同利用のマシントイムや核物理研究センターでの実験や試験などを通して研究を継続している。このように2年間で研究が完了しない一因は、加速器を対象とする研究にはそれなりの規模の機器装置の開発研究が含まれており、それを設計製作するのに2年近くの日時を要し、それを用いて研究成果を出すのにさらに2年近くの日時を要するからであると思われる。

このような事情を背景にしているものの、成果を出しつつあるものを以下に挙げておきたい。

- ①RFQ 電場によるベータトロン振動数制御（大木）
- ②無同調型加速空洞によるビーム加速試験（田村）

これらの成果の詳細は各担当者（括弧内に名前を記載）により別途報告されるが、粒子線がん治療装置に対する成果だけにとどまらず、加速器物理学全般への寄与の大きい結果もあると自負している。

この成果も、昨年度の共同研究報告書で述べたように、「物理学に根差した研究」を指針として推進

し、従来のものとは何か異なる「新しさ」を追究してきた結果であると考えている。

ところで、以下に挙げるその他の課題については、現在未だに機器装置の製作か調整の段階にあり、成果を出すのはこれからである点をお断りしておく。

- ③DC・SQUIDを用いた微弱強度ビームモニタ
- ④通常の長さの四極電磁石の開発（二宮）
- ⑤電子加速用高周波加速空洞の研究
- ⑥過渡現象としての渦電流の効果の研究

核物理研究センターではこれらの他に2種類の偏向電磁石（H型セクタ、高磁場C型セクタ）や2種類の電源（サイリスタ方式、IGBT方式）の研究に取り組んでおり、放医研の研究者にはこれらの課題にも強い関心を示して頂くと同時に助言や指導をして頂いており、この場を借りて厚くお礼を申し上げます。

また、平成11年度には新たに、下記の四つの課題の共同研究を提案します。

- ⑦薄い四極電磁石の研究（二宮）
- ⑧高周波六極電場によるビーム制御
- ⑨周波数30倍型加速空洞の研究（田村）
- ⑩横電場型電離箱による高感度ビーム電流計

この報告では、これらの研究課題について概要を紹介しますが、研究課題①、②、④、⑦、⑨については、別途、詳細を各担当者（各課題の最後の括弧内に名前を記載）より報告しますので、そちらを参照して頂くことにして、ここでは省略し、その他の研究課題③、⑤、⑥、⑧、⑩について報告します。

1. DC・SQUIDを用いた微弱強度ビームモニタ

終了課題（平成8年度開始、平成10年度終了）
装置本体は完成しており現在調整中で本物のビー

ムを用いた試験が望まれるが、その一方で、核物理研究センターのリングサイクロトロンは近々ビーム運転休止の期間に入るため、本物のビームを用いた性能検証は平成11年の4月以降になる予定である。

もちろん、その性能としては、昨年既に述べた低雑音 ~ 2 nAの実現を目指している。

2. 電子加速用高周波加速空洞の研究

継続課題（平成10年度開始）

矩形断面を有する空洞共振器では、各種高次モードの安定性が高く、そのことは逆に、高次の共振モードを容易に抑制できるであろうと考えて、高次モードの影響の少ない加速空洞の研究に取り組んでいる。

その研究の手始めとして、測定手段を確立することを目的に試験用の共振器と同時に測定器の準備を行っている。この試験用の共振器には、高エネルギー加速器研究機構のフォトンファクトリに向けて東大物性研が開発した加速空洞の試験器（コールドモデル）を、東大物性研のご好意で使用させて頂く手配を整えている。

また、設計製作に先立って、電磁場の性質を知る必要があるが、理研サイクロトロン研究室のご好意で、三次元電磁場解析コードを使用させて頂いており、試験用共振器の電磁場解析を行っている。

3. 過渡現象としての渦電流の効果の研究

継続課題（平成10年度開始）

昨年の報告会で、鉄ブロックの電磁石の渦電流の時定数が長い理由として漏洩磁束が存在することを指摘した。

これを式として示すために、円形断面のC型電磁石で空隙長が変化する場合に対してマックスウェル方程式を解く試みを続けてきたが、かなり良い近似で定式化することに成功した。また、その成功に触発されて、矩形断面空隙なし鉄環での渦電流の定式

化にも取り組んで、最近それに成功した。

円形断面空隙有り電磁石の式によれば、空隙長が半径とともに変化してゆく場合、アンペールの法則の積分は半径に応じて空隙長と鉄芯長の寄与が変化するという結論に達した。即ち、従来の考えでは、空隙長のみが支配するとされていたが、鉄芯長が寄与する半径があり、そこでは飽和を引き起こして磁束が漏洩しており、従って、渦電流の時定数を長くしていることが判明した。

このような現象が起こる理由は境界条件にある。鉄芯と空隙との境界では、法線方向では磁束密度が連続し、接線方向では磁場が連続する。

ここで、鉄芯中の磁束密度と磁場は磁極の方向に平行であると仮定してみる。このような磁束密度と磁場の分布を与える磁極形状は、熊谷寛夫先生が提案されたB-constant型電磁石に相当している。このとき、磁極中央部では、鉄芯中の磁束密度と磁場の方向は磁極面に対して法線方向にあるので、磁束密度が連続する。ところが、鉄芯の透磁率は大きいので、磁束密度を定めるのは空隙長となり、その事実はよく知られているところである。

これに対して、磁極端部では磁極の形状が切れ上がってゆくのにに対して、磁束密度と磁場の方向は、磁極の方向に平行であるとしているので、磁極面に対して接線方向にあることになり、磁場が連続しており、磁束密度は連続しないことになる。ところが、鉄芯長は空隙長より十分長いので、磁場を定めるのは結局鉄芯長となる。これに透磁率をかけて磁束密度を得るが、鉄芯中ではその値は非常に大きくなり、従って、鉄芯は飽和する。これに対して、空隙では透磁率が小さいので、磁束密度は非常に小さくなる。

この定式化では鉄芯の透磁率は一定で大きいとしており、このため、磁極端部での飽和磁束密度は余りにも大きくなり過ぎる結果を与える。このようなことが実際には起こらないであろうから、そのためには、空隙長が変化し始めた半径辺りから、飽和が

始まり、磁束密度の漏洩が始まると考えられる。従って、半径の小さいところでも、鉄芯長が寄与して磁場が定まっている可能性が高い。

このように鉄芯長で磁束密度が定まるということであれば、最近指摘され始めた現象、即ち、鉄芯の温度が変化してその透磁率が変化すると、磁束密度の大きさが変化する現象を説明できる可能性が出てきた。従って、鉄芯の温度の磁場への影響は、単に鉄芯の熱変形に止どまらない可能性が出てきた。

しかも、鉄芯の熱変形であったとしても、中央部では空隙長が支配し、端部では鉄芯長が支配するために、熱変形の寄与が異なる可能性がある。例えば、中央部の磁束密度が強くなる時、端部では弱くなることもあり得る。このような一連の不可思議な振る舞いを説明できる可能性もあることになる。

なお、空隙長と鉄芯長の寄与の割合は磁極形状によって変化する式となるが、それを定めているファクタの一部を一定にとると、熊谷寛夫先生が提案された $B - \text{constant}$ 型の形状が得られる。このように、先生の提案の物理的な背景を明らかにできたと思われる。

矩形断面に対しては、空隙のない鉄環の場合の渦電流の定式化に成功しているが、その時定数は従来の式で与えられることが明らかになった。即ち、幅を整数で割った値の平方と長さを整数で割った値の平方の和の値が時定数となる。

この式を積層鋼板の電磁石に適用するには、多少の物理が必要とされる。それは積層鋼板をあたかも分布定数回路のような繰り返し回路と見做すかどうにかかっている。定式化上それは可能と考えるが、その場合には、同じ大きさの鉄ブロックの場合と同じような長い時定数の渦電流が流れ得る。従って、共同研究で開始される渦電流の時定数の測定において、その実験事実は決定的な役割を果たすものである。

4. 高周波六極電場によるビーム取り出しの制御 新規課題（平成11年度開始提案）

放医研で開発された高周波ノックアウト法による遅いビーム取り出しは画期的なものであるが、共同研究の課題であった高周波四極電場でも同様なビーム取り出しが実現されることが判明した。

その研究の途上で、単色周波数によるビーム取り出しでは、全てのビームを取り出せないものの、取り出せたビームについてはスピルの時間構造が良好であることを示せた。この発見とも呼べる現象により大きい寄与ができたと思われる。

それに加えて、放医研での研究によれば、セパトリクス内のチューンに相当する帯域制限高周波電場（カラーノイズ）を重畳すれば、全てのビームを取り出すことができる上に、そのスピルの時間構造が同じく良好であるとの結果が得られている。

このように2種類の周波数成分が寄与する過程とは何かと考えるに、単色周波数はセパトリクスの大きさを縮めてビームをセパトリクス外部に追い出しており、帯域制限周波数はセパトリクス内でビームを掻き混ぜながらセパトリクス近辺の外部にビームを蹴り出しており、セパトリクスから外部に出て行ったビームの穴を埋めているのであろう。

ところで、六極電場でビームを掻き混ぜる場合には、その強さが距離の平方に比例するため、六極磁場で作ったセパトリクスの大きさを直接制御できると同時に、取り出し半径近くでもその効果を持つと考えて良い。この点で、一様電場や四極電場とは違った影響をビームに与えることが期待できる。

セパトリクスを縮める過程については、高周波一様電場であれ、四極電場であれ、六極電場であれ既に定式化に成功しているが、セパトリクス内でビームを掻き混ぜる定式化については成功していない。今後の課題であると同時に、高周波六極電場を用いたビームの制御の実験結果が解答を与える上で大きい役割を果たすものと考えられる。

5. 横電場型電離箱による高感度ビーム電流計

新規課題（平成11年度開始提案）

ビームを用いた実験的研究は進歩して精密になってきており、微弱な強度のビームの電流を高精度で測定することが要求されるようになってきた。例えば、今後大いに進歩するであろう、加速された低速分子イオン他を取り出して行う精密物理の研究等がそれであり、微弱強度のビーム電流計が必要と考えられる。横電場型電離箱はパリティ実験のために最近1 nA以下のビーム強度を測定する電流計として開発されているが、同様の装置を開発することが本研究課題の狙いである。

この研究では、加速器から取り出された1-100 nAのビーム強度を 10^{-4} より良い精度で測定するための横電場型電離箱を開発する。その要点は以下のように6点に纏められる。

①ビームの進行方向と垂直に電場を掛ける。この方式により、従来のビームと電場の方向が同じ場合に大きい問題となる電離ガス中での空間電荷の効

果を軽減できる。

- ②抵抗分割により一様な横方向電場を発生させ、ビームの位置による出力の変動を抑制する。
- ③電離ガスとして水素ガスを使用し、加速器からのビームを直接通しても残留放射能が発生しないようにする。これは、ビームライン中で長時間使用する場合に不可欠な条件である。
- ④低圧力の電離ガスを使用することにより、電荷移動度、電流増幅度の最適化を行う。低圧力ガスを使用することにより、重イオン電流測定のためには大きい利点が期待される。
- ⑤出入口の窓を電流計の有感領域から十分離してやり、窓の物質による核破砕反応生成核種の影響を最少にする。
- ⑥2台の電離箱からの信号を処理して共通雑音除去の可能性について研究が行えるようにする。それを実現させて、1-100 nAのビーム強度に対して 10^{-4} 以上の感度を目指す。

核物理研究センターと放医研

平成11年度共同研究課題

放医研共同研究報告会（平成10年12月21日）

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

終了分

- ①DC・SQUID型微弱強度ビームモニター
（平成9、10年度）ビームによる試験はこれから。
- ②通常の長さの四極電磁石
（平成9、10年度）磁場測定中。

継続分

- ③電子加速用高周波加速空洞
（平成11年度は2年目）
- ④周波数30倍加速空洞
（課題は新規だが、無同調型を利用するため継続）
- ⑤過渡現象としての渦電流の効果
（平成11年度は2年目）
- ⑥RFQ電場を用いたベータトロントロン制御
（平成11年度は4年目）マシニングが必要
- ⑦無同調型加速空洞によるビーム加速試験
（平成11年度は2年目）マシニングが必要

新規分

- ⑧薄い四極電磁石
- ⑨高周波六極電場によるビーム制御
- ⑩横電場型電離箱高感度ビーム電流計

終了課題（平成8年度開始、平成10年度にて終了）

DC・SQUIDを用いた

微弱強度ビームモニター

放医研共同研究報告会（平成10年12月21日）

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

- 1. 組み立て調整中。
- 2. 1月上旬にはサイクロ東実験室に据え付け開始。
- 3. しかし、1月からサイクロの運転を休止。
- 4. 実物のビームを用いた性能試験は4月からの予定。
- 5. 目標：モデルテストでの分解能 ~ 2 nAの実現。

継続課題（平成10年度開始）

電子加速用高周波加速空洞

放医研共同研究報告会（平成10年12月21日）

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

- 1. 測定手段の確立を当面の目標とする。
- 2. 試験用共振器の借用の手配（東大物性研）。
- 3. 測定器の手配（放医研共同研究）。
- 4. 3次元電磁場計算の手配と実施（理研共同研究）。
- 5. 平成11年度は矩形共振器モデルの製作と測定。

横電場型電離箱

高感度ビーム電流計

放医研共同研究報告会 (平成10年12月21日)

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

1. 原理：
ビーム進行方向と垂直な電場で空間電荷効果を抑制。
2. 目的：
1 ~ 100 nA のビームを 10^{-4} の精度で強度測定。
3. 技術的特徴：
 ① 抵抗分割法で一般的な横電場にして出力変動を抑制。
 ② 水素ガスを使用し、残留放射能の生成を抑制。
 ③ 低圧力ガスを使用し、移動度や増幅度を最適化。
 ④ 出入り口窓による反応2次粒子の寄与を抑制。
 ⑤ 2台の電離箱により共通雑音除去法で低雑音化。

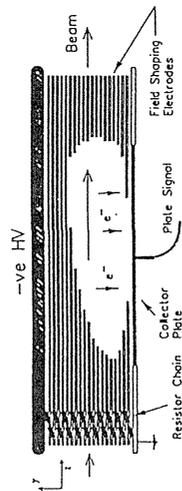
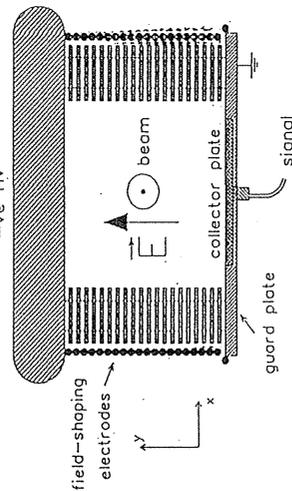
高周波六極電場による

ビーム制御

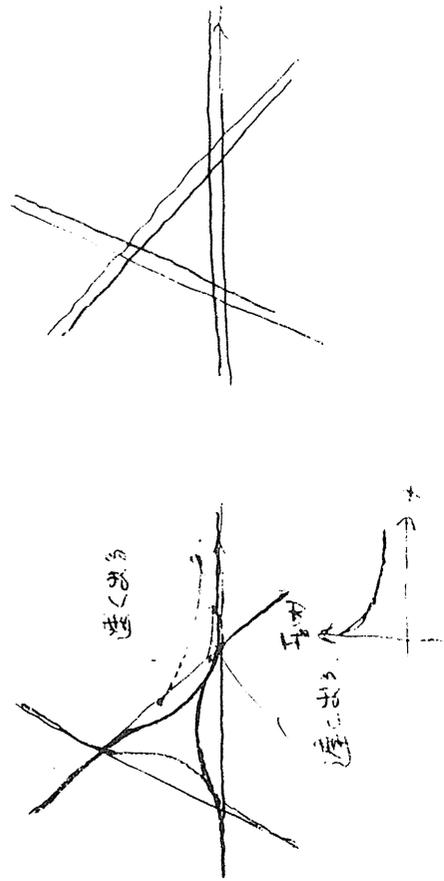
放医研共同研究報告会 (平成10年12月21日)

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

- 高周波双極電場や四極電場によるビーム取り出しの理解：
 単色 + 帯域周波数によるスピル時間構造の改善の過程：
 単色周波数による過程：
 セパレートリクスを急速に縮小して、一部が外部へ。
 外部に置かれたビームがさらに外部に移動。
 デフレクタまで到達してリングの外部へ。
 帯域周波数による過程：
 セパレートリクスの内部でビームを攪拌。
 単色で穴の空いた箇所新たにビームを押し出す。
 高周波六極電場による過程：
 単色周波数及び帯域周波数の両方の過程に共通に：
 セパレートリクスの形状に一致する運動を励起。
 双極や四極より素直な取り出しビーム制御が可能。



高周波六極電場によるビーム制御



共振点での電場方程式

1998.9.20 RCNP 佐藤健次

$$\frac{d^2\phi}{d\phi^2} + \nu_0^2 \phi = \nu_0 S_1^2 \cos^2(\nu\phi) + \nu_0 \epsilon \cos(\mu_1\phi + a_1) + \nu_0 g^2 \cos(\mu_2\phi + a_2) + \nu_0 S_3^2 \cos^2(\mu_3\phi + a_3)$$

電磁石系双極電場

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\phi^2} &= \nu_0 p \\ \frac{d\phi}{d\phi} &= \frac{1}{\nu_0} \frac{d^2\phi}{d\phi^2} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \lambda &= \nu \cos(Q\phi - \theta) \\ \beta &= -\nu \sin(Q\phi - \theta) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\beta}{d\phi} &= \frac{d^2\lambda}{d\phi^2} \cos(Q\phi - \theta) - \frac{d\lambda}{d\phi} \sin(Q\phi - \theta) \\ -\nu \left(\theta - \frac{d\theta}{d\phi} \right) &= \frac{d^2\lambda}{d\phi^2} \sin(Q\phi - \theta) + \frac{d\lambda}{d\phi} \cos(Q\phi - \theta) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\beta}{d\phi} &= \frac{d^2\lambda}{d\phi^2} \cos(Q\phi - \theta) - \frac{d\lambda}{d\phi} \sin(Q\phi - \theta) \\ -\nu \left(\theta - \frac{d\theta}{d\phi} \right) &= \frac{d^2\lambda}{d\phi^2} \sin(Q\phi - \theta) + \frac{d\lambda}{d\phi} \cos(Q\phi - \theta) \end{aligned} \right.$$

$$\textcircled{4} \equiv \theta - \frac{1}{3} (3Q - N) \phi$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\beta}{d\phi} &= \frac{1}{g} S_1^2 \sin^2(3\theta) + \frac{1}{2} \epsilon \sin(\theta) + (\mu_1 - \frac{1}{3}N) \phi + a_1 \\ &+ \frac{1}{4} g^2 \sin^2(2\theta) + (\mu_2 - \frac{2}{3}N) \phi + a_2 + \frac{1}{g} S_3^2 \sin^2(3\theta) + (\mu_3 - \frac{1}{3}N) \phi + a_3 \\ \nu \frac{d\phi}{d\phi} &= (\frac{1}{3}N - \nu_0) \nu + \frac{1}{g} S_1^2 \cos(3\theta) + \frac{1}{2} \epsilon \cos(\theta) + (\mu_1 - \frac{1}{3}N) \phi + a_1 \\ &+ \frac{1}{4} g^2 \cos(2\theta) + (\mu_2 - \frac{2}{3}N) \phi + a_2 + \frac{1}{g} S_3^2 \cos(3\theta) + (\mu_3 - \frac{1}{3}N) \phi + a_3 \end{aligned} \right.$$

注。Qの値は出ているが、 $Q = \frac{1}{3}N$ である。これは、 ν_0 と ν の関係から導かれる。

1. これまでに定式化に成功した対象。

- ① 円形断面空隙有り電磁石での静磁場及び渦電流現象。
- ② 矩形断面空隙無し鉄環での静磁場及び渦電流現象。

2. 円形断面空隙有り電磁石の式での重要な結論。

- ① 磁場の空隙での積分と鉄芯の中の積分の和は起磁力であるが、空隙の距離が半径と共に変化する場合には両者の寄与の割合は半径に依存して変化する。
- ② 磁極中央部では空隙が優勢で、端部では鉄芯が優勢。
- ③ その結果、端部では漏洩磁束や飽和が発生する。
- ④ 言い換えれば、端部では空隙が無いように見えて、従って、長い時定数の渦電流が発生できる。

3. 電磁石の性質に関わるその他の重要な結論。

- ① 鉄芯が寄与して磁場が定まる半径では、鉄芯の温度変化による材質の変化で磁場の大きさが変化する。
- ② 従って、鉄芯の熱変形のみで磁場が変化するとは限らない。

4. 矩形断面空隙無し鉄環の渦電流の式からの予想

- ① 積層鋼板電磁石での過渡的渦電流として、同じ大きさの鉄芯ブロック電磁石での長い時定数と同程度の長さの時定数が出てくる可能性がある。ただし、もちろん、その渦電流の量は小さい。

過渡現象としての渦電流

放医研共同研究報告会（平成10年12月21日）

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

渦電流研究のための 電磁石の解析式の研究

昨年 of 報告

1. 渦電流の方程式は熱伝導の式。
2. 過渡現象に対しては空間分布が発生。
3. その時定数は磁極間隙が狭いほど長い。
4. さらに、漏洩磁束は時定数を長くする。
5. 漏洩磁束は鉄芯の透磁率が大きいほど大きい。
6. 過渡現象である渦電流には増分透磁率が寄与する。
7. 増分透磁率が高いと漏洩磁束が大きく時定数が長い。
8. ヒステリシス曲線での微係数が時定数に寄与する。

この一年間の努力

昨年の報告を裏付ける電磁石の解析的な式の定式化。

日本物理学会誌 第11巻（1956年）第3号81頁
解説「電磁石の設計について」 核研 熊谷寛夫

§ 1. まえがき

物理学の研究に使われる各種装置のうちで、すでに必要性能をもっているために、その作動原理について、突っ込んでしらべてないものがいくつかある。私の知っている範囲では、真空ポンプとか電磁石などがその例である。

§ 4. 漏洩磁束

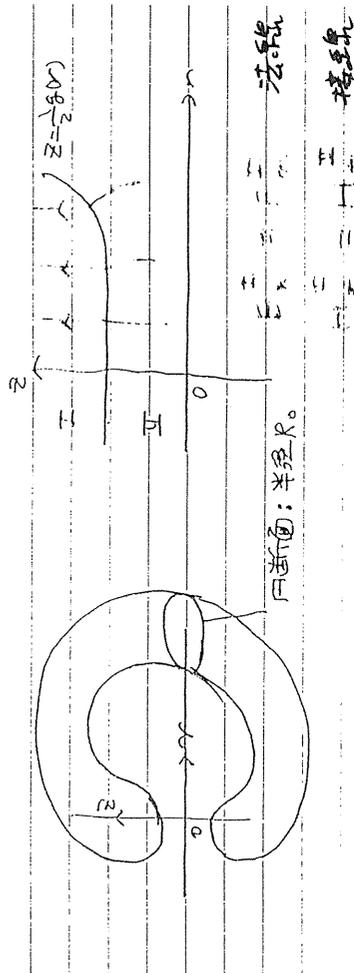
第3・1図のAB（磁極表面のこと）を通る磁束と、磁心のEF及びGH（両者はリターションヨーク断面のこと）を通過する全磁束の比はあとから実例を示すが、2乃至3、大きいと10に達することがある。この比を漏洩磁束比又は単に磁束比という。

§ 7. 漏洩磁束の実例

電磁石の鉄心の漏洩磁束を測定したものは1924年のフランスのP. Villardの実験が最初のものである。A. Cottonはこの結果を使って大きい電磁石を作っている。英国にもこの考えに従う電磁石があるが、米国の物理研究用電磁石ではこの考えをどのように取り入れていくかはっきりしない。しかし米国のMIT教官編の磁気回路と変圧器（尾本義一、宮本茂業訳）では、電磁石では漏洩磁束は大きいことがあり、重大なものであることを述べている。

電磁石の式の定式化に成功 (ただし、近似を含む)

円形断面空隙有りC型電磁石



境界条件: 境界は $z = \frac{1}{2}g_0$

$$\begin{aligned}
 b_z^I(r, z = \frac{1}{2}g_0) &= \frac{1}{1 + \frac{1}{2}g_0(r)} \left[b_z^I(r) + \frac{1}{2}g_0(r)^2 \mu_0 H_z^I(r) \right] \\
 b_r^I(r, z = \frac{1}{2}g_0) &= -\frac{1}{2}g_0(r) \left\{ b_z^I(r) - \mu_0 H_z^I(r) \right\} \\
 \mu_0 H_z^I(r) &= \frac{1}{2}g_0(r) \int_{\frac{1}{2}g_0}^{R_0} b_z^I(r, z) dz = N(I_z - I) - \mu_0 \int_{\frac{1}{2}g_0}^{R_0} g(z) \int_{\frac{1}{2}g_0}^r I_z dz \\
 \text{但し } \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r b_z^I(r) \right\} &= \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r E_z^I(r) \right\} \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r b_r^I(r) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ E_z^I(r, z) \right\} &= 0
 \end{aligned}$$

電磁石の式の定式化に成功 (ただし、近似を含む)

$$\begin{aligned}
 g_1(r) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1 + \frac{1}{2}g_0(r)}{1 + \frac{1}{2}g_0(r)} e^{-\frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)}} - \frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)} e^{-\frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)}} \right] \\
 &= N(I_z - I) = \sigma \int_{\frac{1}{2}g_0}^{R_0} (I_0 - g(z)) \int_{\frac{1}{2}g_0}^r I_z dz \\
 \text{但し } E_z^I(r) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\int_{\frac{1}{2}g_0}^r \frac{1 + \frac{1}{2}g_0(z)}{1 + \frac{1}{2}g_0(z)} \frac{1}{z} dz \right] - \frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)} e^{-\frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)}}
 \end{aligned}$$

熊谷電文先生に再々！ 最敬愛！

1998.11.27 降大 RUMP 佐藤進次

定常磁場の式、次式に「非ゼロ」の磁束密度も含まれる。

$$\begin{aligned}
 g_1(r) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1 + \frac{1}{2}g_0(r)}{1 + \frac{1}{2}g_0(r)} e^{-\frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)}} - \frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)} e^{-\frac{2\mu_0(r)}{g_0} \sqrt{\frac{1}{2}g_0(r)}} \right] \\
 &= N I_z
 \end{aligned}$$

但し $g_1(r)$ は非ゼロの磁束密度 (z=0) の磁束密度

鉄芯 \rightarrow 大 $z = \frac{1}{2}g_0$ は磁石の中心

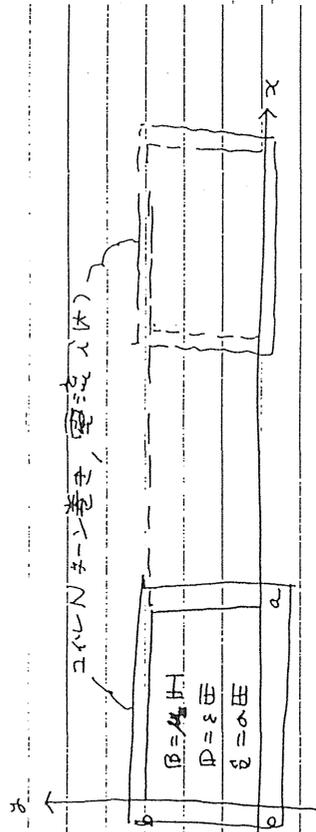
中央部 \rightarrow 小

端部 \rightarrow 大 $g(r) = \frac{1}{2}g_0 \left(1 - \frac{1}{2}g_0(r) \right)$

電磁石の式の定式化に成功

(ただし、近似を含む)

矩形断面円環鉄芯



$$\text{div } \mathbf{D} = 0 \text{ より } \frac{\partial E_x(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial E_y(x, y, z)}{\partial y} = 0$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \text{ は成立}$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \text{ より } B_z(x, y, z) = \frac{\partial E_y(x, y, z)}{\partial x} - \frac{\partial E_x(x, y, z)}{\partial y}$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \text{ より } B_z(x, y, z) = \frac{\mu N}{l} I(t) + \mu \int_x^a E_y(z, y, t) dz$$

最後式にて磁芯内と土器界外との連続性

$$\text{磁芯内より } \frac{\partial B_z(x, y, z)}{\partial x} = -\mu \frac{\partial E_y}{\partial x}(x, y, t)$$

境界条件

$$\begin{cases} \frac{\mu N}{l} I(t) = B_z(x=0, y, z) = B_z(x=a, y, z) = B_z(x, y=0, z) = B_z(x, y=b, z) \\ 0 = E_x(x=0, y, z) = E_x(x=a, y, z) = E_y(x, y=0, z) = E_y(x, y=b, z) \end{cases}$$

電磁石の式の定式化に成功

(ただし、近似を含む)

$$\text{式の定式化 } \text{rot } \mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{\partial \mathbf{B}(x, y, z, t)}{\partial t}$$

$$-\text{grad } \varphi(x, y, z, t) = \frac{\partial \mathbf{B}(x, y, z, t)}{\partial t}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi(x, y, z, t) = 0 \text{ 電位方程式}$$

時間にかかわらず 3次元変換して解いてやる。

$$\text{rot } \mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{\partial \mathbf{B}(x, y, z, t)}{\partial t}$$

$$-\text{grad } \varphi(x, y, z, t) = \frac{\partial \mathbf{B}(x, y, z, t)}{\partial t}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi(x, y, z, t) = 0 \text{ 電位方程式}$$

境界条件

$$\mathbf{I}(t) = \mathbf{B}(x=0, y, z, t) = \mathbf{B}(x=a, y, z, t) = \mathbf{B}(x, y=0, z, t) = \mathbf{B}(x, y=b, z, t)$$

$$0 = E_x(x=0, y, z, t) = E_x(x=a, y, z, t) = E_y(x, y=0, z, t) = E_y(x, y=b, z, t)$$

B(x, y, z, t) の定式化は難しいが、電位方程式の第一階微分を含む

電位方程式を解き、電位を $\varphi(x, y, z, t)$ と置く。

$$\mathbf{B}(x, y, z, t) = \text{grad } \varphi(x, y, z, t) = \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x}, -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)$$

rot B(x, y, z, t)

電磁石の式の定式化に成功 (ただし、近似を含む)

従って $b(x, y, p)$ は以下の整理式を以て求める。

$$0 = b(x, y, p) = \alpha(x, y, p) + \beta(x, y, p) = \alpha(x, y, p)$$

$b(x, y, p)$ は以下の偏微分方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha y p \right) b(x, y, p) = \alpha y p A(p) \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} \right\} - \frac{1}{4} \sqrt{1-\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2}$$

この式を解けばよい。

整理式からして、第一項の関数 $\alpha(x, y, p)$ は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha y p \right) \alpha(x, y, z, p) = \alpha \delta(x-z) \delta(y-z)$$

この第一項の関数 $\alpha(x, y, z, p)$ は $\alpha(x, y, z, p) = \alpha(x, y, z, p)$

式を

$$b(x, y, p) = \iint \left[\alpha(x, y, z, p) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha y p \right) \right] \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} \right\} dz dy$$

よって $\alpha(x, y, p) = \alpha(x, y, p)$

$$b(x, y, p) = A(p) \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} \right\} - \frac{1}{4} \sqrt{1-\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2}$$

$$= \iint \left[\alpha(x, y, z, p) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha y p \right) \right] \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha^2} \right\} dz dy$$

高周波四極電場を用いた遅いビーム取り出し

大木俊征、持箸晃、二宮史郎、野田耕司^a、佐藤健次
RCNP、^a放医研重粒子

1. 研究の動機と目的

平成8年度から開始した共同研究「高周波四極電場を用いたベータトロン振動数制御」の成果として、シンクロトロンに高周波四極電場(RFQ)を組み込んで励振すると、周回する荷電粒子が従う運動方程式はマシユ方程式で表され、その近似的な解析解を求めることに成功した。解析解の一つとして、適当な周波数でRFQを励振するとベータトロン振動振幅が共鳴的に発散するような不安定解の存在が示された。

HIMACでは、一定のセパトリクスを形成する共鳴ビーム取り出し条件の下で、ベータトロン振動しているビームにその振動を共鳴的に発散させるような周波数で水平方向高周波二極電場を印可することでビームを取り出すこと(RF-KO-SE)に成功しており、ベータトロン振動を共鳴的に発散させることが可能なRFQを用いてもビームを取り出すことが期待でき、RFQを用いた遅いビーム取り出しでの取り出し過程を理解することを研究の目的としている。

2. 遅いビーム取り出し

シンクロトロンリングの対角線上に、磁場強度の絶対値 S が等しく符号が逆である一組の6極電磁石を設置し、その6極電磁石が薄レンズ近似できる場合、リングを周回する荷電粒子の従う水平 x 方向の運動方程式は、6極電磁石の項のフーリエ成分のうち3次共鳴に寄与する項のみを考えれば、

$$\frac{d^2\eta}{d\phi^2} + \nu^2\eta = \nu S\eta^2 \cos(N\phi)$$

となる。3次共鳴に寄与する項として $N \approx 3\nu$ である。ここで ν は tune, η は x/β ^{1/2}

である。 $p = \frac{1}{\nu} \frac{d\eta}{d\phi}$ を定義して、運動方程式を

η と p の連立微分方程式に分離し、 η と p が Q なる振動数で早く振動する部分と、ゆっくり振動する部分で表されるとして $\eta = r\cos(Q\phi - \theta)$ 、 $p = -r\sin(Q\phi - \theta)$ とし、 Q と N がそれぞれ ν と 3ν に近いことに注意して、 r, θ の連立微分方程式を得る結果として、ベータトロン振動の振幅が発散する領域と、発散せずにリングを安定周回することのできる領域とを区別するセパトリクスの式が、

$$r^3 \cos(3\vartheta) - \frac{3}{2} r_0 r^2 = -\frac{1}{2} r_0^3$$

ただし、 $r_0 = \frac{8(\nu - N/3)}{S}$

として表わすことができる。このとき、安定領域であるセパトリクス内の面積は

$$\frac{3\sqrt{3}}{4} \left(\frac{8(\nu - N/3)}{S} \right)^2$$

であり、 ν を $N/3$ に近づけることで安定領域を周回するビームをセパトリクスの外に追い出してビームを取り出す。

この通常の遅いビーム取り出しに対して、HIMACでのRF-KO-SEは積極的に ν を $N/3$ に近づけることはせずに、6極電磁石は励磁した状態で、水平方向高周波二極電場によってベータトロン振動を共鳴的に発散させてビームを取り出すことに成功しているが、RFQも励振周波数 f_{RFQ} を周回周波数 f_{rev} に対して $f_{RFQ}/f_{rev} = 2\nu \pm m$, $m = 1, 2, 3, \dots$ を満たすように選ぶことによって、ベータトロン振動を共鳴的に発散させることができ、遅いビーム取り出しに適用できると考えられる。

3. HIMACにおける実験結果と考察

ビーム; C^{6+} , 290[MeV/u]、周回周波数 f_{rev} ; 1.49787[MHz] (ハーモニクス 4) の実験条件で、セパトリクス形成用 6 極電磁石を励磁した状態で、RFQ を励振してビームを取り出した。水平方向 tune; ν は、ビームポジションモニターの信号をスペクトラムアナライザーで測定した結果、3.6790 から 3.6857 に広がっていた。これに含まれる $\nu = 3.682$ に対応する $f_{RFQ} = 544$ [kHz] で励振したところ、ビームが取り出された。図 1 に 544[kHz] / 1000[W] で RFQ を励振し、取り出しを行なった際の取り出しビームスピルを示す。取り出しビームスピルはシンチレーターリップルモニターにて測定した。取り出しを行なう直前で、DCCT にて測定した周回ビーム強度は 5.2×10^8 [ppp] であり、シンクロトロンリング下流の高エネルギー転送系に設置したビーム強度モニター PRN092 にて測定した取り出しビーム強度は 8.24×10^7 [ppp] であった。取り出し効率は 16% 程度ではあるが、スピルの時間構造が良好なビームが得られた。

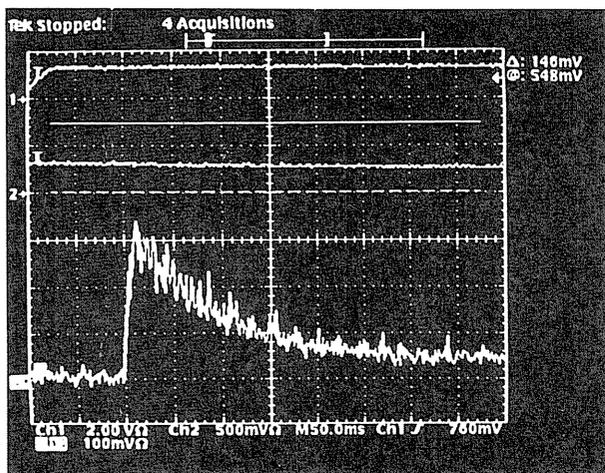


図 1 RFQ を用いた遅い取り出しでのビームスピル。544[kHz] / 1000[W] 印可時。上からセパトリクス形成用 6 極電磁石励磁電流、DCCT による周回ビーム強度、シンチレーターリップルモニターによる取り出しビームスピル

図 1 のスピル形状を片対数でプロットし

たのが図 2 である。ただし、図 2 は図 1 のビームスピルの信号からノイズレベルを差し引いたものである。

図 2 のスピル形状をみると、取り出し直後に指数関数的に振る舞っている部分があり、その部分についてフィッティングした結果、時定数は 100[msec] 程度であった。

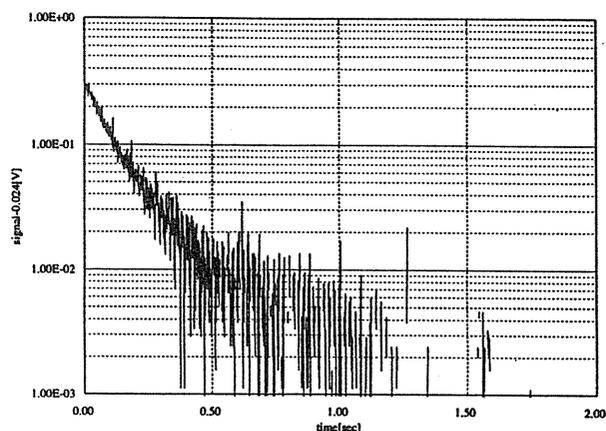


図 2 スピル形状の片対数グラフ。スピル形状の時定数としておよそ 100[msec] を得た。

スピル形状を特徴づける量としてスピルの時定数(τ)と最大値(spill max)があるが、これらの RFQ 印可電力依存性を 540[kHz] と 544[kHz] の 2 つの RFQ 励振周波数(それぞれ $\nu = 3.680, 3.682$ に対応)について測定した。両対数グラフで $1/\tau$ および spill max の印可電力依存性をフィッティングした結果、 $1/\tau$ および spill max はともに印可電力に比例するような振る舞いを見せた。いまのところ、これらの電力依存性については理解できておらず、考察中である。

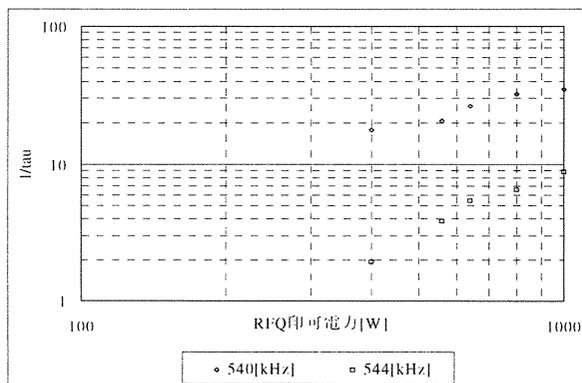


図 3 $1/\tau$ の RFQ 印可電力依存性。

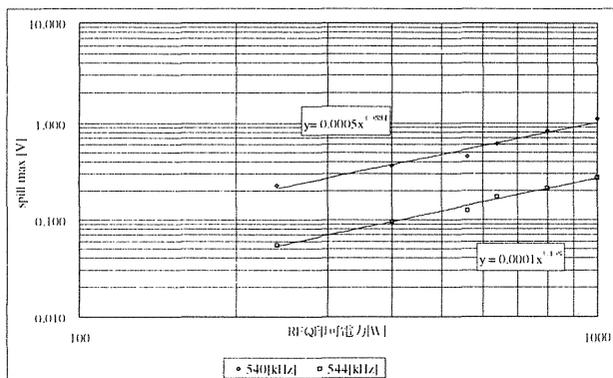


図 4 spill max の RFQ 印可電力依存性。

4.RFQ を用いた遅いビーム取り出し

RFQ を用いた遅いビーム取り出しでの取り出し過程を考察する上で、6 極電磁石を励磁した状態で、ビームの振動を共鳴不安定にするような周波数で RFQ を励振したときの荷電粒子の従う運動方程式は

$$\frac{d^2\eta}{d\phi^2} + v^2\eta = vS\eta^2 \cos(N\phi) + vg\eta \cos(f\phi + \phi_0) \cos(m\phi)$$

である。右辺 1 項目、2 項目はそれぞれ、6 極電磁石、RFQ の項である。 f_{RFQ} 、 g はそれぞれ RFQ 励振周波数、電極電圧である。

$$f = \frac{f_{RFQ}}{f_{rev}} = 2\nu \pm ml, m = 1, 2, 3, \dots$$

を満たすように RFQ を励振するとき、ビームの振動は共鳴的に発散する。

ここで、 $p = \frac{1}{v} \frac{d\eta}{d\phi}$ を定義して、運動方程式を η と p の連立微分方程式に分離し、 η と p が Q なる振動数で早く振動する部分と、ゆっくり振動する部分で表されるとして $\eta = r\cos(Q\phi - \theta)$ 、 $p = -r\sin(Q\phi - \theta)$ とし、 Q と N がそれぞれ ν と 3ν に近いことに注意して、 r, θ の連立微分方程式は

$$\begin{cases} \frac{dr}{d\phi} = \frac{1}{8} Sr^2 \sin(3\vartheta) + \frac{1}{4} gr \sin(2\vartheta + \phi_0) \\ \frac{d\vartheta}{d\phi} = \frac{N}{3} - \nu + \frac{1}{8} Sr \cos(3\vartheta) + \frac{1}{4} g \cos(2\vartheta + \phi_0) \end{cases}$$

となる。このとき、運動の常数は

$$\begin{aligned} \left(\frac{N}{3} - \nu\right)r^2 + \frac{2}{3} \frac{1}{8} Sr^3 \cos(3\vartheta) \\ + \frac{1}{4} gr^2 \cos(2\vartheta + \phi_0) = C \end{aligned}$$

であり、 $\frac{dr}{d\phi} = 0$ 、 $\frac{d\vartheta}{d\phi} = 0$ をみたとす、不動点 (r_0, ϑ_0) を通る運動の常数は

$$C_0 = -\frac{1}{3} \frac{1}{8} Sr_0^3 \cos(3\vartheta_0)$$

であるから、不動点を通る運動、つまり、セパトロックスの式は

$$\begin{aligned} \left(\frac{N}{3} - \nu\right)r^2 + \frac{2}{3} \frac{1}{8} Sr^3 \cos(3\vartheta) + \frac{1}{4} gr^2 \cos(2\vartheta + \phi_0) \\ = C_0 \left(= -\frac{1}{3} \frac{1}{8} Sr_0^3 \cos(3\vartheta_0) \right) \end{aligned}$$

で表すことができる。

この式から、通常の遅い取り出しでのセパトロックスを表す $g=0$ とした、6 極電磁石の項のみがあるときのセパトロックスの式を、RFQ によって変形させていると考えられるが、現状では通常の遅いビーム取り出しでのセパトロックスとあらわには比較できていない。

また、実験結果からビームは指数関数的に取り出されているようであり、これについても今のところ説明できていないが、今後は、「RFQ を用いた遅いビーム取り出しでは、通常の遅い取り出しでのセパトロックスを RFQ によって小さくして取り出ししている」という方針で、実験結果を説明できる取り出し過程を考察していきたいと考えている。

5.まとめ

マシンタイムでの実験結果として、すべてのビームは取り出せないものの、取り出したビームについてはスピルの時間構造が良好であることが確かめられ、ビームは指数関数的に取り出されているようである。

本研究の目的は RFQ を用いた遅いビーム取り出しでの取り出し過程を理解することであり、現状では実験結果を説明できて

おらず更なる研究が必要と考えている。

References

- [1]山田聰 *et al*,重粒子線がん治療装置建設
報告書、NIRS-M-109,HIMAC-009,1995
- [2]K.Noda *et al*,Nucl.Instrum.Methods A
374,269(1996)
- [3]遠藤卓行：修士論文、高周波四極電場を
用いたベータトロン振動数制御の研究、
阪大、1998

高周波四極電場を用いた

遅いビーム取り出し

放医研共同研究報告会 (1998/12/21)

発表者
RCNP 大木俊征

RFQを用いた遅いビーム取り出しの考察

● 運動方程式

6極電磁石を励磁した状態で、ビームの振動を共鳴不安定にするような周波数でRFQを励振したときの運動方程式は

$$\frac{d^2\eta}{d\phi^2} + v^2\eta = v\delta\eta^i \cos(N\phi) + v g \eta \cos(f\phi + \phi_0) \cos(m\phi)$$

$$f = \frac{f_{RFQ}}{f_{rev}} = 2v \pm ml, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

ここで、 $p = \frac{1}{v} \frac{d\eta}{d\phi}$ を定義して、運動方程式を η, p の連立微分方程式に分離し、 η, p が Q なる振動数で早く振動する部分と、ゆっくり振動する部分で表せるとして

$$\begin{cases} \eta = r \cos(Q\phi - \vartheta) \\ p = -r \sin(Q\phi - \vartheta) \end{cases}$$

とし、 $Q = v$ および $3v = N$ に注意して早く変化する項を無視して、 ϕ の係数の小さな項で r, ϑ の運動を考えると、 r, ϑ の連立微分方程式

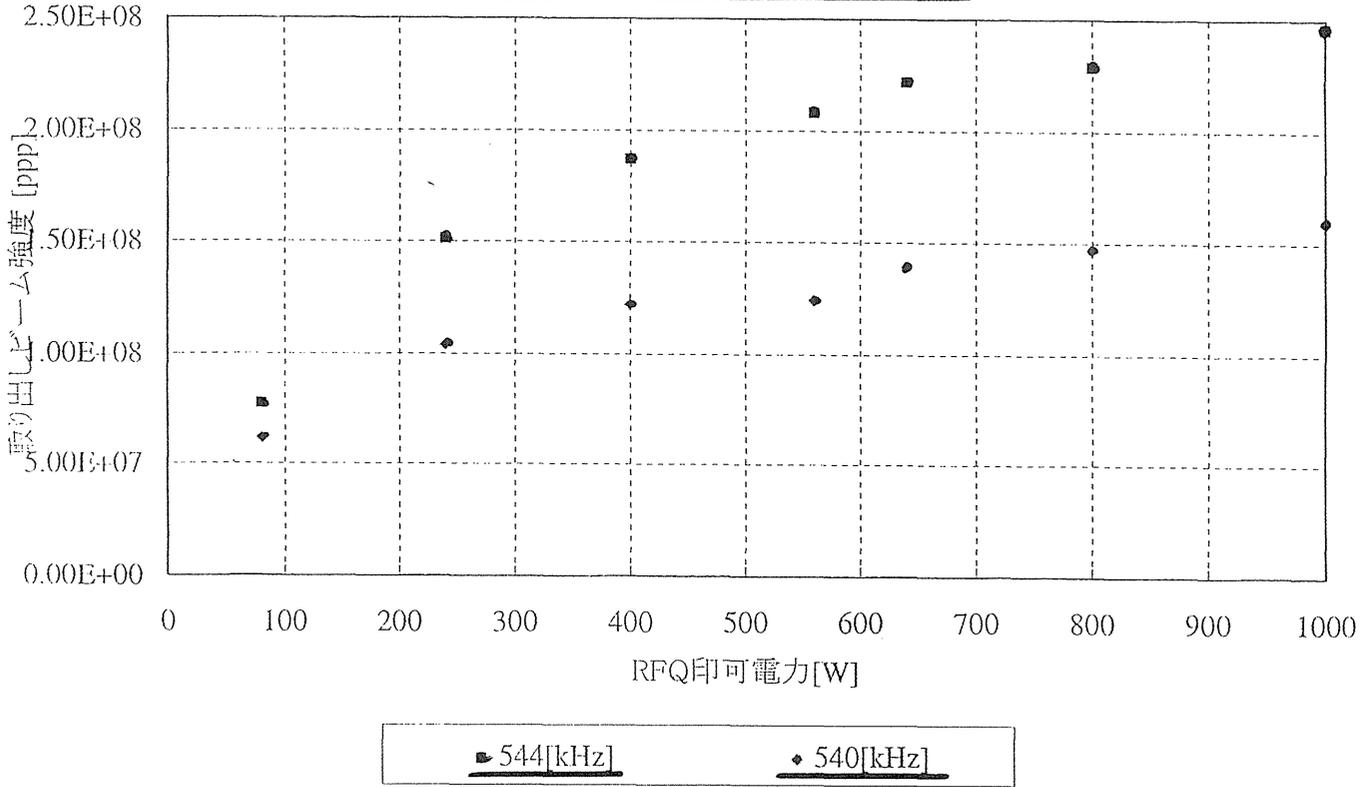
$$\begin{cases} \frac{dr}{d\phi} = \frac{1}{8} S r^2 \sin(3\vartheta) + \frac{1}{4} g r \sin(2\vartheta + \phi_0) \\ \frac{d\vartheta}{d\phi} = \frac{N}{3} - v + \frac{1}{8} S r \cos(3\vartheta) + \frac{1}{4} g \cos(2\vartheta + \phi_0) \end{cases}$$

を得る。

目次

1. 研究の動機と目的
2. 遅いビーム取り出しとセパラトリクス
3. 実験結果と考察
4. まとめ

取り出しビーム強度のRFQ印可電力依存性



● 運動の常数
運動を通じて ϕ に寄らない運動の常数は

$$\left(\frac{N}{3} - \nu\right)r^2 + \frac{2}{3}Sr^3 \cos(3\vartheta) + \frac{1}{4}gr^2 \cos(2\vartheta + \phi_0) = const.$$

である。

● RFQ を用いた遅い取り出しでの

セパラトリクス

$\frac{dr}{d\phi} = 0, \frac{d\vartheta}{d\phi} = 0$ を満たす状態点 (不動点) を (r_0, ϑ_0) とすると、不動点 (r_0, ϑ_0) を通る運動の常数は

$$C_0 = -\frac{1}{38}Sr_0^3 \cos(3\vartheta_0)$$

なので、 (r_0, ϑ_0) を通る運動は

$$\left(\frac{N}{3} - \nu\right)r^2 + \frac{2}{3}Sr^3 \cos(3\vartheta) + \frac{1}{4}gr^2 \cos(2\vartheta + \phi_0) = C_0$$

で表せる。

しかし、現状では通常遅い取り出しでのセパラトリクスとあらわには比較できない。また、実験での現象を説明できていない。

「通常の遅い取り出しでのセパラトリクスを

RFQ によって小さくして

取り出ししているのではないだろうか」

という方針で、実験での現象を説明できる取り出し過程を考察している。

1. 研究の動機と目的

動機

- HIMAC での高周波二極電場 (RF-KO) を用いた遅いビーム取り出しの成功
- 共同研究「高周波四極電場を用いたベータatron 電場 RFQ をシミュレーションして、高周波挿入にたい適当な周波数で励振するとわかった。



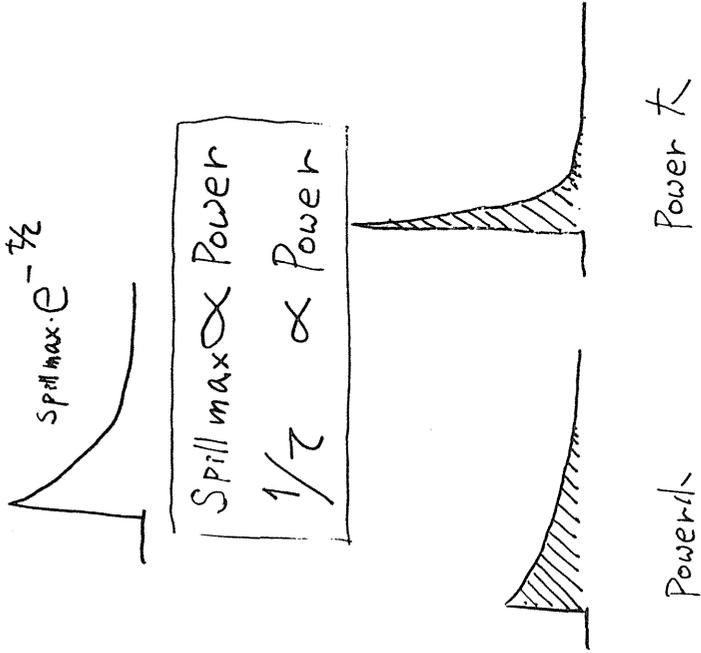
RFQ を用いても

遅いビーム取り出しが可能であろう

目的

RFQ を用いた遅いビーム取り出しでの取り出し過程を理解する。

スピルの形状の RFQ 印可電力依存性



2. 通常の遅いビーム取り出し

● 運動方程式の導出

強制力 $g(x, s)$ がある場合に、リングを周回する粒子の運動方程式は

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K(s)x = g(x, s)$$

$\eta = \frac{x}{\sqrt{\beta}}$ と変換すると

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\eta}{d\phi^2} + \nu^2\eta = \nu^2\beta^{3/2}g(\eta, \phi) \\ \phi = \frac{1}{\nu_0} \int_0^s \frac{ds}{\beta} \end{array} \right. \quad \text{ただし}$$

強制力 $g(x, s)$ としてリングの対角線上の ($\phi = 0$, π) に、長さが λ にも λ 、磁場強度の絶対値 S が等しく符号が逆の一組の 6 極電磁石が存在するとき、(δ 関数近似できるとして) リングを周回する粒子の運動方程式は

$$\frac{d^2\eta}{d\phi^2} + \nu^2\eta = \frac{2L}{\pi} \beta^{3/2} \nu S \eta^2 \sum_{n=1,3,5,\dots} \cos(n\phi)$$

$n = N \approx 3\nu$ の項が共鳴に寄与するので

$$\frac{d^2\eta}{d\phi^2} + \nu^2\eta = \frac{2L}{\pi} \beta^{3/2} \nu S \eta^2 \cos(N\phi) \equiv \nu S \eta^2 \cos(N\phi)$$

となる。
この運動方程式を解く

● 運動方程式を解く

$p = \frac{1}{\nu} \frac{d\eta}{d\phi}$ を定義して、運動方程式を

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\eta}{d\phi} = \nu p \\ \frac{dp}{d\phi} = -\nu\eta + S\eta^2 \cos(N\phi) \end{array} \right.$$

と分離し、 η, p が Q なる振動数で早く振動する部分と、ゆっくり振動する部分で表せるとして

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta = r \cos(Q\phi - \vartheta) \\ p = -r \sin(Q\phi - \vartheta) \end{array} \right.$$

とし、 $Q = \nu$ および $3\nu \approx N$ に注意して早く変化する項を無視して、 ϕ の係数の小さな項で r, ϑ の運動を考えると、 r, ϑ の連立微分方程式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{d\phi} = -\frac{1}{8} S r^2 \sin((3Q - N)\phi - 3\vartheta) \\ \frac{d\vartheta}{d\phi} = Q - \nu + \frac{1}{8} S r \cos((3Q - N)\phi - 3\vartheta) \end{array} \right.$$

を得る。

● 運動の常数 ($Q = N/3$ の粒子について)

$Q = \nu$ のとき、 $\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{d\phi} = \frac{1}{8} S r^2 \sin(3\vartheta) \\ \frac{d\vartheta}{d\phi} = \frac{N}{3} - \nu + \frac{1}{8} S r \cos(3\vartheta) \end{array} \right.$ であって、

運動を通じて ϕ に寄らない運動の常数は

$$C = r^3 \cos(3\vartheta) + \frac{12(N/3 - \nu)}{S} r^2$$

である

RFQによるビームの共鳴不安定化

● RFQをリングに挿入したときの運動方程式

$$\frac{d^2y}{ds^2} + K(s)y = \frac{q_e}{m_0\gamma^2} G_0 y \sin(\omega t + \phi_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [u(s + \frac{1}{2} + nL) - u(s - \frac{1}{2} + nL)]$$

G_0 : 電場勾配
 l : RFQ電極長
 L : リング周長

は、マシユエー方程式

$$\frac{d^2\eta}{dz^2} + a \left(1 - \frac{2q}{a} \cos(2z) \right) \eta = 0$$

$$\begin{cases} 2z = K\phi + \phi_K \\ a = \frac{4}{K^2} v^2 \\ \frac{2q}{a} = \frac{q_e}{m_0\gamma^2} G_0 \beta_0^2 \frac{l}{L} \end{cases}$$

に従う。特に、 $m=1, 2, 3, \dots$ として

$$f_{RFQ} = |2V_{\pm m}| \times f_{rev} \text{ で RFQ を励振すると}$$

ビームを共鳴不安定にできる

● $\frac{dv}{ds} = 0, \frac{dv}{dt} = 0$ を満たす状態点(不動点)

$$v_0 = \frac{8(v_0 - \Delta v)}{S}, \quad \phi_0 = 0, \pi, 2\pi$$

であり、不動点 (v_0, ϕ_0) を通る運動の常数は

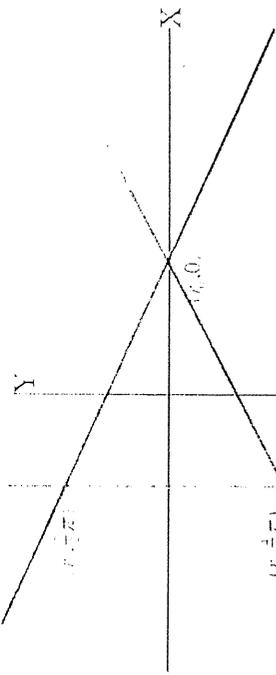
$$C_1 = r_0^2 \cos(3\phi_0) + \frac{12(v_0 - v)}{S} r_0^2 = -\frac{1}{2} r_0^2$$

なので、 (v_0, ϕ_0) を通る運動は

$$r^2 \cos(3\phi) - \frac{3}{2} r_0^2 = -\frac{1}{2} r_0^2$$

で表せる

これを (X, Y) の平面で表すと、



となる。この直線がセパラトリクスを表し、この領域は安定領域を属する。

$$\text{セパラトリクスの面積} = \frac{3\sqrt{3}}{4} \left(\frac{8(v_0 - \Delta v)}{S} \right)^2$$

v_0 として、この安定領域を小さくしていくと、粒子はリングから取り出される。

RFQ によるビームの共鳴不安定化

RF-KO による遅い取り出しの成功と

RFQ による遅い取り出しの可能性

● RFQ をリングに挿入したときの運動方程式

$$\frac{d^2 y}{ds^2} + K(s)y = \frac{q_e}{m_0 \gamma^2} G_0 y \sin(\omega t + \phi_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [u(s + \frac{1}{2} + nL) - u(s - \frac{1}{2} + nL)]$$

$\left\{ \begin{array}{l} G_0; \text{電場勾配} \\ l; \text{RFQ 電極長} \\ L; \text{リング周長} \end{array} \right.$

は、マシユエー方程式

$$\frac{d^2 \eta}{dz^2} + a \left(1 - \frac{2q}{a} \cos(2z) \right) \eta = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 2z = K\phi + \phi_K \\ a = \frac{4}{K^2} v^2 \\ \frac{2q}{a} = \frac{q_e}{m_0 \gamma^2} G_0 \beta_0^2 \frac{l}{L} \end{array} \right.$$

に従う。特に、 $m=1, 2, 3, \dots$ として

$$f_{\text{RFQ}} = |2V \pm m| \times f_{\text{rev}} \text{ で RFQ を励振すると}$$

ビームを共鳴不安定にできる

● HIMAC では、セパトリクス形成用 6 極電磁石を励磁した状態、ビームが共鳴不安定になるような周波数で RF-KO を励振すること、ビームを取り出すことに成功している。



6 極電磁石を励磁

+

ビームが共鳴不安定になるように

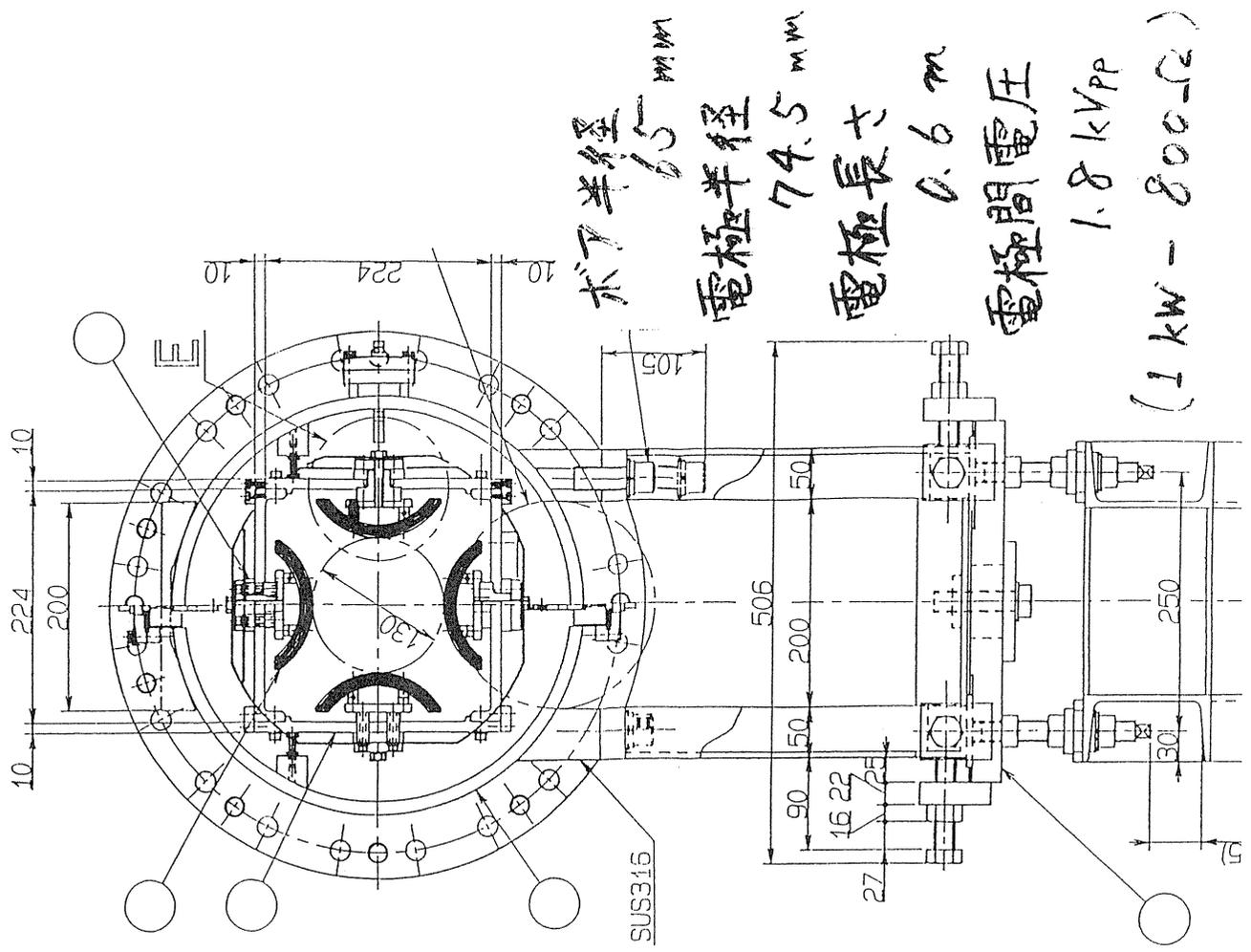
RFQ を励振

ビームを取り出す

RFQ 高速イオンシフターの基本仕様

3. 実験・結果・考察

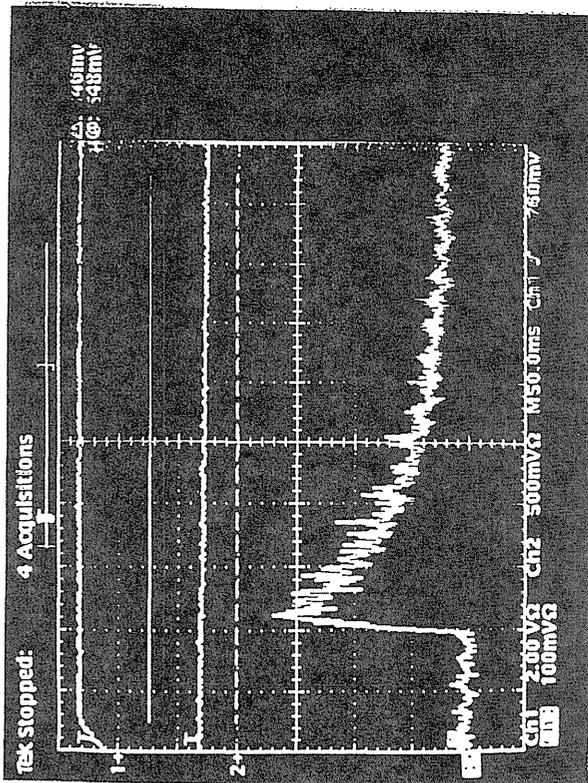
実験条件	
●	ビームの種類 ; C^{6+}
●	エネルギー ; $290 [MeV/u]$
●	周波数 f_{rev} ; $1.49787 [MHz]$
●	ハモニック ; 4
●	水平方向 tune v ; $3.6790 \sim 3.6857$



セパラトリクス形成用 6 極電磁石安定してビームを励磁する
 状態で、RFQ をビームを共振して励振し、RFQ の共振周波数 $(f_{RFQ} = 12V_{\pm} m | \times f_{rev})$ で取り出した。

取り出しビームスピル形状

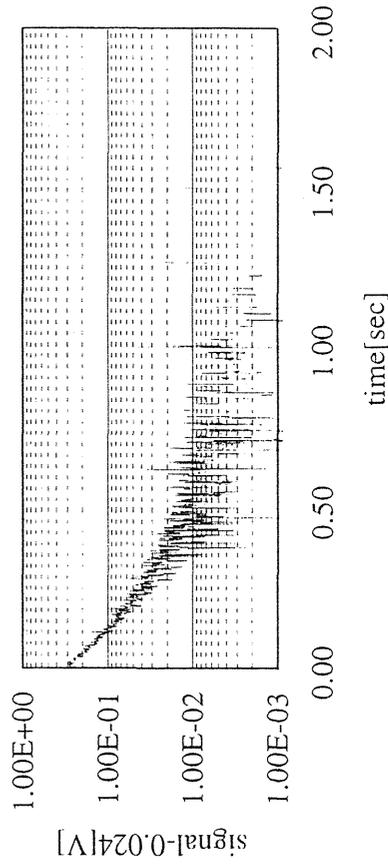
RFQ;周波数 544[kHz]/出力 1000[W]励振時



上から
6極電磁石励磁電流
周回ビーム強度 (DCCCT)
取り出しビームスピル
(シンチレーターリプルモニター)

この時、
周回ビーム強度 ; 5.2×10^8 [ppp]
取り出しビーム強度 ; 8.24×10^7 [ppp]
(取り出し効率 16%)

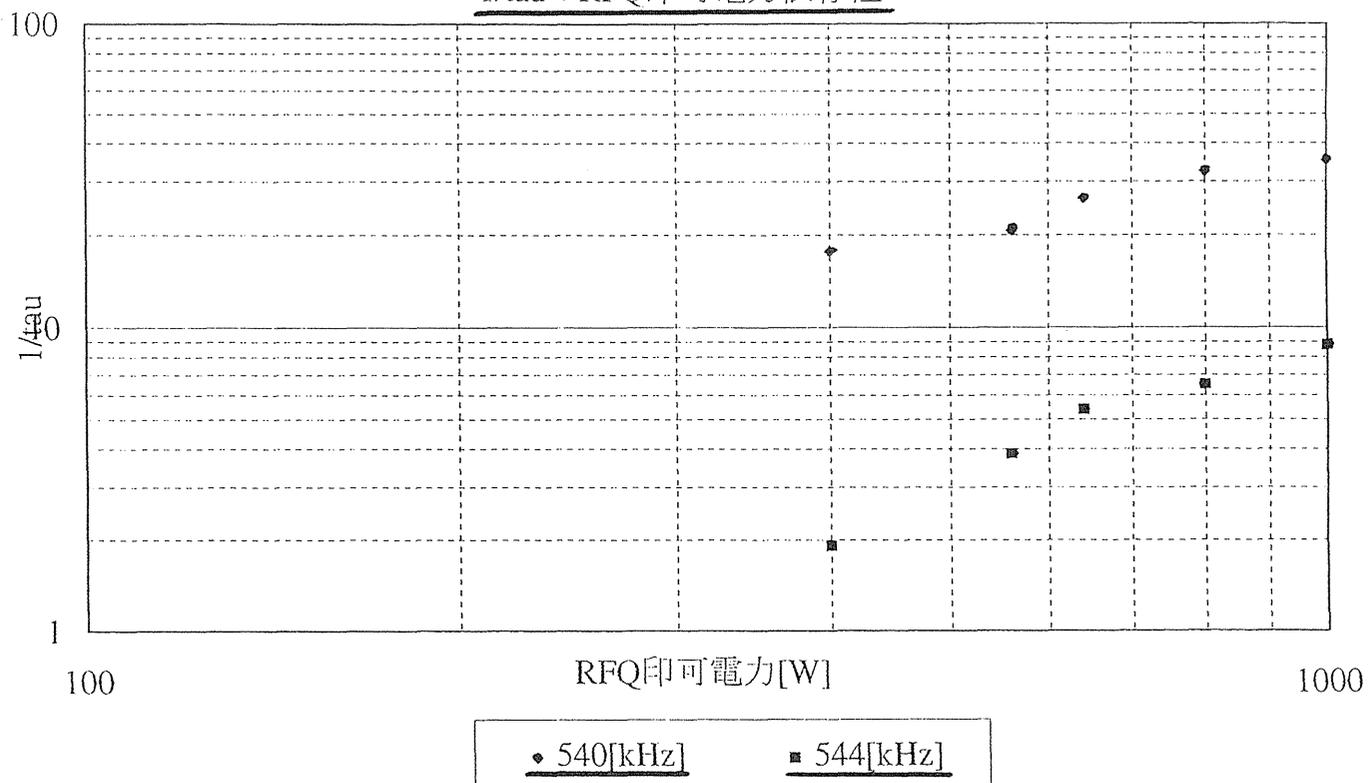
取り出しビームスピル
544kHz/1000W印可時
(ノイズレベルの24mVを引いて評価した)



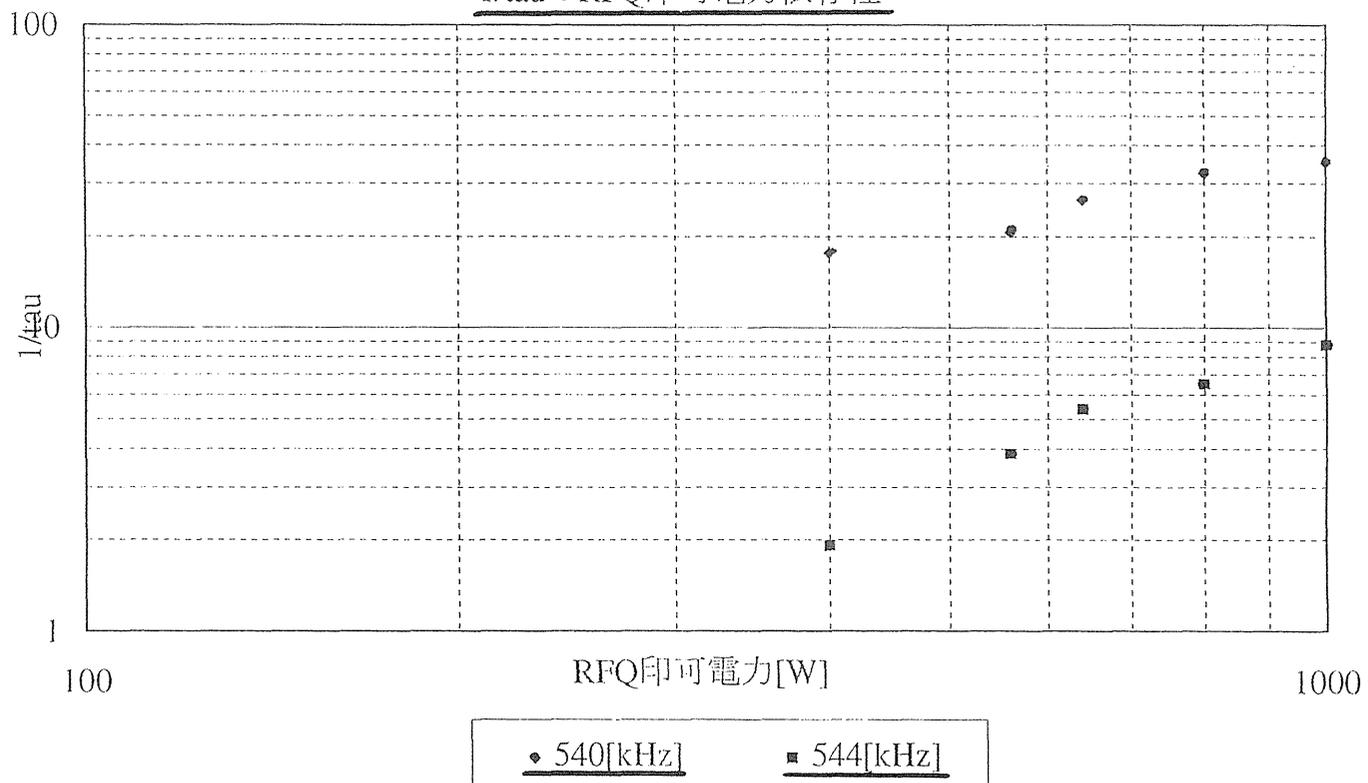
$$\tau_{90} = 111 \mu\text{s} \quad (y = 0.285e^{-8.779x})$$

の指数関数に乗るように見える

1/tauのRFQ印可電力依存性



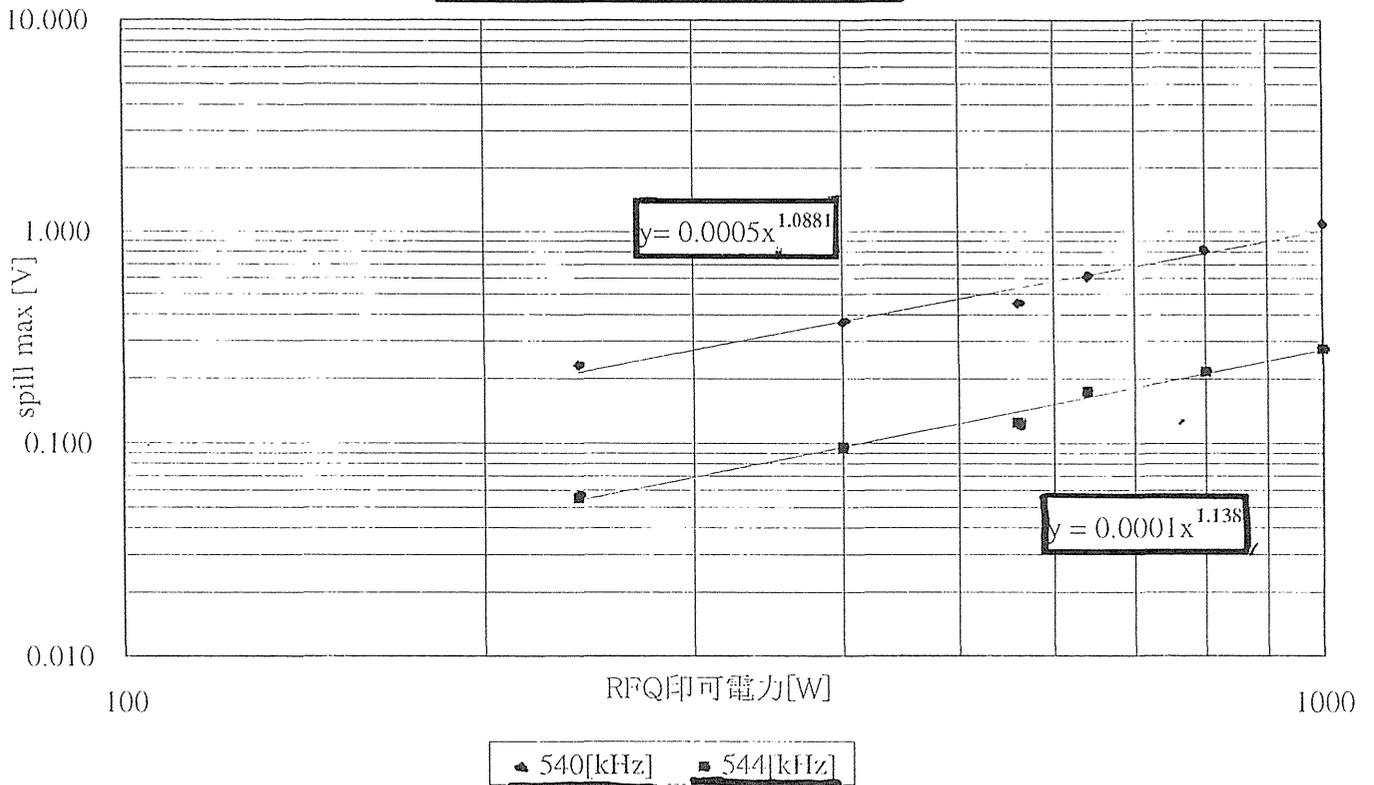
1/tauのRFQ印可電力依存性



まとめ

- RFQを用いてビームを取り出すことができた。
- 実験から、ビームは時間的に指数関数的に取り出されるように見える。
- 今のところ、実験での現現象は説明できず、「通常のRFQをのし出すよりも遅い速度でRFQをのし出す方が、RFQによる遅延が小さい」といっている。

spill maxのRFQ印可電力依存性



無同調 cavity 3 倍高調波の位相とビーム電流

田村 仁志^a、利沢 隆人^b、持箸 晃^a、大木 俊征^a、千葉 好明^b、
 二宮 史郎^a、佐藤 耕輔^b、森井 保次^b、佐藤 健次^a
^a阪大核物理研究センター(RCNP) ^b 東芝 (株)

1. 1998 年の 3 月末に全域通過網を用いた無同調 cavity (プロト機の高電圧化に伴う改良を加えた出力インピーダンス 450Ω系) を HIMAC に組み込み、ビーム加速試験を行い 4/20 日に加速に成功した。

このたびの無同調 cavity の改良と HIMAC におけるビーム加速試験は、加速ギャップに kV オーダーの電圧を発生させてのビーム加速である。無同調 cavity の入力に 2 kW (AMP) を使い加速ギャップに約 1.34 kV の電圧を発生させている。下記に無同調 cavity の全景図 (図 1.) 及び回路図 (図 2.) 使用しているフェライトの比透磁率 (図 3.) を示している。

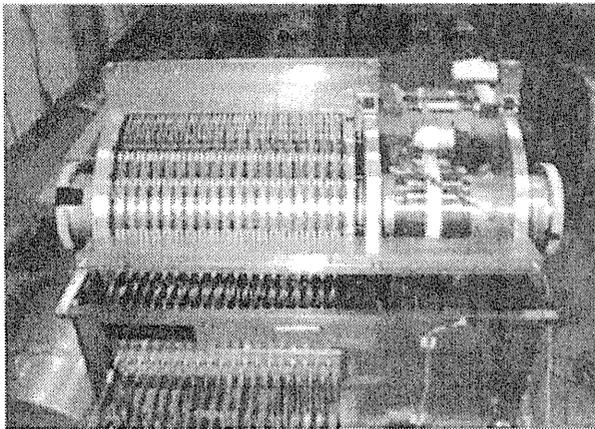


図 1. 無同調 cavity 全景図

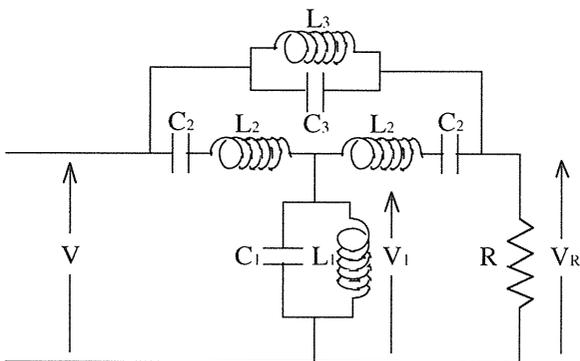


図 2. 無同調 cavity 全域通過網 回路図

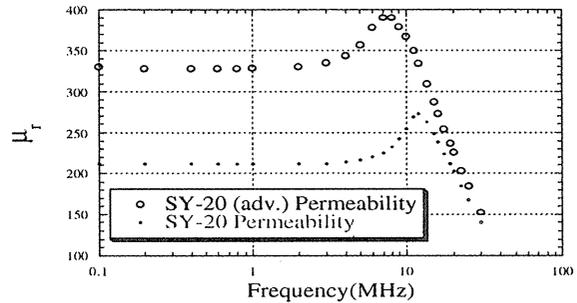


図 3. フェライトの比透磁率 (SY-20,SY-20adv)

HIMAC での加速パラメーターは、 $^{12}\text{C}^{6+}$ を 6 (MeV/u) で入射し、100 (MeV/u) で出射するパターンでハーモニック数は $h = 6$ 、加速周波数範囲は 1.562~5.943 (MHz)、無同調 cavity の加速電圧は約 1.34 kV である。この電圧で加速しようとするれば、加速時間は 1.8 (s) であり、運転パターンの繰り返しは 3.3 (s) で行った。

2. 無同調 cavity の改良及びコンポーネントの値
 L1 ; プロト機で用いた SY-20 は比透磁率が ~200 であったがその改良材は ~300 である。全 20 枚中 10 枚を交換した。この時の $L1 \sim 16.83 \mu\text{H}$ である。
 C1 ; パラメータサーベイの結果、最適な C1 の値は約 161 pF であるが、cavity 本体フェライト部の C ($C_{\text{cav}} + C_{\text{gap}}$) ~175 pF であり、これ以下にできないので、 $C1 \sim 180 \text{ pF}$ とした。これらの L1, C1 と外部抵抗 ; $R = 450 \Omega$ 、から他のコンポーネントの値を決めた。

L2, L3, C2, C3 ; 全域通過網の方程式から出力インピーダンス一定で導き出される値である。

$$C_2 = \frac{2L_1}{R^2}, L_2 = \frac{C_1 R^2}{2}, C_3 = \frac{C_1}{4} \text{ and } L_3 = 4L_1$$

$L2 = 18.2 \mu\text{H}$, $C2 = 166.2 \text{ pF}$, $L3 = 67.3 \mu\text{H}$,
 $C3 = 45.0 \text{ pF}$ である。

ダミーロード ; インピーダンス変換器 ($450 \Omega - 50 \Omega$) で変換した後に市販されている 50Ω ダミーロード 5 kW 使用している。

3. 同調 cavity $\{2.84 \text{ kV} * \text{Sin } \theta\}$ と無同調 cavity $\{A * \text{Sin}(3\theta + \phi)\}$ 2 台を使ってフラットベースでの運転を行い、ビームバンチの様子を観測した。図 4. は、無同調 cavity の電圧 A $\{1.01 \text{ kV}, 750 \text{ V}, 502 \text{ V}, 250 \text{ V}\}$ を変えた後、位相 ϕ を変化させた時の入射 5 msec 後のビームバンチ波形を積分して電荷量を求めている。

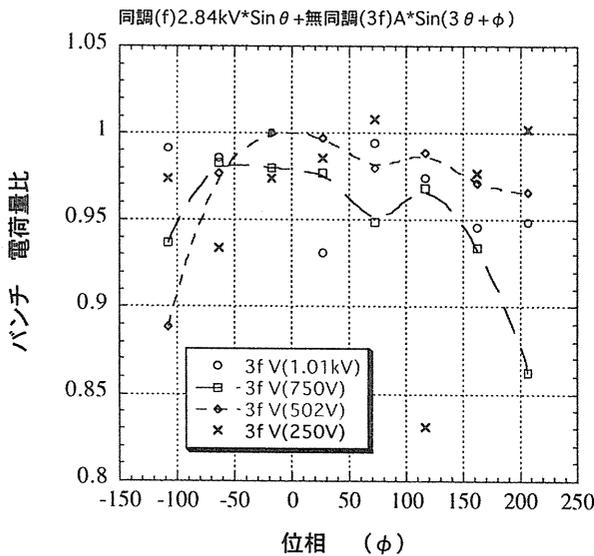


図 4. 同調 cavity $\{2.84 \text{ kV} * \text{Sin } \theta\}$ + 無同調 cavity $\{A * \text{Sin}(3\theta + \phi)\}$ で位相 (ϕ) を変化させた時のバンチ当たりの電荷量比

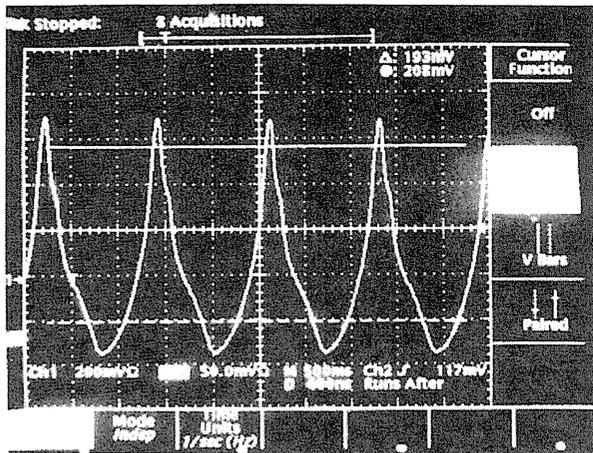


図 5. 同調 cavity のみバンチ形状 (入射後 $200 \mu\text{s}$)

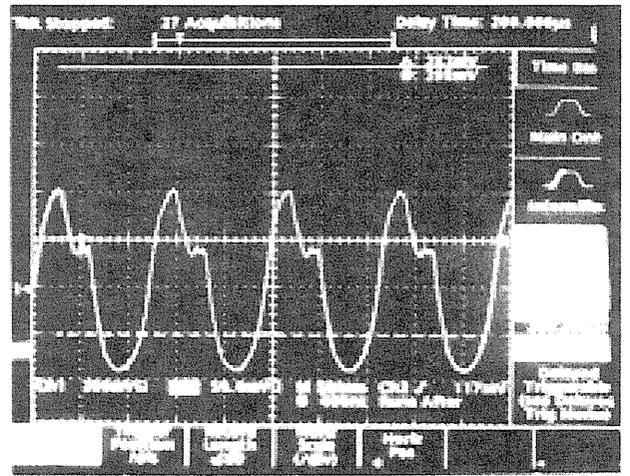


図 6. 同調、無同調 cavity に $2.84 \text{ kV} * \text{Sin } \theta + 1.0 \text{ kV} * \text{Sin}(3\theta - 8.5^\circ)$ の電圧を印加した。ビーム入射後 $200 \mu\text{s}$ のバンチ波形

3 倍高調波を加えることによりビーム形状が変わっている事が確認できた。又、シンクロトロン振動数と位相差の関係を図 7 に示す。

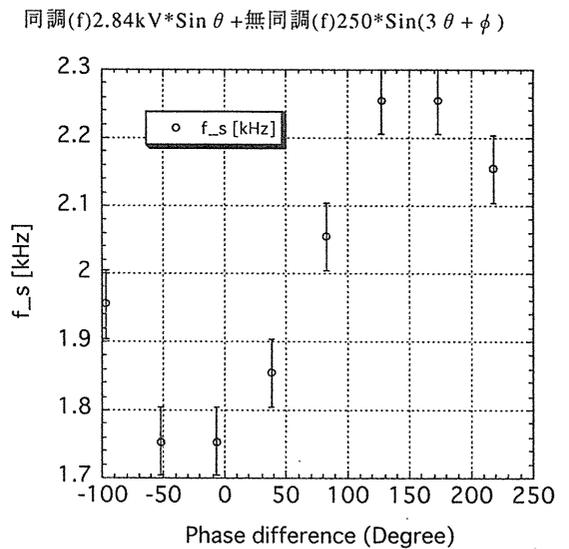


図 7. 250 V 印加時のシンクロトロン振動と位相

4. 周波数超高帯域動作の確認

無同調 cavity の出力インピーダンスを 22.2Ω にし周波数レンジを $0.1 \sim 8 \text{ MHz}$ と高帯域に改造した後放医研でビーム試験を行なう。この試験のためには、シンクロトロンのリナックからの入射エネルギーを 6 MeV/u より下げる必要があり、その為には、RFQ リナックのみでの加速と入射が望ましいであろう。又、シンクロトロンの高周波加速系の運転周波数を下げる必要があるかもしれない。

無同調 cavity 3 倍高調波の位相とビーム電流

田村 仁志^a、利沢 隆人^b、持箸 晃^a、大木 俊征^a、千葉 好明^b、
 二宮 史郎^a、佐藤 耕輔^b、森井 保次^b、佐藤 健次^a
^a 阪大核物理研究センター(RCNP) ^b 東芝 (株)

1. 無同調 cavity について (Bridged-T Type All-Pass Network)
 cavity 写真、フェライトの特性、cavity の特性
2. 今年 3 月末に無同調 cavity を HIMAC に組み込みビーム加速を行う
 $^{12}\text{C}^{+6}$ 6 (MeV/U) で入射し 100 (MeV/U) で出射、
 ハーモニック $h=6$ 、1.562~5.943(MHz)
3. 同調 cavity ($\sin \theta$) と無同調 cavity $\{A \cdot \sin(3\theta + \phi)\}$ を使ったの
 フラットベース運転
4. 無同調 cavity $\{\sin \theta + A \cdot \sin(3\theta + \phi)\}$ 単独によるフラットベースでの
 運転
 $A: \{1/2, 1/3, 1/6\}$, $\phi: \{0, 90, 190, 225, 270, 315\}$
5. 来年度に行う事柄 (無同調 cavity に関し)
 無同調 cavity の一部のコンポーネントを更新し周波数レンジ約 80
 倍(0.1~8MHz) の超高帯域化をはかり、ビーム加速を行いたい

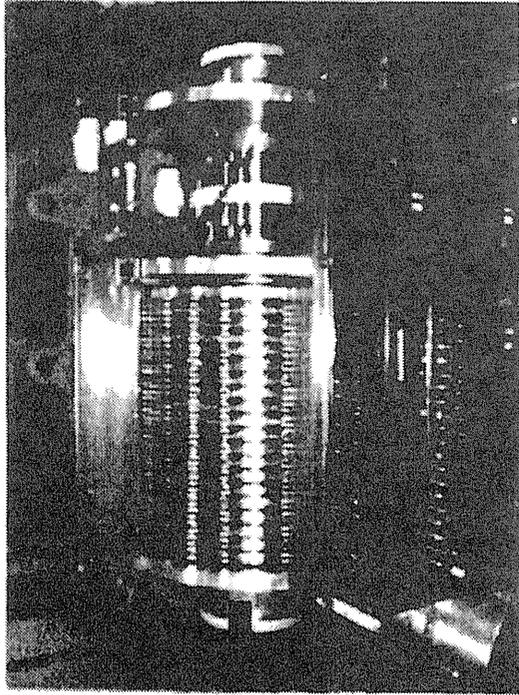


Fig.5 A new-type tuning-free cavity

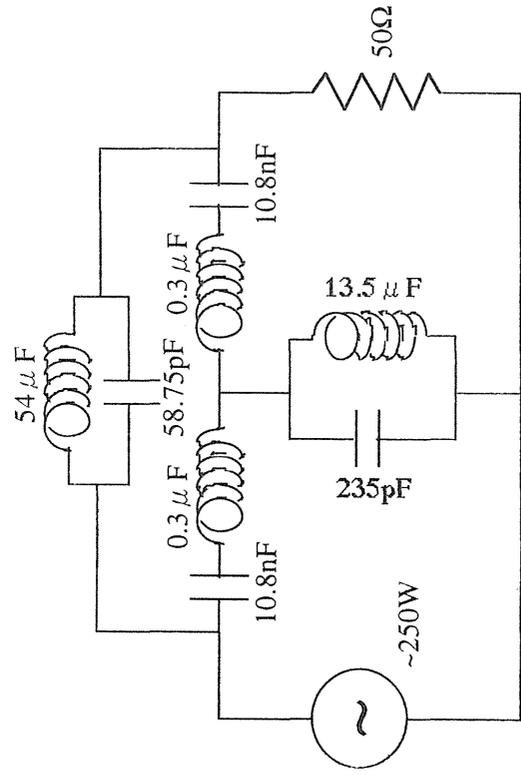
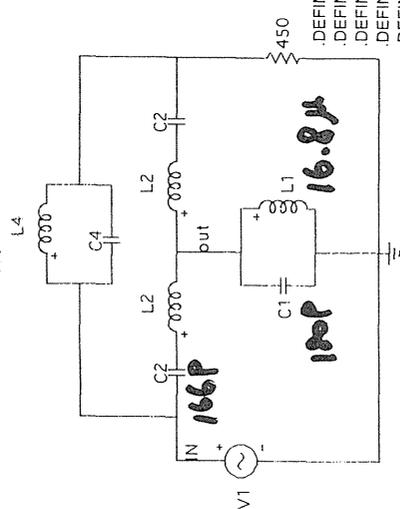


Fig.6 Designed all-pass network

Li: SF-20 + SF-20 adU

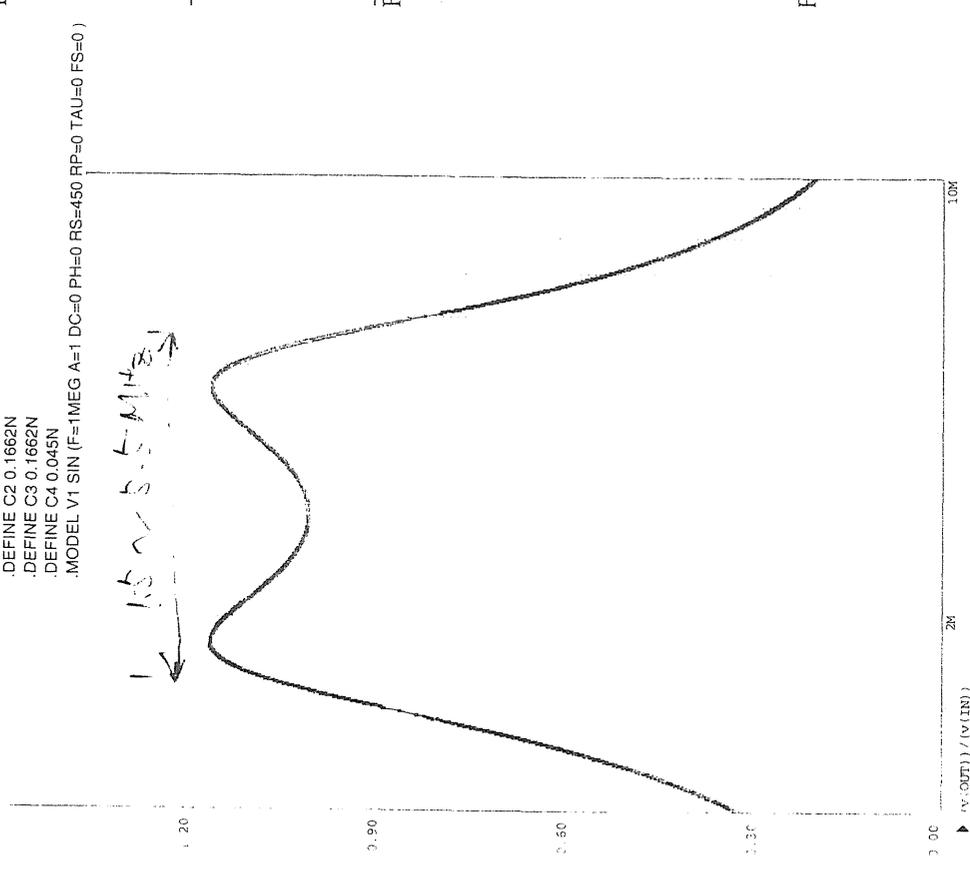
(100 Hz)



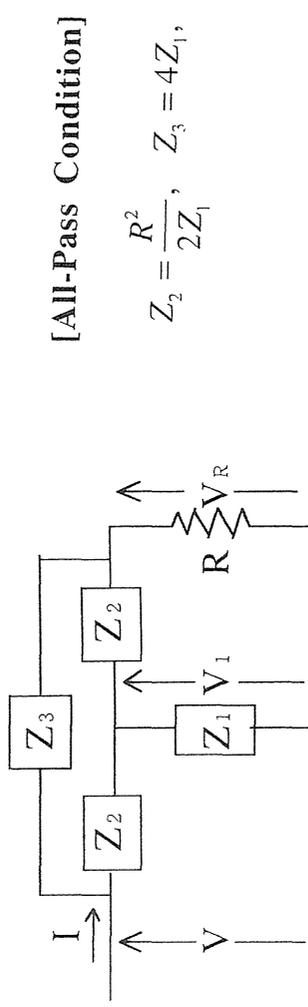
```

.DEFINE L1 16.8U
.DEFINE L2 18.2U
.DEFINE L3 18.2U
.DEFINE L4 67.3U
.DEFINE C1 0.180N
.DEFINE C2 0.1662N
.DEFINE C3 0.1662N
.DEFINE C4 0.045N
.MODEL V1 SIN (F=1MEG A=1 DC=0 PH=0 RS=450 RP=0 TAU=0 FS=0)

```



< Bridged-T Type All-Pass Network >



[All-Pass Condition]

$$Z_2 = \frac{R^2}{2Z_1}, \quad Z_3 = 4Z_1,$$

Fig.1(a) A bridged-T type all-pass network (Z expression)

for constant impedance

an LC parallel circuit for Z_1

$$C_2 = \frac{2L_1}{R^2}, L_2 = \frac{C_1 R^2}{2},$$

$$C_3 = \frac{C_1}{4} \text{ and } L_3 = 4L_1$$

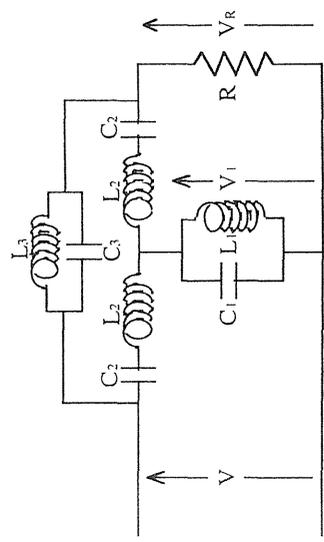


Fig.1(b) A bridged-T type all-pass network (LC expression)

bandwidth:

$$\delta \equiv \frac{\omega_0}{\omega_L} = \frac{\omega_U}{\omega_0}$$

$$= \sqrt{1 + \alpha^2} + \alpha,$$

where

$$\alpha = \frac{\omega_0 L_1}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$$

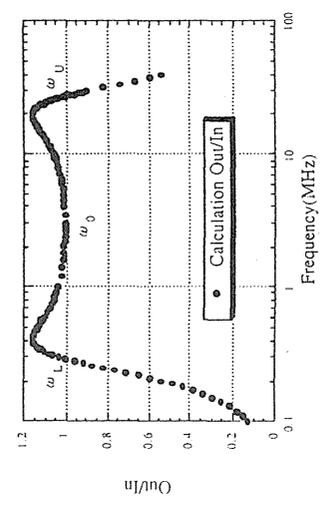
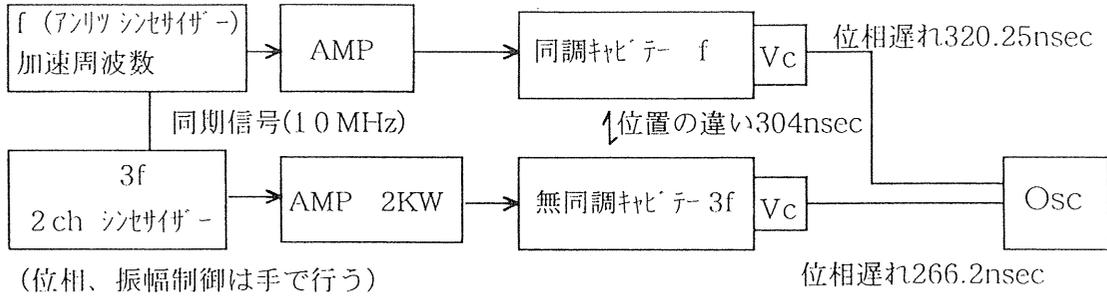


Fig.2 The Frequency dependence of $|V_{out}/V_{in}|$

voltage: $V = \sqrt{2PR}$
(ext. R~ shunt imp.)

同調 Cavity + 無同調 Cavity

$$V_{gap} = 2.84 kV \{ \sin \theta + B \sin(\theta + \varphi) \}$$



f: 1.0443 MHz

3f: 3.1329 MHz

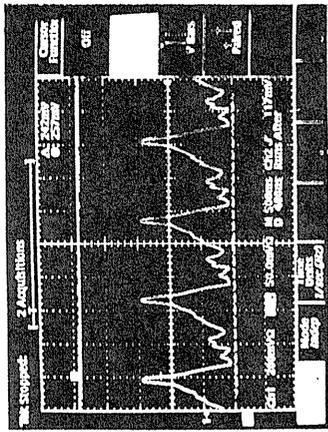


図10 上: ビーム強度 200mV
下: ビーム形状 100ns / 1msec後
(無同調 OK, 同調時 2.84kV-p)

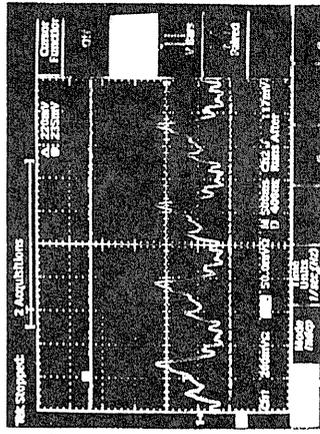


図11 上: ビーム強度 200mV
下: ビーム形状 100ns / 1msec後
(無同調 OK, 同調時 2.84kV-p)

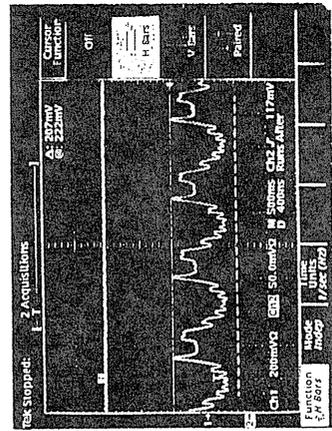


図12 上: ビーム強度 200mV
下: ビーム形状 100ns / 1msec後
(無同調 OK, 同調時 2.84kV-p)

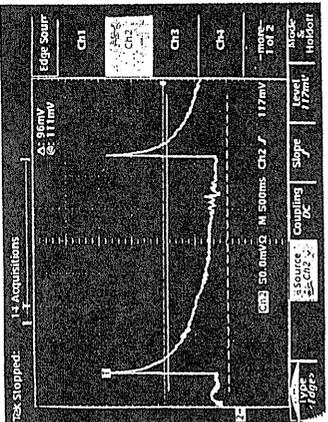


図11 上: ビーム強度 同調時 2.84kV-p
無同調時: 0kV

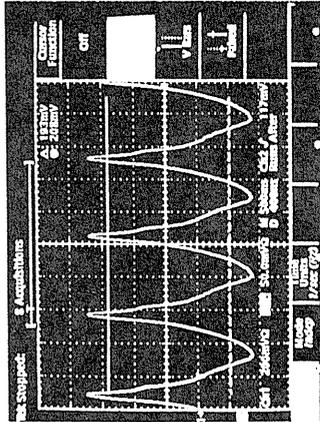


図12 ビーム形状 100ns / 200μsec後
(無同調 OK, 同調時 2.84kV-p)

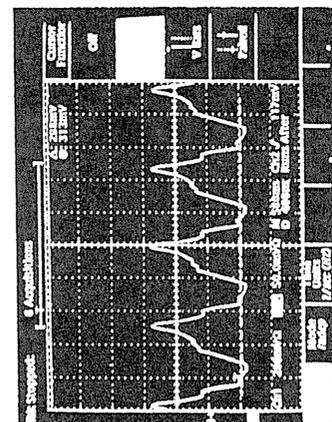


図13 ビーム形状 100ns / 500μsec後
(無同調 OK, 同調時 2.84kV-p)

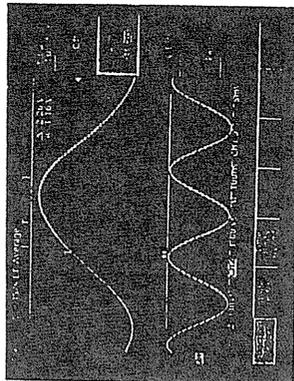


图9.1 电压波形
上: 2.84 kV/div
下: 100 ns/div
(-11°HP)

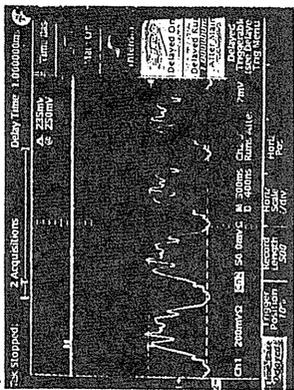


图9.4 二: 电压强度 2.84 mV
下: 电压波形 111°-115° 1msec 后
(非同轴时: 100 ns, 同轴时: 2.84 kV)

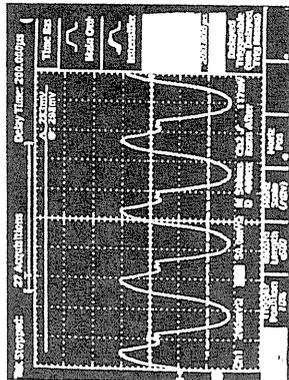


图9.2 上: 电压强度 2.84 mV
下: 电压波形 111°-115° 200 ns 后
(非同轴时: 100 ns, 同轴时: 2.84 kV)

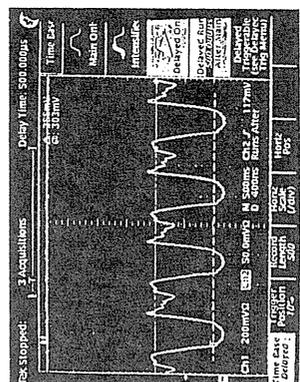


图9.3 二: 电压强度 2.84 mV
下: 电压波形 111°-115° 500 ns 后
(非同轴时: 100 ns, 同轴时: 2.84 kV)

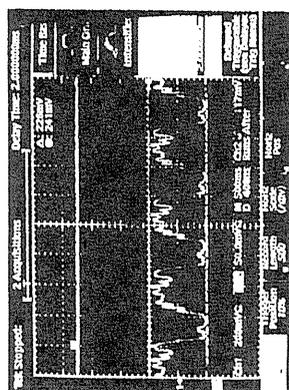


图9.5 二: 电压强度 2.84 mV
下: 电压波形 111°-115° 2msec 后
(非同轴时: 100 ns, 同轴时: 2.84 kV)

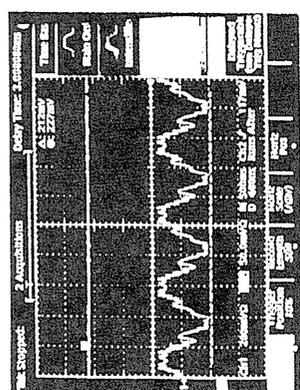


图9.6 二: 电压强度 2.84 mV
下: 电压波形 111°-115° 3msec 后
(非同轴时: 100 ns, 同轴时: 2.84 kV)

同轴时 $(f) 2.84 \text{ kV} * \sin \theta + \text{非同轴时} (3f) A * \sin(3\theta) +$

1.05

0.95

0.9

0.85

0.8

3f V (1.50V)
3f V (50V)
3f V (502V)
3f V (250V)

同調(f) $2.84\text{kV} * \text{Sin } \theta + \text{無同調}(f) 2.50 * \text{Sin}(3\theta + \phi)$

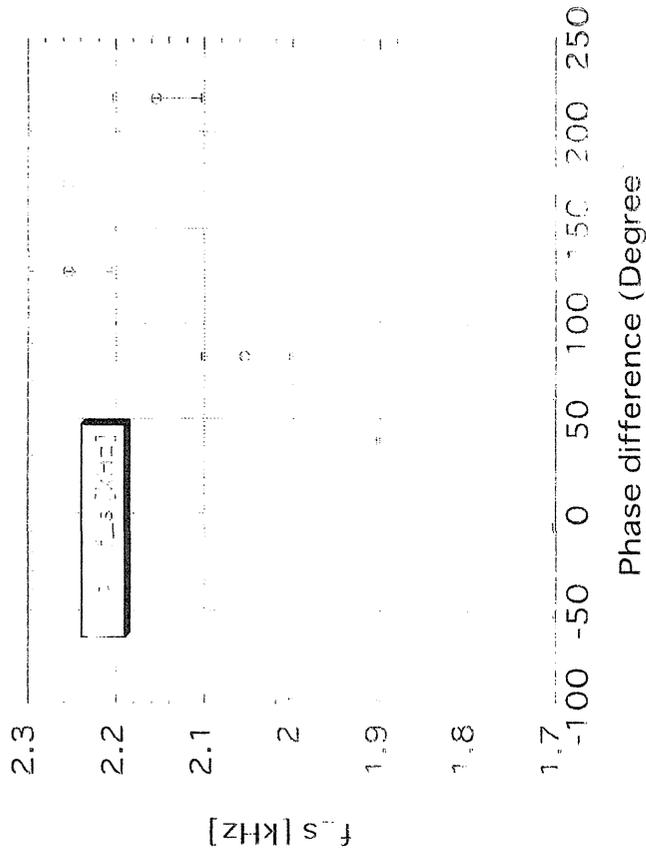
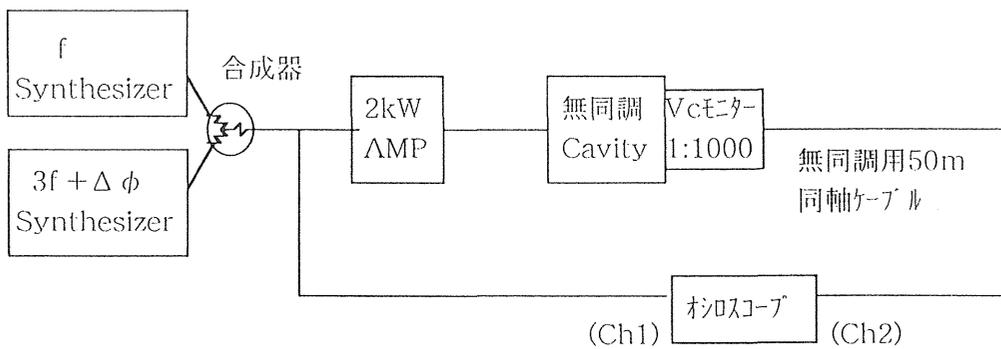
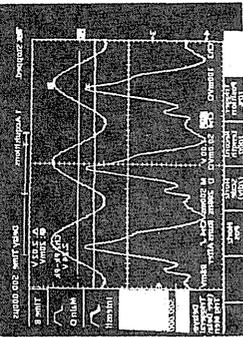


図7. 無同調cavityに250V印加時のシフト特性と無同調cavityの共振周波数と相差の関係

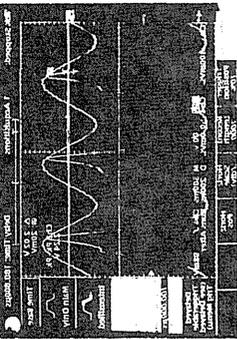
無同調 cavity のみ

$$\text{Sin } \theta + A \text{Sin}(3\theta + \phi)$$

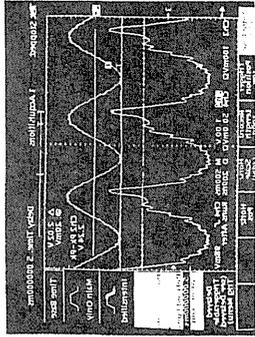




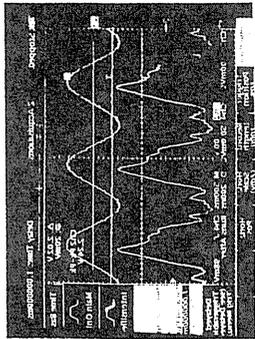
1-2 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



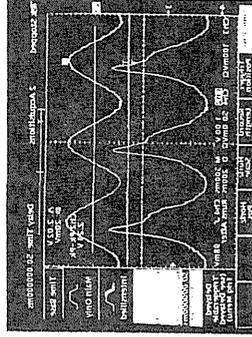
1-3 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



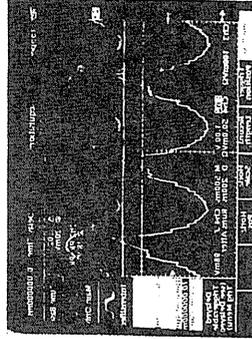
1-4 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



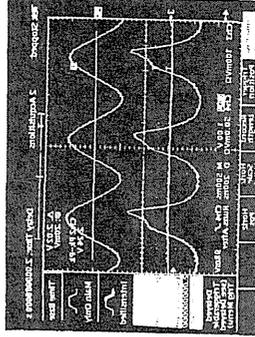
1-5 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



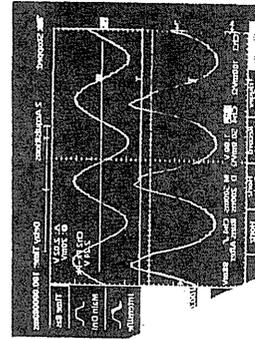
1-6 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



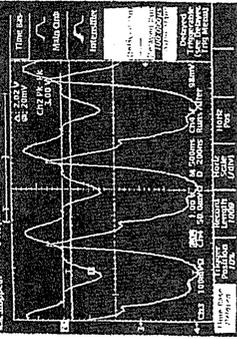
1-7 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



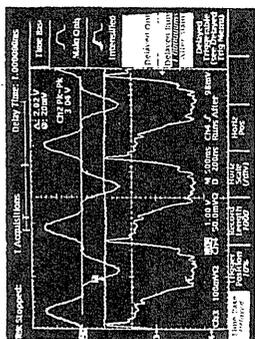
1-8 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



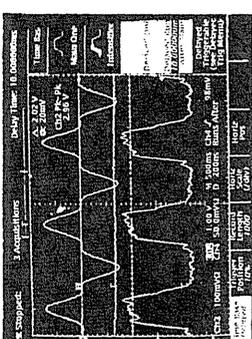
1-9 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



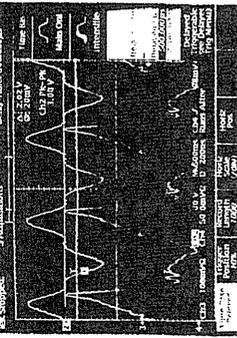
2-1 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



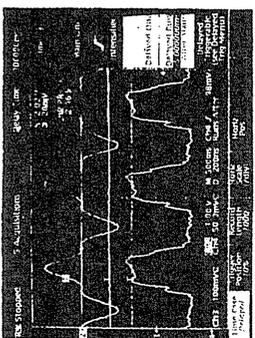
2-2 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



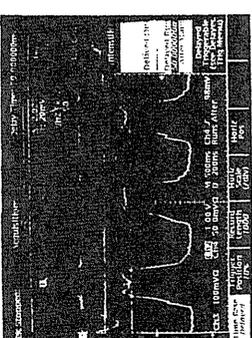
2-3 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



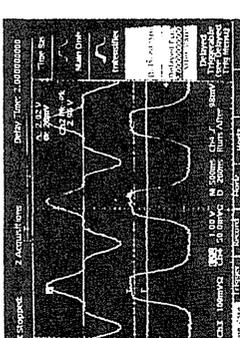
2-4 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



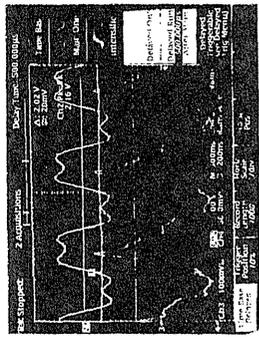
2-5 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



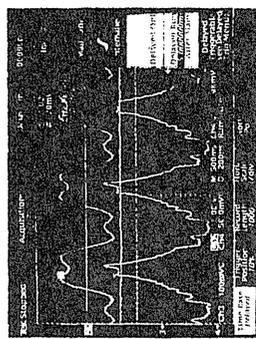
2-6 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



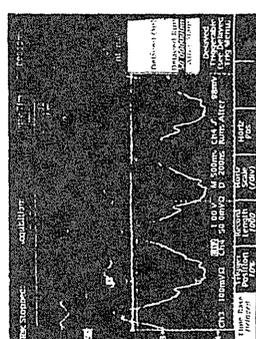
2-7 100MHz 50 Ohms 2.00µs/div



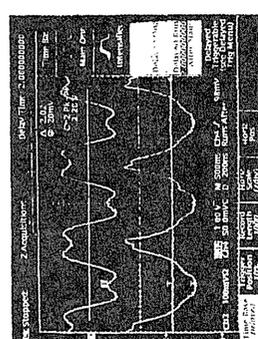
4/11
 2.00 V
 200 ns



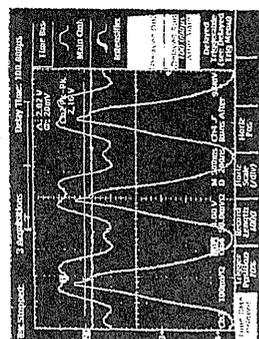
2.00 V
 200 ns



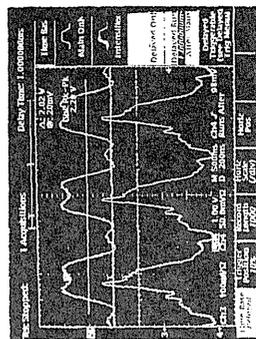
2.00 V
 200 ns



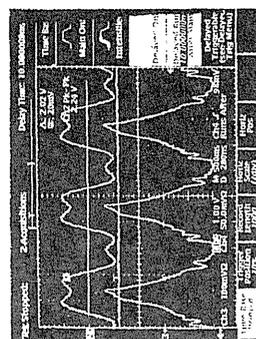
2.00 V
 200 ns



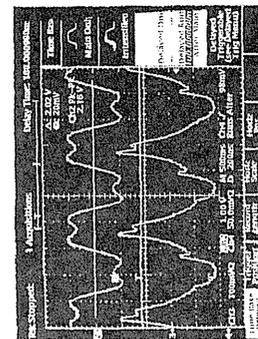
2.00 V
 200 ns



2.00 V
 200 ns

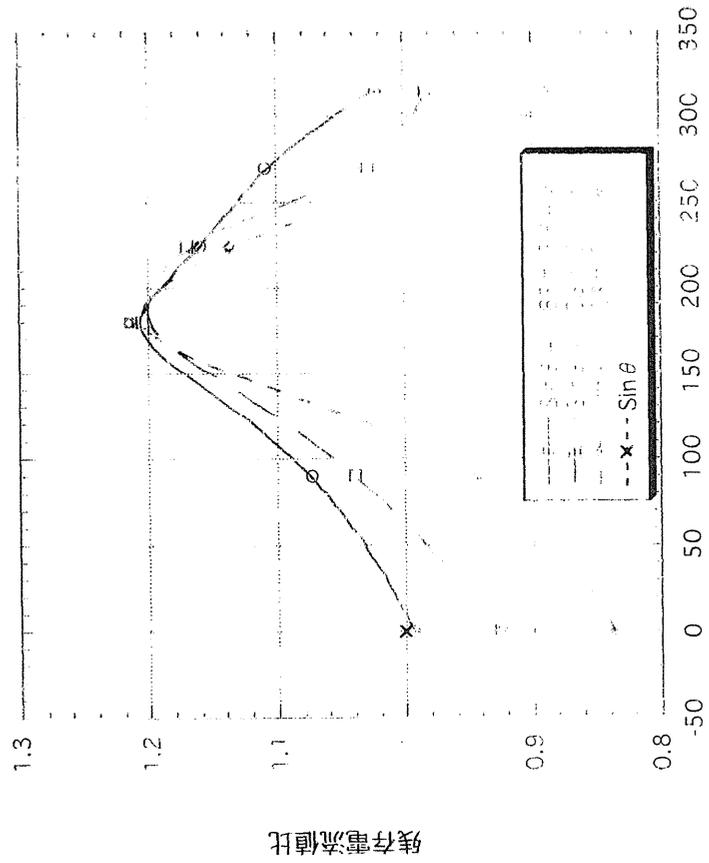


2.00 V
 200 ns



2.00 V
 200 ns

無同調cavityのみでの 残存ビーム電流



3倍高調波の位相 φ

無同調cavityでの3倍高調波の位相

L_1 : SY20 + SY20 adv

RFQリナックのみ運転して800keV/AのイオンがHIMACシンクトロロンに打ち込まれたと仮定する。

- 800 keV/Aのイオンの $\beta = 0.041418$
- リングの一周の長さ $2\pi R = 135.55\text{m}$
- このイオンの周回周波数 $f(\text{rev}) = 91.67\text{ kHz}$
- その $h = 4$ 倍の rf $f(\text{rf}) = 366.67\text{ kHz}$

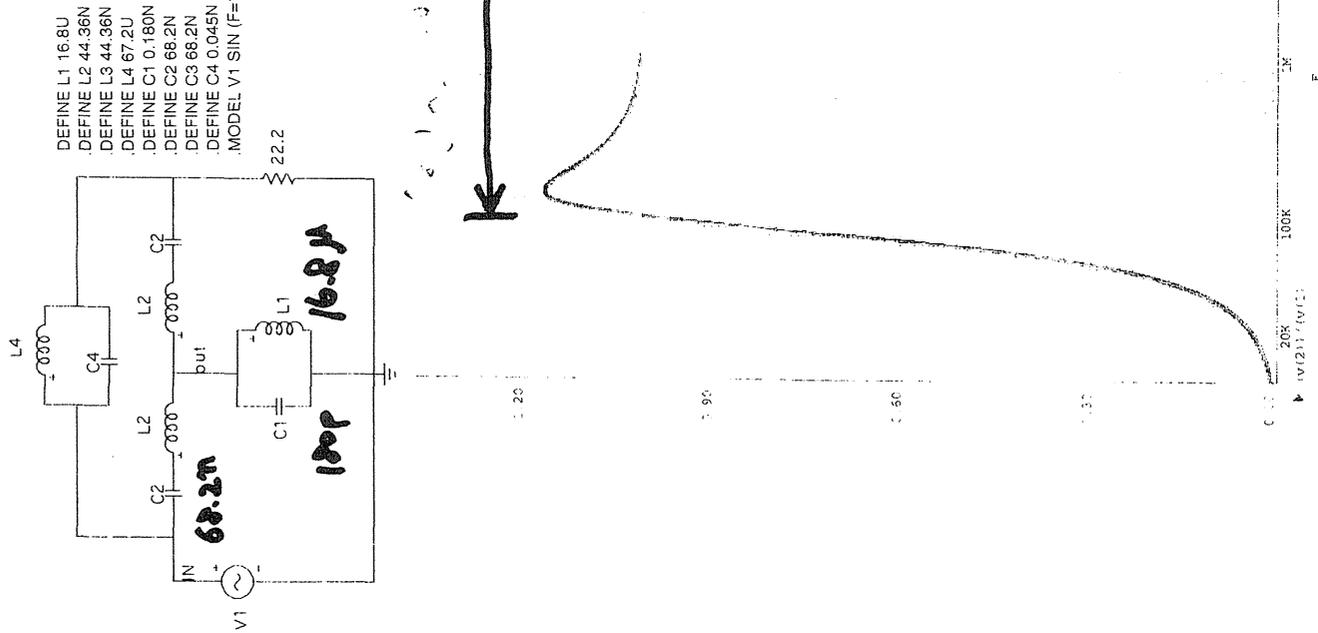
最高エネルギー 800MeV/A とすると。

- 800 MeV/Aのイオンの $\beta = 0.84296$
- このイオンの周回周波数 $f(\text{rev}) = 1.8656\text{ MHz}$
- その $h = 4$ 倍の rf $f(\text{rf}) = 7.462\text{ MHz}$

以上 実際に使用する周波数範囲は

366.67 kHz ~ 7.462 MHz である。

周波数の帯域幅は20倍で良さそうである。



高性能四極電磁石の開発研究（進捗状況）とその他の話題

二宮 史郎、中曾 聡、大石 忠宏、田浦 裕樹、
高橋 豊、木林 満、野田 耕司^a、佐藤 健次
阪大RCNP、^a放医研

1. はじめに

阪大RCNPと放医研との共同研究のうち、四極電磁石の開発研究はRCNPサイクロトロン棟のM実験室で行っている。この実験室では、他にもRCNP次期新加速器計画として提案されているクーラーシンクロトロンのコンポーネント開発の基礎研究を行っている。今回は、四極電磁石の磁極形状開発研究の進捗状況を中心に、直接的には放医研との共同研究のテーマではないが、本研究と関連する偏向電磁石、シンクロトロン用電源の開発研究の進捗状況も合わせて報告したい。

2. 四極電磁石

2.1 磁極形状設計の方針

従来の四極電磁石の磁極形状設計においては、主として2次元ラプラス方程式の等磁気ポテンシャル面（線）の解析解、すなわち放物線が磁極形状の出発点であった。その後、経験、数値計算、磁場測定結果等から、実際に作成する3次元の磁極形状を選ぶという手法が取られてきた。近年、コンピュータの発達により、より正確に磁場計算ができるようになってきたが、この方法で得られた3次元磁極形状が真の最適解でなくローカルミニマムに陥っている可能性は有る。さらに、今後加速器の小型化に伴い薄い四極電磁石の開発が求められているが、その際には明らかに従来の2次元解析解を基礎とする設計思想では不十分である。

そこで、3次元ラプラス方程式の等磁気ポテンシャル面解析解を用いて、3次元磁極形状そのものを解析的に求め、それを磁

極形状の出発点とする方法が考えられる[1]。磁場が $z=0$ で純粋な四極成分のみであるとすると、3次元形状においてはもはや純粋な四極成分のみにはならないが、このときの等磁気ポテンシャル面は次式で得られる。

$$\frac{1}{\sin(2\theta)} = -2 \sum_{\mu=1}^n k(\mu) g^{(2\mu-2)}(z) \frac{r^{2\mu}}{R^2}$$

この手法は、薄い四極電磁石など2次元近似が適当でない場合に特に有効であると考えられるが、我々の知る限りその実験的検証は充分には行われていない。そこで我々は、実験的にこの磁極形状設計手法の評価を試み、より多様な四極電磁石設計への基礎研究を行っている。

図1に3次元ラプラス方程式の等磁気ポテンシャル面解析解による磁極形状の一例を示す。ここで $g(z)$ として、

$$g(z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{Erf} \left(\frac{-z+z_0}{\sigma} \right) \quad (z \geq 0)$$

を用いた（ z_0 、 σ は定数）。この図から、双曲線形状に比べ水平軸、垂直軸に近い部分の磁極形状が膨らんでいることがわかる。これは従来用いられてきた磁極への追加シムに対応していると考えられる。ここで、本来ならばこの計算に即した四極電磁石を一から設計、製作すべきかもしれないが、予算的側面からそれは不可能であった。そこで今回は既存形状の四極電磁石を製作し、主としてビーム軸方向の磁極端面形状を制御することによって、磁場積分値の多極成

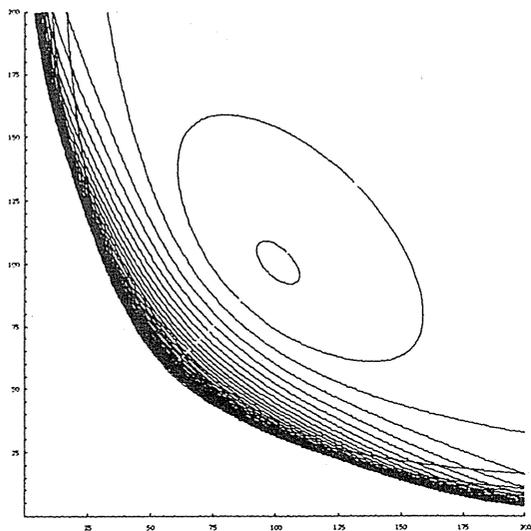


図1 3次元解析解による磁極形状

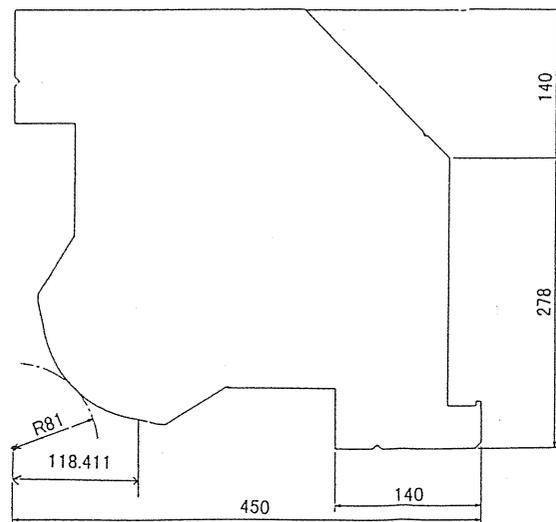


図2 四極電磁石積層鋼板形状

分がどの程度押さえられるかを評価することにした。また、特に本研究では、大きさに比べて有効磁場領域が広い四極電磁石を目標にした。具体的には、磁場有効領域全長の目標を中心面上で 200mm に設定した ($\Delta(g1)/g1 < 0.1\%$)。

2.2 磁極形状

本研究に用いる四極電磁石の定格を表1に示す。また、積層鋼板形状を図2に示す。この四極電磁石は兵庫県粒子線治療装置のシンクロトロン四極電磁石と同型であり、磁極端部が両端それぞれ 40mm づつ脱着可能である。

ボア径	162mm
磁極長	350mm
磁極端部長(片側)	40mm
最大励磁電流	978A
コイル巻数	18/極
コイル抵抗	9.9mΩ
電磁石外寸	836 [*] ×836 ^h ×350 ^l mm
重量	2.84ton

表1 四極電磁石寸法

経験的には磁場有効領域は磁石のボア半径と磁極幅とによってほぼ決まっており、この四極電磁石の場合、約 130mm と見積もられる[2]。

積層鋼板で決まる脱着不可能な固定部分の磁極形状は、既に3次元解析解と異なっており、得られた3次元解析解を磁極端面の出発点そのものにするにはできない(端面部分との境界部分で磁極形状が階段関数的に変化してしまう)。従って我々は、滑らかな関数で3次元解析解の等磁気ポテンシャル面にできるだけ近い形状を出発点とし、コンピュータによる3次元磁場計算を行うことによって、より適当と思われる磁極形状を得ることにした。使用した計算コードは、TOSCAである。現在のところ、まだ十分に満足すべき磁極形状が得られているとは言えず、現在も検討中である。

2.3 磁場測定

磁場測定は、ツインコイルを用い励磁電流をランプさせて行う予定であったが、使用する電源の開発状況との兼ね合いから、サーチコイル自身を動かすことによって磁場積分値を得る方法をテストしている。測定器は、放医研の四極電磁石用の磁場測定

装置を改造して使用する[3]。現在、計算と並行して磁場測定テストを行っている。磁場測定装置は基本的に立ち上がったが、質の良いデータを得るところまでには至っていない。

2.4 薄い四極電磁石製作へむけて

現在のところ先に述べた手法に関する実験的な確証を得てはいないが、本年度中にこの手法に関するある程度の実験的評価を行いたい。平成11年度には、本年度の実験をさらに継続すると共に、小型シンクロトロン用薄い電磁石の研究を開始したいと考えている。リングラティスの計算の容易さを考慮すると、薄い四極電磁石においても、中心付近の磁場強度はビーム軸方向に関してあまり変化しないことが望まれる。しかし、現在までの検討では、今回の3次元解析解を求める時のように、ビーム軸方向に関しての依存性を誤差関数で表す手法では、磁極中心付近でも磁場強度が大きく変化してしまう。従って、平成11年度には誤差関数に替わる関数の探索から研究を開始したい。

3. 偏向電磁石

現在まで述べてきた3次元ラプラス方程式の解析解を用いる手法は、当然ながら偏向電磁石にも適用できるものであり、我々はH型偏向電磁石を用いて、磁極端面形状の最適化研究を進めている。また、このH型偏向電磁石の磁場測定は引き抜き型のサーチコイルで行うが、我々はサーチコイルを2分割し、への字型のレールの上を左右それぞれに引き出すという新手法による磁場測定器を設計、製作した。現在、この磁場測定器の性能評価に向け、実験準備中である。

4. シンクロトロン電源

本四極電磁石の電源は、サイリスタ型シンクロトロン電源である。この電源はコモンモードリアクトルを装備しているが、実験的に脱着が可能である。現在、コモンモードリアクトルの有無による電源安定度の変化、電源1次側2次側双方の高調波リップル測定等を実験中ないし実験準備中である。

5. 参考文献

- [1] B. Langenbeck and B. Franczak, "Shaping of Pole Ends to Minimize Field Errors in Quadrupole Magnets", IEEE Transactions on Magnetics, 24, pp.1369-1372, 1988
- [2] 遠藤有聲 "加速器における電磁石の基礎" 高エネルギー加速器セミナー (OH0'97)
- [3] A. Itano *et al.*, "Field Measurement and End Shim Control of the HIMAC Quadrupole Magnet", Proc. 9th Symp. Accel. Sci. Tech., Tsukuba, Japan, pp.273-275, 1993

研究方針

高性能四極電磁石の開発研究

これまでの四極電磁石

2次元磁場解析解(放物線)

透磁率が無限大
電流密度を無視

2次元磁場数値計算

具体的な制限の導入

ボア径
起磁力
磁極の材質

磁場分布改善

磁極へのシムの付加

3次元での形状の探求

3次元磁場数値計算
磁場測定

磁場分布改善

磁極端部の切除

実際の四極電磁石(3次元)

(進捗状況) とその他の話題

二宮 史郎、中曾 聡、大石 忠宏、田浦 裕樹、
高橋 豊、木林 満、野田 耕司^a、佐藤 健次

阪大RCNP、^a放医研

四極磁場を発生する 等磁気ポテンシヤル面

磁気ポテンシヤルの一般式は

$$\psi = B_0 \left[\sum_n r^n \{ a_{m,n} \sin(m\theta) + b_{m,n} \cos(m\theta) \} g_n(z) \right]$$

これが、ラプラス方程式を満たす
(ただし、電流のないとき)

$$\Delta \psi = 0$$

Skew成分(係数 b の項)を除いて考えると、
以下の漸化式を得る

$$(n^2 - m^2) a_{m,n} \cdot g_n(z) + a_{m,n-2} \cdot g_{n-2}(z) = 0$$

$z=0$ で純粋な四極成分を考えて、漸化式を磁
気ポテンシヤル一般式に代入し、等磁気ポテ
ンシヤル面を表す式を得る

($m=2$ が四極成分)

$$\frac{1}{\sin(2\theta)} = -2 \sum_{\mu=1}^{\infty} k(\mu) g_{(2\mu-2)}(z) \frac{r^{2\mu}}{R^2}$$

$$k(\mu) = \frac{(-1)^\mu}{4^{\mu-1} (\mu-1)! (\mu+1)!}$$

これまでの電磁石においては
を使用しているが実際には電磁石は
3次元のものである。

そこで、

今回の四極電磁石

3次元磁場解析解(出発点)



3次元での形状の探求

3次元磁場数値計算
具体的な制限の導入

磁場測定



磁場分布改善

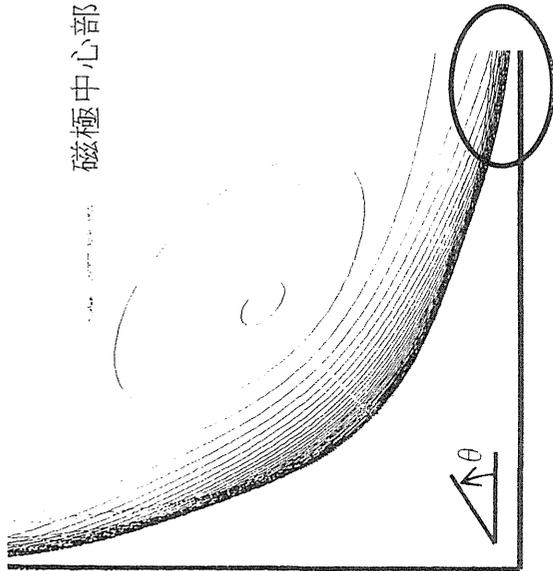
磁極、
磁極端部



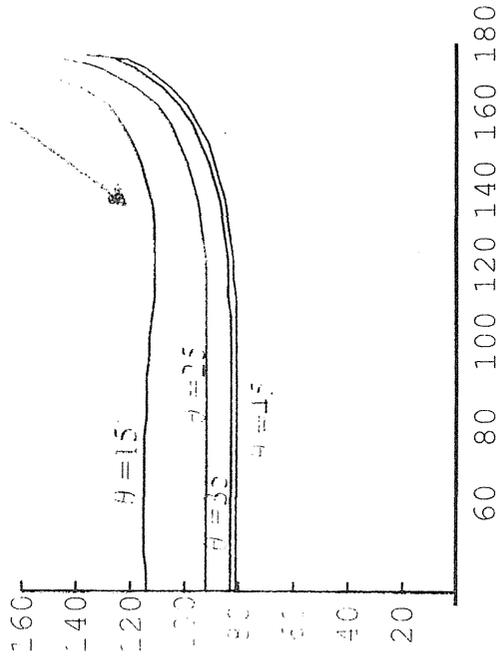
実際の四極電磁石

磁極端部形状と磁極断面

磁極中心部(双曲線)



従来のシムに対応?



等磁気ポテンシヤル面(端部)

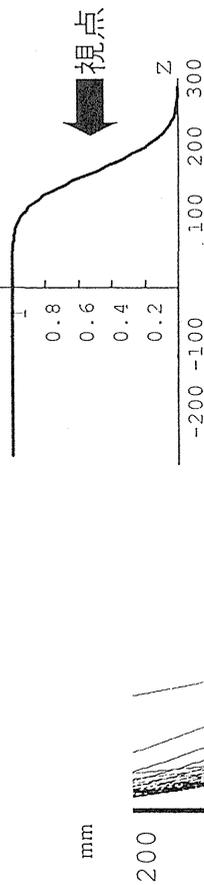
$$\frac{1}{\sin(2\theta)} = -2 \sum_{\mu=1}^{\infty} k(\mu) g^{(2\mu-2)}(z) \frac{r^{2\mu}}{R^2}$$

磁場分布を与える式

$$g(z) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{Erf} \left(\frac{-z+z_0}{\sigma} \right) \quad (z \geq 0)$$

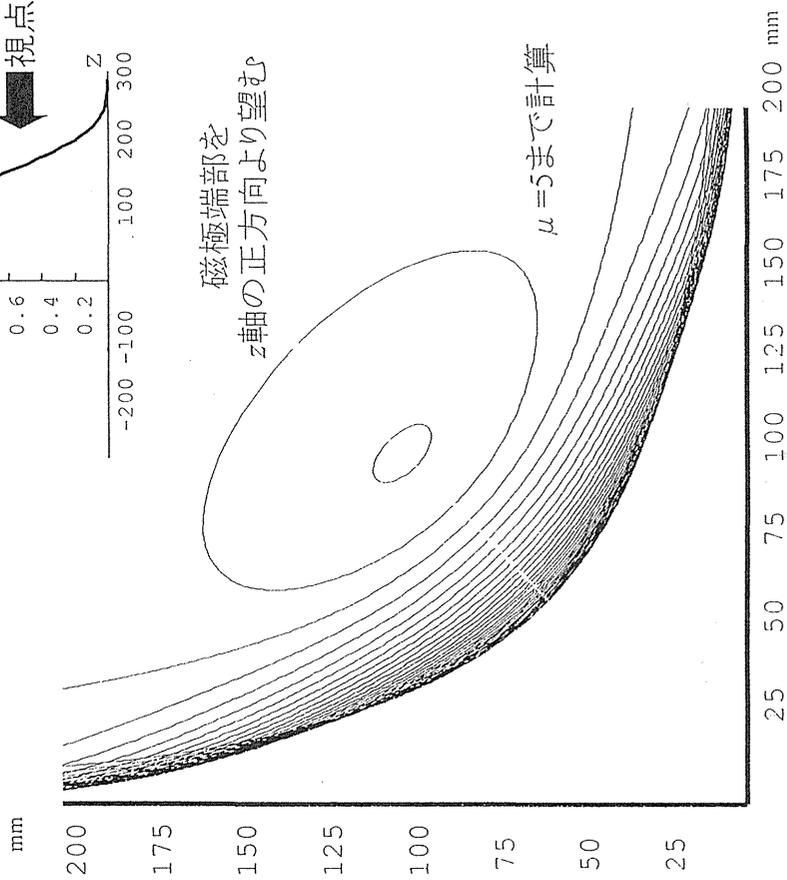
$$z_0 = 175$$

$$\sigma = 60$$



磁極端部を
z軸の正方向より望む

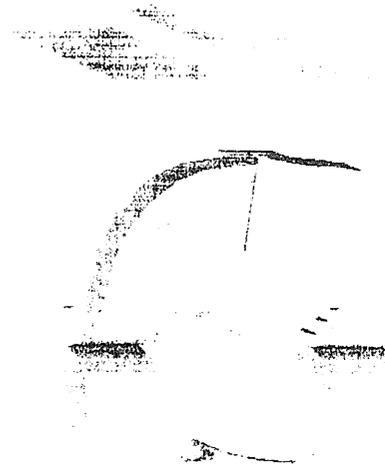
$\mu=5$ まで計算



四極電磁石本体

目標

磁極端部形状の制御により、
水平方向200mmの有効磁場領域
を確保する



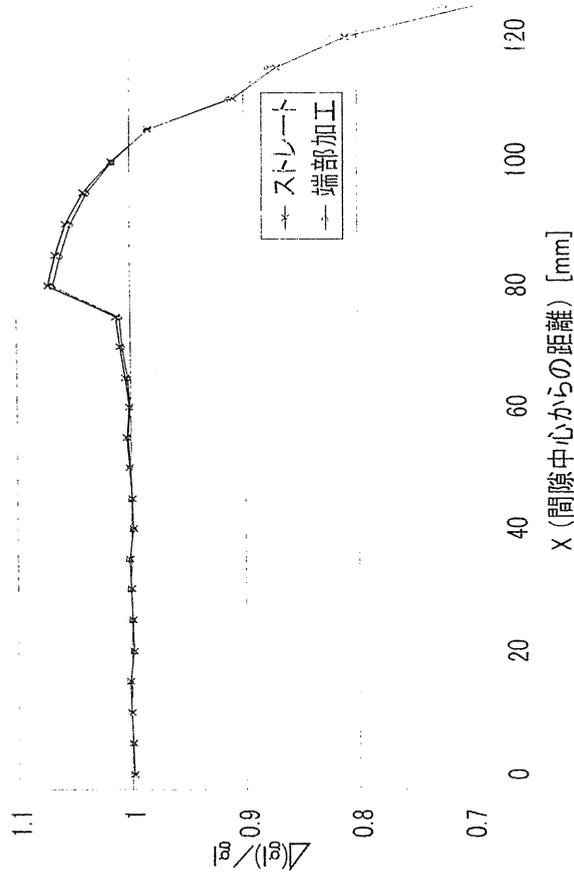
従来の有効磁場領域

磁極幅とボア径の関係から、経験的に
($\Delta(gI)/gI \leq 0.1\%$)を
持つことが予想される。

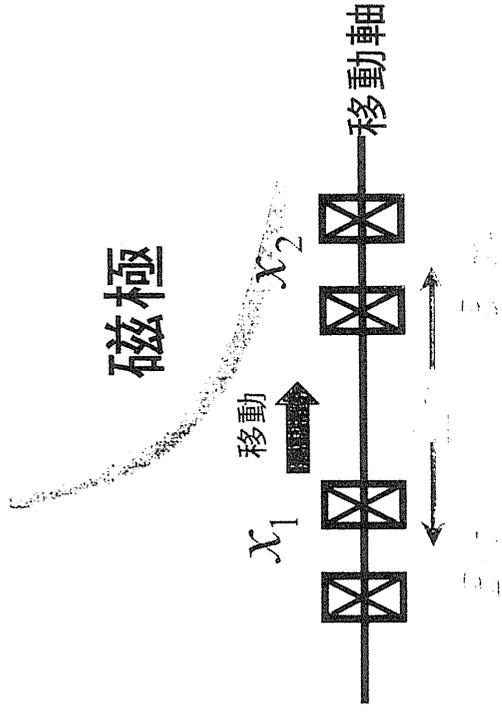
• 定格

- ボア径	162 mm
- 磁極長	350 mm
- 磁極端部長(片側)	40 mm
- 最大励磁電流	978 A
- 最大磁場勾配	6.719 T/m
- 電磁石外寸	836(w) × 836(h) × 350(l) mm
- 重量	2.84ton

3次元磁場計算結果



磁場測定原理 (コイル水平移動)



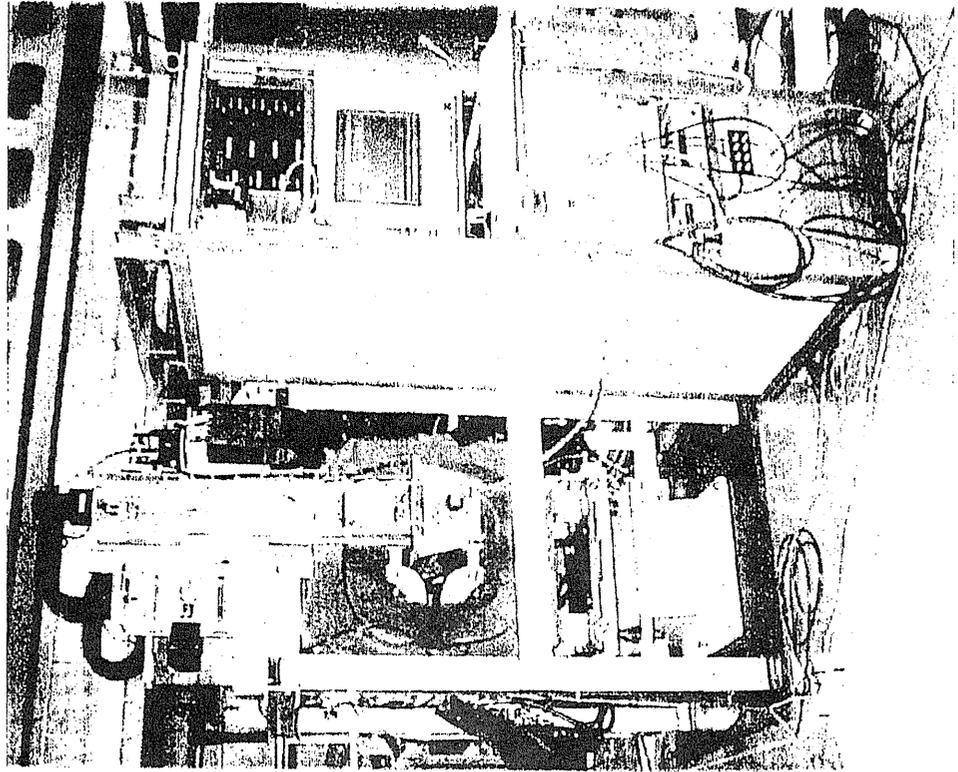
$$V = -n \frac{d\Phi}{dt} = -n \frac{d(BS)}{dt}$$

$$= -nS \frac{dB}{dx} \frac{dx}{dt} = -nS \frac{dB}{dx} v$$

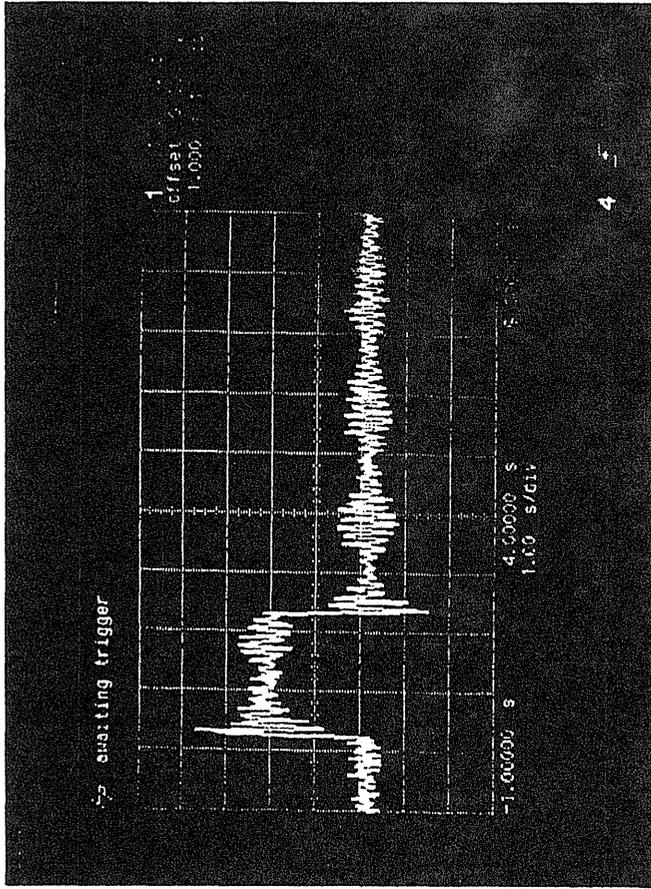
$$\text{積分値} = \int V dt = -nS \int_{B(x_1)}^{B(x_2)} dB = -nS \Delta B$$

$$(\Delta B = B(x_2) - B(x_1))$$

磁場測定装置



サーチコイル出力カ例



$$\Delta x = 1 [\text{mm}]$$

$$\frac{dx}{dt} = 0.58 \text{ cm/s}$$

測定値と計算値の比較

偏向電磁石の磁極形状の3次元解析解
磁気ポテンシャル ψ を

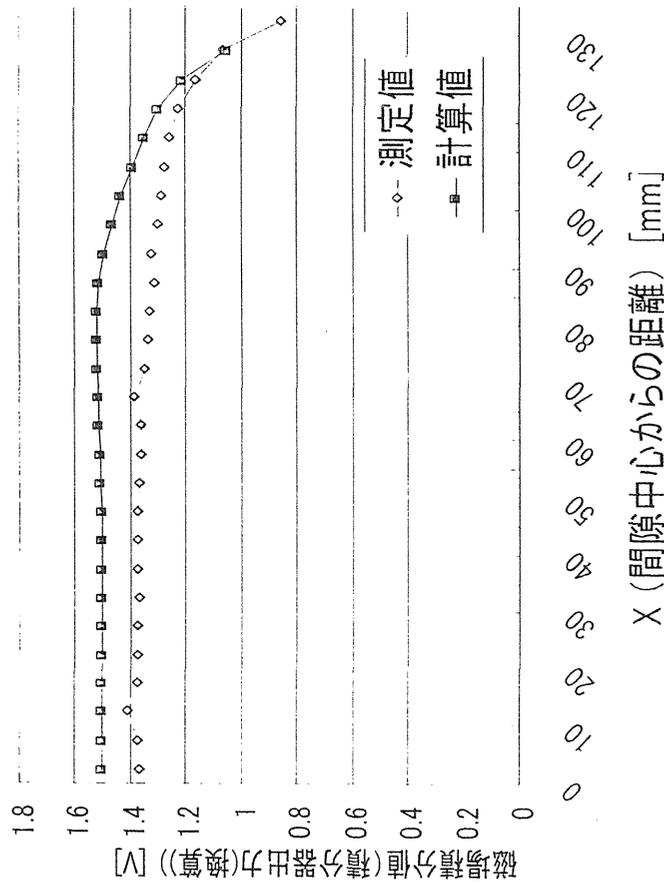
$$\psi(x, y, z) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^N y^m f_m(x, z) \quad (1)$$

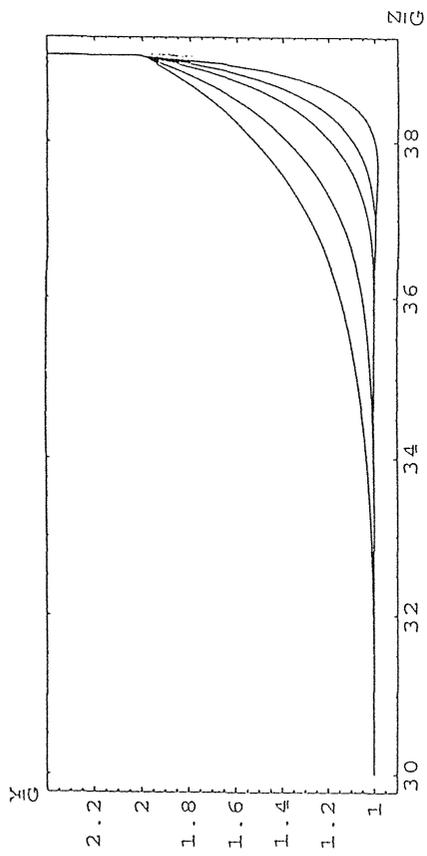
と与えると磁気ポテンシャルは以下のように示される。

$$\psi(x, y, z) = -B_0 \times \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{\mu=0}^N y^{2\mu+1} k(\mu) \times [\sum_{i=0}^{\mu} C_i \{ (\frac{\partial^2}{\partial x^2})^{\mu-i} g(x) \} \{ (\frac{\partial^2}{\partial z^2})^i G(z) \}] \quad (2)$$

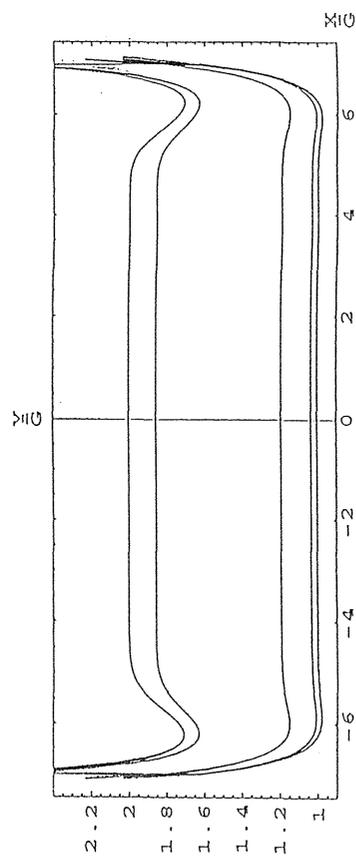
ここで、

$$\begin{cases} g(x) = \frac{1}{2 \operatorname{erf}(\frac{x_0}{\sigma_x})} \{ \operatorname{erf}(\frac{x+x_0}{\sigma_x}) - \operatorname{erf}(\frac{x-x_0}{\sigma_x}) \} \\ G(z) = \frac{1}{2 \operatorname{erf}(\frac{z_0}{\sigma_z})} \{ \operatorname{erf}(\frac{z+z_0}{\sigma_z}) - \operatorname{erf}(\frac{z-z_0}{\sigma_z}) \} \end{cases}$$

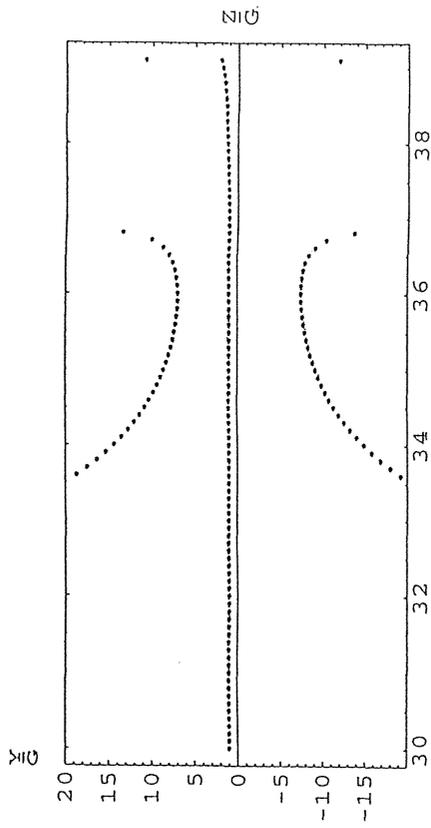




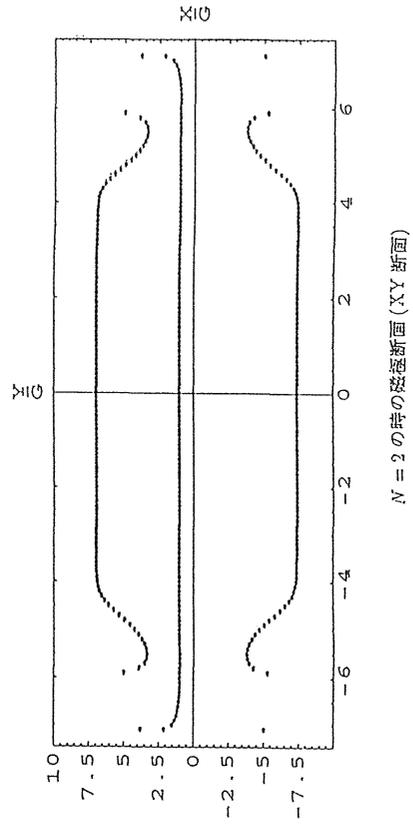
$N = 1$ の時の磁場断面 (YZ 断面)



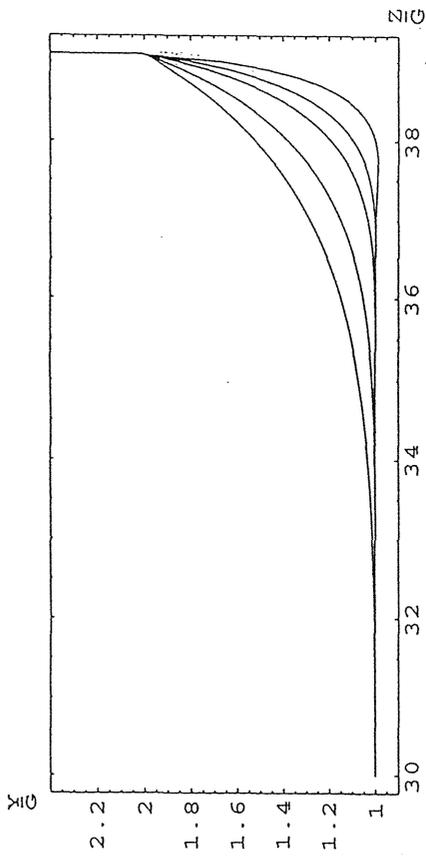
$N = 1$ の時の磁場断面 (XY 断面)



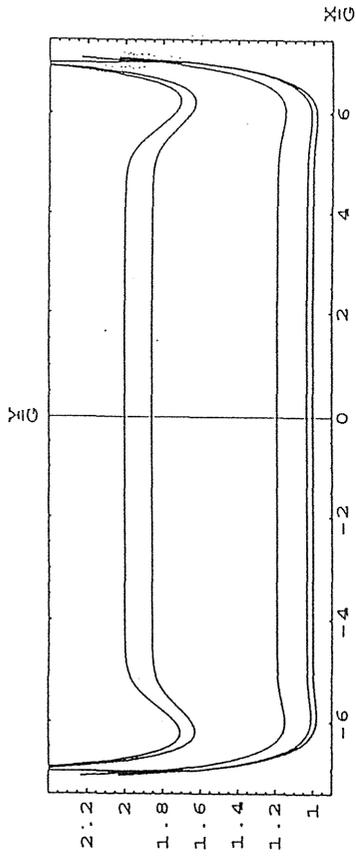
$N = 2$ の時の磁場断面 (YZ 断面)



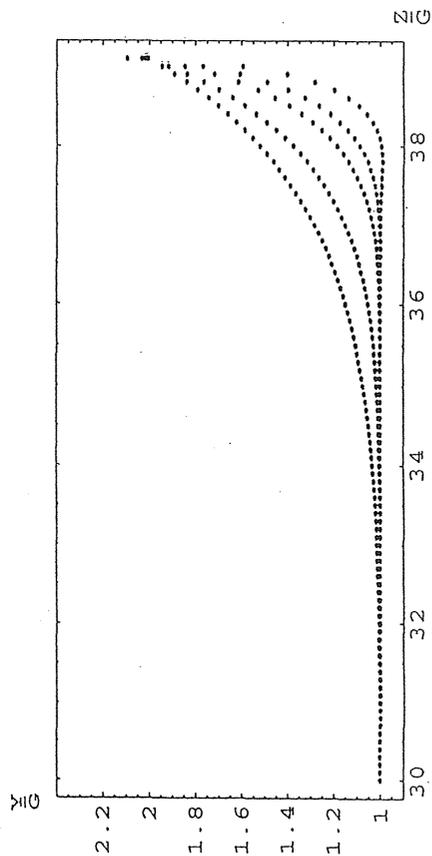
$N = 2$ の時の磁場断面 (XY 断面)



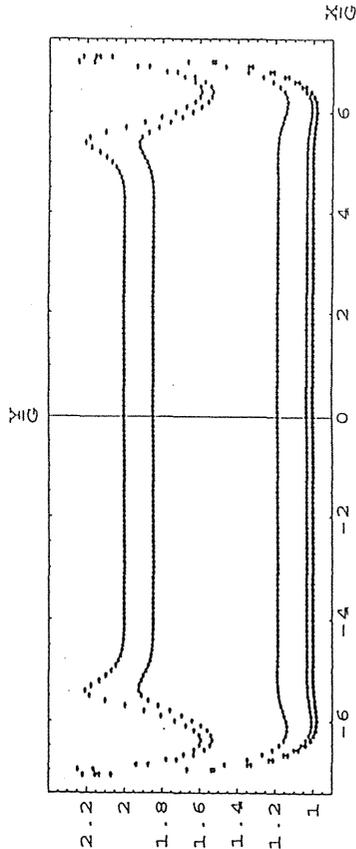
$N = 1$ の時の磁極断面 (YZ 断面)



$N = 1$ の時の磁極断面 (XY 断面)



$N = 2$ の時の磁極断面 (YZ 断面)



$N = 2$ の時の磁極断面 (XY 断面)

磁場測定装置

偏向電磁石仕様

偏向角(deg)	30
磁極間隙(mm)	55
磁極長(mm)	2150
定格磁場(T)	1.38
電磁石サイズ(mm)	1076(幅)×630(高さ)× 2150(長さ)

磁場測定装置仕様

1. ロングサーチコイル

個数	4
ターン数	700
コイル幅(mm)	20
コイル長(mm)	750

2. 駆動方式

駆動方式	ビーム進行方向：手動ワイヤ 巻き取り方式 動径方向：手動スクリュー式
ストローク(mm)	ビーム進行方向：1800 動径方向：±110

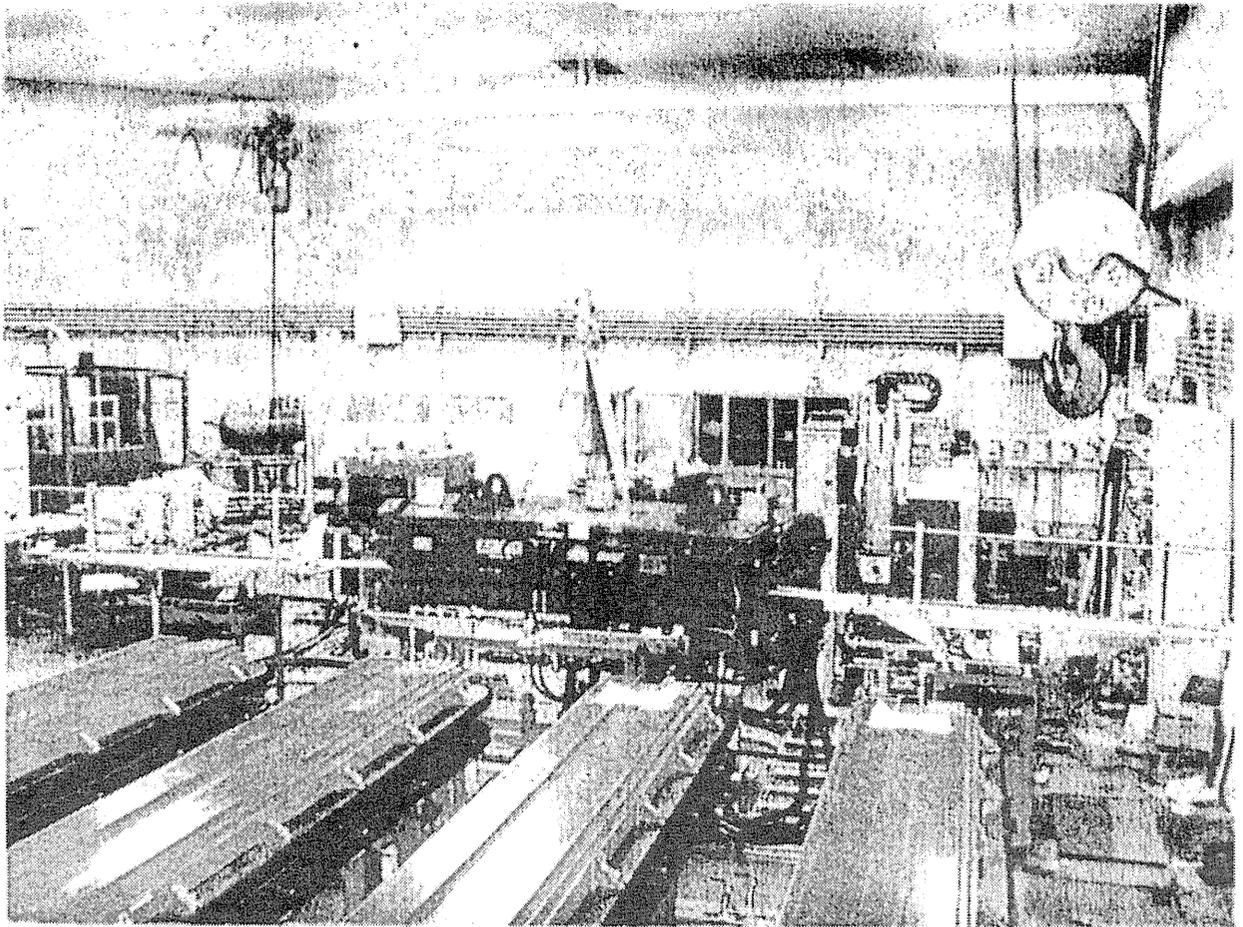
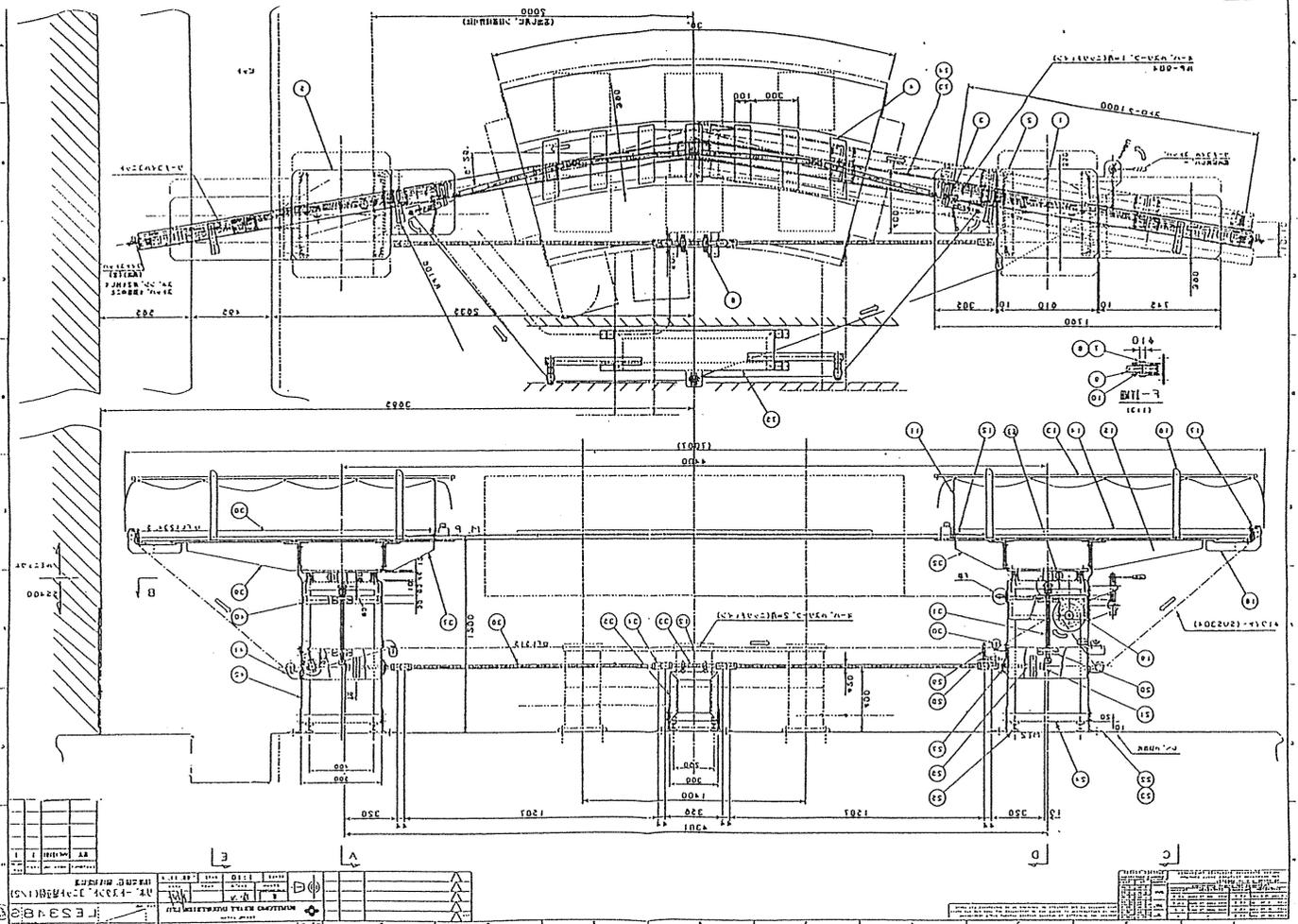
磁場測定方法（代表的なもの）

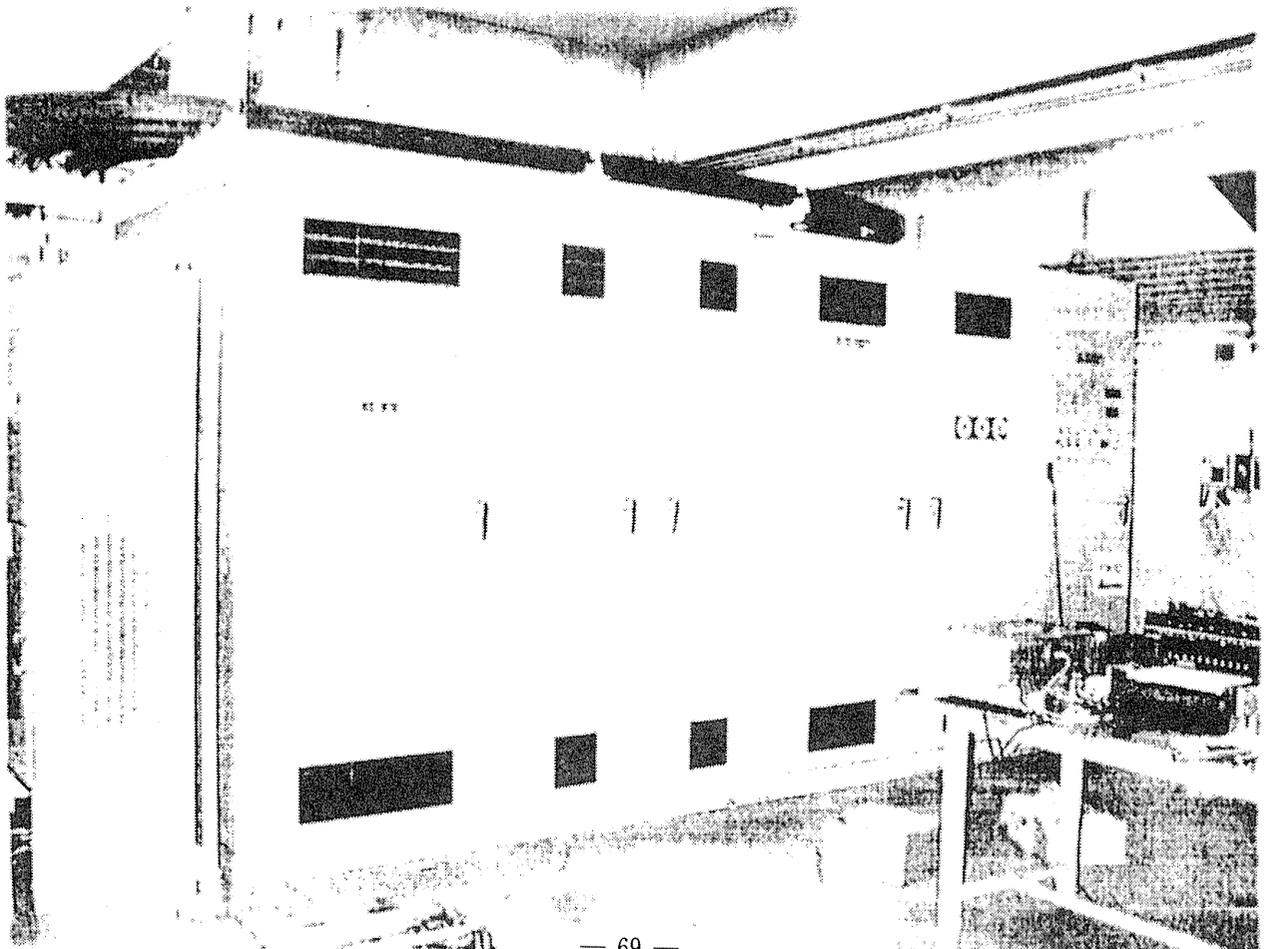
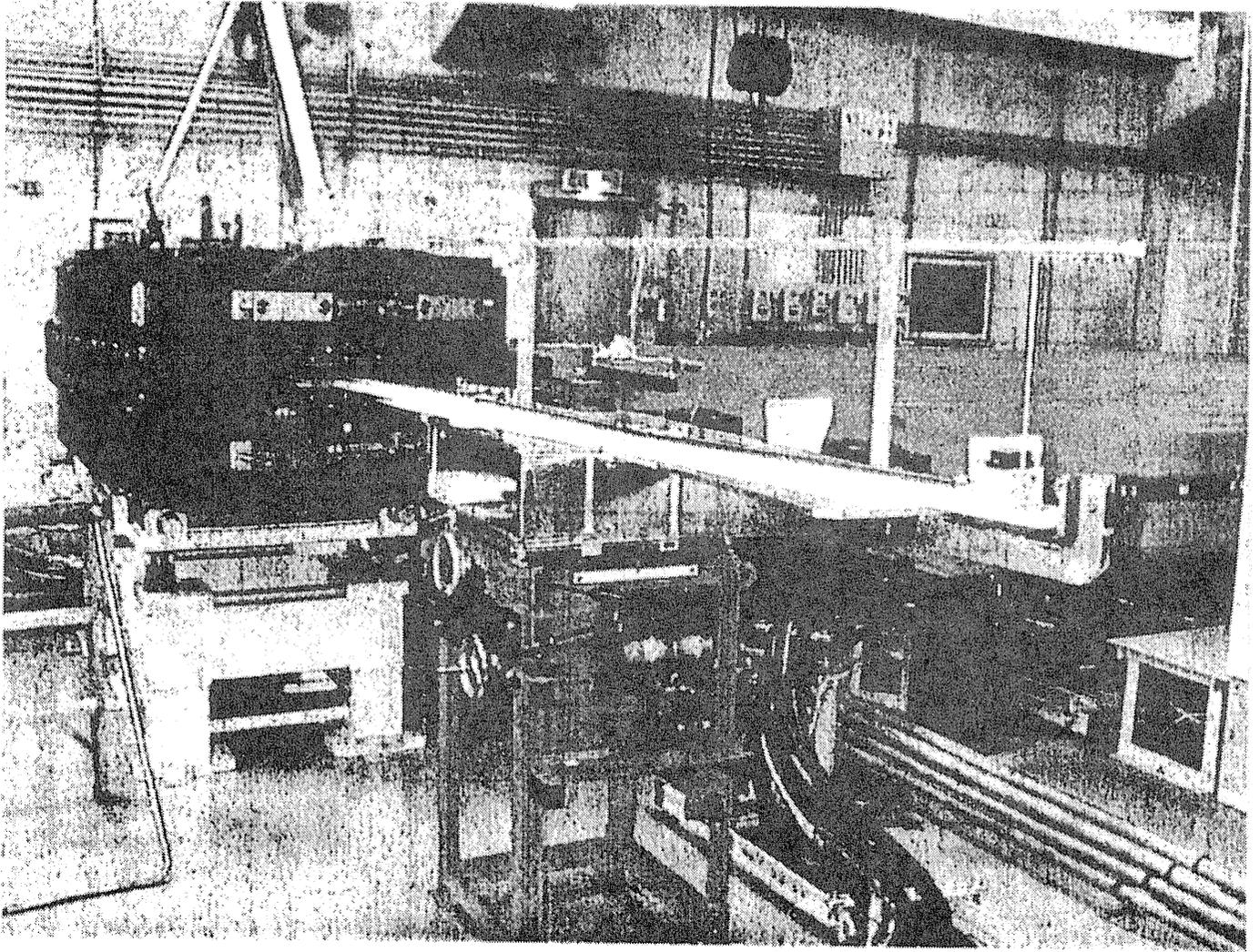
- ・磁場を Ramping させる
- ・ホール素子による Mapping
- ・サーチコイル引き抜き
- ・サーチコイル回転

今回、大阪大学核物理研究センター(RCNP)でサーチコイル引き抜き型の磁場測定装置を製作した。

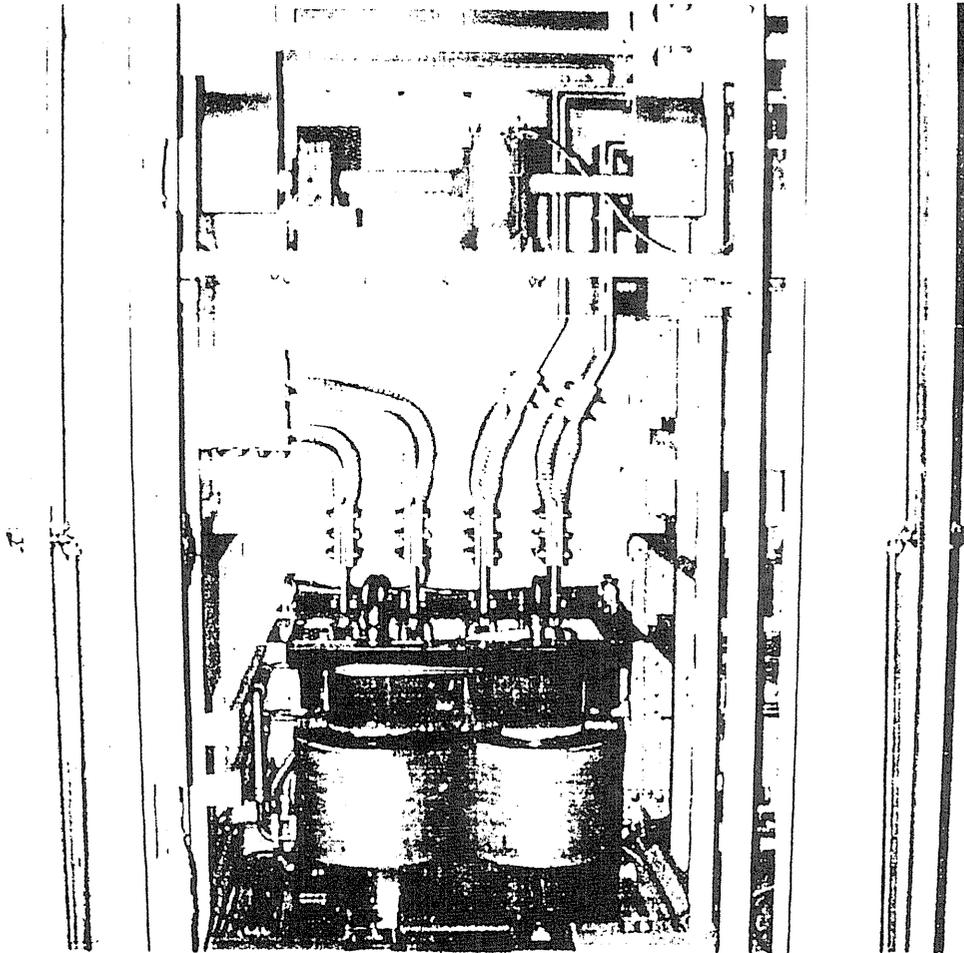
引き抜き型磁場測定装置の利点

- ・サーチコイルを引き抜いて測定するため直接BL積を測定できる
- ・引き抜き型と Ramping 型の磁場測定が行え、両測定方法の比較が可能





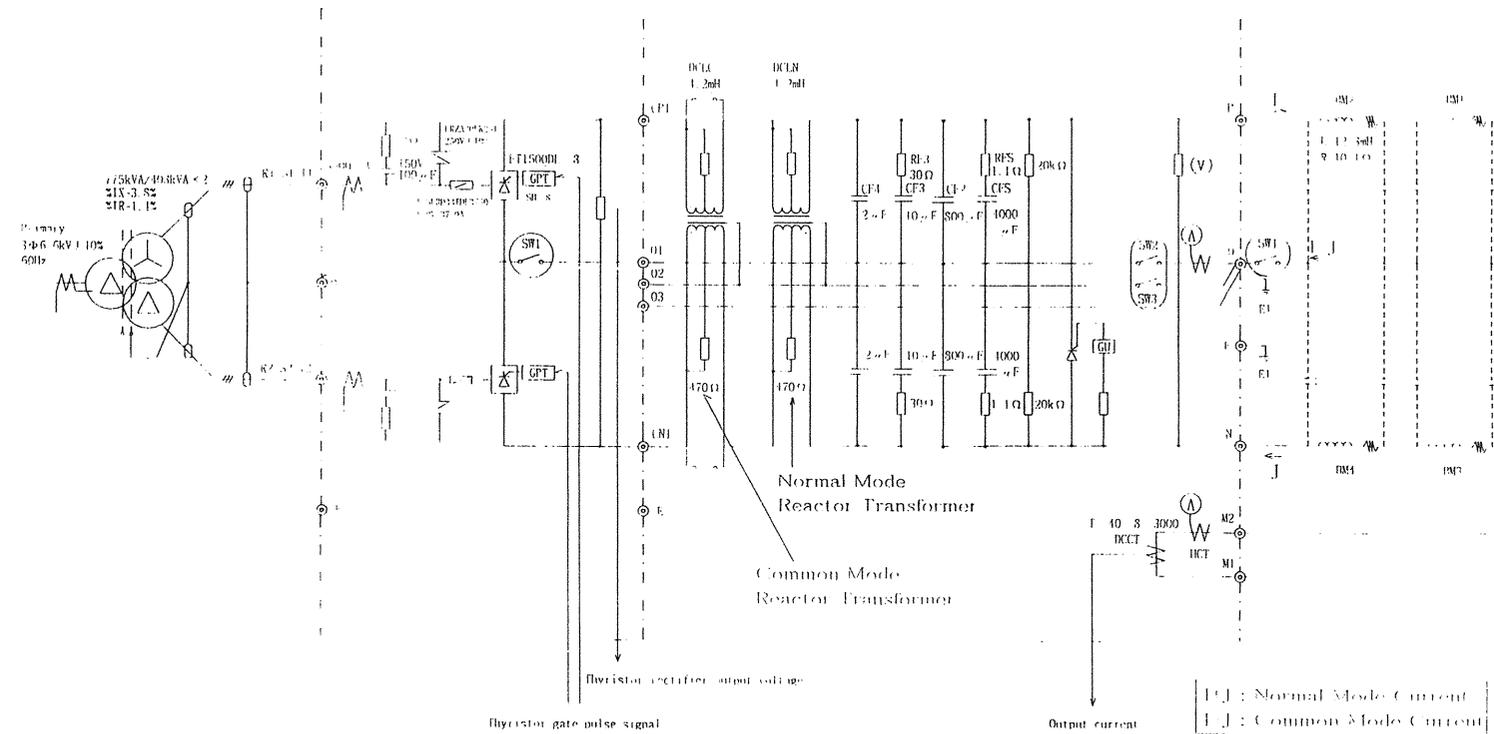
[2] (1)



Thyristor Rectifier

Static Filter

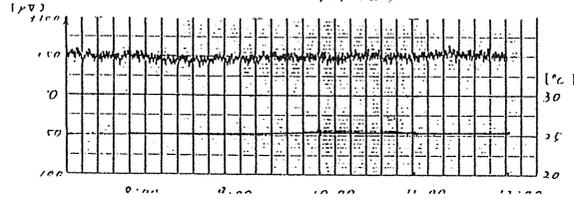
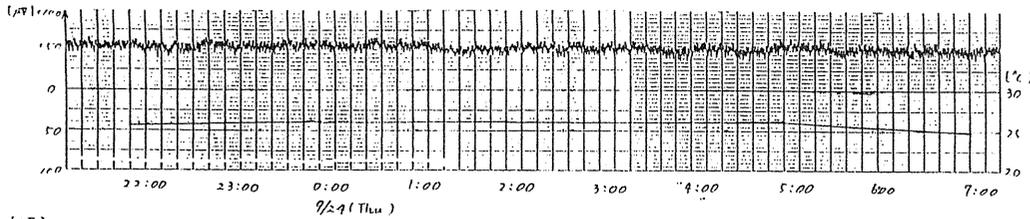
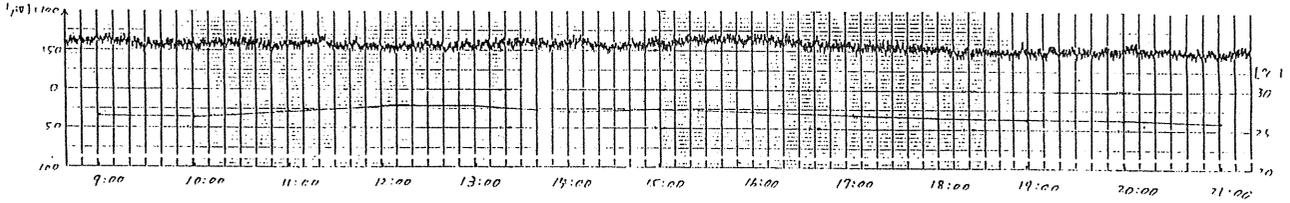
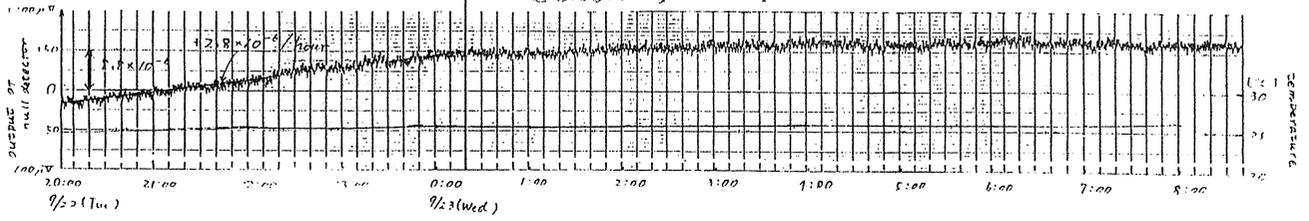
IRISIAN Long Bending Magnet



Single line diagram of the thyristor power supply

Stability of the Thyristor Power Supply With Common Mode Reactor

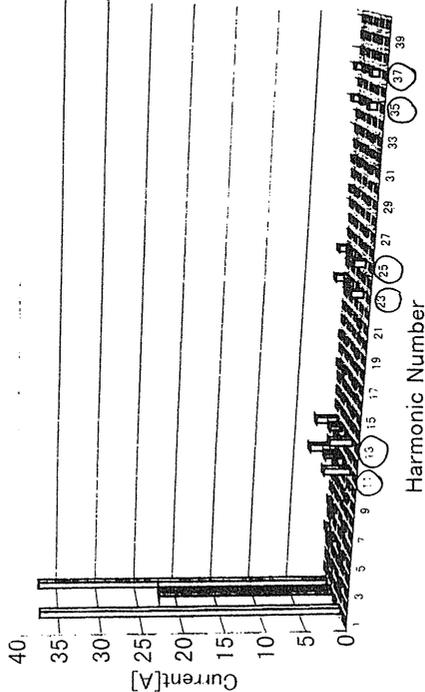
Stability: $\pm 3.1 \times 10^{-6}$



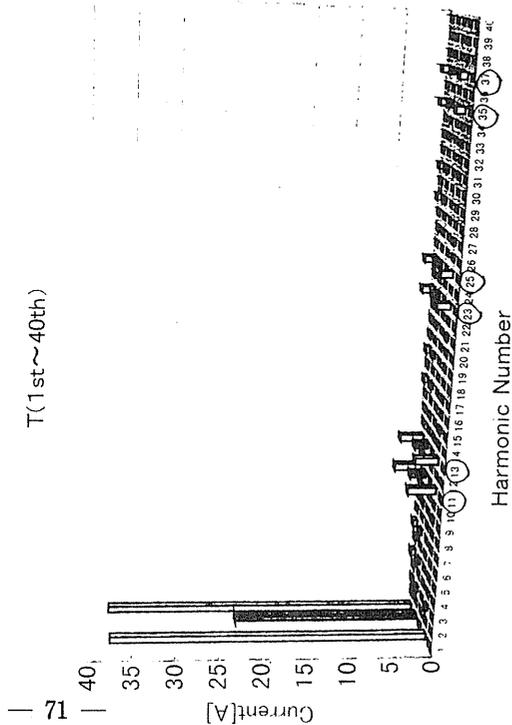
- AVF停止, 0A出力(98/9/24)
- AVF停止, 1700A出力(9/24)
- ▨ AVF稼働, 0A出力(10/6)
- AVF稼働, 1000A出力(10/6)
- AVF稼働, 1700A出力(10/6)

- AVF停止, 0A出力(98/9/24)
- AVF停止, 1700A出力(9/24)
- ▨ AVF稼働, 0A出力(10/6)
- AVF稼働, 1000A出力(10/6)
- AVF稼働, 1700A出力(10/6)

R (1st~40th)



T (1st~40th)



Distribution of Harmonics of Power Line
In Operating Thyristor Power Supply or /and AVF Cyclootron
(Current of R- and T- Phase, 1st order=60Hz.)

RFイオンガイド法の開発

和田道治

高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所/田無分室

ビーム破碎反応核分離器からの高エネルギー不安定核ビームを高速・高効率で減速・冷却し、低エネルギービーム（0 - 数keV/u）および、イオントラップに蓄積された状態で得る装置の開発を進めている。その中心となる機構は、RFイオンガイドと名付けた能動的ガスセルによる減速・冷却機構である。

ビーム破碎反応核分離器からの高エネルギーイオンビームは、まずエネルギーデグレーダフォイルによって3MeV/u程度まで減速される。この減速された0-3MeV/uの広いエネルギー拡がりを持つイオンは、Heガスセルに入射され温化される。3MeV/uのイオンビームの0.2気圧He中でのレンジは約2mである。

従来のイオンガイド法で確認されているように、Heの高いイオン化ポテンシャルのためにイオンビームは高い確率で1価イオン状態で停止する。従来のイオンガイド法では、停止したイオンはガスの流れのみによってセルの出口ノズルへ輸送されるため、厚さをかせぐためにセルの大きさを大きくすると極めて長い時間がかかってしまい、実用にならなかった。RFイオンガイド法では、軸方向へ直流電場（約10 V/cm）が生成できるので、50 mm/msの平均速度で高速に輸送できる。ガス中のイオンは基本的にドリフト運動をしているので、セルの側壁へ到達して消失する可能性がある。これを防ぐために、高周波電場を用いて中心への収束をおこなう。これらの直流電場・交流電場は、軸に垂直に多数の円環電極をならべて、その各々に交互に逆位相の交流電位と軸方向へ静電場勾配をつける直流偏位を重畳させることによって生成する。

RFイオンガイド法の利点を従来のイオンガイド法と比較すると以下の点が挙げられる。

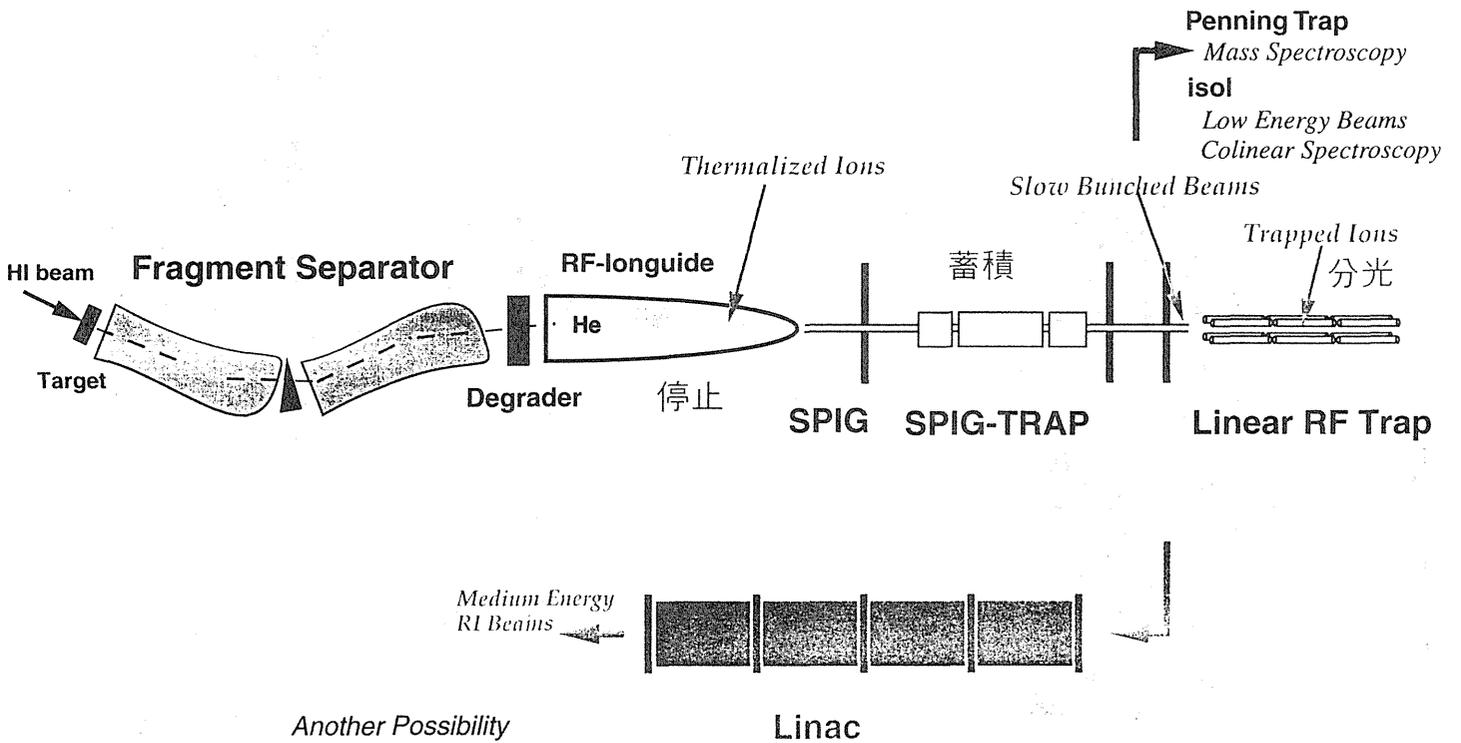
- ア) 電場で高速に輸送するのでガスセル長、ひいてはイオンビーム停止能を大きくできる。
- イ) 高周波の収束作用によってセル壁への消失を防ぐことができる。
- ウ) イオンの輸送をガス流に頼らないことと収束作用のためにセル出口孔を小さくできる。
- エ) ガス消費量が少なくなりポンプの排気能力を小さくでき、超高純度ガスが使用できる。
- オ) ガス純度を上げられるために、不純物分子との荷電変換による中性化を軽減できる。
- カ) ガス中滞在時間を短くでき、中性化を軽減できる。
- キ) ガスへの入射速度を十分に速くでき、入射窓箔直後での荷電分布を高くできる。
- ク) 円環電極の直流成分を適当にスイッチすることにより、イオンバンチとして取り出せる。

現在、オフラインのテストベンチを用いて、RFイオンガイド機構の試験を開始するところである。

この研究の共同研究者は以下の通りである。

和田道治（KEK田無分室）、片山一郎（東大・CNS/KEK田無分室）、川上宏金（KEK田無分室）、田中仁市（KEK田無分室）、大谷俊介（電通大・レーザーセ）、岡田邦宏（上智大・理）、岡田晋一（上智大・理）、野田耕司（放医研）、山崎泰規（理研/東大・総合文化）

Trapping Unstable Nuclear Ions from Fragment Separator



RFイオンガイド法の開発

高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
和天道治
田無分室

研究の目的

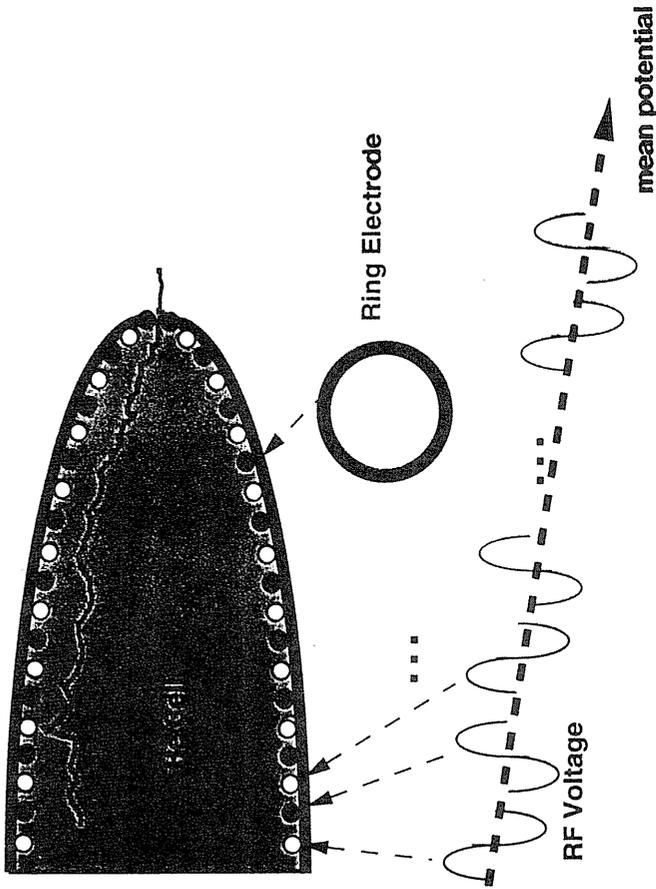
ビーム破碎反応核分離器からの高エネルギー不安定核ビームを高速・高効率で減速・冷却し、低エネルギービーム (0 - 数keV/u) および、イオントラップに蓄積された状態を得る装置の開発。

- ・装置の概要
- ・装置の原理と特徴
- ・実現性の評価
- ・試験装置の概要
- ・応用実験

研究グループ

和天道治 K E K 田無分室
片山一郎 東大・CNS / K E K 田無分室
川上宏金 K E K 田無分室
田中仁市 K E K 田無分室
大谷俊介 電通大・レーザー
岡田邦宏 上智大・理
野田耕司 放医研
山崎泰規 理研 / 東大・総合文化

RF-ION-GUIDE



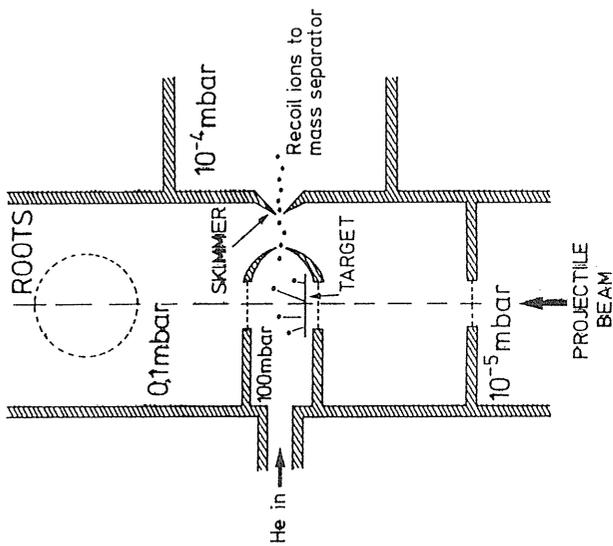
Accelerate to exit
 Barrier for wall collision
 RF field
 DC field

No Gas Flow is Required
 Fast Extraction
 Small Exit Hole
 Small Pumps
 Electron Suppress
 Bunching Capability
 High pure He gas

* not really accelerate
 but give a constant
 average velocity

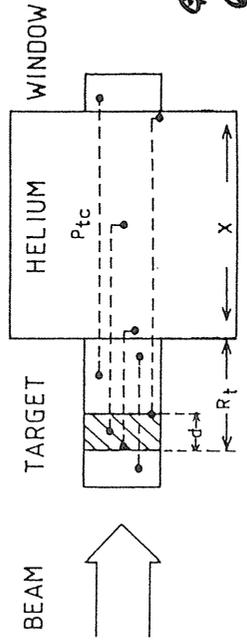
Original Ion Guide System

J. Äyvi 1986



Limited Effective Target Thickness

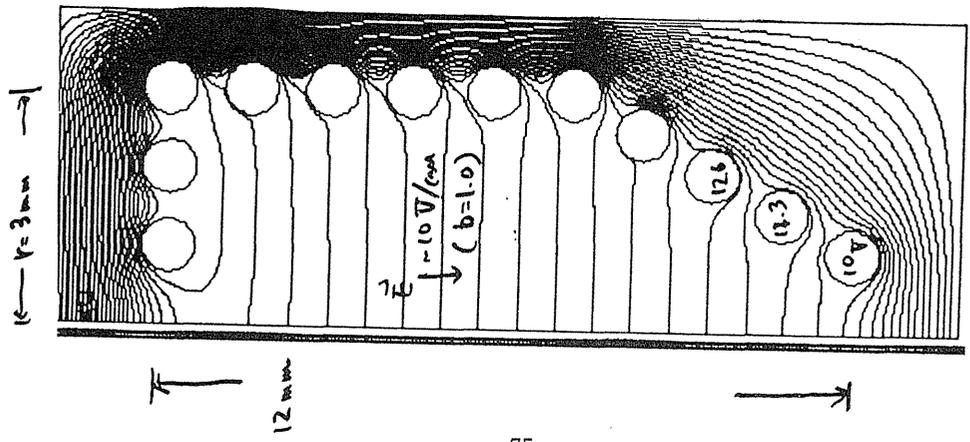
Range in
 100 Torr
 1 cm He
 ~ a few keV/u
 Gas Throughput
 $Q \approx 50 \text{ Torr} \cdot \text{L/s}$
 $100 \text{ Torr} \cdot \text{L/s} \rightarrow 2 \text{ ms } \emptyset$
 $100 \text{ Torr} \cdot \text{L/s} \rightarrow 20 \text{ s } \times$



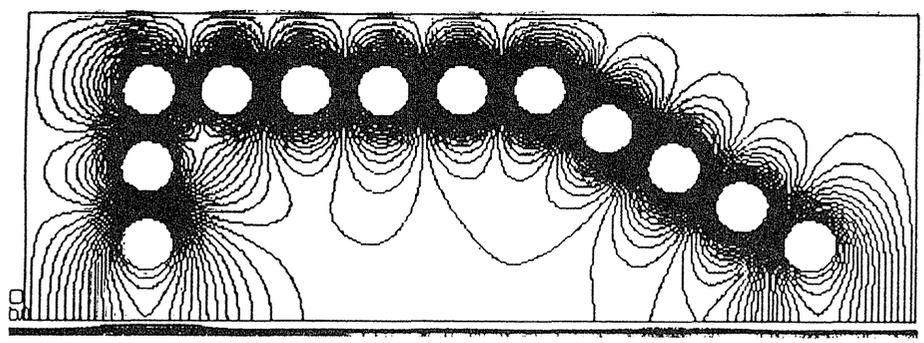
- Ion Loss Processes
- Near the Target
- Diffusion to Wall

Electric Field in RF-Longuide

Poisson calculation



DC



RF

$$\vec{E} = a \vec{E}_{RF} \cos \Omega t + b \vec{E}_{DC}$$

RFイオンガイド法の利点

- ア) 電場で高速に輸送するのでガスセル長、ひいてはイオンビーム停止能を大きくできる。
- イ) 高周波の収束作用によってセル壁への消失を防ぐことができる。
- ウ) イオンの輸送をガス流にたよらないことと、収束作用のためにセル出口孔を小さくできる。
- エ) ガス消費量が少なくなり、ポンプの排気能力を小さくでき、超高純度ガスが使用できる。
- オ) ガス純度を上げられるために、不純物分子との荷電変換による中性化を軽減できる。
- カ) ガス中滞在時間を短くでき、中性化を軽減できる。
- キ) ガスへの入射速度を十分に速くでき、入射窓直後での荷電分布を高くできる。
- ク) 円環電極の直流成分を適当にスイッチすることにより、イオンバンチとして取り出せる。

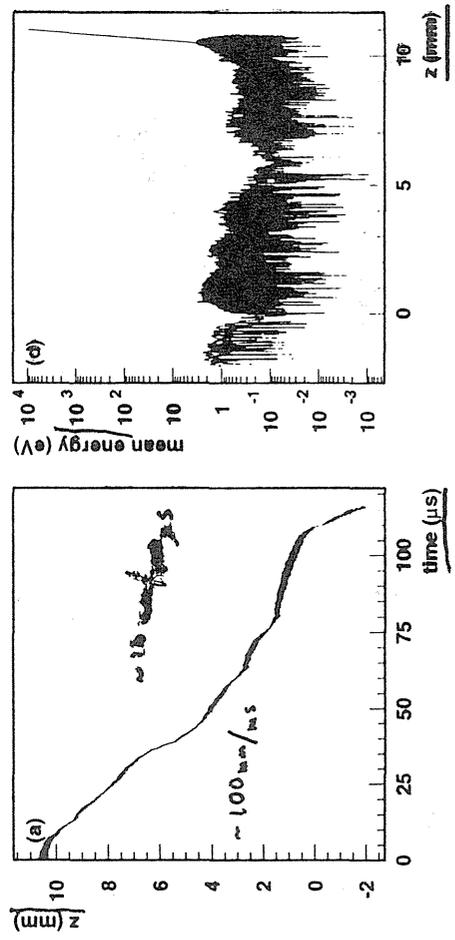
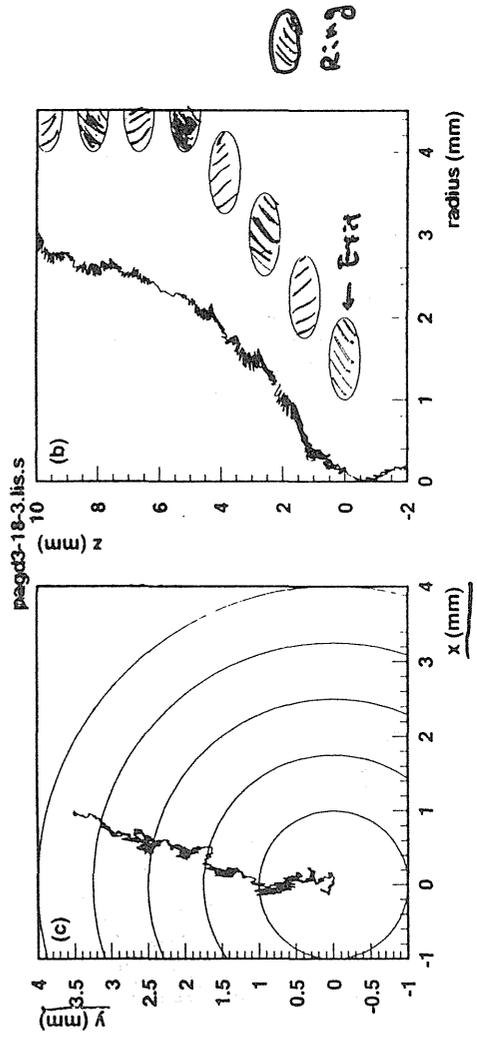
Down stream of Ion Guide Gas Cell

RF: 200 V, 2 MHz

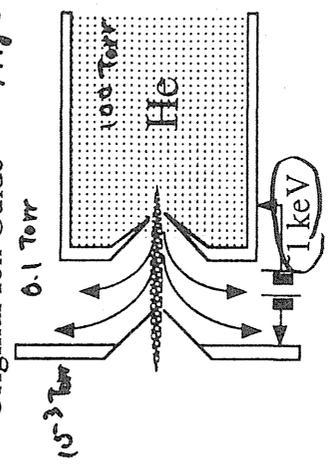
$E_z = -30 \text{ V/cm}$

$A = 100, \lambda = 1 \mu\text{m}$

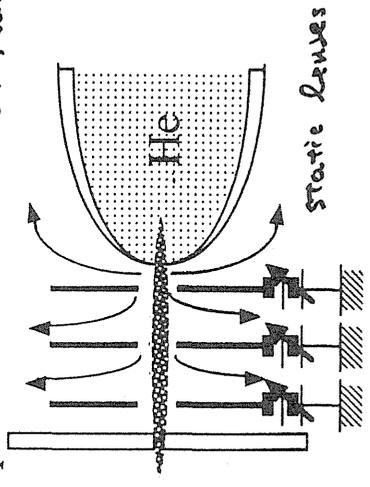
$A = 100, \lambda = 1 \mu\text{m}, f = 0.2 \text{ kHz}, 2 \text{ MHz}, d_{gr} = 3 \Omega$
 $0.1 e-9, 300, 1.5 e-4, 750000/31, 70 e-3/100, 200, 4.0, 2.0 E6, 0.0/1 e-3, 3.5 e-3, 1 e-3, 0.0, -10000, 4, 300, 1 e-6/1 e-$



Original Ion Guide Arje, Valli

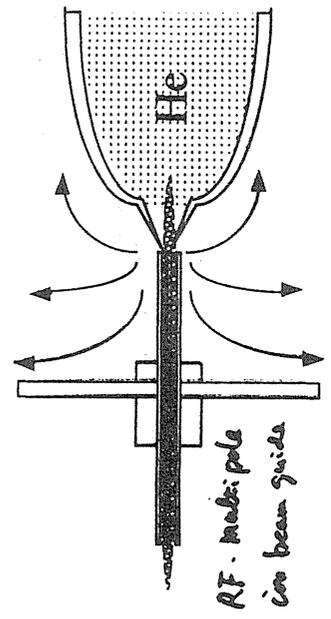


Squeezer Ion Guide Ivonen, Valli



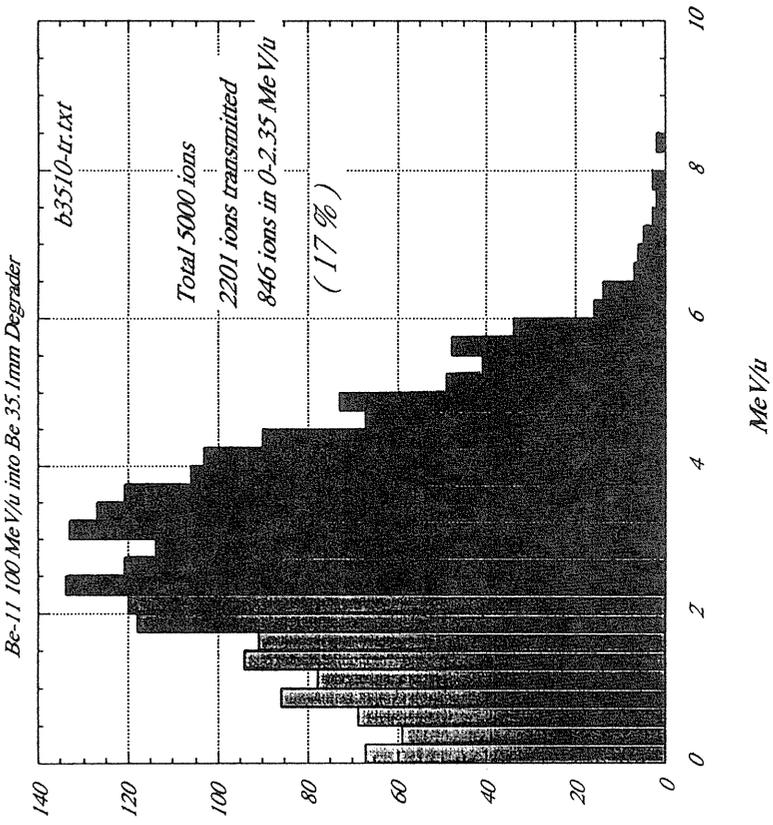
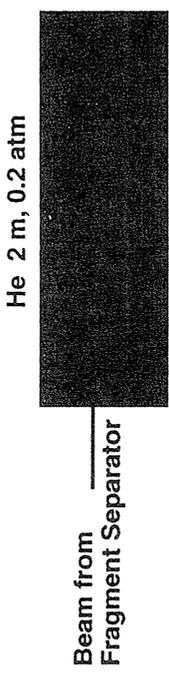
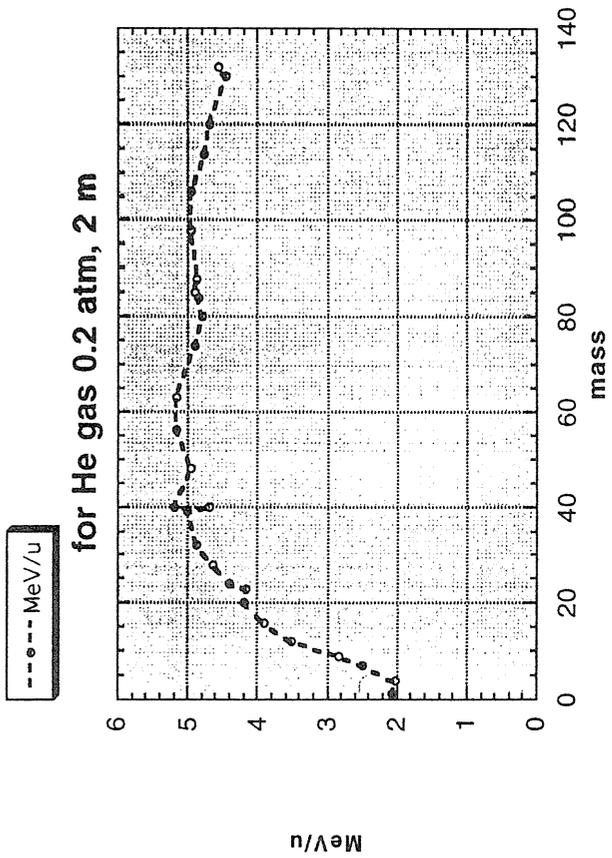
SPIG Ion Guide

$\text{Wada, Katayama, 1993}$



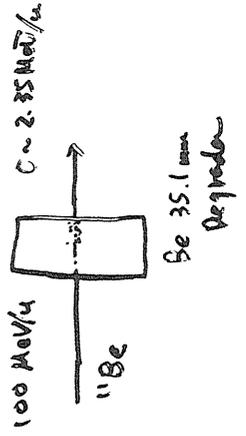
Energy Degradator

Acceptable Beam Energy for Gas Cell

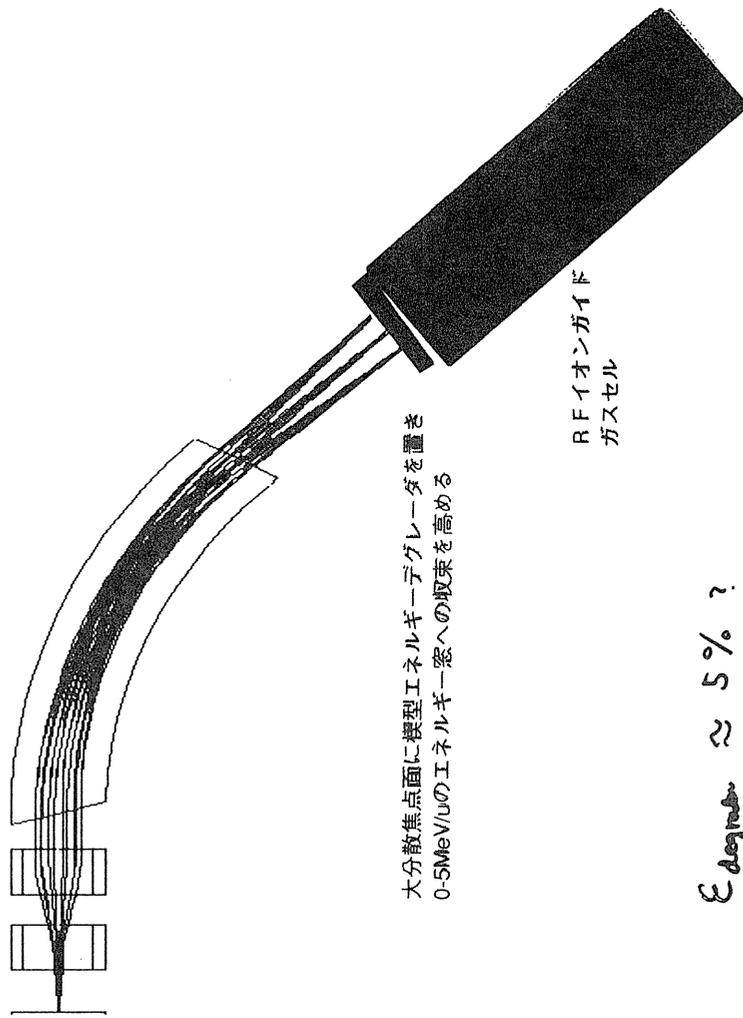


for Monochromatic 100 MeV/u Beam

17% ions in 0 - 2.35 MeV/u window.



フラグメントセパレータ
の出力

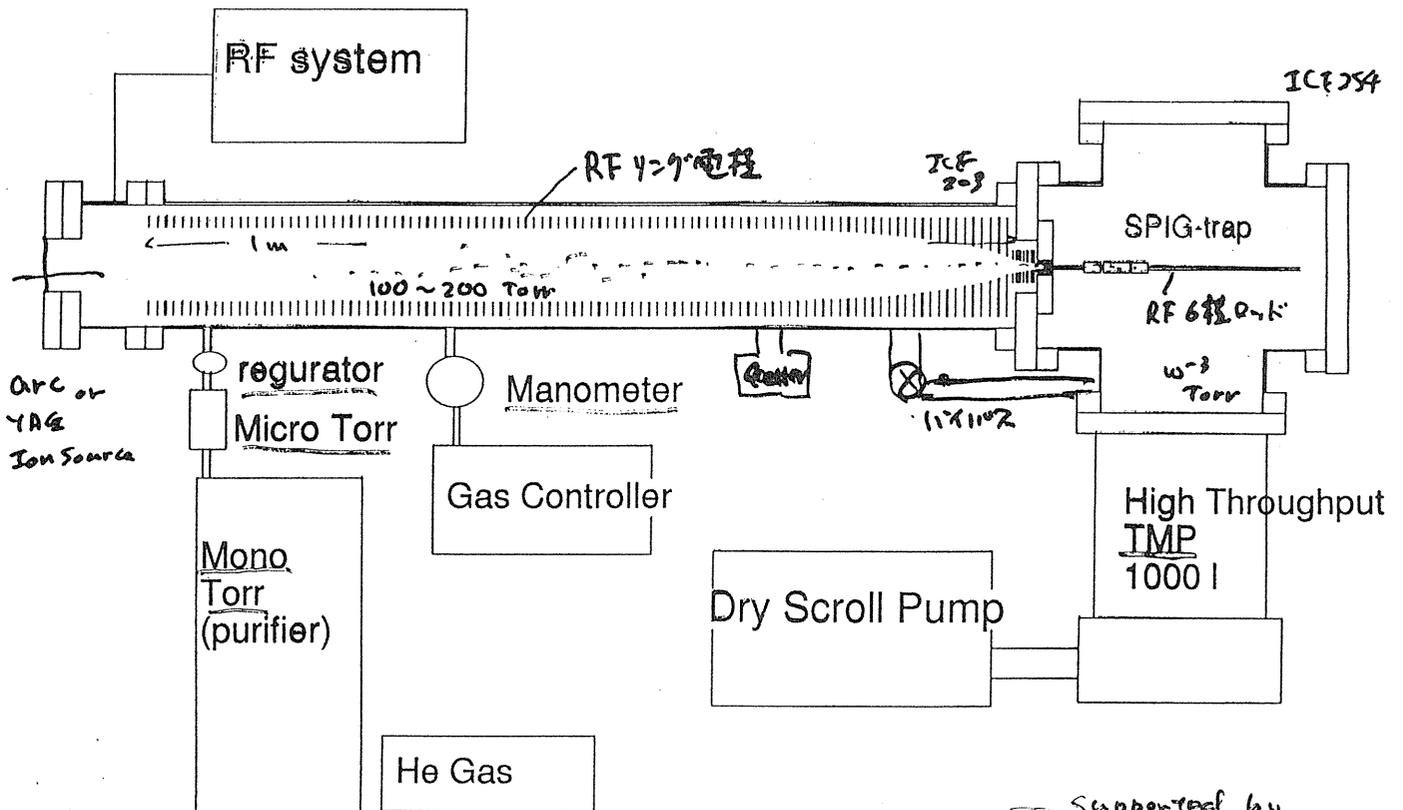


ϵ_{deg} $\approx 5\%$?

$\epsilon_{RF-Longuide}$ $\approx 20\%$?

$\epsilon_{total} \geq 1\%$ 目標

RF-longuide Test Bench



応用実験

ア) イオントラップを用いた超微細構造分光

基底単位の超微細構造をレーザー・マイクロ波2重共鳴法によって精密測定し、Bohr-Weisskopf効果の研究を行う。それによって、中性子奇核の価中性子の分布という、他の方法では測定できなかった研究が可能になる。さらに、EBITなどの多価イオン生成トラップを用いて、水素原子様イオンを作り、電子構造の不定要素を排除した理想的な超微細構造の研究も期待される。

イ) イオントラップによる精密質量測定

ペニングトラップ中の固有運動を測定することによって不安定核の質量を系統的に高精度で測定する。比較的長寿命(半減期1秒以上)の不安定核が対象となる。確度、精度を上げるためには、多価イオン(とくに陽電子による冷却された)が有効である。

ウ) 低エネルギービームを用いた共線レーザー分光

RFイオンガンガイド+SPIG冷却輸送系のもと、通常のISOLのように静電圧で加速し、(必要ならば)質量分離し、良い性質の不安定核ビームを得、コリニアレーザー分光実験を行う。旧来のISOLでは不可能であった高融点元素や極短寿命核も対象になるはずである。分光によってアイソトープシフトや核モーメントの測定が期待される。

エ) 低エネルギービームと精密磁気分析器による極短寿命核の質量測定

ペニングトラップを用いた質量測定は、ごく短寿命の同位体では難しく、たとえ測定できたとしても精度はかぎられてしまう。そこで、良質な低エネルギービームが得られることを利用して、古典的磁気質量分析器を用いた質量測定に再び脚光をあびさせることになる。エネルギー拡がりがあり、100kV以下で、100kV加速できれば、精密な分析磁石を用いれば10-5程度以上の精度で質量測定が可能となる。寿命の制限は数ms以上あれば実用となるはずである。

オ) 低エネルギービームの再加速による実験

本研究によって開発される機構の効率のいかんによっては再加速による中エネルギー核反応(天体核物理など)の研究に発展できる可能性がある。

平成10年度共同研究報告及び平成11年度新規共同研究題目提案

森 義治、町田慎二、大森千広、山本昌亘、上杉智教、藤枝美穂、
村松良作、木場紀世美、佐藤康夫、上野隆一、野田耕司、金澤光隆、山田聡

高エネルギー加速器研究機構田無分室 放射線医学総合研究所

1. 平成10年度共同研究報告

平成10年度の共同研究において、「医療用重粒子加速器の高機能化の研究」の題目のもと、以下の2つの研究を進めてきた。

- (1) 高勾配・広帯域金属磁性体(MA)高周波空胴によるビーム加速
- (2) 空間電荷効果のコヒーレントモード

(1)は、KEK-田無分室で開発された高勾配加速空胴が広帯域であることを利用して、HIMACシンクロトロンでの重粒子加速を無同調で行うためのものである。空胴は、長さ40cmと極めてコンパクトであり、必要とされる周波数範囲(1~8MHz)に亘って最大5kVの高周波電圧を、30kW4極管を用いたプッシュプル型高周波増幅器により得ることができる。この高周波加速空胴をHIMAC上リングに設置した。ビーム加速は最初のマシンタイムで順調に行われた。また、この空胴は高周波に対する応答も速いので、(a)ビーム入射時の断熱捕獲の最適化(b)高次ハーモニクス合成を用いてバンチング係数の増加による空間電荷効果の低減(c)バリアーバケツ生成によるビーム蓄積等の研究を進行している。(2)は、大強度陽子シンクロトロンあるいは、高輝度の重粒子シンクロトロンで大きな問題となる空間電荷効果による横方向ビームエミッタンスの増大についての研究である。これまで横方向の空間電荷効果はLaslett tune spreadで代表されるようにイン

コヒーレントな問題としてとらえられるのがもっぱらであったが、近年コヒーレント効果の重要性が再認識されつつある。HIMACシンクロトロン入射時の空間電荷効果をコヒーレントモード特にquadrapole modeのtune shiftを測定することにより、エミッタンス増大の機構を明らかにしようというのがこの研究の目的である。以下それぞれについて、詳しく研究の現状をまとめる。

1-1 高勾配・広帯域金属磁性体(MA)高周波空胴によるビーム加速

大強度陽子シンクロトロン加速器用高周波加速装置として従来のフェライト磁性体とは違う磁性体合金(Magnetic Alloy)を装荷した高周波加速空胴が開発された。磁性体合金は大振幅高周波磁場のもとでも磁性体としての性質が変わらないため高い加速電圧を安定して発生することができる。現在までに、磁性体合金のコア6枚を装荷した長さ40cmの実機にて加速電圧20kV、電圧勾配にして50kV/mという高勾配が実現されており、コア1枚でのテストでは220kV/mという高勾配に耐えうることも実証されている。さらに、磁性体合金は非常に広帯域なインピーダンスを持っており、共振周波数の同調制御無しで広い周波数帯域にわたって加速電圧を発生することが可能である。このような特徴を備えた高勾配型高周波加速空胴で実際にビームを加速するため、HIMAC上リングに実機をインストー

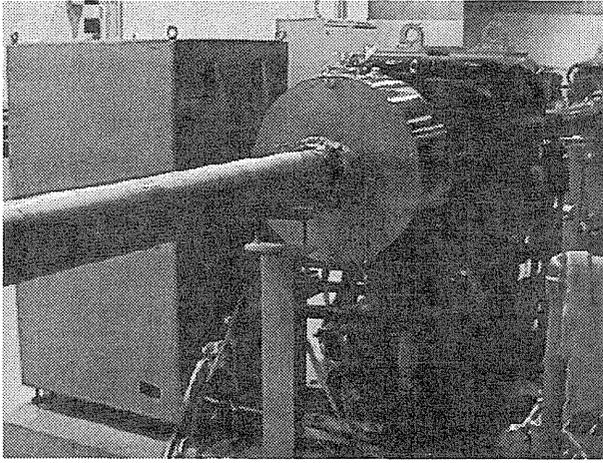


図1-1 HIMACにインストールされた高勾配型高周波加速空洞

ルして種々の実験を行った。

表1-1：HIMACにインストールされた高勾配型高周波加速空洞の諸元

周波数帯域：1～8 MHz

Gap 電圧：最大 4 kV

shunt 抵抗：400 Ω @ 2 MHz (コア 4 枚)

アンプ：4CW30,000A × 2、push-pull
60 kW class

1-1-1 基本波による加速

まず広帯域にわたる加速の基本的な性能を見るために、単一周波数の sin 波による加速を行った。加速粒子は He, C, Ne などの電荷質量比 1/2 の正イオンであり、入射 6 MeV/u—取り出し 230 MeV/u、周波数帯域にして 1.046～5.527 MHz を全域加速電圧 3 kV で加速した。その結果、入射時に断熱捕獲を行って入射粒子の 50% をフラットトップまで加速することに成功した。また、電荷質量比 1/2 の Si イオンで入射 6 MeV/u—取り出し 800 MeV/u の加速も行い、加速効率が悪いものの周波数帯域にして 1.046～7.8 MHz にてフラットトップまで加速することに成功した。

1-1-2 基本波+2倍高調波による加速

広帯域にわたってインピーダンスを持つ

高勾配型高周波加速空洞は、基本波以外の高調波成分を含む Gap 電圧を 1 台の加速空洞で発生することができる。今回の実験においては基本波に 2 倍高調波を混ぜた Gap 電圧によるビーム加速試験を試みた。

図2の太い実線は基本波に2倍高調波を基本波の50%加えたときのGap電圧とポテンシャルの形である。バンチの形はポテンシャルの形に比例するので、点線の基本波のみの場合に比べて2倍の高調波を加えた場合はバンチの形が平たくなり、またバンチが長くなる。つまりバンチングファクターを大きくすることができるので、ビーム電流のピーク値を下げなおかつ空間電荷効果を弱めることができ、チューンシフト量を抑える効果が期待できる。今回の実験では2倍高調波が加わった効果を詳しく見るため、加速は行わずフラットベースにて基本波のみの場合との比較を行った。

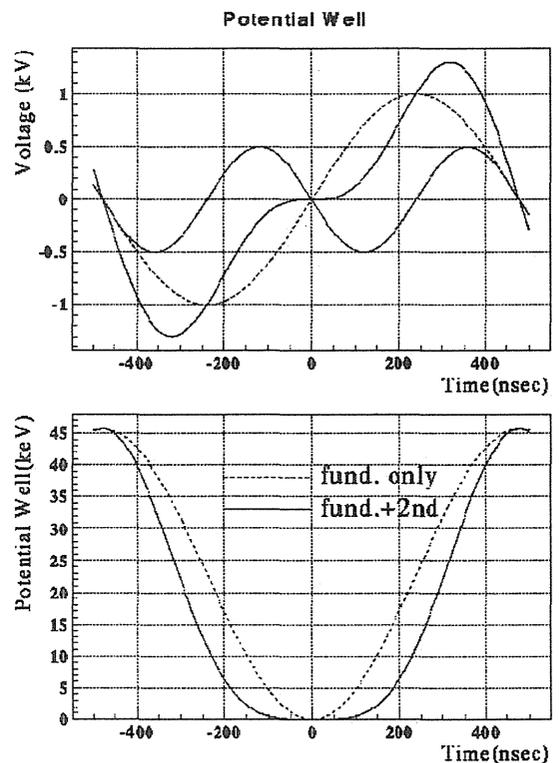


図1-2 2倍高調波によるバンチの平坦化

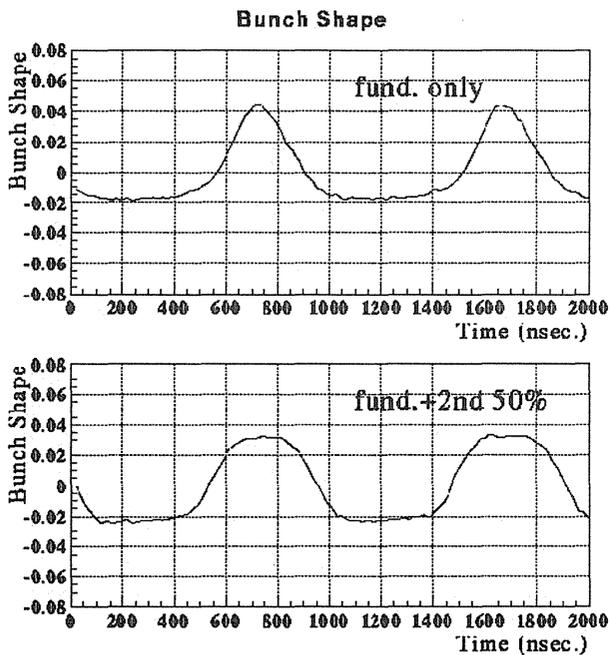


図1-3：2倍高調波によるバンチの平坦化の実験結果

図3は基本波1kV、2倍高調波500Vの条件で実験を行った場合で、静電型ビームモニターによるバンチ波形の測定結果である。上が基本波のみの場合、下が2倍高調波を加えた場合である。2倍高調波を加えた場合明らかにバンチの形が平たくなっているのが観測された。図2のポテンシャルの形から計算されるバンチングファクターは基本波のみ：0.28、2倍高調波を加える：0.43であり、図3から得られるバンチングファクターはそれぞれ0.275、0.40となっており、ほぼ予想通りのバンチ波形が得られた。

また静電型ビームモニターの信号をリアルタイム・スペクトラムアナライザにて解析し、チューンシフト量を測定した結果が図4の上の図である。入射の後シンクロトロン振動の周期に比べて十分時間がたったときと比較すると、チューンシフト量は基本波のみと2倍高調波を加えた場合とで大差がなく、バンチングファクターを大きくした効果が現れていないように見えるが、図4の下に示したDCCTで測定したリング内の粒子数を見ると、2倍高調波を加えた

易合の方がより多くの粒子がバンチに取り込まれているので、チューンシフト量に大差がないような結果となっているだけで、立子数が同じであれば2倍高調波を加えた易合の方がチューンシフト量を抑えることができると考えられる。

-1-3 バリアバケツによるバンチ操作

バリアバケツは単発のSin波によってバンチ長を操作する手法であり、広帯域にわたってインピーダンスを持つ高勾配型高周波加速空洞は単発のSin波を容易に発生することができるためバリアバケツに適している。大強度マシンにおいてはこのバリアバケツを用いてバンチを長くしていき1つのバケツの中により多くの粒子を取り込む操作が行われているが、逆にバンチを短く圧縮していくことによりリング内に極端に偏在したバンチを作ることも可能で、加速

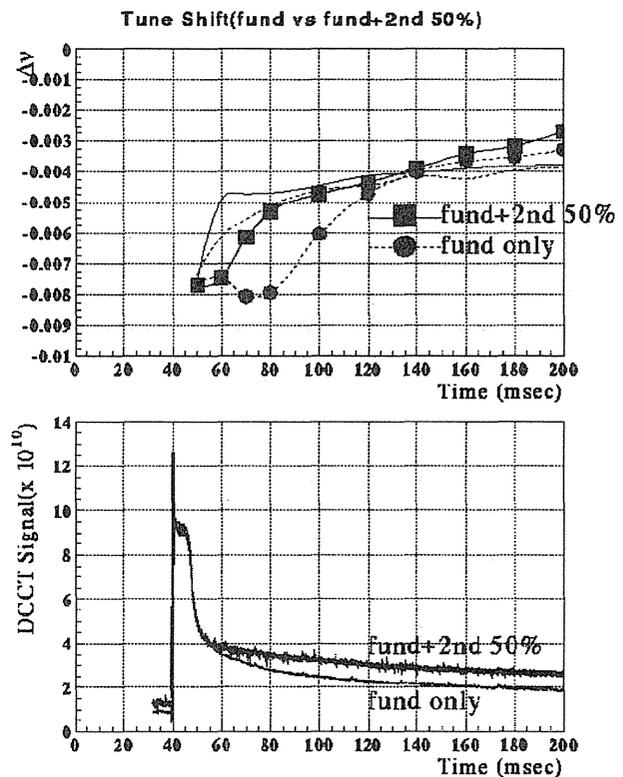


図1-4：チューンシフトの測定結果とDCCTの測定結果

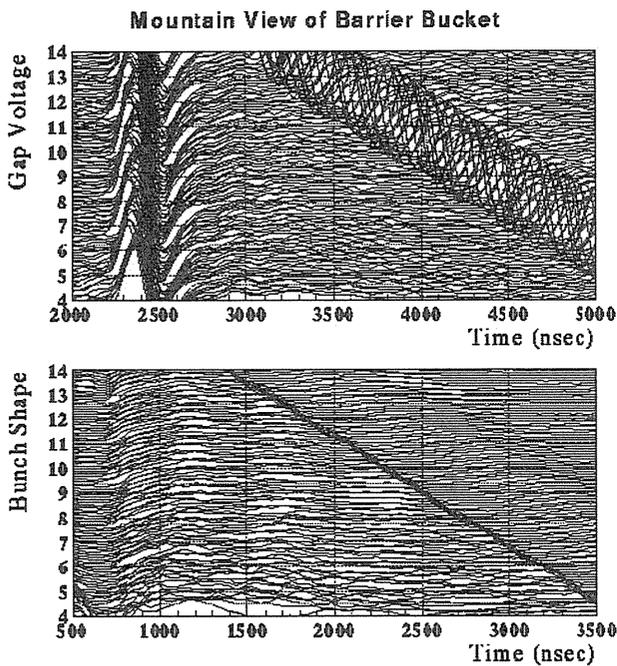


図 1-5：バリアバケツによるバンチの圧縮

空洞におけるビームの過渡的な影響を調べることができる。

図 5 は HIMAC におけるバリアバケツ実験の結果であり、図 5 の上に示した Gap 電圧のように、2 つある単発の Sin 波の片方を断熱的にもう 1 つの単発 Sin 波に近付けていくことによって、図 5 の下のようにバンチ長が短く操作されていく様子が観測されている。

1-2 空間電荷効果のコヒーレントモード

1-2-1 研究の目的

大強度加速器のビーム強度の限界は、空間電荷効果によるビームロスで決まっていると考えられるが、その詳細なメカニズムははっきりしていない。これまで考えられてきたモデルは、空間電荷による発散力で外部収束力が弱められた結果、ビームを構成する個々の粒子の振動の周波数が移動し、ラティスの周期性との間に共鳴を起こすというものである。しかし、このモデルは粒子の振幅増大に伴うデチューニングの効果を考慮していないため、完全とは言えない。

他方、別のモデルとして、個々の粒子の運動ではなくビーム全体の電荷分布の行なう振動が、ラティスとの間に共鳴を起こすという見方もある。最近のシミュレーションによれば、後者のいわゆるコヒーレントモードの振動がビームロスやハロー生成の原因となっているように思われる。このことを実験的に検証することが、本研究の目的である。ビームのコヒーレントモードは位相空間での粒子密度分布を多重極展開したもので、回転方向の対称性によって、双極子モード、四極モード、六極モード・・・と呼ばれる。実空間で見れば、双極子モードの振動とはビーム重心の振動であり、四極モードの振動はビームサイズの振動である。空間電荷の影響を受けやすいのは四極以降のモードなので、この研究では特に四極モードのチューンシフトの影響を扱う。

1-2-2 HIMAC での実験

HIMAC のパラメータと運転条件

この研究では空間電荷によるチューンシフトが重要になるため、最もビーム強度が大きくなる条件として、ヘリウム 2 価イオン、6MeV/u 入射フラットベースを選んだ。RF は現在のところ OFF にしている。この条件で Laslett によるインコヒーレントチューンシフトを計算すると $0.0616/1e^{11}ppp$ となる。また、断面が楕円状のビームでは四極振動のチューンシフトとインコヒーレントチューンシフトの関係式より、四極振動のチューンシフトはインコヒーレントチューンシフトの 1.4185 倍と見積もられる。すなわち、

表 1-2：実験での運転条件

周回粒子	He ²⁺
エネルギー	6MeV/u
エミッタンス	7.92pi mm.mrad(H)
(規格化,100%)	0.3pi mm.mrad(V)
周回周波数	261kHz

1-2-2 四極モニター

98年夏、HIMAC下リングのB直線部に四極モニターをインストールした。このモニターは四枚の電極が上下左右に配置されたもので、上下の電位の和と左右の電位の和を差し引くことによって、ビームの四極モードの振動を見ることが出来る構造になっている。各電極の静電容量は200pFで、その電位が24:3のトランスを通して入力インピーダンス50オームの40dBヘッドアンプにつながられている。各電極の出力の大きさは、二価のヘリウムイオン $1e11$ pppあたり15mVの出力に相当する。

1-2-3 実験方法

はじめに6MeVヘリウムビームをDCCTで見ながら、最もビーム強度が大きくなるように動作点を決定し、その状態でリアルタイムスペクトラムアナライザでコヒーレントモードの振動数を調べた。ただし、そのままではコヒーレントモードのシグナルが見えなかったため、阪大RCNPによるチューンシフターRFQに白色ノイズを入力し、四極モードのエキサイターの代用として使用した。

3. 現状と今後の予定

1-3-1 現状

DCCTで見たビーム電流を図1、そこで観察されたスペクトラムを図2に示す。図2は周波数1.14MHzのまわりスパン100kHzをビーム入射から3秒間眺めたもので、周回周波数の4倍と5倍の間を見ていることになる。四極モニターの左右の電極の電位差や上下の電位差についても同様に見て比較した結果、チューンが(3.652,3.264)付近にあると考えるれば、図2のスペクトラムが矛盾なく説明できることがわかった。それを図3に示す。Dx、Dyは水平・垂直方向の双極モード、Qx、Qyは四極モードで、2Dxは双極モードの二倍の高調波とみなされたものである。四極モニターで、双極モード

をサプレスするような信号処理していたにも関わらず双極モードの信号が見えているのは、モニター電極のアンバランス及びCODとビームの縦方向の非一様性が原因と考えられる。

図2のスペクトルはまた、入射後の緩やかなビームロスに伴ってチューンシフトが回復されていく様子も示している。DCCT波形とスペクトラムを一定時間ごとに区切り、ビーム強度と各シグナルの周波数との関係をプロットすると、ほぼ一直線上に乗った(図3)。直線近似の結果から、チューンシフト、ベアチューンを計算すると表2のようになる。Dxモードのチューンシフトは確認できなかった。Qxモードはチューンシフトが見えたときもあるが、小さすぎて何とも言えない。Qyのチューンシフトは、式1で見積もられるものに近い値が得られている。しかしDx、Dyはコヒーレントモードの双極子振動にしては大きく、まだ検討が必要である。

表2：各モードの周波数シフトの近似結果

モード	nu (端数部)	Delta nu / 1e10ppp
Dx	0.652	
2Dx	1.292(=2*0.646)	0.0044
Qx	1.296(=2*0.648)	?
Dy	0.264	0.0043
Qy	0.526(=2*0.263)	0.0067

1-3-2 今後の予定

今後は、各モードのチューンシフトの値を定量的に理解した上で、チューンシフトとビームロスの関係を調べる予定である。その後は、より高次のモードの振動や、パンチビームの場合についても研究を進めていく。さらに、最終的にコヒーレントモードの振動を減衰させるダンパーをインストールし、実際のビームロス対策にまで踏み込めれば幸いである。

2. 平成11年度新規共同研究題目提案

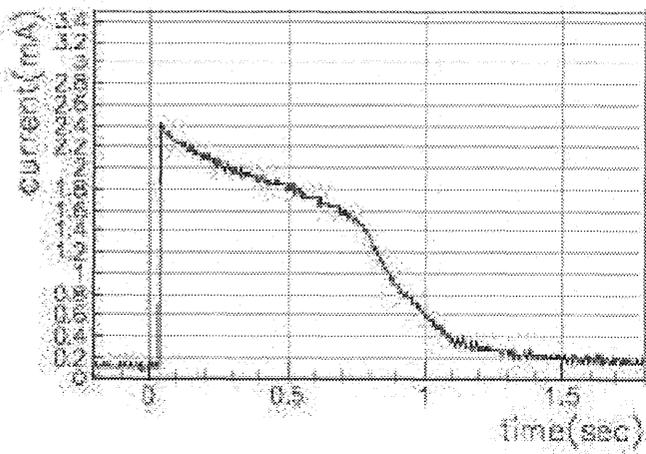


図 1-6 : DCCT で見たビーム電流値

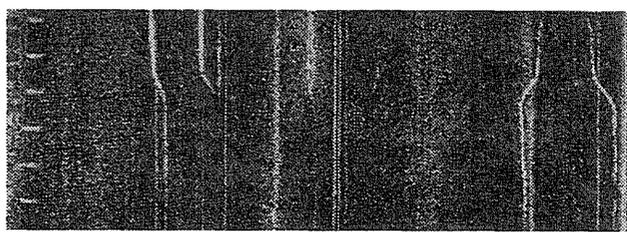


図 1-7 : 四極モニターで見たビームスペクトラム

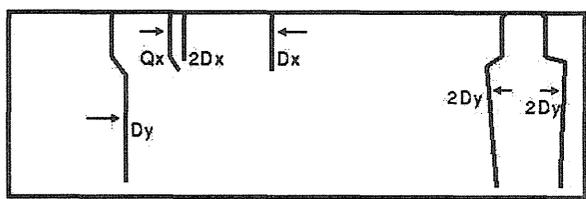


図 1-8 : シグナルの割り当て

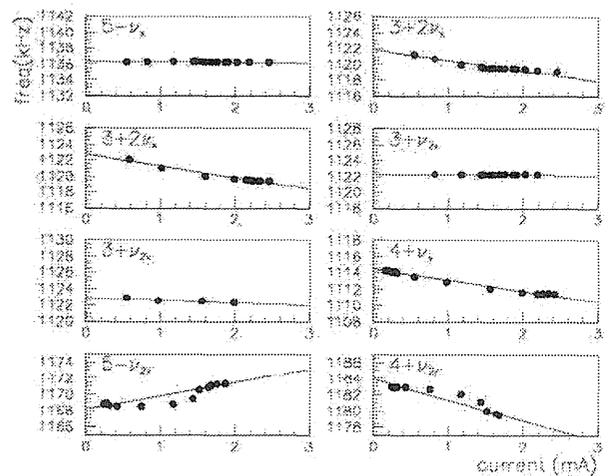


図 1-9 : チューンシフトのビーム強度依存性

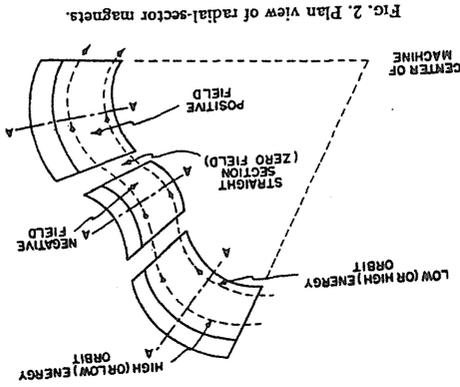
平成 11 年度においては、上記の二つの研究を引き続き行うとともに、新規研究として以下のものを提案したい。

(1) 医療用小型重粒子加速器としての F F A G シンクロトロンの研究

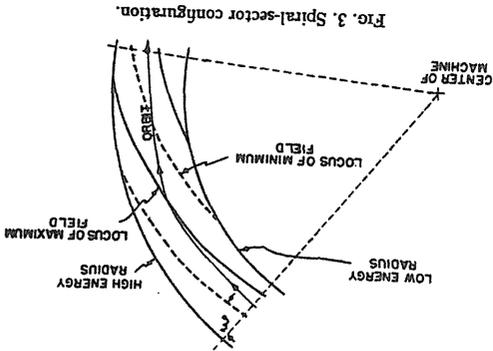
医療用重粒子加速器を小型化したいという要求は極めて大きなものがある。このための加速器として高繰り返し率の FFAG シンクロトロンを提案したい。FFAG シンクロトロンは 1953 年に大河千広により提案された加速器で、一定磁場の強集束シンクロトロンである。磁場が一定であるので加速繰り返しを速く行うことができる。すでに述べた高勾配加速空洞を用いるならば、数 100 Hz の超高繰り返しも可能である。また、一定磁場であるので超伝導電磁石を用いた強磁場を用いることができ、リングを小型化できる。また、高繰り返し率であるので速い取り出しビームによる治療が可能となる。これは、安定なビームという観点から有利となる。FFAG シンクロトロンは 1960 年代に MURA project として精力的に研究され、電子ビームモデルが開発された。しかしながら、それ以降何度か提案されたが作られたことはない。もちろん陽子ビームの加速も行われたことはない。したがって、本研究では 1 MeV 程度のエネルギーまで陽子を加速できる小型モデルの開発を目指したい。そして、加速の繰り返しは数 100 Hz から 1 kHz の高繰り返し率を実証することを最大の目標とする。そのために次年度においては電磁石の開発を行う。以下にこの 1 MeV FFAG シンクロトロンのこれまでの検討の結果について簡単にまとめる。

a. 1 MeV FFAG シンクロトロンの設計

この FFAG シンクロトロンでは、磁場は一定（静磁場）でビームエネルギーの増大とともにビーム軌道が変化する。ただし、ビーム軌道変化に対してもいつもビーム収



(a) Radial Sctor



(b) Spiral Secotr

図 2 - 1 FFAG シンクロトロン の 磁 場 配 位

束性は一定であるといういわゆる” zero-chromaticity” の性質をもっている。ビームの横方向の収束力についてはビーム安定性のためにそのベータトロン振動数はエネルギーによらず一定となる、いわゆる” zero chromaticity” がビーム軌道設計において必要条件である。この条件を満たす磁場分布は次のような形状をとる。[1]

$$B = B_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^k \left\{ 1 + \sum f_n \cos \left[nN \left(\theta - \tan \zeta \cdot \ln \frac{r}{r_0} \right) \right] \right\}$$

ここで、

- k : Average Field Index
- θ : Azimuthal angle
- f_n : fluttering factor

磁場分布が azimuth 角 = const. に依存しない場合を radial-sector 型とよび、のようにスパイラル形状を取る場合を spiral-sector 型とよぶ。

スパイラルでの磁石の端部形状は、

$$\theta = \tan \zeta \cdot \ln \frac{r}{r_0}$$

で与えられる。ここで、 ζ はスパイラル角である。

スパイラル型 FFAG シンクロトロンに於ける電磁石配置を、図 2 - 2 に模式的に示した。ここに示したパラメータの間の幾何学的な関係をまとめると以下ようになる。

$$\frac{r}{\rho} = \frac{\sin \frac{\pi}{N}}{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}$$

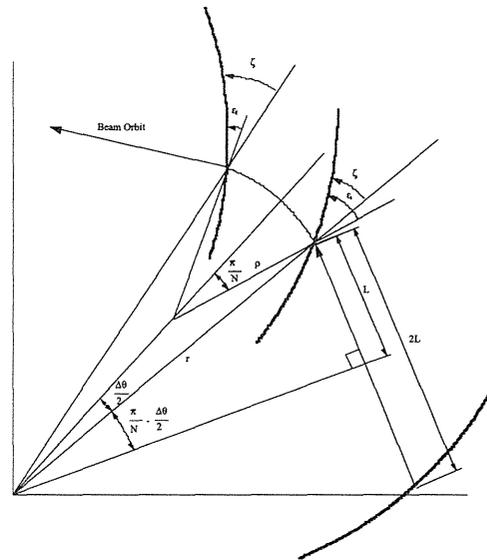


図 2 - 2 FFAG シンクロトロンに於ける電磁石配置

- N : Cell Number
- 2L : Length of the Straight Section
- ρ : Radius of Curvature
- ζ : Spiral Angle
- ϵ_1, ϵ_2 : Edge Angle

$$\frac{L}{\rho} = \frac{\sin \frac{\pi}{N} \sin \left(\frac{\pi}{N} - \frac{\Delta\theta}{2} \right)}{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}$$

$$\frac{R}{\rho} = 1 + \frac{\sin \frac{\pi}{N} \sin \left(\frac{\pi}{N} - \frac{\Delta\theta}{2} \right)}{\frac{\pi}{N} \sin \frac{\Delta\theta}{2}}$$

ここで、 R/ρ は、circumference factor と呼ばれている。セル数、circumference factor、及び入射時の平均半径 R を与えると、トランスフォーマトリックスが求まり、通常の解析手続きによりオプティックスが決まる。モデル FFAG シンクロトロンのおプティックスを決める際に、以下の条件を設定した。

- (1) リングは、直径 3 m 以内に収める。
- (2) 電磁石の数をできるだけ少なくする。
- (3) ストレートセクションは十分に確保する。

オプティックスは、トラッキングによって最終的に最適化した。以下のパラメータは、この様にして得られたものである。

FFAG 電磁石タイプ :

スパイラルセクター型

エネルギー	: 0.2 ~ 1 MeV
繰り返し	: 1 kHz
セクター数	: 8
入射磁場	: 0.432 T
最大磁場	: 0.700 T
スパイラル角	: 16°
k 値	: 1.5
ベータトロンチューン	: 1.73 (H)/0.71 (V)
平均半径 (入射時)	: 0.786 m
平均半径 (最大)	: 1.085 m
RF 加速周波数	: 1.253 ~ 2.029 MHz

図 2-3 は、1 セル当たりのベータ関数とディスパージョンである。それぞれ曲率半径で規格化してある。プロットは、ストレートセクションの中心からのものである。FFAG は強収斂型のシンクロトロンであり、水平方向の収束効果は、 k 値で特徴づけられる磁場勾配を用いて得られる。一方、垂直方向は、スパイラル角で決まるエッジフォーカスで収束効果を得る。通常のコンバインド型シンクロトロン電磁石と異なり、スパイラルセクター型の電磁石では、ギャップ高さに比べてコアの軌道方向の長さが十分長くない。そのため、磁場のしみだしの影響が垂直方向の運動に大きく効いてくることになる。これは、電磁石を設計する際に、考慮すべき問題である。

電磁石内部の median plane 上で磁場は

$$B = B_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^k$$

で与えられる。上式を r_1 の周りで 10 極まで考慮した展開を行うと、磁極形状は、以下の式を満たす (x, y) で与えられる。

$$y \left[1 + b_1 x + b_2 \left(x^2 - \frac{1}{3} y^2 \right) + b_3 (x^3 - xy^2) + b_4 \left(x^4 - 2x^2 y^2 + \frac{y^4}{5} \right) \right] = y_0 \left[1 - \frac{1}{3} b_2 y_0^2 + \frac{1}{5} b_4 y_0^4 \right]$$

但し、

$$r = r_1 + x$$

$$b_1 = \frac{k}{r_1}$$

$$b_2 = \frac{k-1}{2r_1} b_1$$

$$b_3 = \frac{k-2}{3r_1} b_2$$

$$b_4 = \frac{k-3}{4r_1} b_3$$

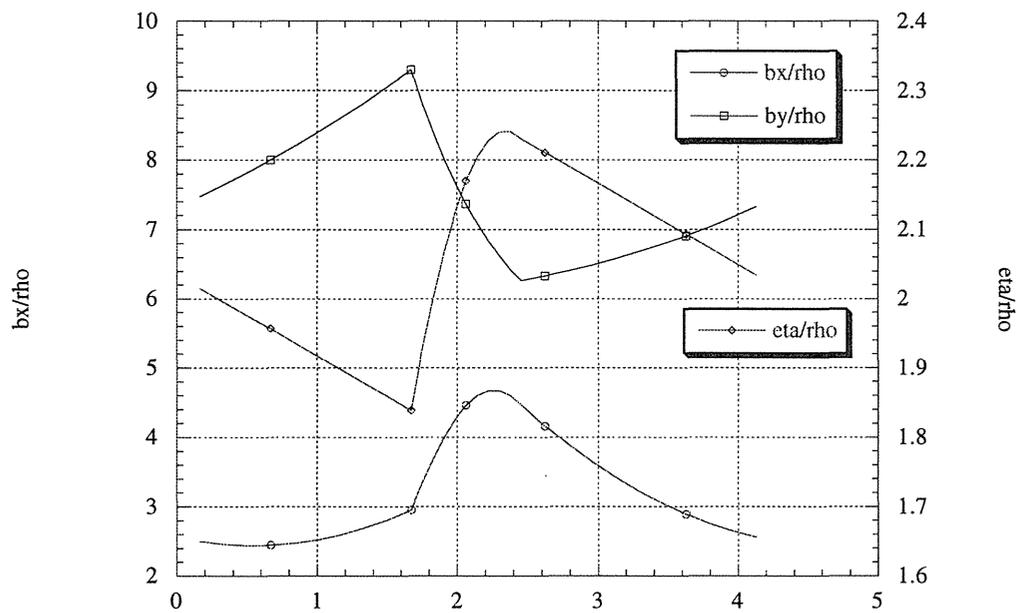


図 2-3 モデル FFAG シンクロトロン^{s/rho}のオプティックスパラメータ

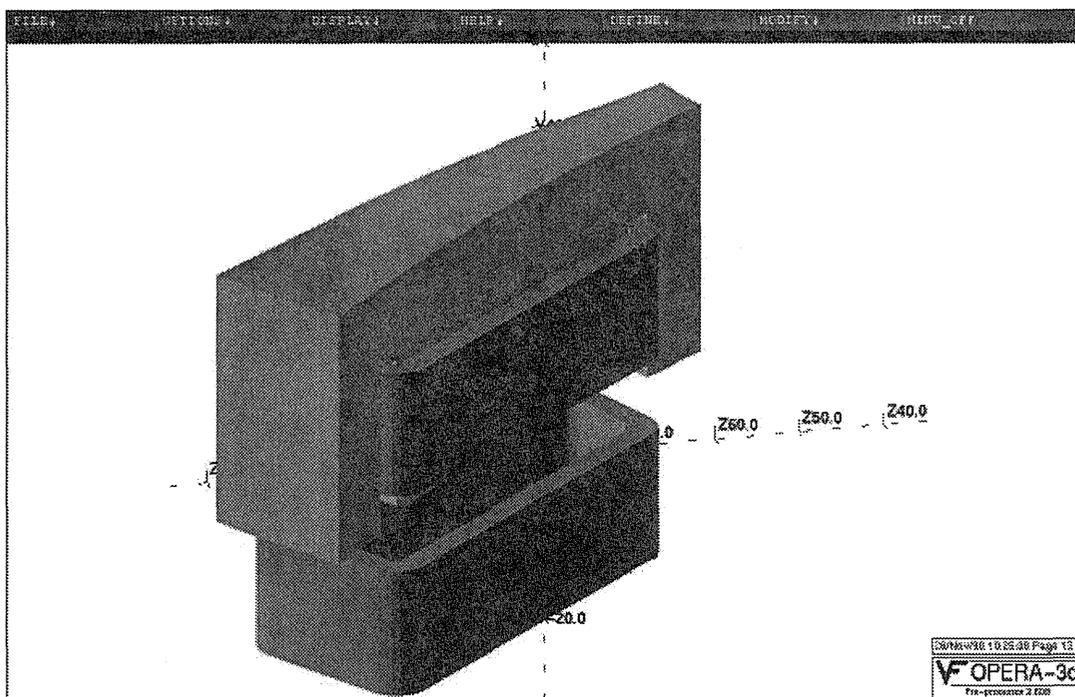


図 2-4 スパイラルセクター型電磁石外観

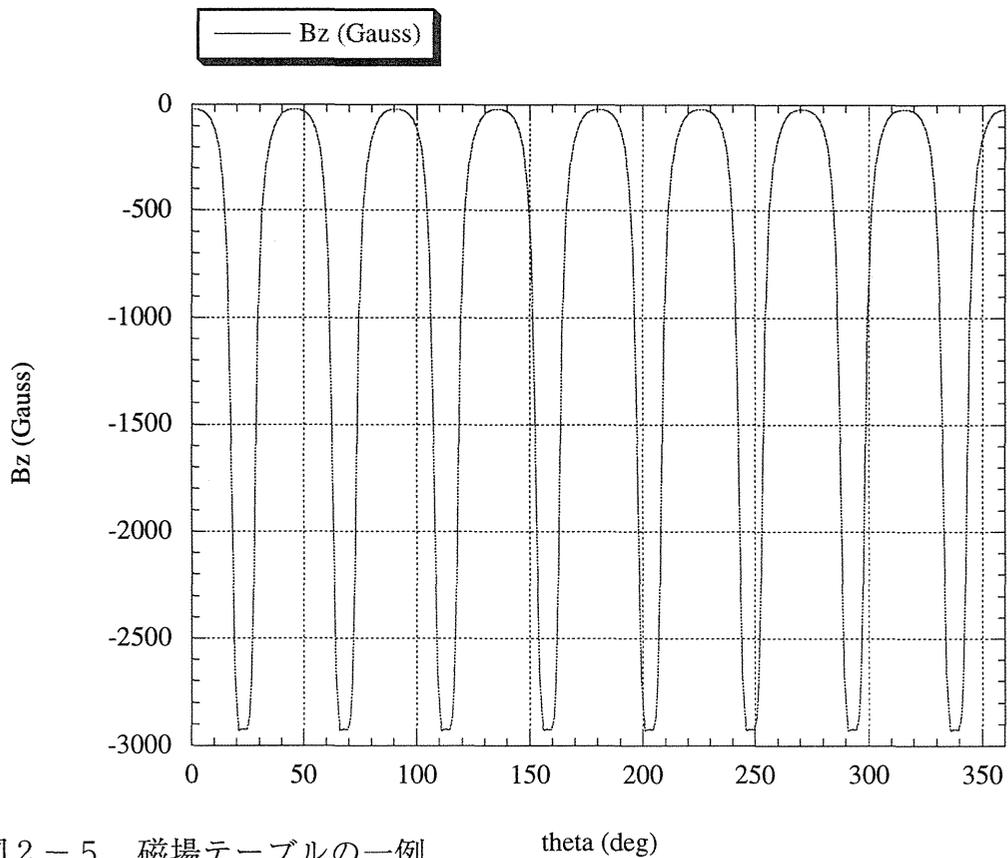
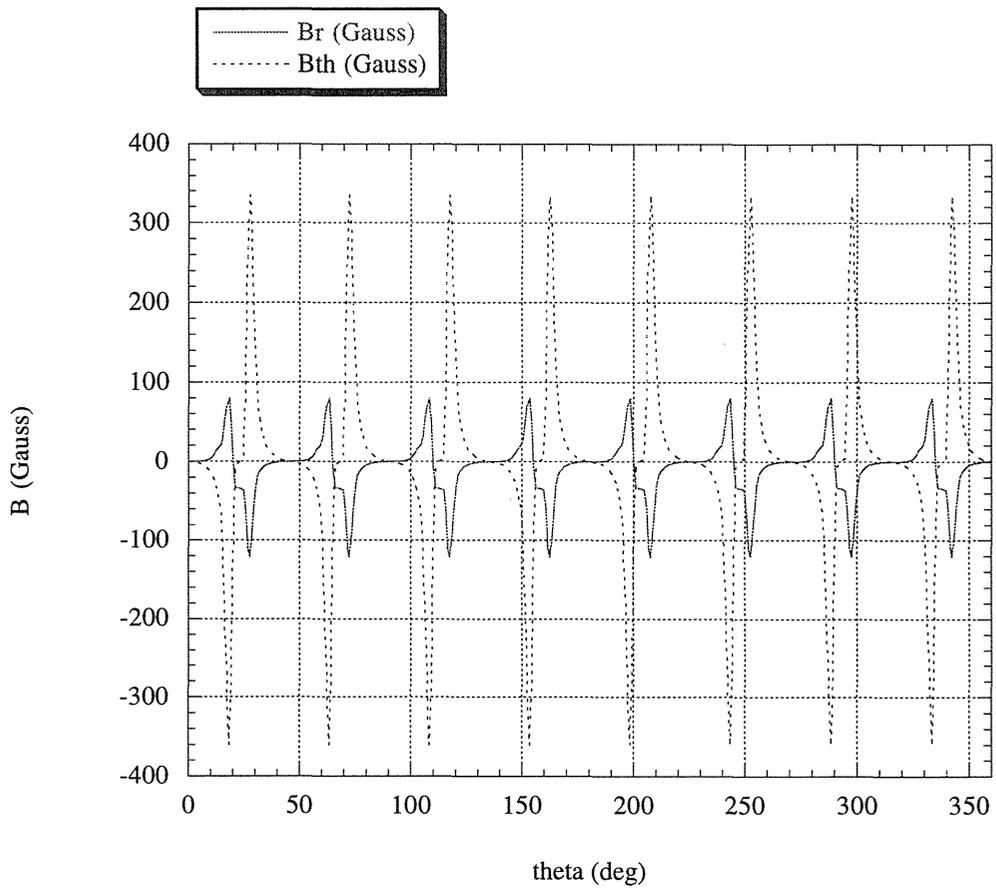


図 2 - 5 磁場テーブルの一例

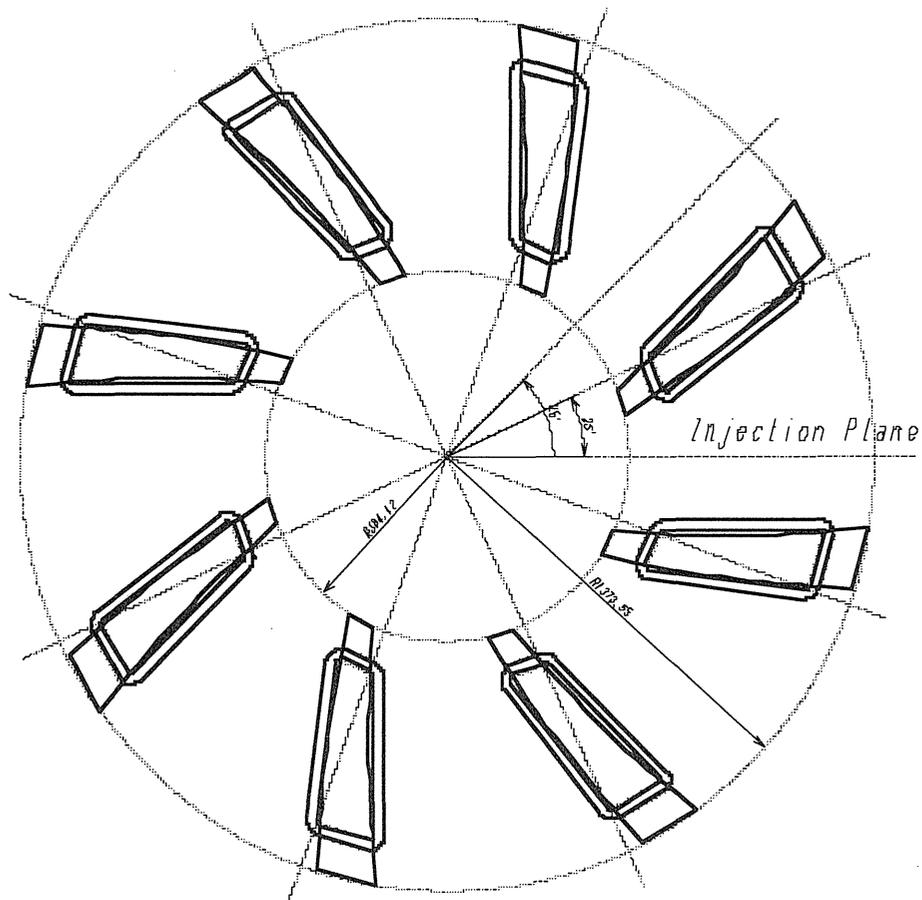


図 2-6 モデル FFAG シンクロトロン の 平面図

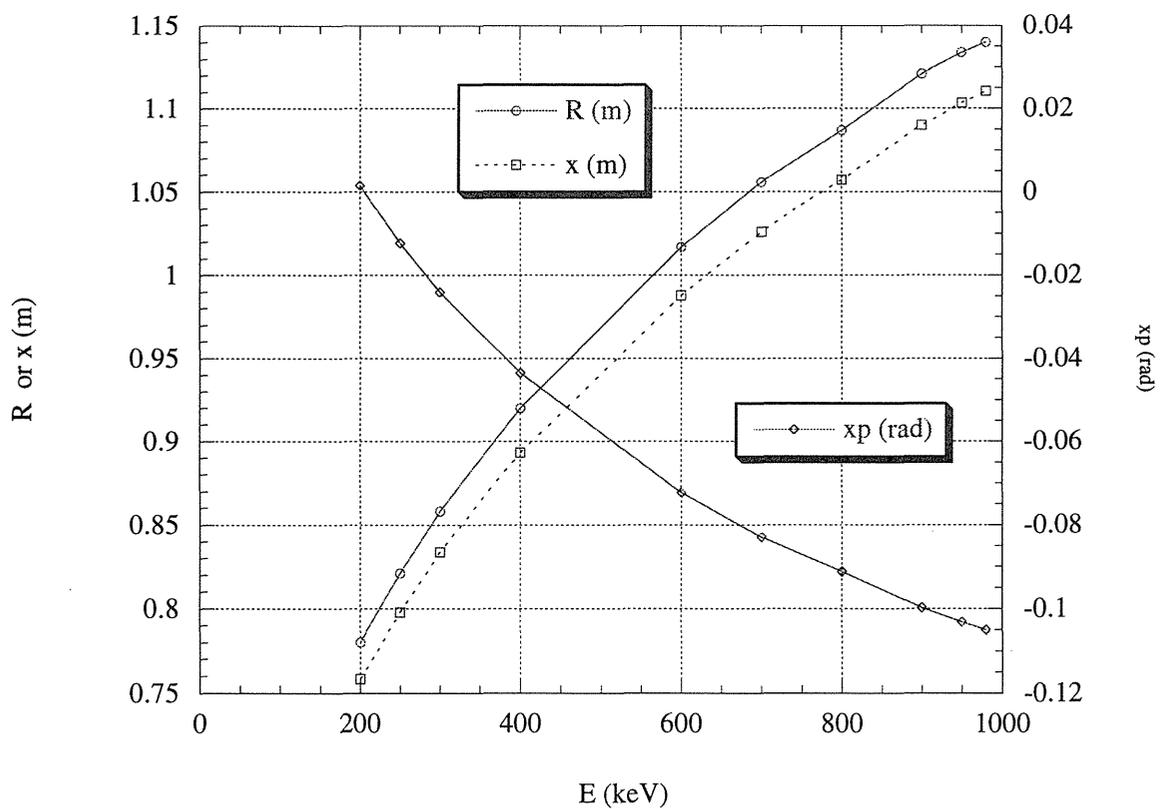


図 2-7 ビームエネルギーと軌道のパラメータ

であり、 y は x での median plane から測ったギャップ高、また、 y_0 は $x=0$ でのギャップ高である。前述したように、電磁石は軌道方向に短く、端部の形状がスパイラルという非対称的な形状のために、3次元で磁場計算を行わなければならない。我々は、OPERA3d(TOSCA)を用いて磁場計算を行った。図2-4は、入力データから構成した電磁石の外観である。

FFAGシンクロトロンの大強度陽子加速器への応用の可能性を探るためのスパイラルセクター型モデルFFAGシンクロトロンの設計が進んでいる。現在までに、オプティックスを計算するプログラムを完成させ、FFAGシンクロトロンの諸量を計算することができるようになった。また、3次元磁場計算プログラムを用いてスパイラルセクター型の電磁石を設計する目的が立った。さらに磁場テーブルを用いたトラッキングプログラムも完成し、RF加速パターンを入れたビームトラッキングも準備中である。入射からチューンが1を越えているようなオプティックスの最適化も行っているが、非線形性の強い加速器であるということからも、補正磁場は必要である。

(2) 高速ビームチョッパーの研究

HIMACシンクロトロンへのビーム入射においてRFバケツへのビーム捕獲は”断熱捕獲”により行われている。この場合ビームロス無く行うには、RF電圧を断熱的に変化させることが必要でその最適化には難しさがある。また、バンチ形成時のビームの振る舞いをモニタリングすることも困難である。リニアックビームがシンクロトロンのRF周波数に同期したチョップされたビームならば、断熱捕獲ではなく、waiting bucketでのビーム捕獲が可能となる。また、ビームモニターリングも容易であるので、入射時のビームの振る舞いを正確に測定す

ることが可能となる。

RF周波数に同期したチョップビームをつくる方法として、Chouらが提案しているRFQのエネルギーフィルターとしての特徴を利用する。RFQのエネルギーアクセプタンスはおおよそ $\pm 5\%$ 程度である。したがって、HIMACの場合には3~5 keV程度のエネルギーモジュレーションをRFQ入射ビームに施すことにより、ビームをチョップできると予想される。具体的なチョッパーとしてはインダクションリニアック方式によるエネルギーモジュレーションを考える。我々の検討では、FINEMETを3-4枚程度用いたインダクション方式で可能となると見積もられている。本研究では、このインダクション方式のビームチョッパーを開発し、できれば平成11年度夏期のシャットダウン中RFQ入射部に設置したいと考えている。

REFERENCES

- [1] A.A.Kolomensky, A.N.Lebedev: "Theory of Cyclic Accelerators", page 340.
- [2] Y.Mori; Proc. of Particle Accelerator Conference, 1997, Vancouver.
- [3] Y.Mori et al.; Proc. of European Particle Accelerator Conference, 1998, Vancouver.
- [4] H.Sasaki; GEMINI Design Report, KEK-Report, 1990.

医療用小型重粒子加速器の研究：FFAGシンクロトロン

- 医療用重粒子シンクロトロンの小型化 Cビーム：400MeV/u
- 1) 電磁石 高磁場化：超伝導電磁石
 - 2) 高周波加速 高勾配・高帯域：MA空洞
 - 3) ビーム取り出し スピル安定性（速いビーム取り出し 1kHz）
可変エネルギー

FFAGシンクロトロン

磁場	一定
エネルギー	可変
ビーム強度	高い
ビーム時間構造	連続・高速パルスいずれも可
スピル制御	容易
高周波加速	電圧・周波数変化
大きさ	コンパクト

H10.12/21

研究報告及び新規研究
森 義治 (KEK)

平成10年度研究報告

1. 医療用重粒子加速器の高機能化

a) 高勾配・高帯域高周波加速空洞
に於ける重粒子ビーム加速
山本 昌宣

b) 空洞電荷制限の2次元シミュレーション
上杉 昭彦

入射面とした。RFギャップは、 $\theta = 45^\circ$ の面上に置かれ、 θ 方向の電場によるキックを与えている。(RF 加速については現在準備中であり、今のところトラッキングはRF電圧オフで行っている)

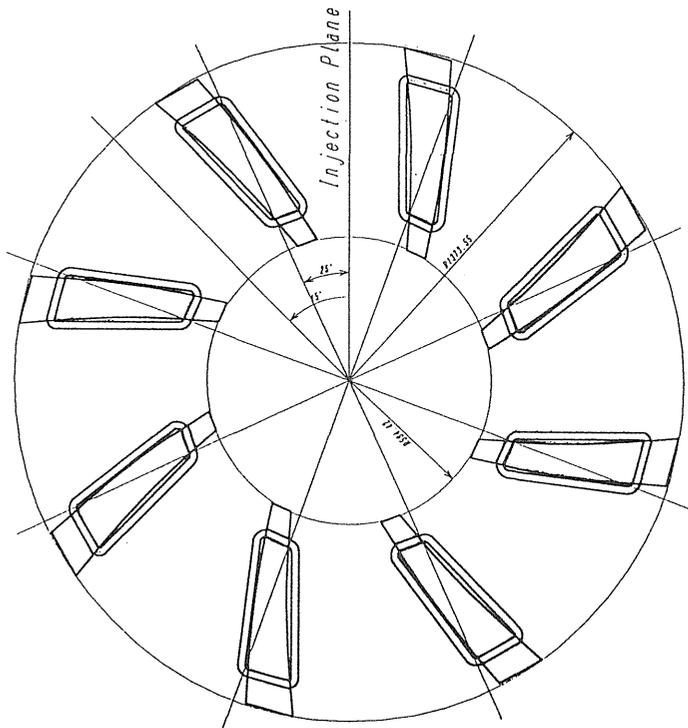
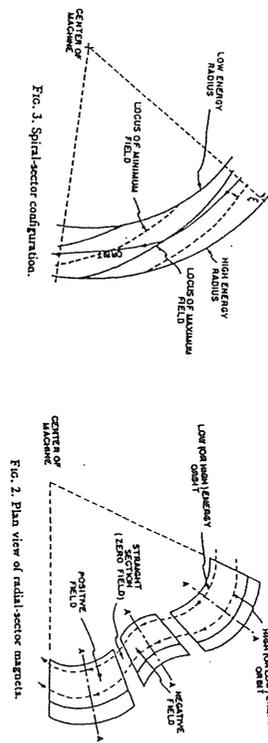


図 8 モデルFFAGシンクロトロンの平面図

アパーチャは、電磁石内部の図の破線で示した面上で評価している。形状は、電磁石の磁極に沿った曲線を多角形で近似している。
トラッキングによって、まず、平衡軌道を求めた。このモデルシンクロトロンの場合、200 keV から 980 keV までのエネルギーに対する平衡軌道が存在することを確認した。図9に、ビームの運動エネルギーに対する平衡軌道の平均半径及び、入射面に於ける水平方向の位相空間上の位置を示した。数値は、以下の表にまとめられた。

を抑えるうえでビーム運動学的には原理的に最も優れている。ただし、通常のシンクロトロンは同一軌道上で粒子を加速する。そのため磁場の強さを時間的にエネルギーとともに変える必要があり、ビーム加速はパルス運転となる。磁場を時間的に変化させなければならないので、デュティファクターは小さく(繰り返し50 Hz程度)、ピーク電流は大きい(平均のビーム強度は低くなる。平均ビーム電流はせいぜい数100マイクロアンペアが限度である。シンクロトロン加速原理を使い、かつ、磁場が時間的に変化しないですむような加速方式があれば速い繰り返しが可能となり(高周波加速電圧は増えるが)本目的のためのリング加速器としては最適である。このような加速器が、実は40年以上も前に提案されていた。いわゆる固定磁場強集束型(Fixed Field Alternating Gradient)のシンクロトロンである。これは、Courant-Livingston-SnyderのAG収束原理の翌年(1953年)に大河千広によって考案されたものである。(同時期に、Symon, Kolomenskyらによっても独立に提案された。)このFFAGシンクロトロンでは、磁場は一定(静磁場)でビーム軌道変化に対してもビーム収束軌道が変化する。ただし、ビーム軌道変化に対してもビーム収束軌道は一定であるといういわゆる"zero-chromaticity"の性質をもっている。したがって、加速の繰り返しは高周波の変調の速さが許せば数100 Hz $z \sim 1$ KHzという高繰り返し加速も可能である。また、原理的にシンクロトロン加速であるので進行方向のビーム収束も存在し、空間電荷の発散力にも強い加速器である。ただし、通常のシンクロトロンよりも非常に早い繰り返し(500 Hz以上)で加速周波数を変調させねばならない。また、軌道半径もエネルギーとともに大きくなるので、空洞の口径もそれを見合っ



(a) Radial Sector
(b) Spiral Sector
図 4. 2 FFAG シンクロトロンの磁場配位

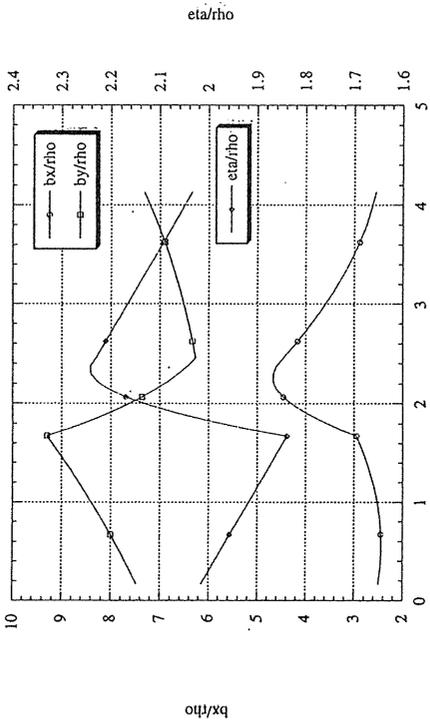


図 4. 6 モデル FFAG シンクロトロン の オプティックス パラメータ

ここで、 R/p は、circumference factor と呼ばれている。また、通常のシンクロトロンで用いられる n (field index) は、厳密には軌道にそって一定ではないが、 k を用いて近似的に以下の式で与えられる。

$$n = -k \frac{1}{1 + \xi}$$

$$\xi = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{N} \frac{\Delta\theta}{2}\right)}{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}$$

セル数、circumference factor、及び入射時の平均半径 R を与えると、トランスファーマトリックスが求まり、通常の解析手続きによりオプティックスが決まる。

4. 4. 2 モデル FFAG シンクロトロン の パラメータ

モデル FFAG シンクロトロン の オプティックス を 決める 際に、以下 の 条件 を 設定 した。

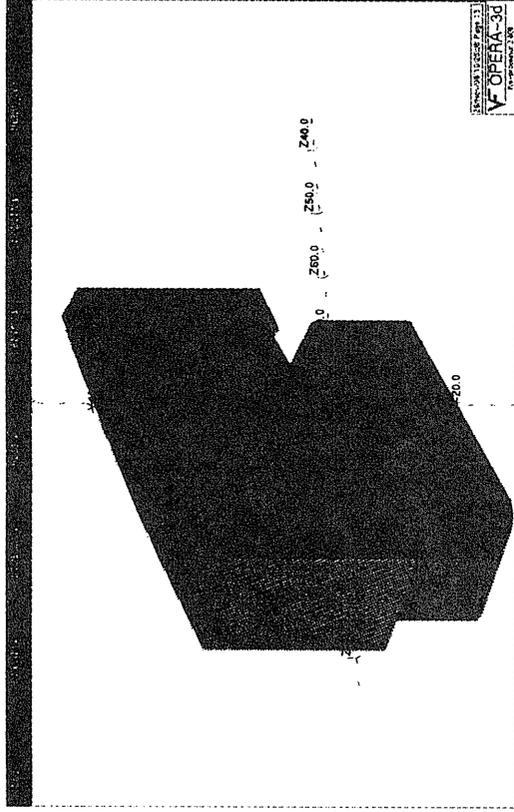


図 3 スパイラルセクター型電磁石外觀

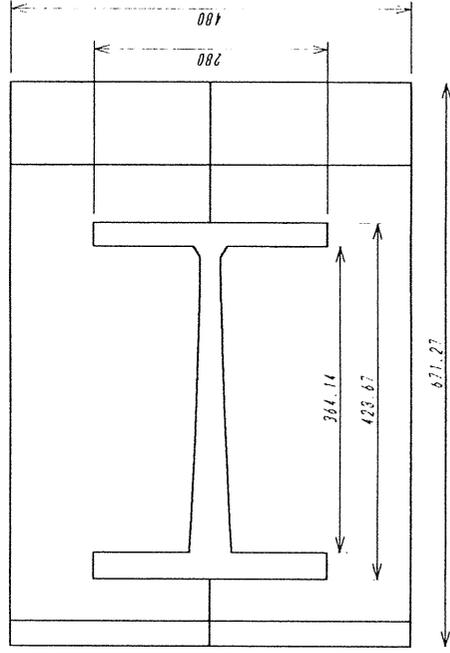


図 4 電磁石断面形状

ロットしたものである (但し、 $r, z = \text{constant}$)。磁場は、 r 成分、 z 成分で与えてある。

4. 4. 5 トラッキング

前述したように、この加速器では磁場のテールによるエッジ効果が大きいので、トランスフォーマートリックスを構成するには不定要素が大きいことから、以下の6個の運動方程式をRunge-Kutta法で数値積分して陽子ビームの軌道を求めた。磁場は、磁場計算で求めたテールを用い、線形補間で求めている。数値積分の時間ステップは、図4. 11でも分かるように、特にエッジ付近で磁場分布がシャープに変化するため、あまり大きくとることができない。我々は、50 ps ステップで計算を行っている。

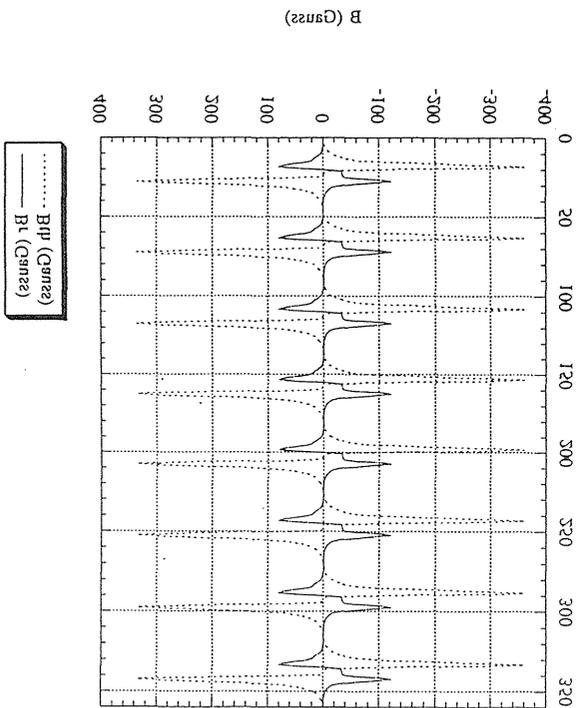


図 4. 11 磁場ナーブの一例

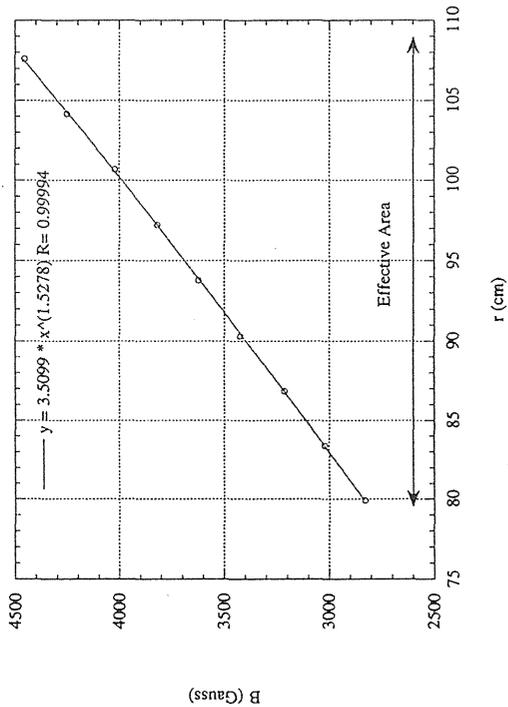
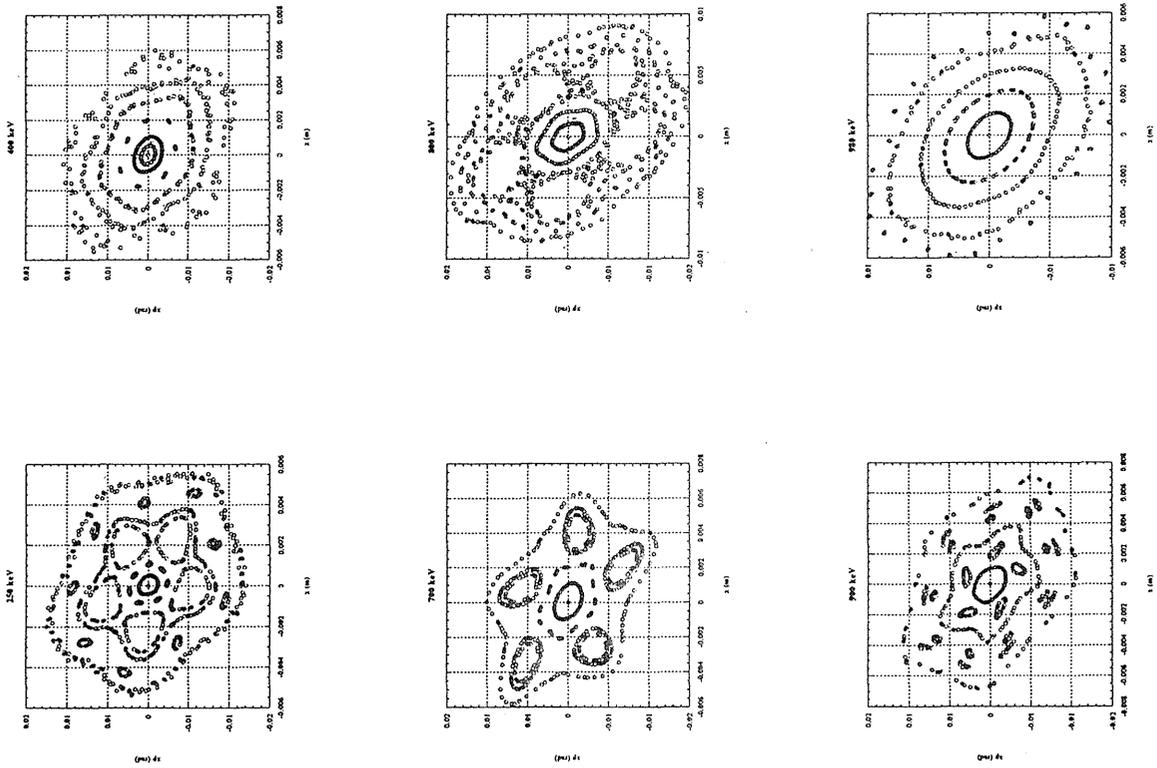


図 4. 10 Median plane 上での磁場の r 依存



98/08/28 00.37

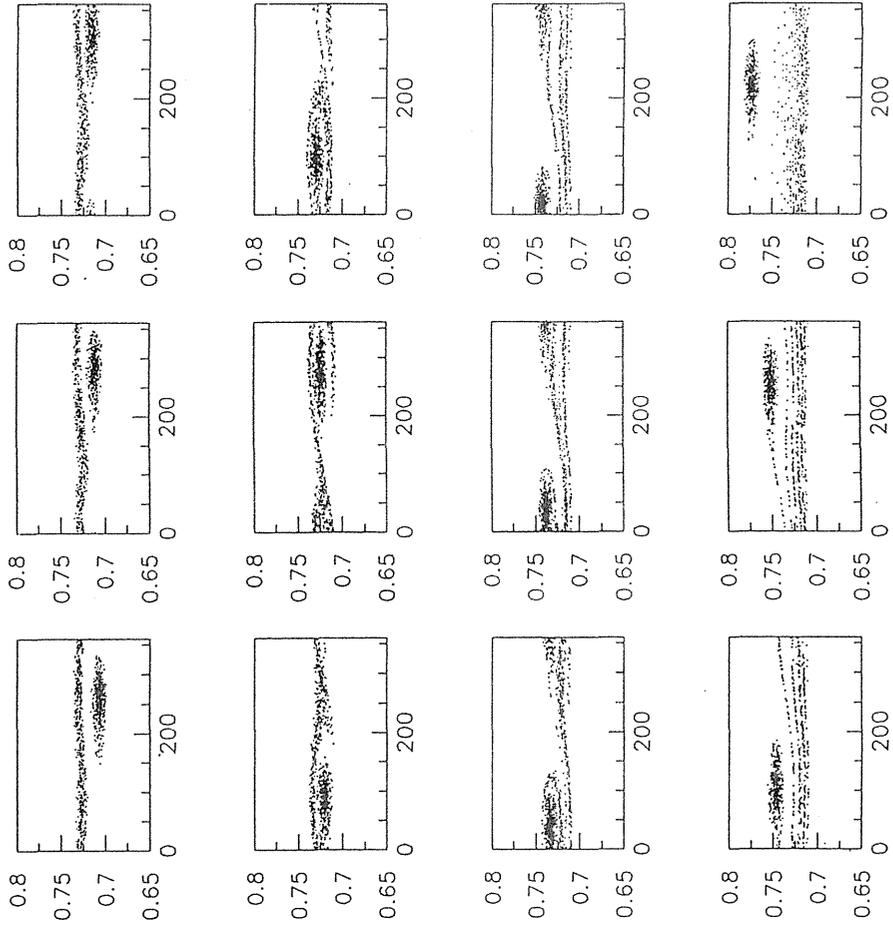


図 4. 15 横方向の運動に対する Poincare Plot

Design and Measurements of A Pulsed Beam Transformer as a Chopper

W. CHOU, Y. MORI, M. MUTO, Y. SHIRAKABE, A. TAKAGI

放医研報告会' 98/12/21

高速ビームチョッパーの研究

シンクロトロンへのビーム入射

リニアックビーム → 連続ビーム

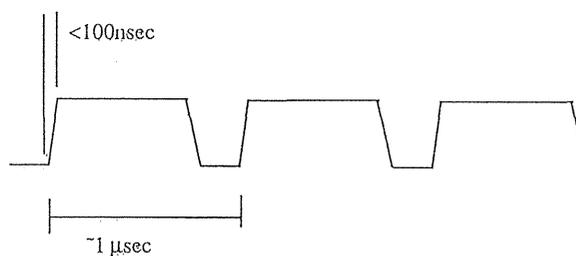
横方向 マルチターン入射

縦方向 断熱捕獲 → リニアックビームとのマッチング調整

入射ビームがシンクロトロンのRFと同期したパルスビームならば、“バンチバケツ” マッチング入射が可能

入射ビームをRF周波数（ $\sim 1\text{MHz}$ ）に同期して高速にチョップする必要がある。

横方向ビームチョップ → 不可能では無いが困難



エネルギーフィルターによる高速ビームチョッピング

RFQは良いエネルギーフィルターである

入射ビームエネルギーを5%程度高速に変化
 -----> 高速ビームチョッピングが可能

インダクションによる高速エネルギー可変器 W.Cou

基礎実験 Cou、高木、白壁、武藤

できるだけ大きなインダクタンスが欲しい
 MA (ファインメット) がインダクターとして適している

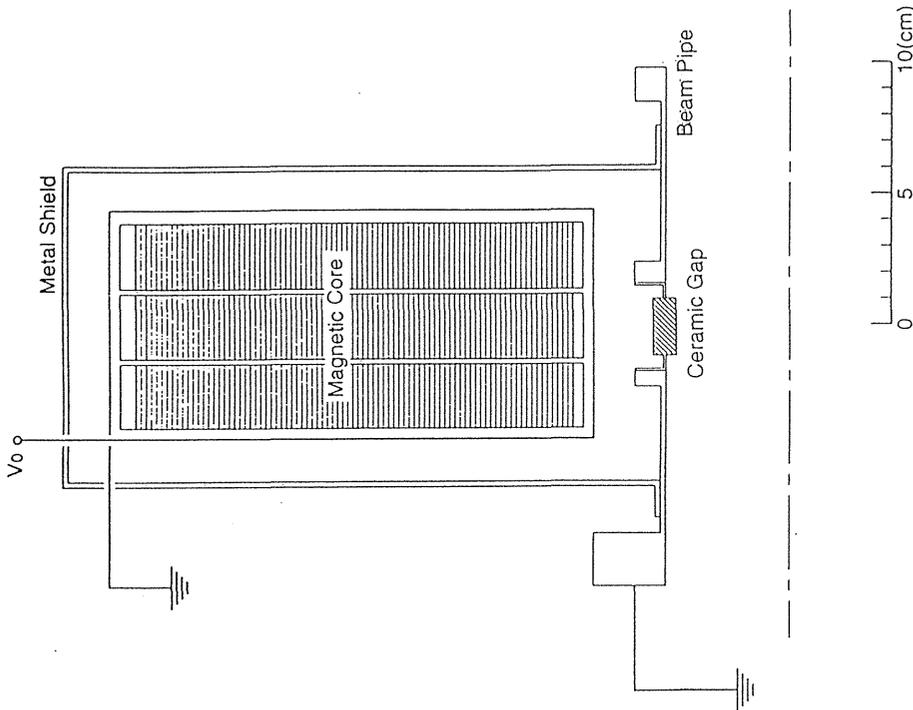
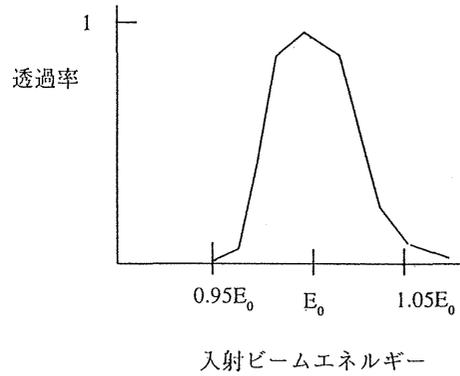


Figure 2: A test cavity used in the measurements. It consists of a magnetic core, a metal shield, a one-turn coil (the primary circuit of the beam transformer) and a stainless steel beam pipe. The pipe has a 22-mm long ceramic gap for acceleration or deceleration (the secondary of the transformer).

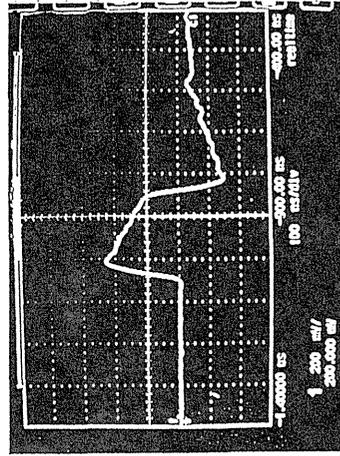
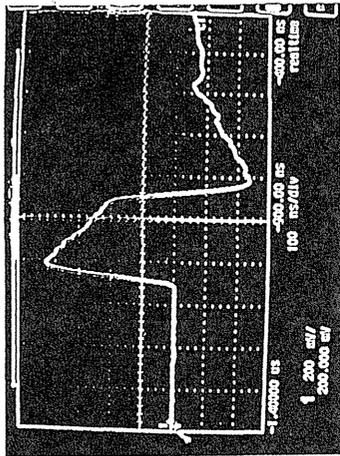


Figure 6: The primary and secondary voltage waveform when a 4M2 core and a monopolar high voltage source are used. There is a fast decay when the switch is turned on. The decay time constant is about 200 ns.

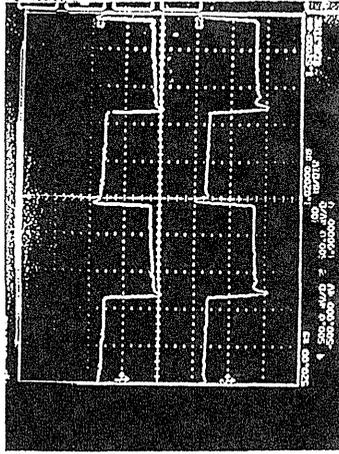


Figure 7: The primary and secondary voltage waveform when a Finemet core and a bipolar low voltage (± 5 V) source are used. The rep rate is 2 MHz. The primary has a 50Ω terminator.

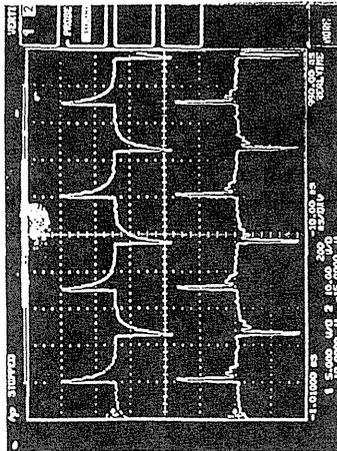


Figure 9: The primary and secondary voltage waveform when a 4M2 core and a monopolar low voltage source are used. The rep rate is 2 MHz. There is a fast decay after the switch is turned on, and a flyback voltage when the switch is turned off.

1 平成10年度研究報告

医療用重粒子加速器の高機能化の研究

a) 高勾配・高帯域金属磁性体(MA)高周波空洞によるビーム加速

山本

b) 空間電荷効果のコヒーレントモード

上杉

2 平成11年度新規研究提案

a) 医療用小型重粒子加速器の研究：FFAGシンクロトロン

b) 高速ビームチョッパーの研究

医療用小型重粒子加速器の研究：FFAGシンクロトロン

医療用重粒子シンクロトロンの小型化 Cビーム：400MeV/u

P) 電磁石 n・場化：超伝導電磁石

Q) 高周波加速 l z・高帯域：MA空洞

R) ビーム取り出し Xビーム安定性(速いビーム取り出し 1kHz)
γ変エネルギー

e F A Gシンクロトロン

・場	Φ
Gエネルギー	γ変
ビーム強度	b ²
ビーム時間構造	A続・高速パルスいずれも可
Xビーム制御	e易
n g加速	d圧・周波数変化
蛇行さ	Rンバクト

高速ビームチョッパーの研究

シンクロトロンへのビーム入射

リニアックビーム → 連続ビーム

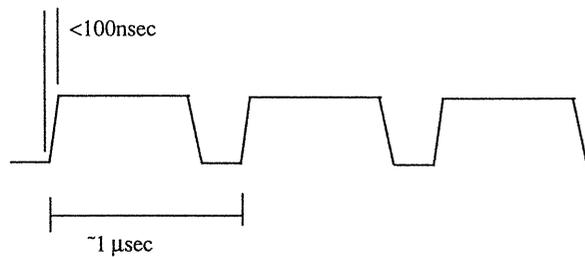
横方向 マルチターン入射

縦方向 断熱捕獲 → リニアックビームとのマッチング調整

入射ビームがシンクロトロンのRFと同期したパルスビームならば、“バンチーパケツ” マッチング入射が可能

入射ビームをRF周波数（～1MHz）に同期して高速にチョップする必要がある。

横方向ビームチョップ → 不可能では無いが困難



放医研報告会' 98/12/21

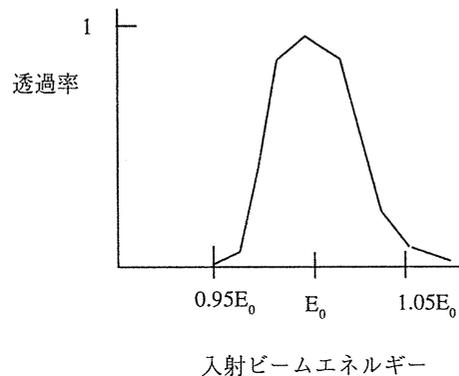
エネルギーフィルターによる高速ビームチョッピング

RFQは良いエネルギーフィルターである

入射ビームエネルギーを5%程度高速に変化
 → 高速ビームチョッピングが可能

インダクションによる高速エネルギー可変器 W.Cou

基礎実験 Cou、高木、白壁、武藤



できるだけ大きなインダクタンスが欲しい

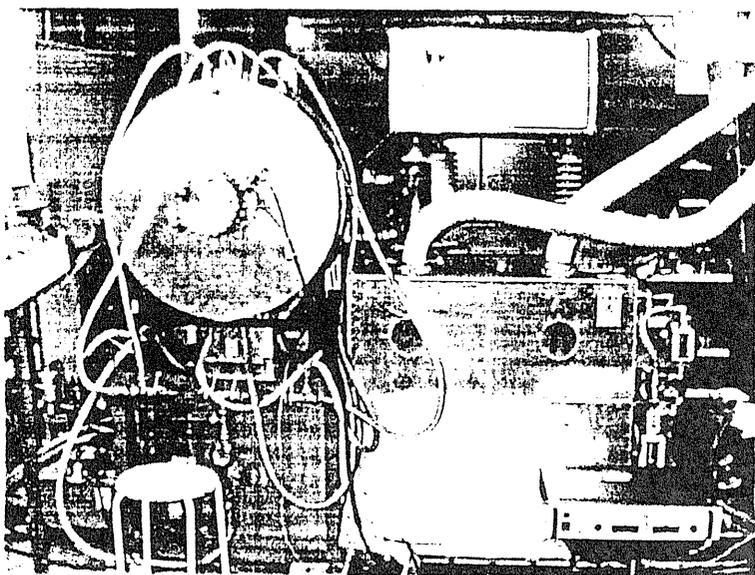
MA（ファインメット）がインダクターとして適している

Beam Acceleration Test by High Gradient MA Loaded Cavity at HIMAC

KEK田無 山本昌臣

- ◆ Fundamental Acceleration
- ◆ Dual Harmonic Acceleration
- ◆ Barrier 波形によるCapture

High Gradient MA-Cavity(Proto-Type)



長さ: 40 cm(L range to F range)

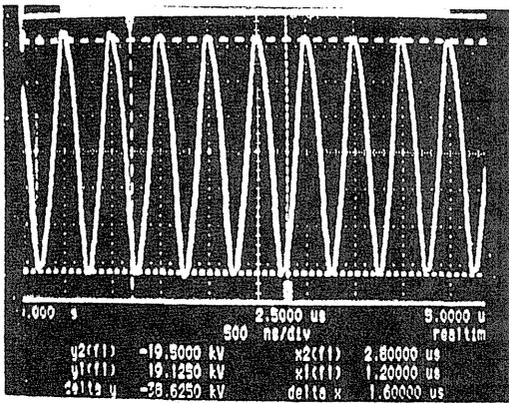
コアの数: 6 枚

Impedance: 500 Ω @3MHz

Amp.: 4CW150,000E x 2
(200 kW class, AB級, Push-Pull)

周波数帯域: 1~5 MHz

High Gradient MA-Cavity(Proto-Type)

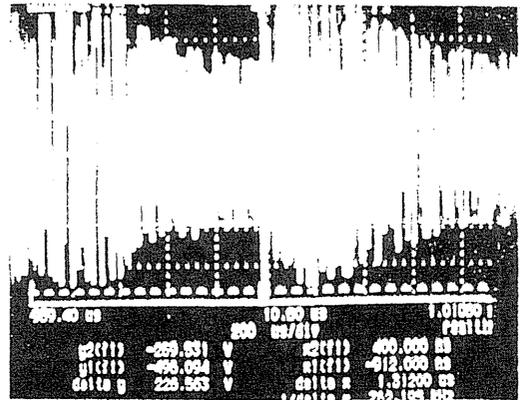


High Field Gradient

Gap電圧20 kV達成
(Amp.と冷却水流量による制限)



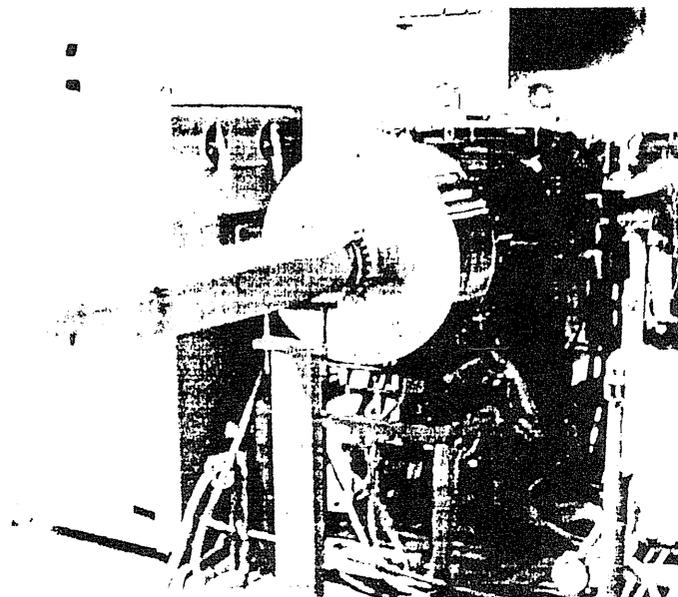
50 kV/m相当
cf. Ferrite ~15 kV/m



Very Fast & Wide-Band Sweep
because of no Tuning Loop

1~5 MHz
1 ms sweep(1kHz相当)

Beam加速試験@HIMAC



HIMACにInstallされたHG MA-Cavity

◆ Broad-Band

MAの特徴であるBroad-Band Impedanceをいかして、MA-Cavityを広帯域60 kW Ampにて駆動

Tuning-Loopなしの広帯域において
Gap電圧を発生可能

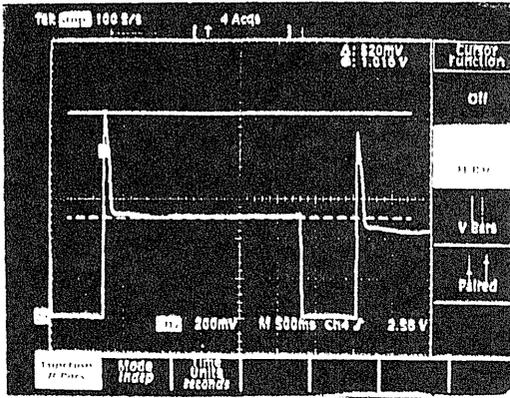
◆仕様

周波数帯域: 1~3 MHz
Gap電圧: ~4 kV

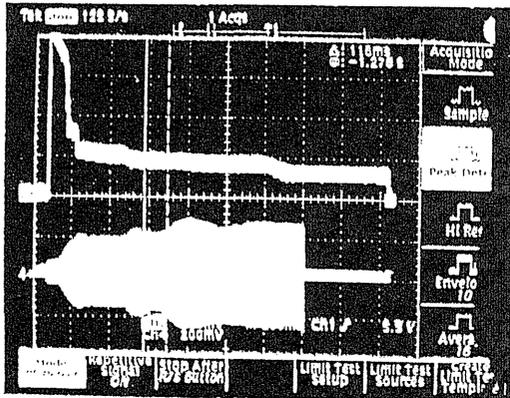
◆試験項目

- Fundamental Acceleration
- Dual Harmonic Acceleration
- Barrier Bucket

Fundamental Acceleration



◆ He^{2+}, C^{6+}
 6 → 230 MeV/u
 1.04 → 5.5 MHz
 加速電圧 3 kV



◆ Si^{14+}
 6 → 800 MeV/u
 1.04 → 7.8 MHz
 加速電圧 1.3 kV

Dual Harmonic Acceleration

1台のCavityで基本波に高調波を混ぜたGap電圧で取り込み/加速を行う
 HIMACでのテスト

Gap電圧

$$V_{gap}(\phi) = V_1 \left\{ \sin \phi - \alpha \sin(2\phi - \phi_s) \right\}$$

基本波と2倍高調波

Potential Well

$$U(\phi) = \int_{\phi_c}^{\phi} V_{gap}(\phi) d\phi$$

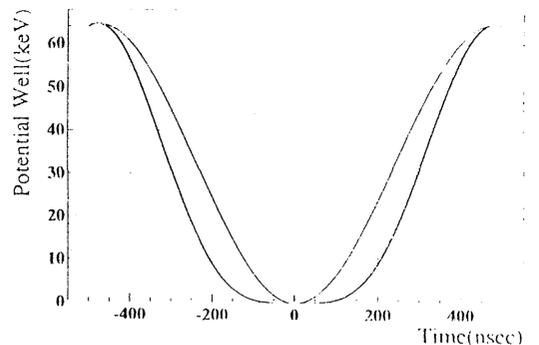
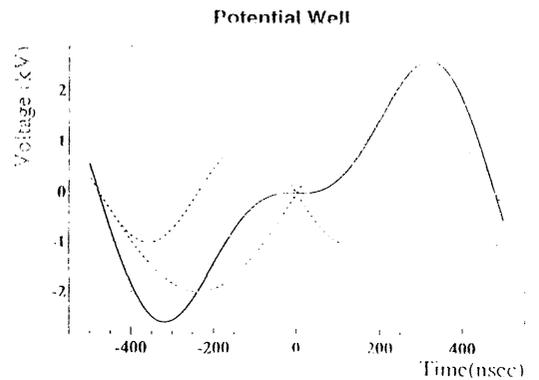
Bunch ShapeはPotential Wellに比例



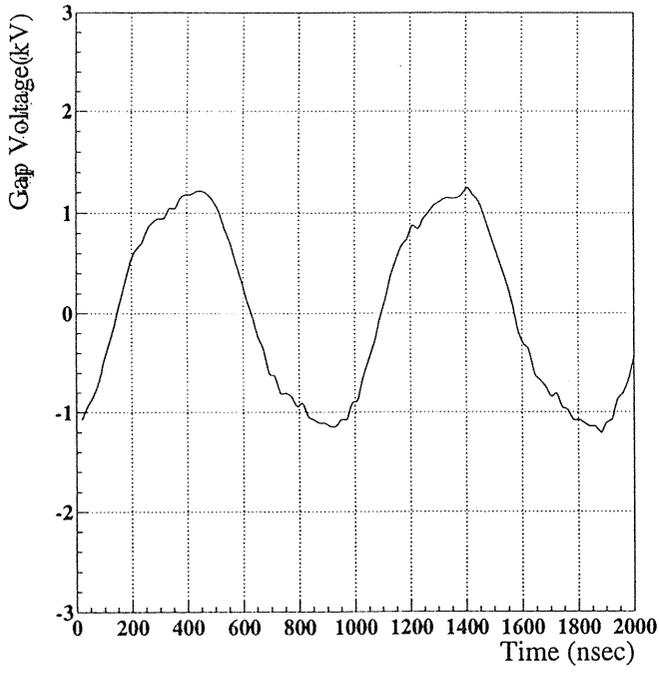
2倍高調波を混ぜることで
 Bunching Factorを改善することができる

- Space Charge Effectの低減
- Beam Peak Currentの低減

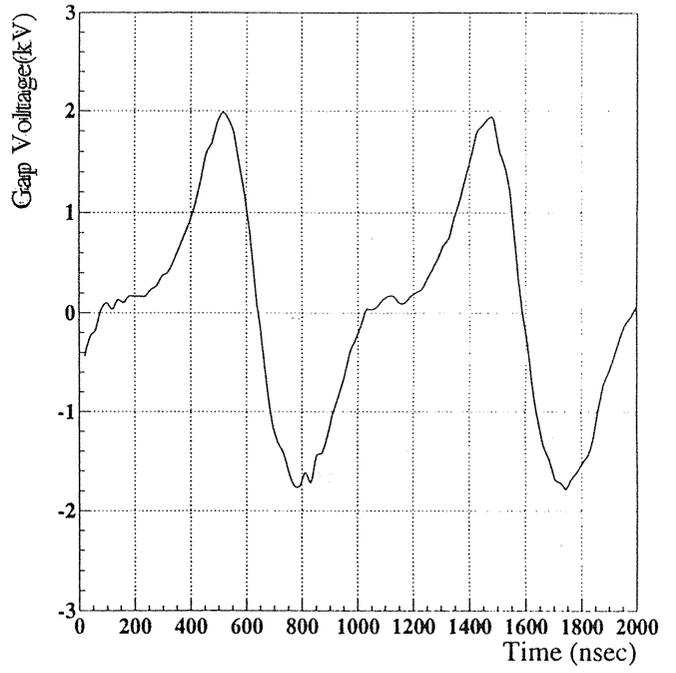
大強度陽子シンクロトロンへの適用



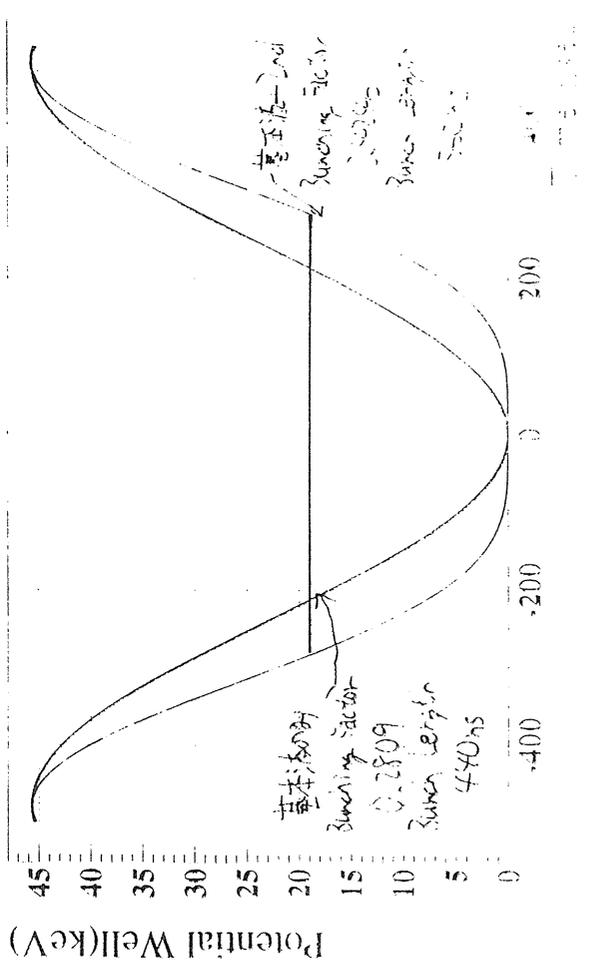
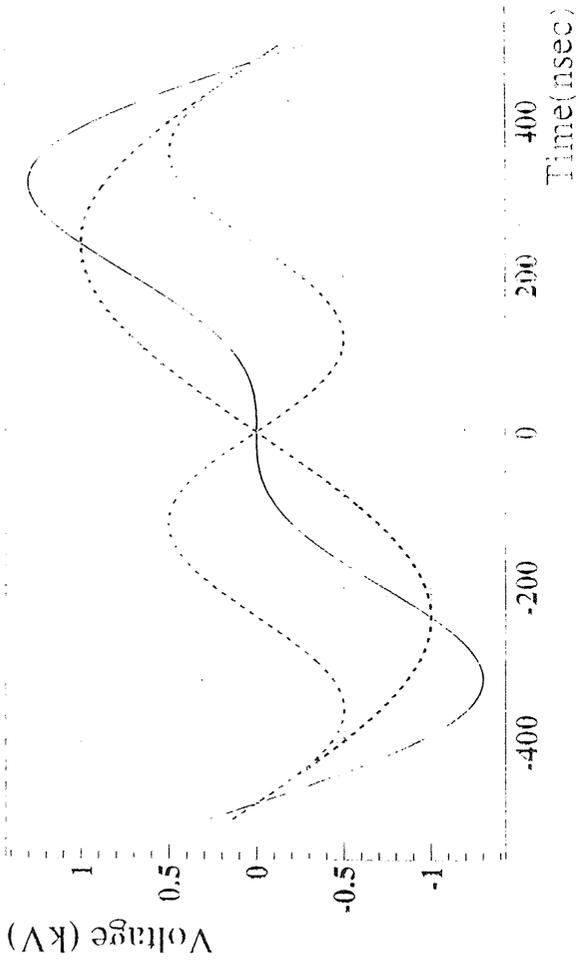
Gap Voltage(fund)



Gap Voltage(fund+2nd 50%)

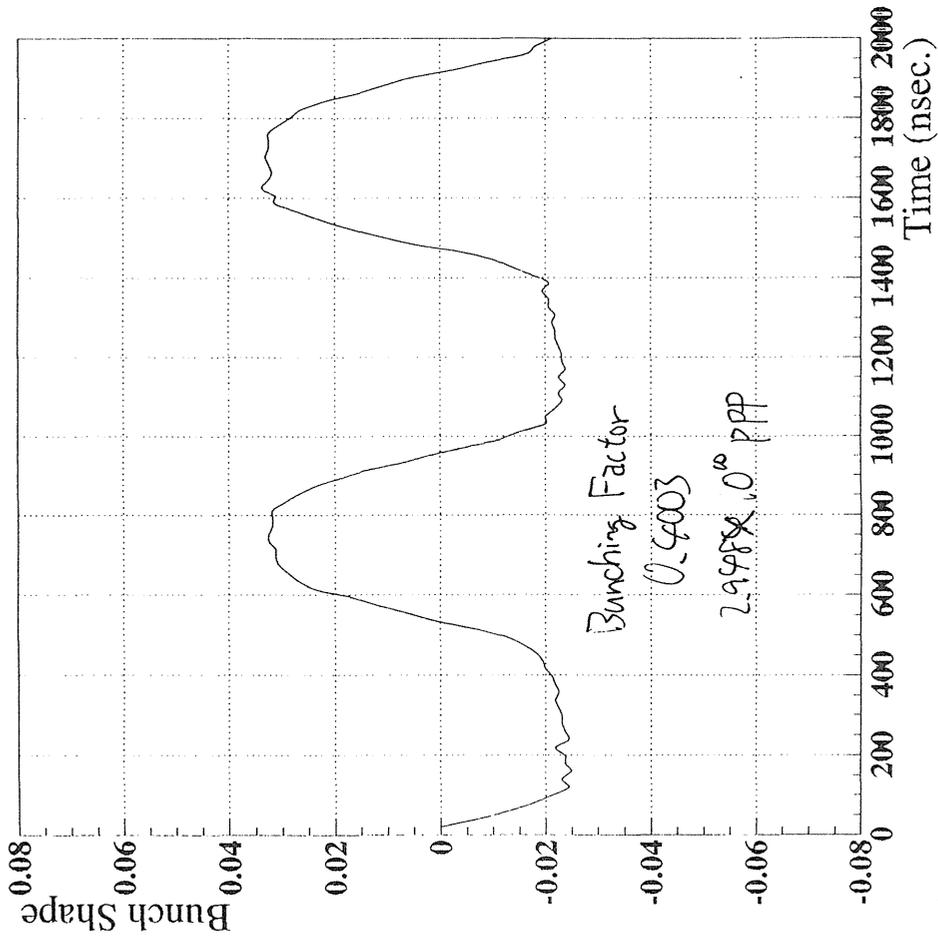


Potential Well



197 887
120ns

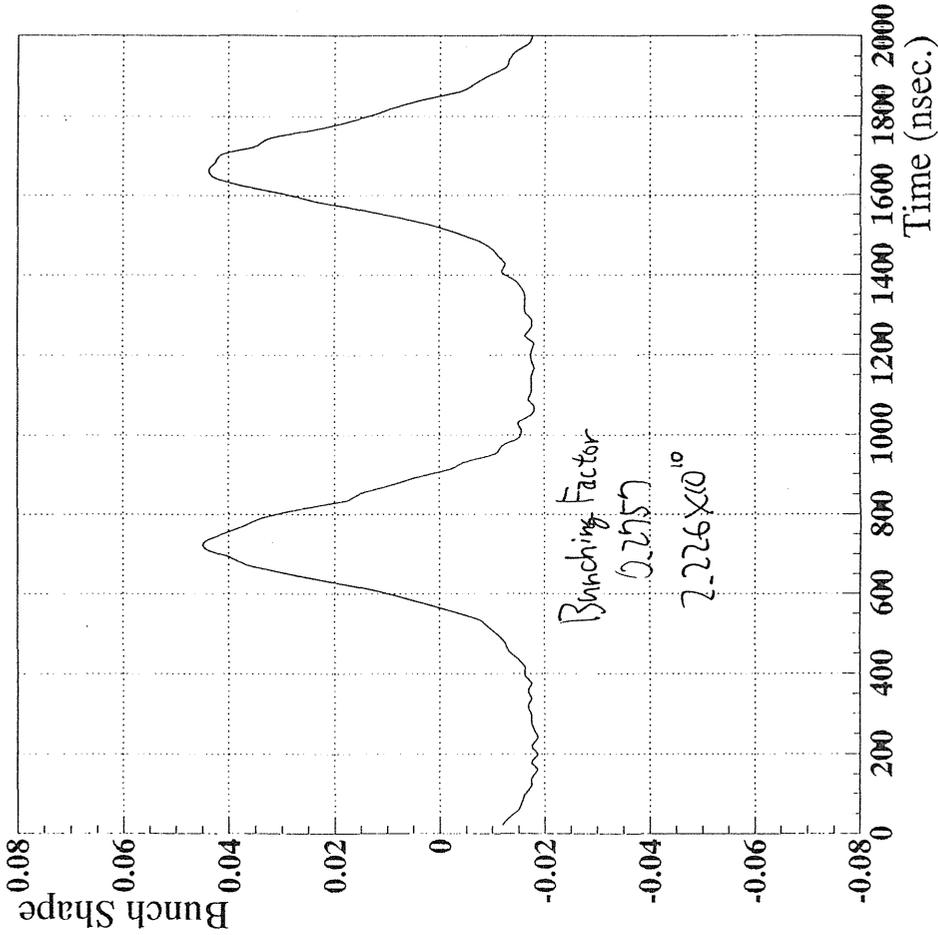
Bunch Shape(fund+2nd 50%)



RF 0.500
PB 1.5 500
P 0.00500

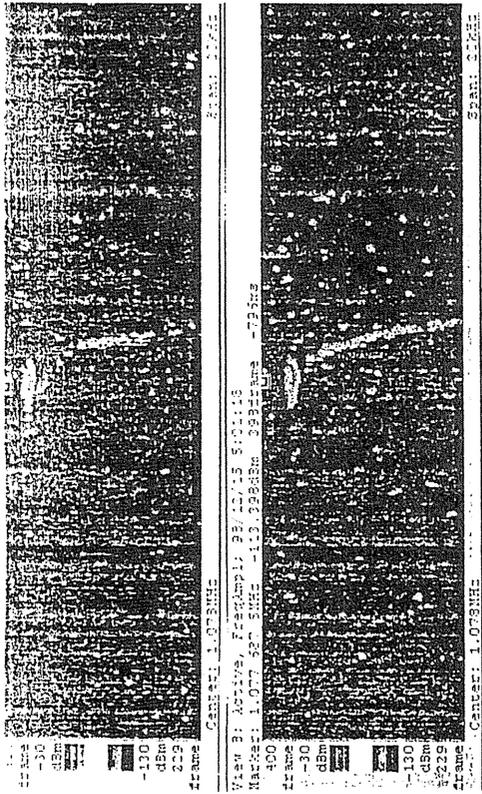
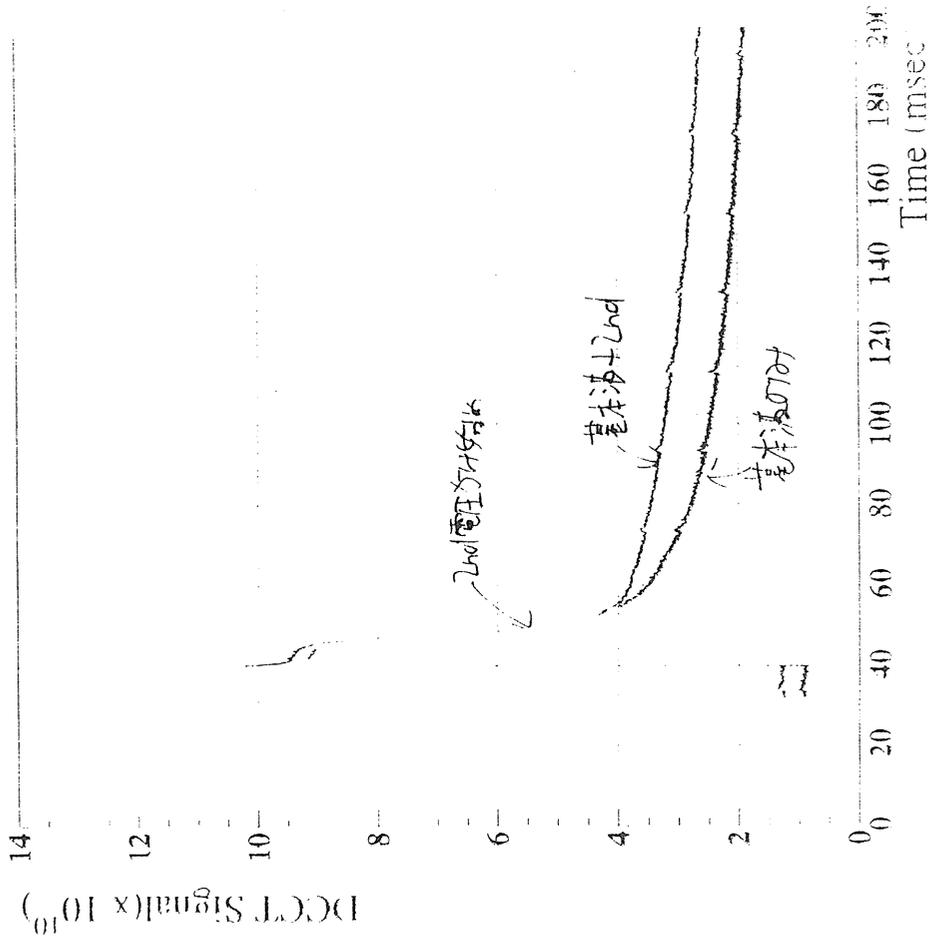
197 887
120ns

Bunch Shape(fund)



RF 0.2757
PB 1.975 $\times 10^{10}$
P 0.06313

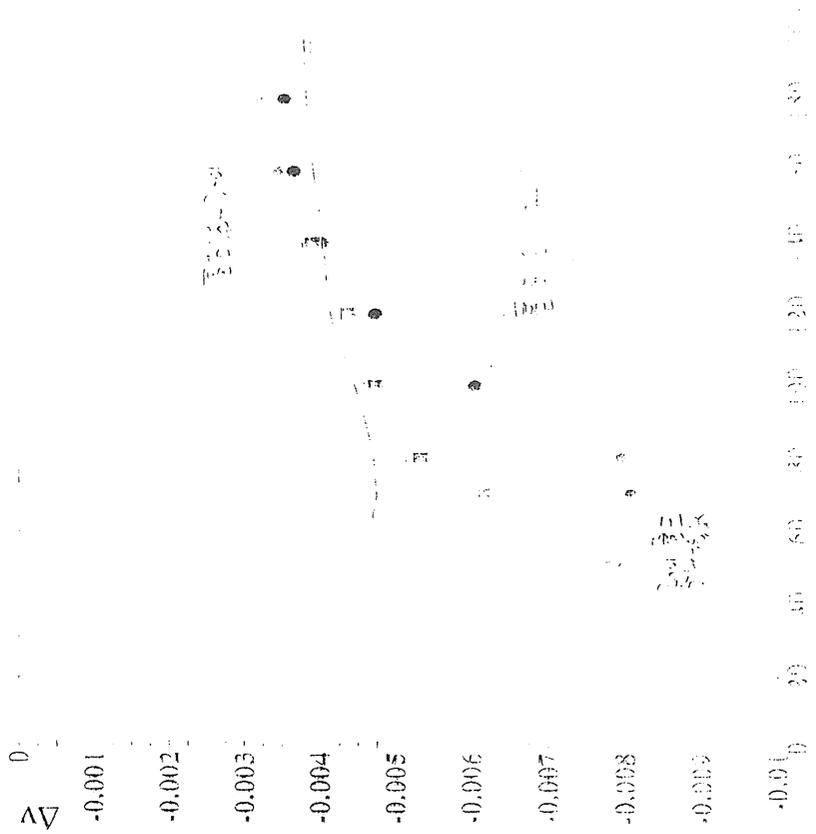
DCCT Signal(fund vs fund+2nd 50%)

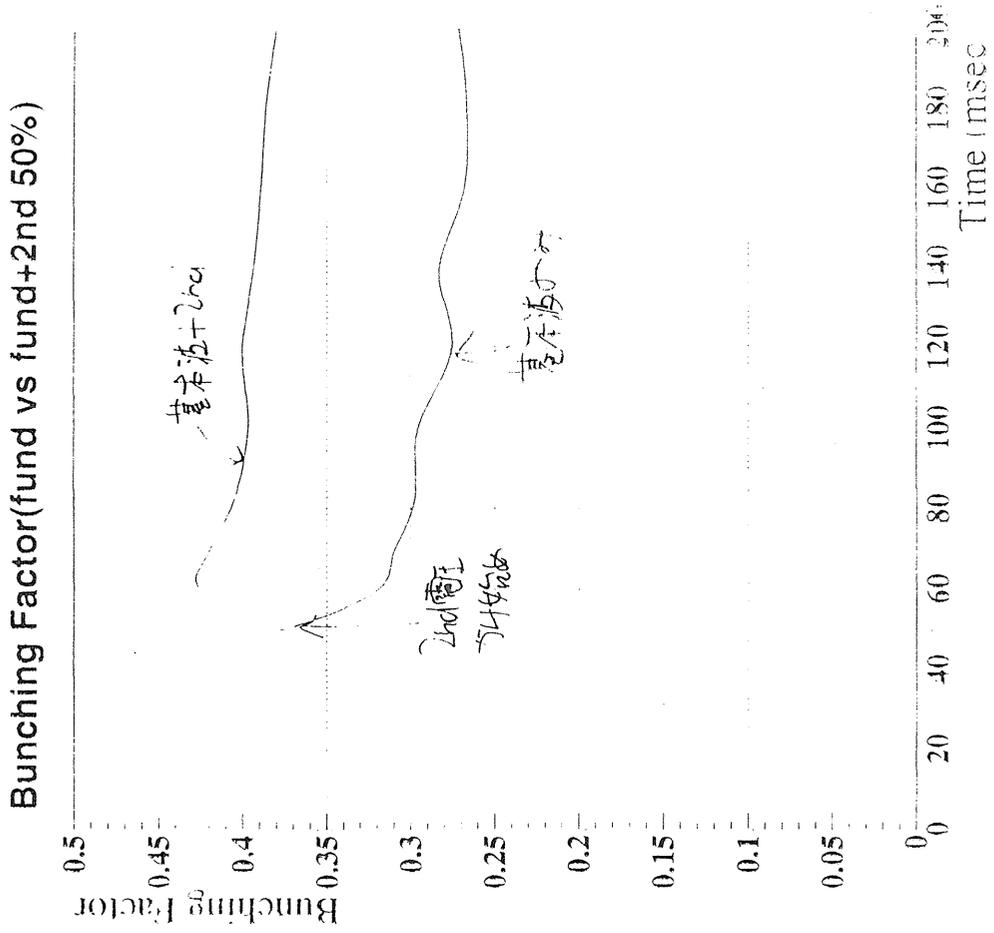


直落
2nd

直落
2nd
V=74
#2-

Coherent Tune Shift(fund vs fund+2nd 50%)



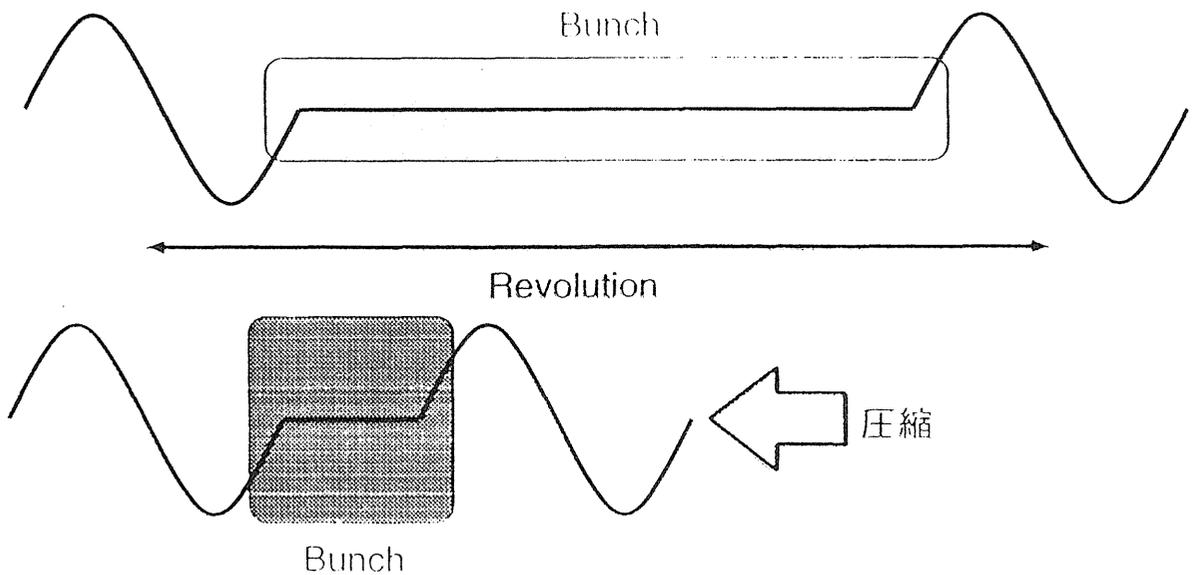


Barrier Bucket

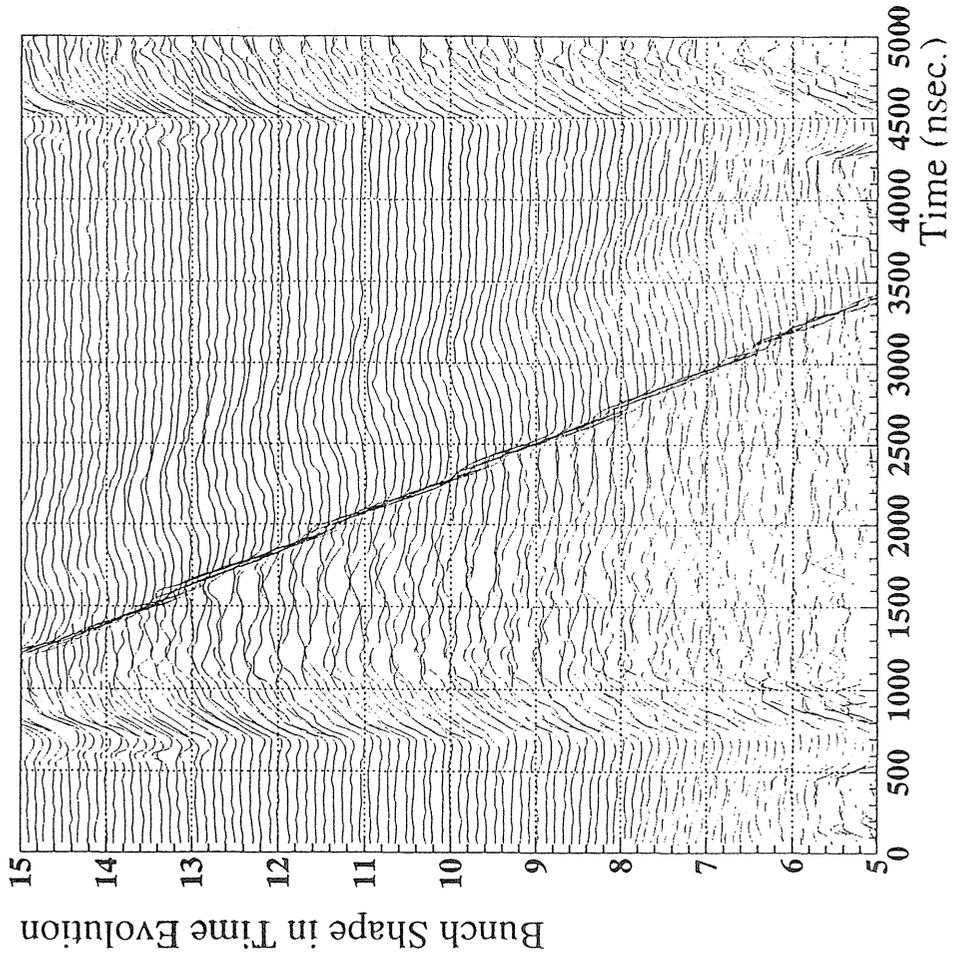
Barrier波形によってBunch Lengthを制御する方法

$$V_{qp}(\phi) = V \sin \phi \quad (0 < \phi < 2\pi)$$

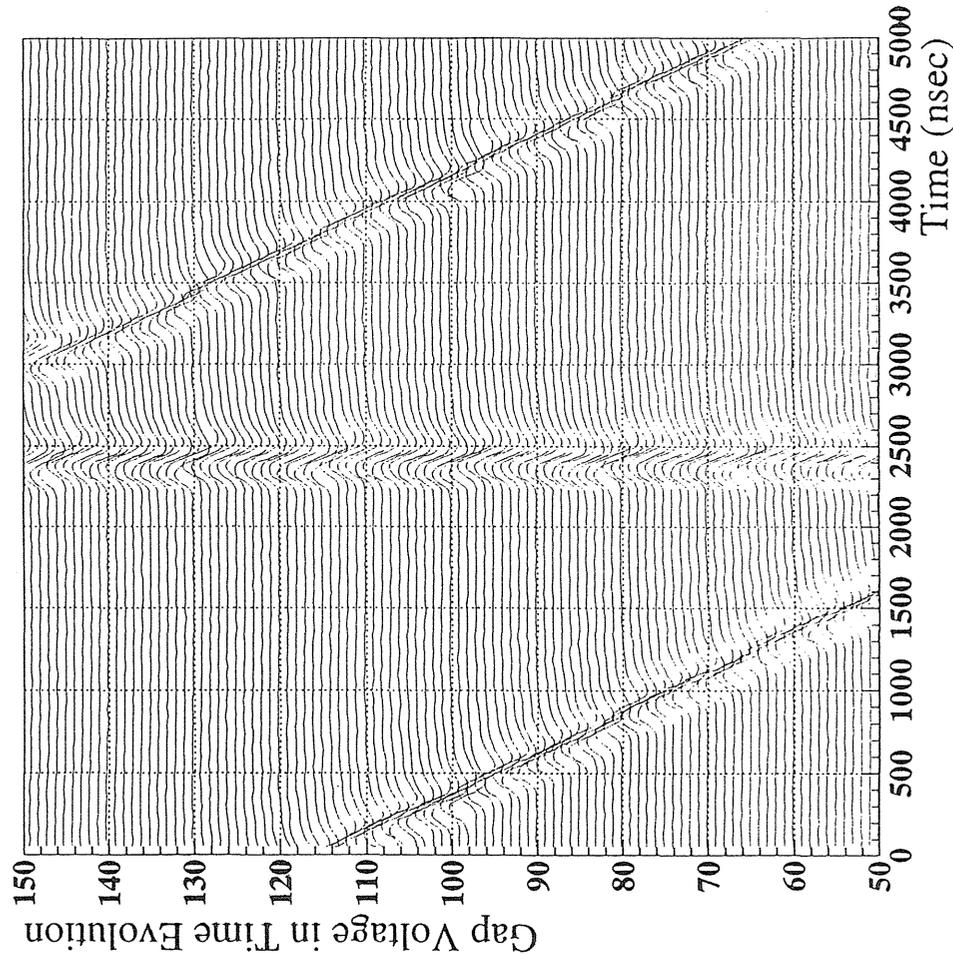
$$= 0 \quad \text{otherwise}$$



Mountain View of Bunch Shape



Mountain View of Gap Voltage

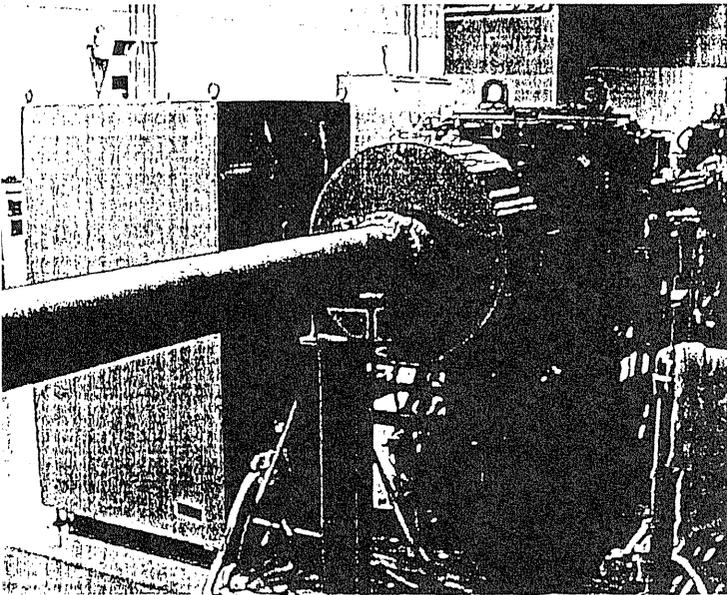


Beam Acceleration Test by High Gradient MA Loaded Cavity at HIMAC

KEK田無 山本昌亘

- ◆ Fundamental Acceleration
- ◆ Dual Harmonic Acceleration
- ◆ Barrier 波形によるCapture

Beam加速試験@HIMAC



HIMACにInstallされたHG MA-Cavity

◆ Broad-Band

MAの特徴であるBroad-Band Impedanceをいかして、MA-Cavityを広帯域60 kW Amp.にて駆動

Tuning-Loopなしで広帯域においてGap電圧を発生可能

◆ 仕様

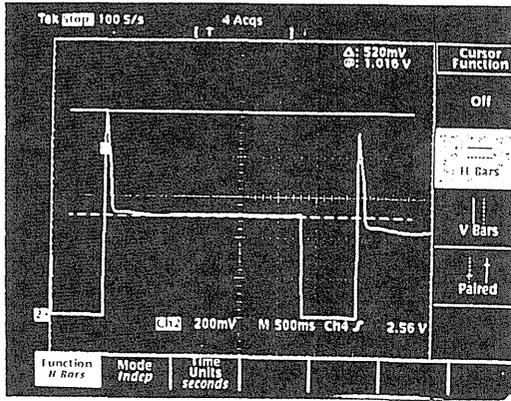
周波数帯域: 1~8 MHz

Gap電圧: ~4 kV

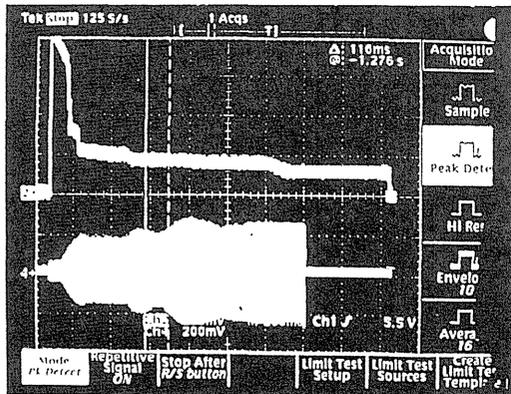
◆ 試験項目

Fundamental Acceleration
Dual Harmonic Acceleration
Barrier Bucket

Fundamental Acceleration



◆ ${}^4\text{He}^{2+}, {}^{12}\text{C}^{6+}$
 6 → 230 MeV/u
 1.04 → 5.5 MHz
 加速電圧 3 kV



◆ ${}^{28}\text{Si}^{14+}$
 6 → 800 MeV/u
 1.04 → 7.8 MHz
 加速電圧 1~3 kV

Dual Harmonic Acceleration

1台のCavityで基本波に高調波を混ぜたGap電圧で取り込み/加速を行う
 HIMACでのテスト

Gap電圧

$$V_{\text{gap}}(\phi) = V_1 \left\{ \sin \phi - \alpha \sin(2\phi - \phi_s) \right\}$$

基本波と2倍高調波

Potential Well

$$U(\phi) = \int_{\phi_s}^{\phi} V_{\text{gap}}(\phi) d\phi$$

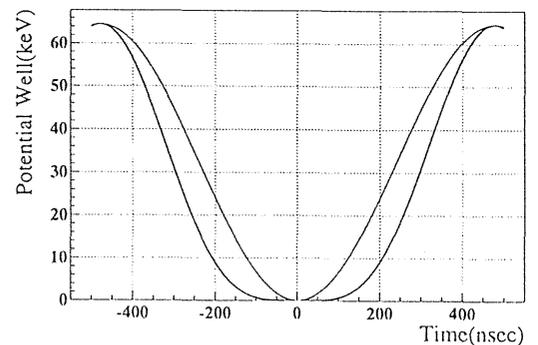
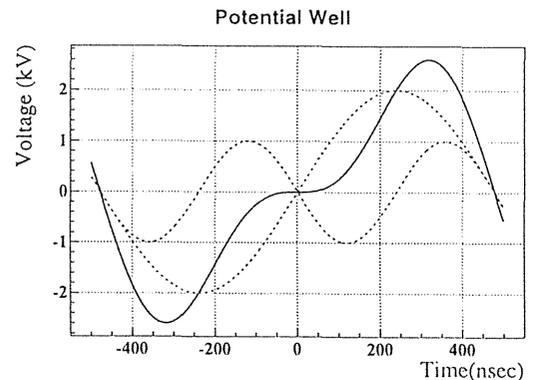
Bunch ShapeはPotential Wellに比例



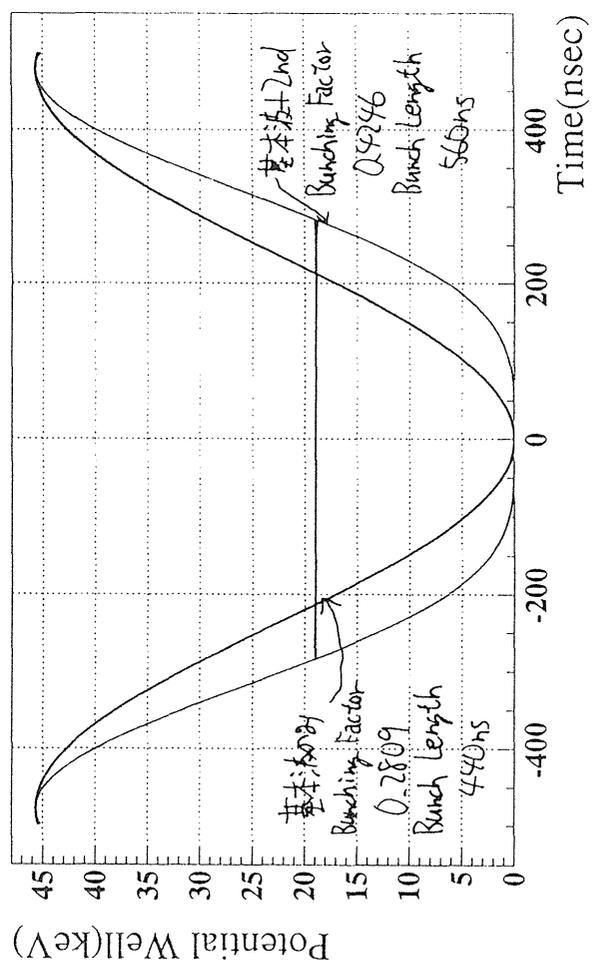
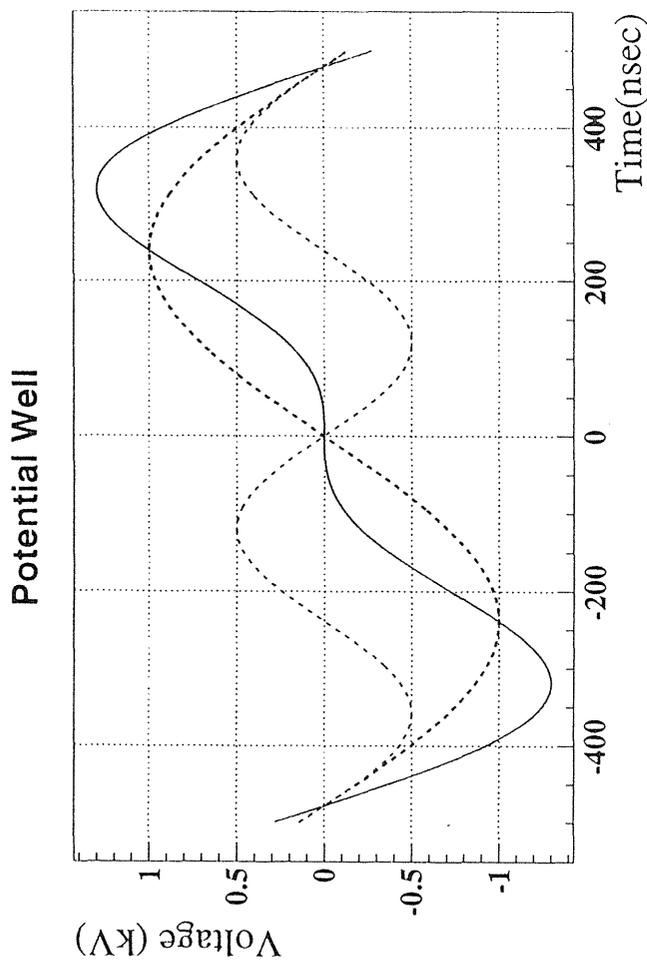
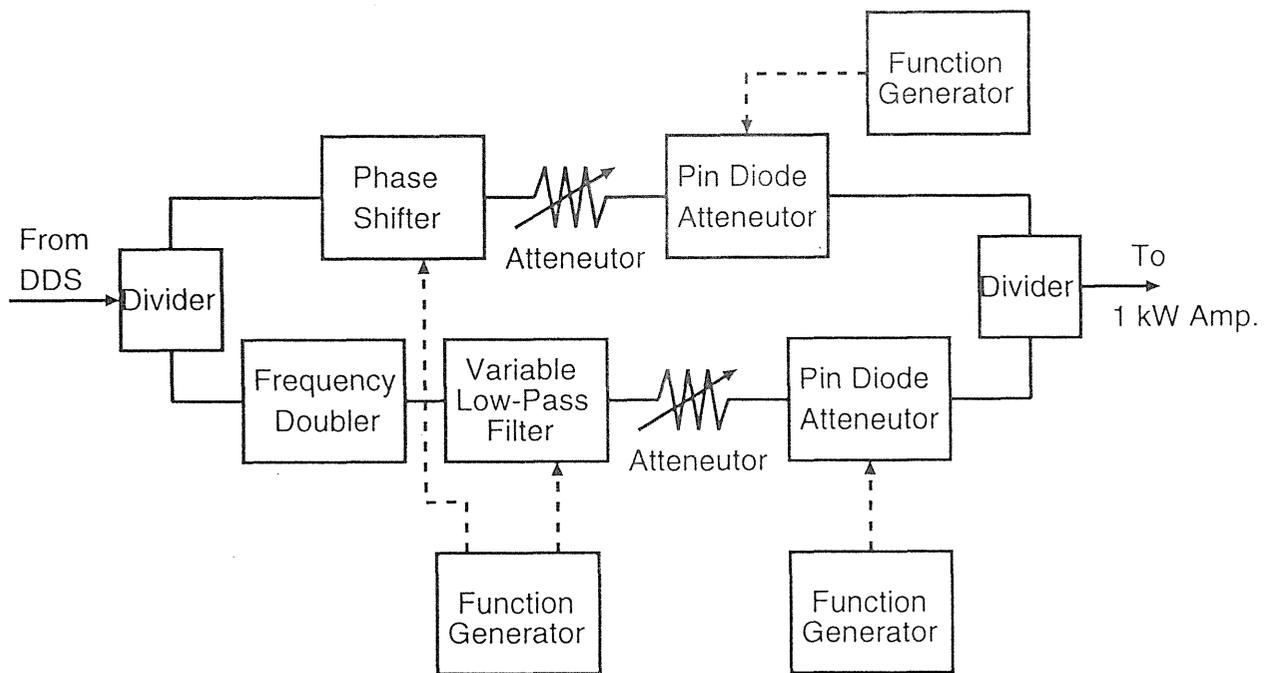
2倍高調波を混ぜることで
 Bunching Factorを改善することができる

- Space Charge Effectの低減
- Beam Peak Currentの低減

大強度陽子シンクロトロンへの適用

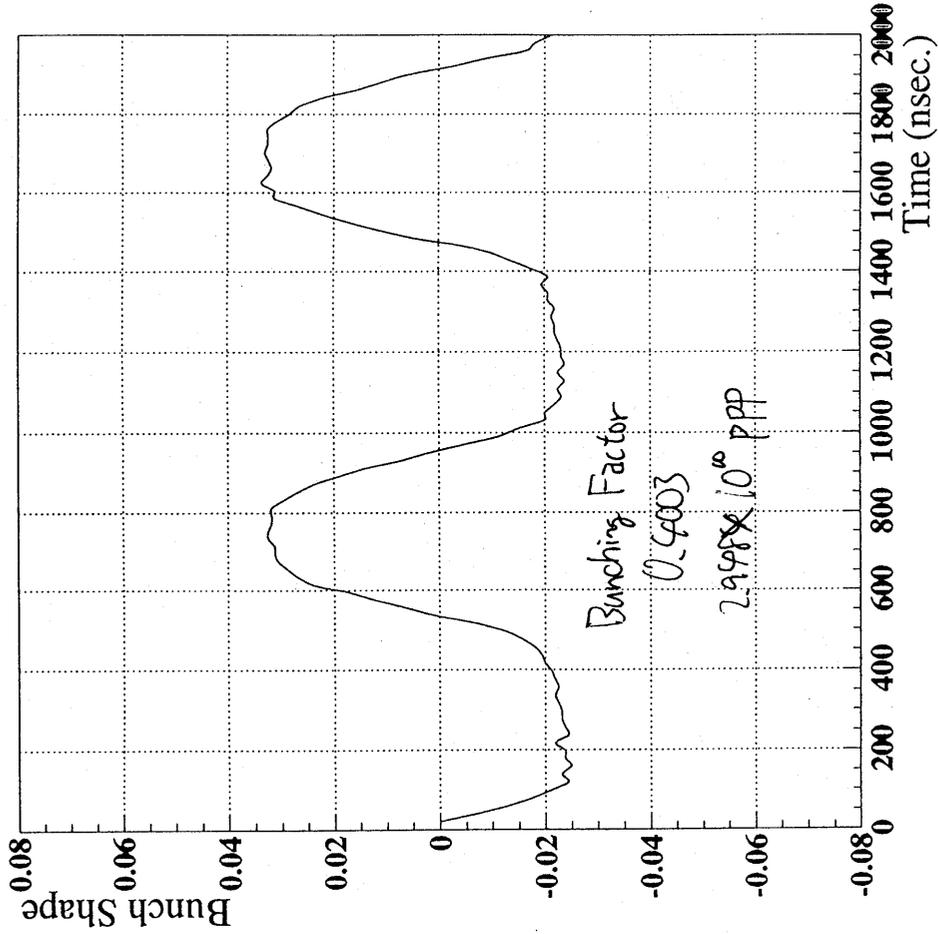


HIMACでのDual Harmonic Acceleration用Low Level系



Sy 7 88
10ms

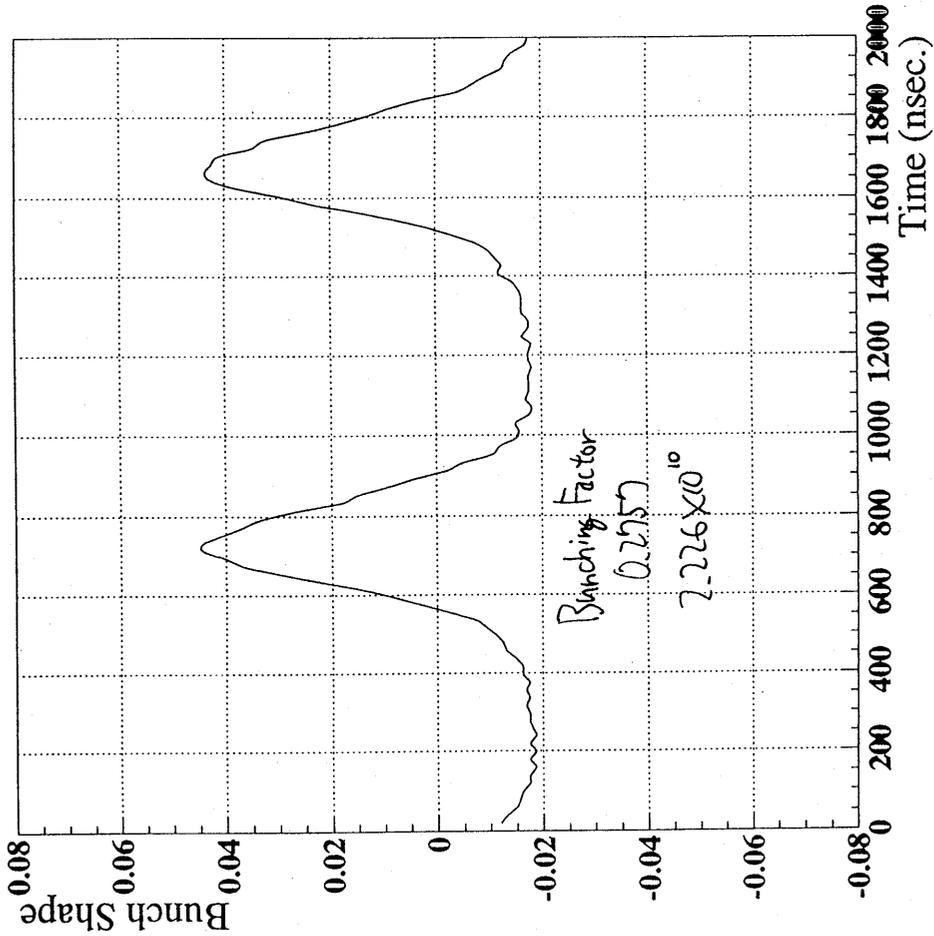
Bunch Shape(fund+2nd 50%)



β_1 0.4003
 β_2 1.161 $\times 10^{-3}$
 P 0.05688

Sy 4 88
120ms

Bunch Shape(fund)



β_1 0.2757
 β_2 1.875×10^{-10}
 P 0.6613

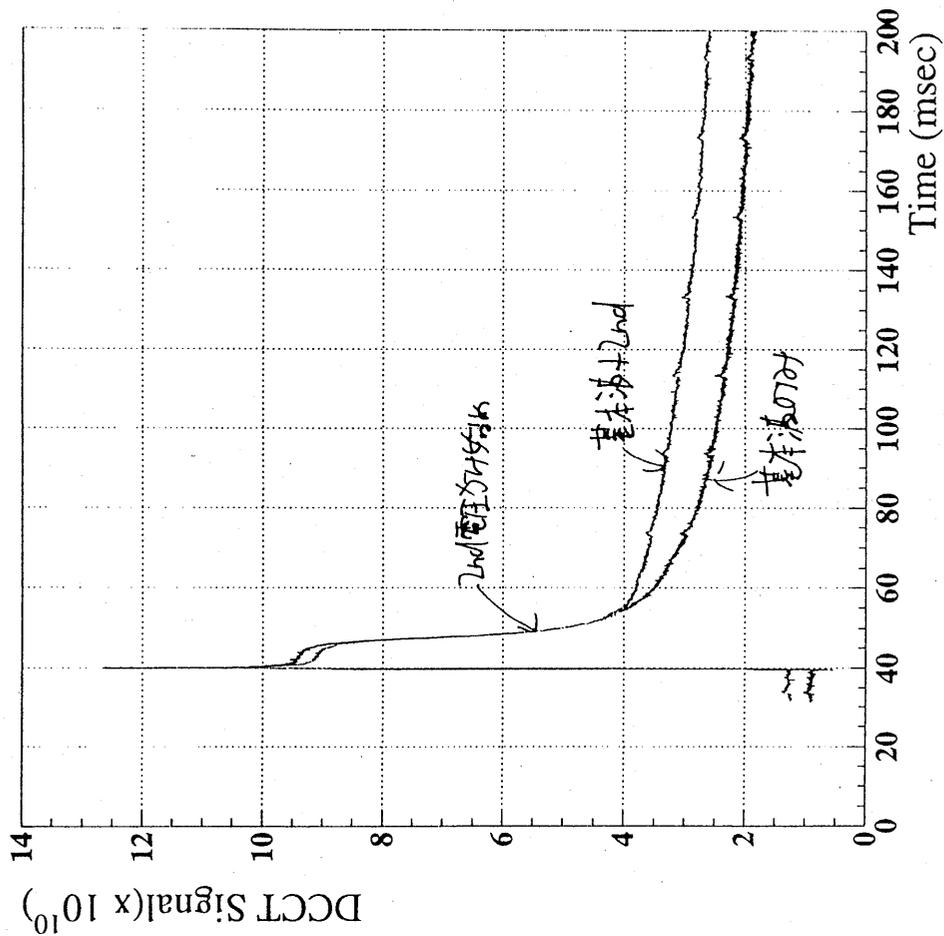
$\beta_3 = 1.288 \text{ Hz}$

基本波
 2nd
 4₂-₁

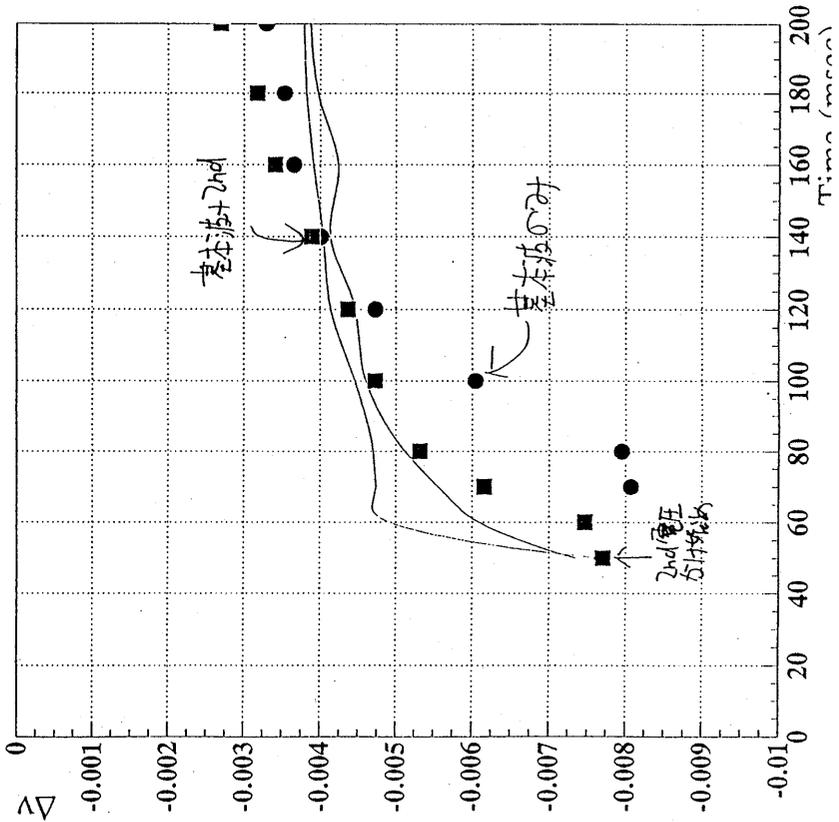
基本波
 2nd
 4₂-₁

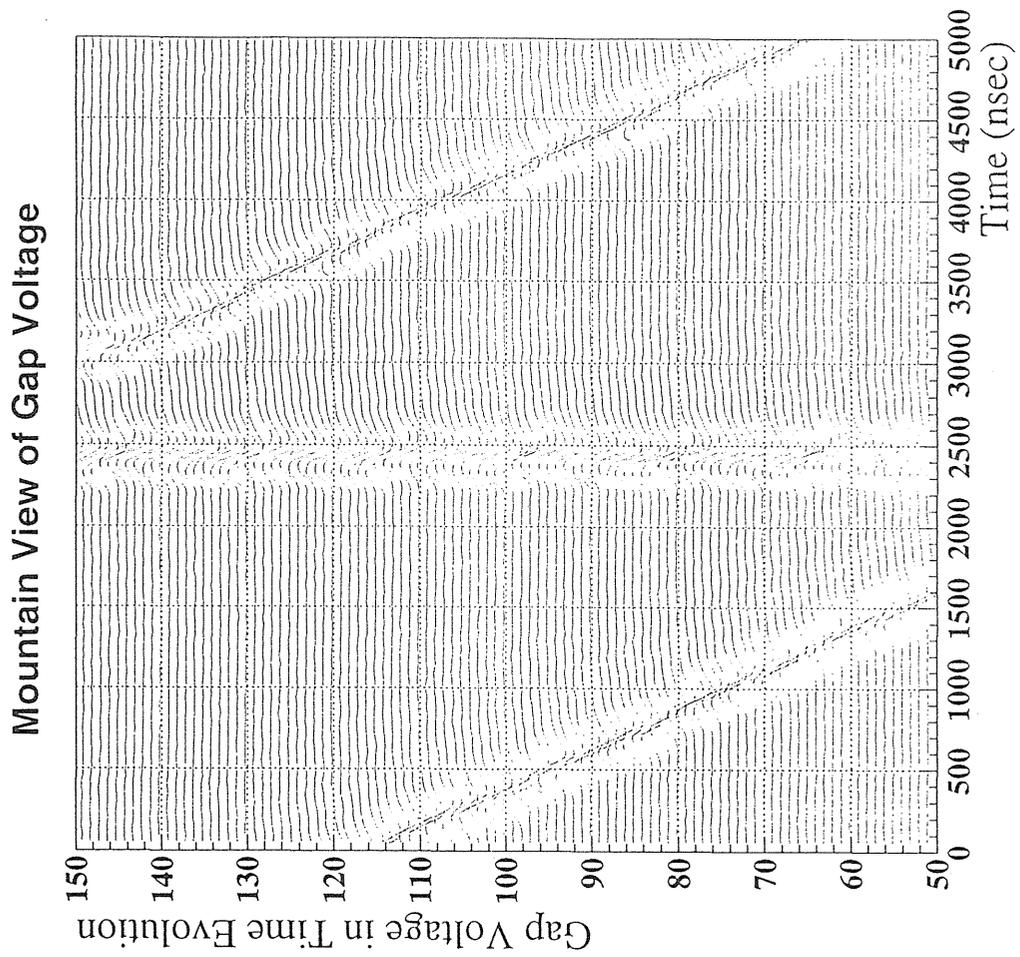


DCCT Signal(fund vs fund+2nd 50%)



Coherent Tune Shift(fund vs fund+2nd 50%)



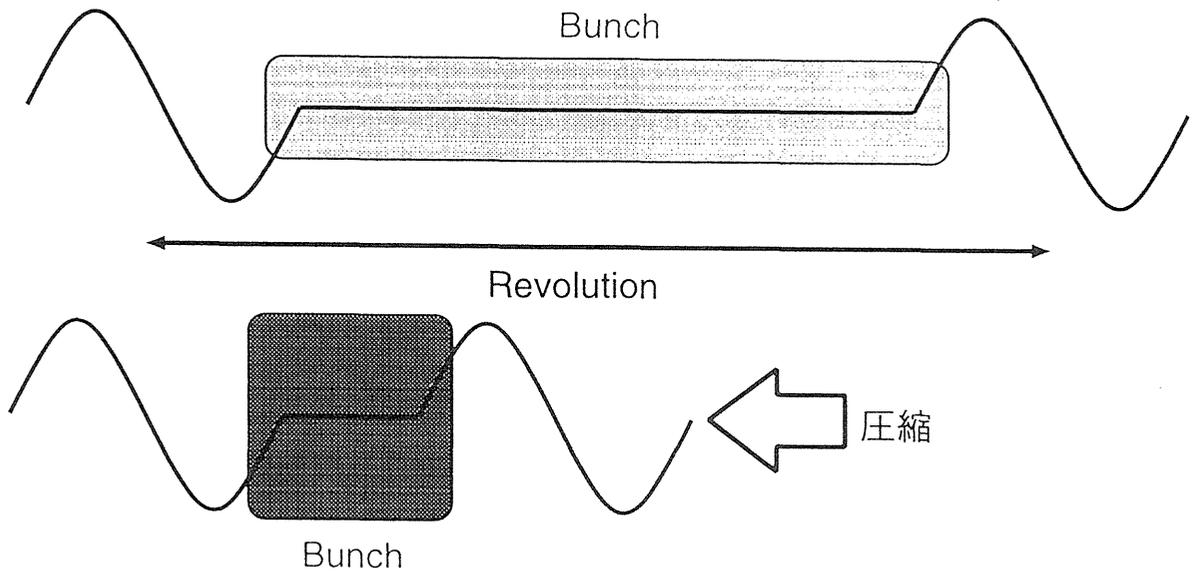


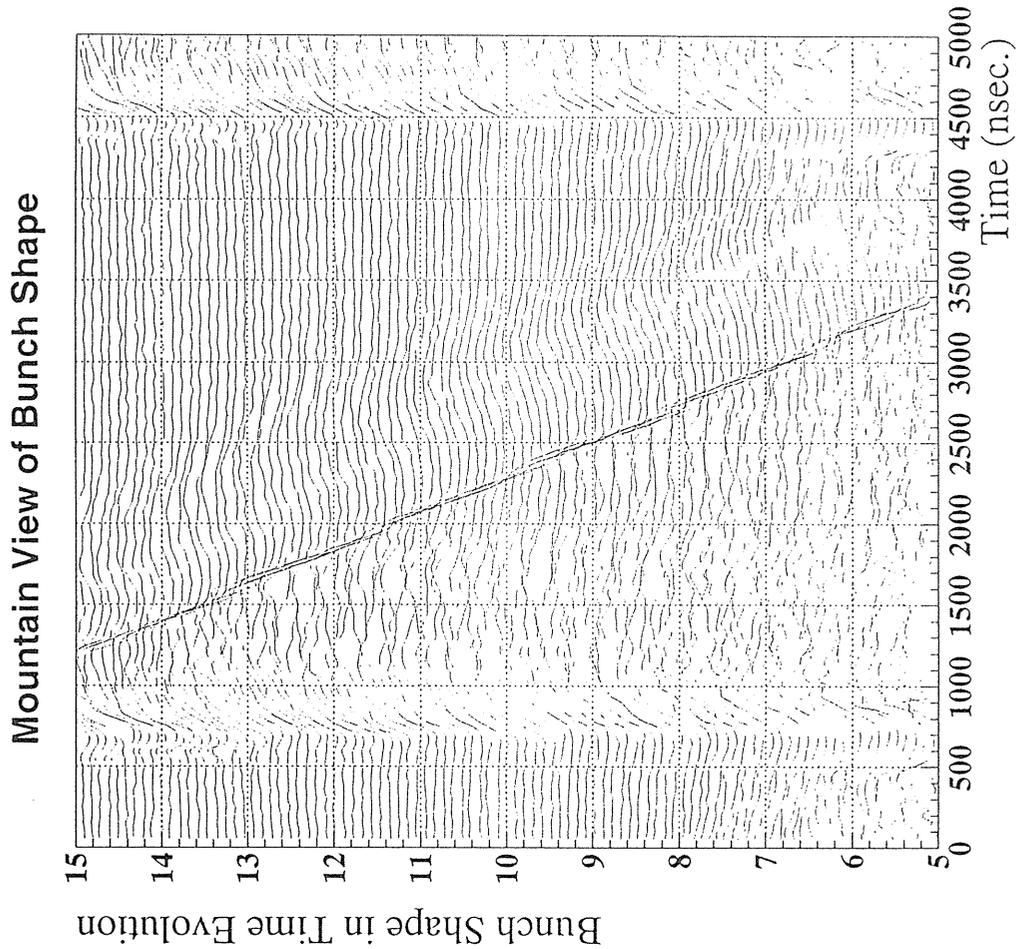
Barrier Bucket

Barrier波形によってBunch Lengthを制御する方法

$$V_{\text{gap}}(\phi) = V \sin \phi \quad (0 < \phi < 2\pi)$$

$$= 0 \quad \text{otherwise}$$





98年度HIMAC加速器共同研究報告会
 1998年12月21日
 放医研重粒子治療推進棟地下セミナー室

研究の目的

加速器のビーム強度の限界



ビームロス

coherent mode の共鳴がビームロスの原因となっていることを証明したい。



ラティスとの共鳴

空間電荷効果



incoherent tune shift

個々の粒子が行なう振動の
チューンシフト

coherent tune shift

ビーム全体の粒子分布が行なう
振動のチューンシフト

パラメータとチューンシフト

フラットベース運転
 加速粒子;ヘリウム2+
 エネルギー;6MeV
 周回周波数;260kHz
 rms規格化エミッタンス;(7.92π, 0.3π)

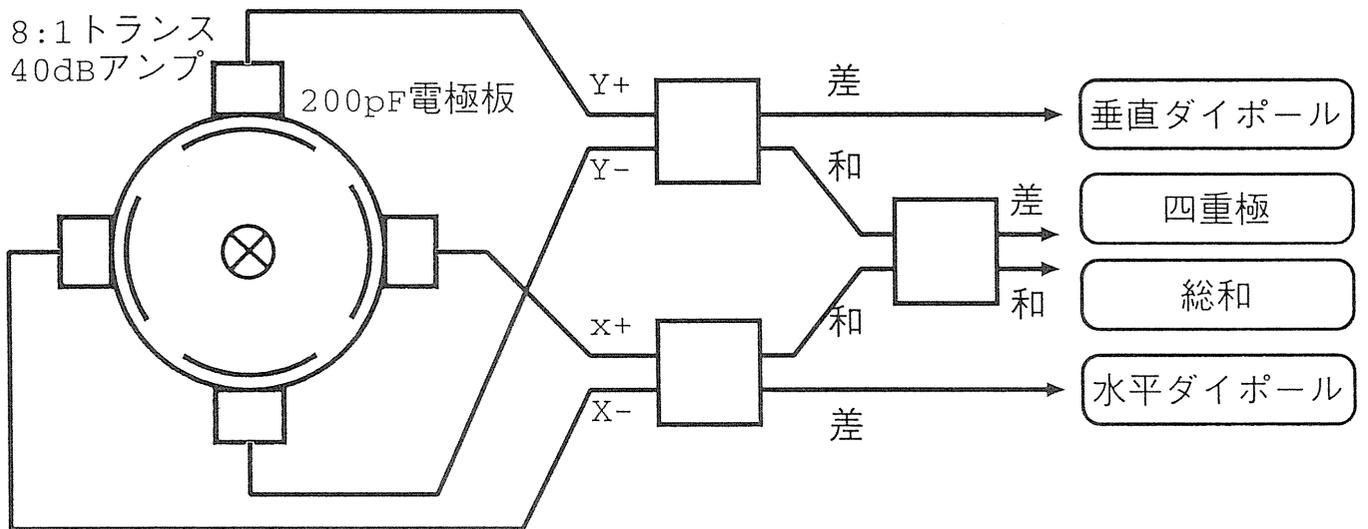
incoherent tune shift

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\Delta N}\right) = \frac{r_0}{4\beta\gamma^2} \frac{1}{\epsilon_V(1 + \epsilon_H/\epsilon_V)} = 0.0616 \text{ 1/e11ppp}$$

coherent quadrupole tune shift

$$\Delta \nu_{\text{coh},1} = \frac{1}{2} \left(3 - \frac{a_y}{a_x + a_y} \right) \Delta \nu_{\text{inc}} = 1.4185 \Delta \nu_{\text{inc}}$$

四極モニターの原理

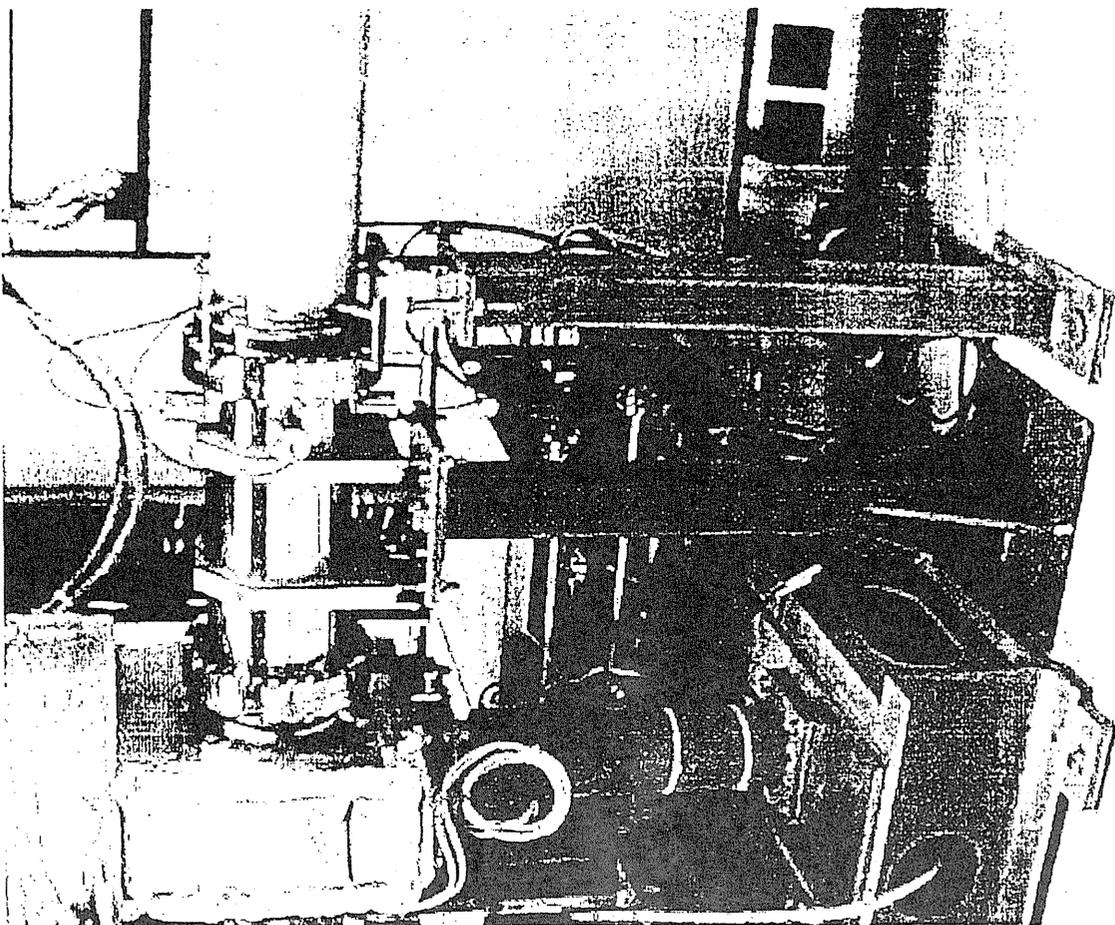
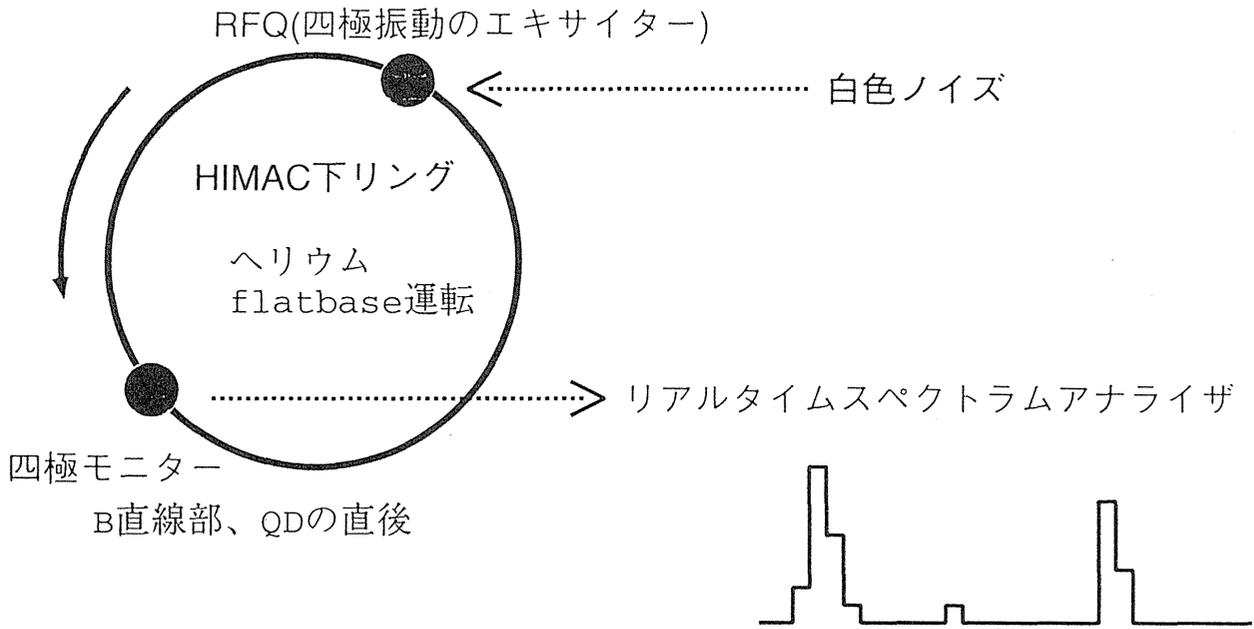


チャンネルの出力 (Y+の場合)

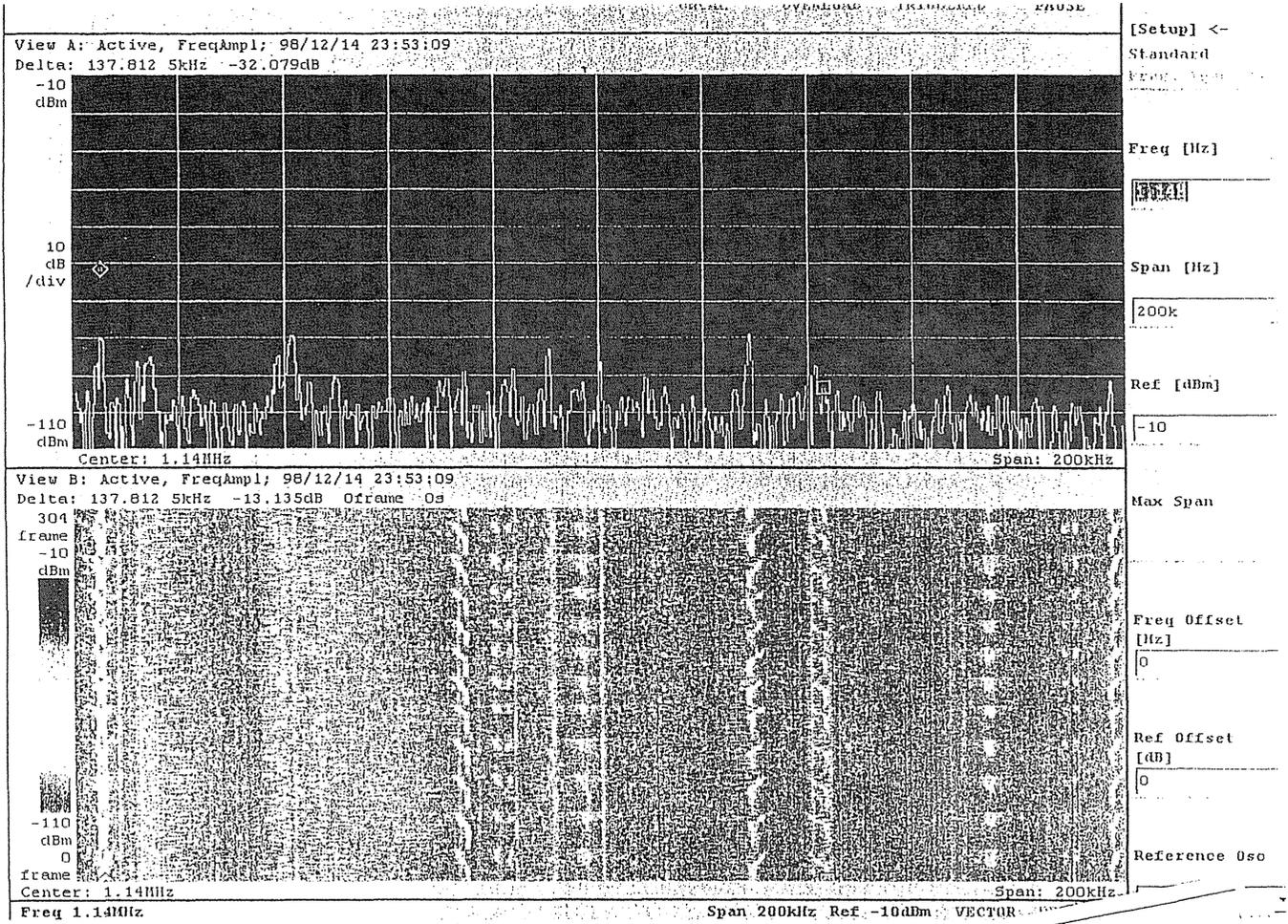
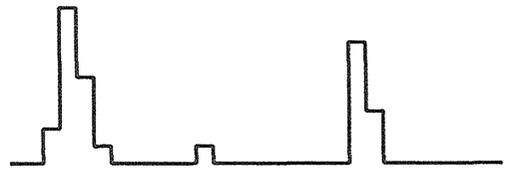
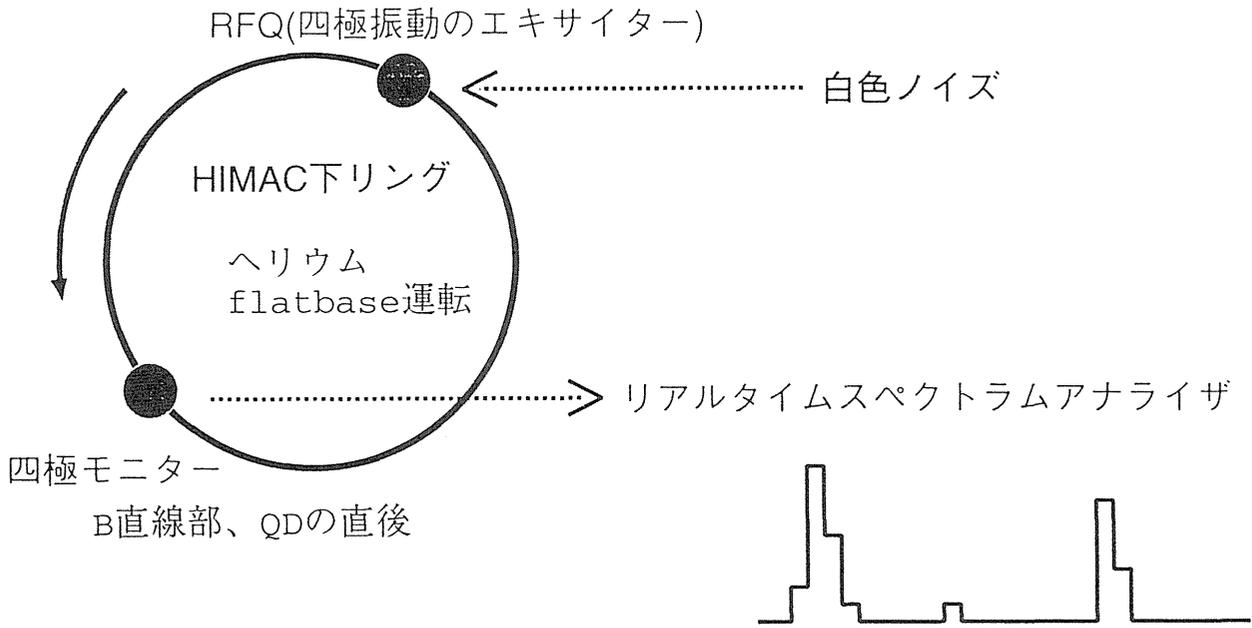
$$V = V_0 \left(1 + \frac{4\sqrt{2}y}{\pi a} - \frac{4(x^2 - y^2)}{\pi a^2} + \dots \right)$$

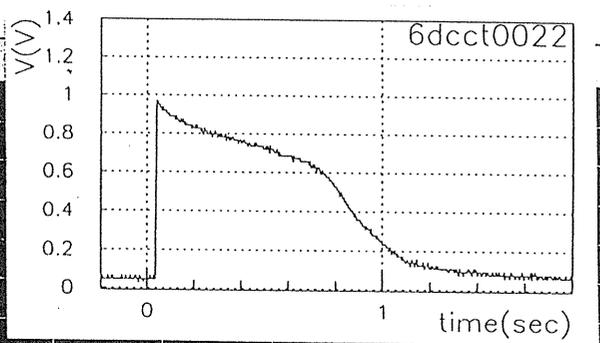
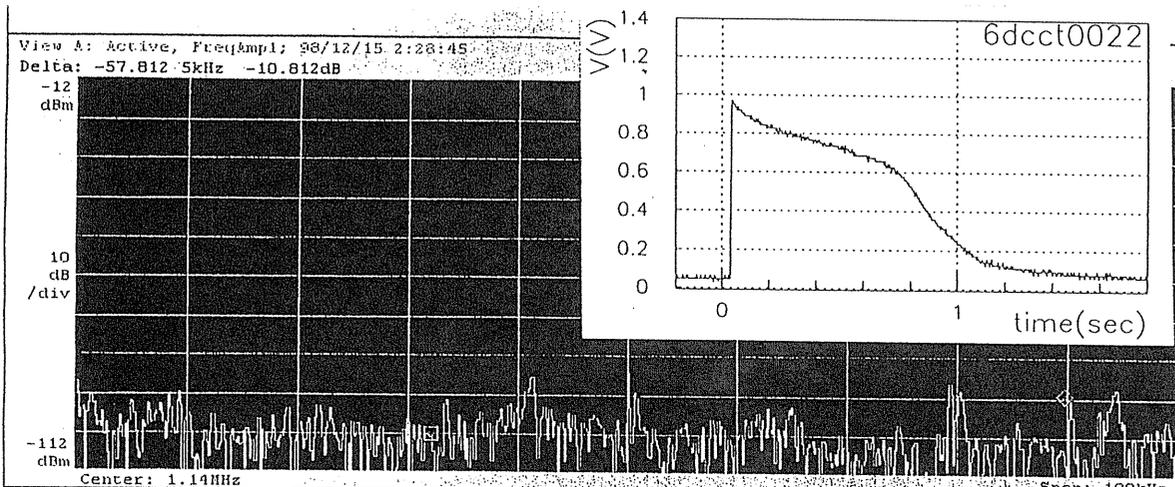
$$V_0 = 15.6\text{mV}/1\text{e11ppp}$$

実験方法



実験方法





[View A] Waveform

Source

Active

Format

FreqAmpl

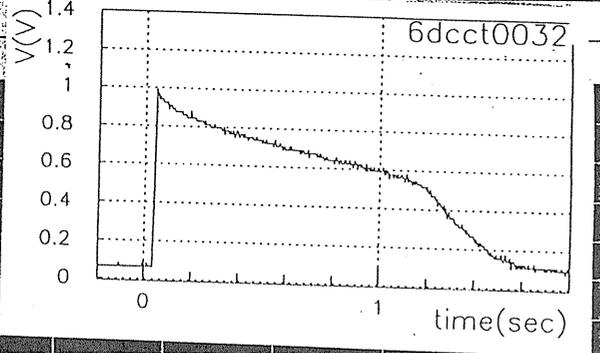
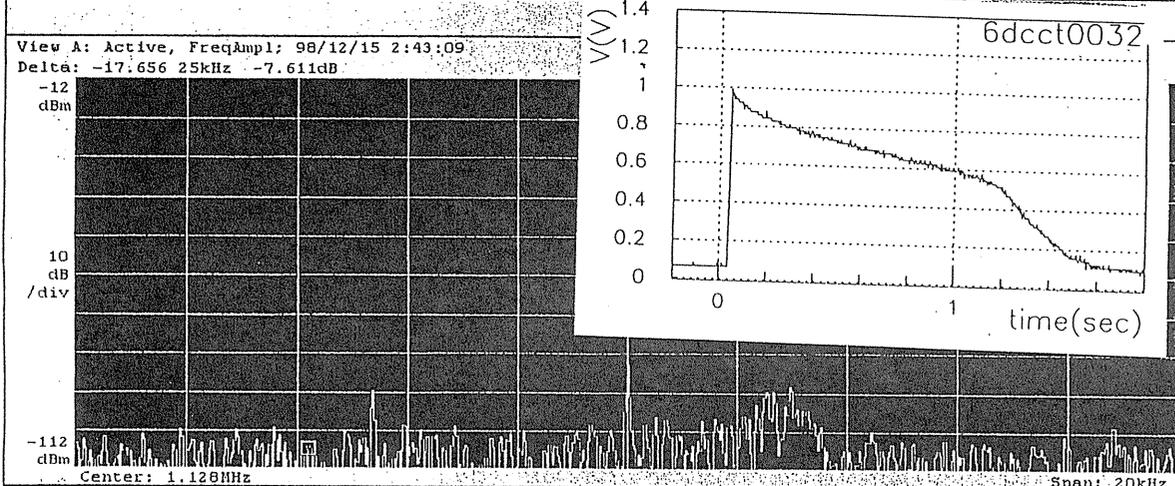
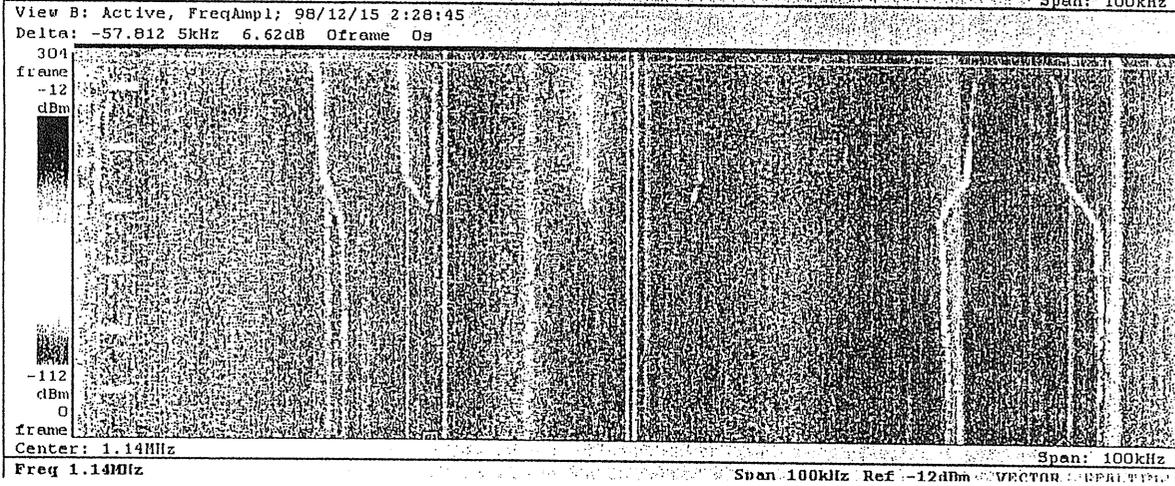
Frame [frame]

0

Options...

Edit...

Trace2...



[Setup] <- Standard

Freq [Hz]

1.128M

Span [Hz]

20k

Ref [dBm]

-12

Max Span

Freq Offset [Hz]

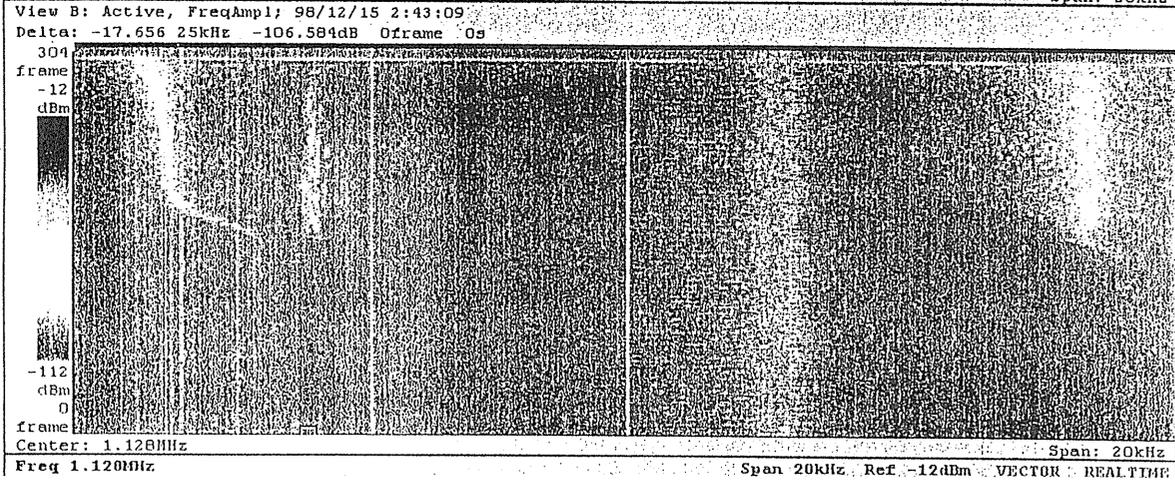
0

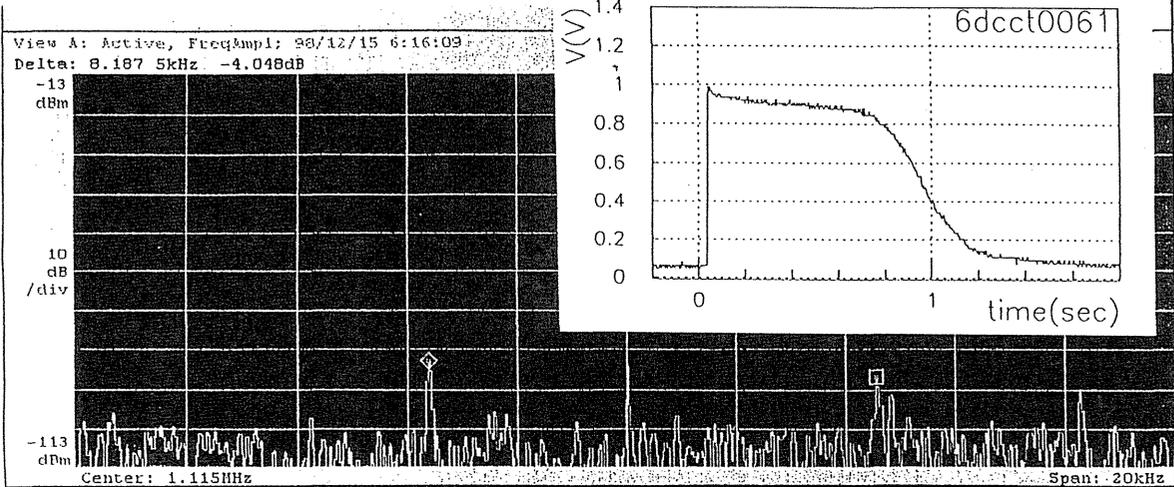
Ref Offset [dB]

0

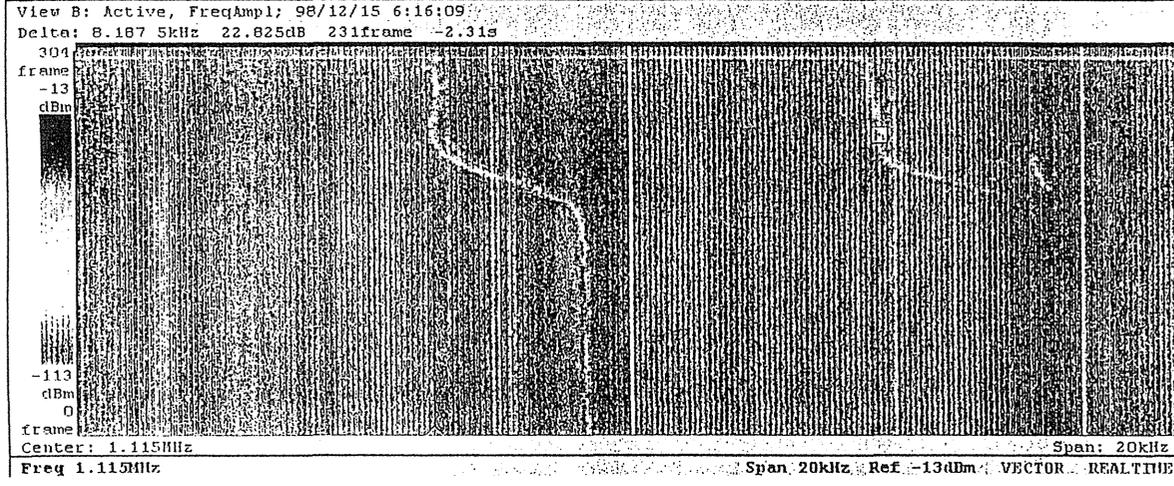
Reference Use

External

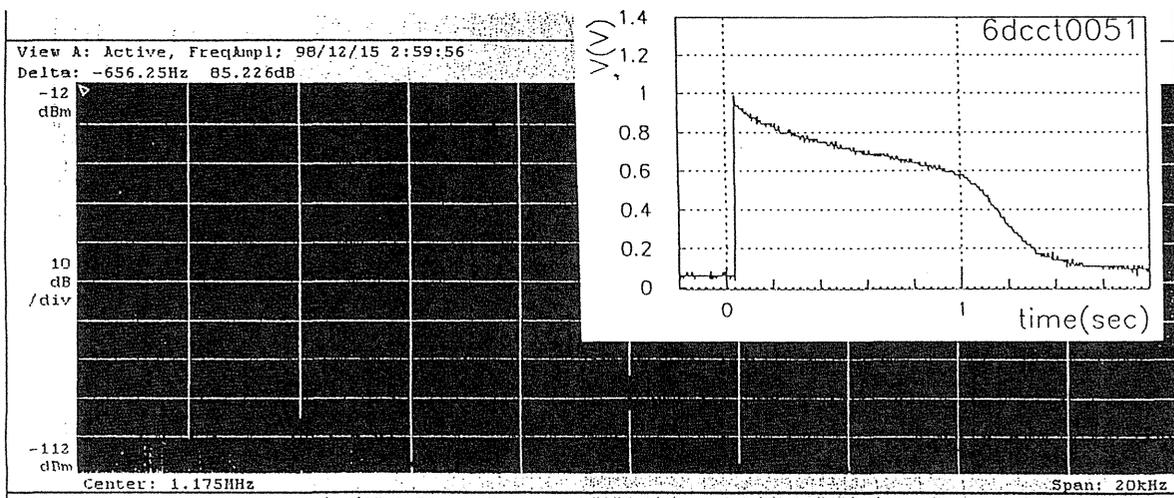




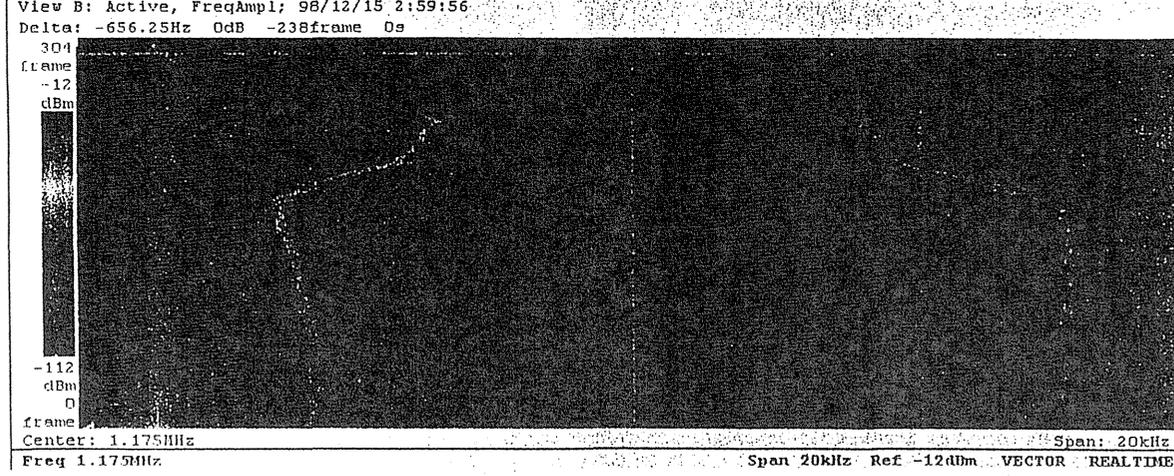
[View A] <-
Waveform
Hor. [Hz]
1.1195625H
Trace
Trace1
Delta Marker
On



Reset Delta
Mkr -> Freq
Measurement
Off



[View B] <-
Spectrogram
Hor. [Hz]
1.044625H
Ver. [frame]
0
Delta Marker
On



Reset Delta
Mkr -> Freq

結果

'98年度HIMAC加速器共同研究報告会
1998年12月21日
放医研重粒子治療推進棟地下セミナー室

- ・水平は、Dポール、2Dポール、Qポールが見えた。
- ・垂直は、Dポール、Qポールが見えた。
- ・垂直Qポールのチューンシフトからインコヒーレントチューンシフトを計算すると、

$$\Delta \nu_{inc} = \Delta \nu_Q / 1.4185 = 0.0047231 / 1e10ppp$$

- ・さらにエミッタンスを逆算すると、

$$\varepsilon_y = 0.581 / \Delta \nu_{inc} = 0.3915 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$$

モード	周波数[kHz]	ν (端数部)	$\Delta \nu / 1e10ppp$
Dx	91.0	0.652	~0.0
2Dx	185.1	1.292	0.0044
Qx	184.1	1.296	?
Dy	69.0	0.264	0.0043
Qy	137.4	0.526	0.0067

*2で割っていない

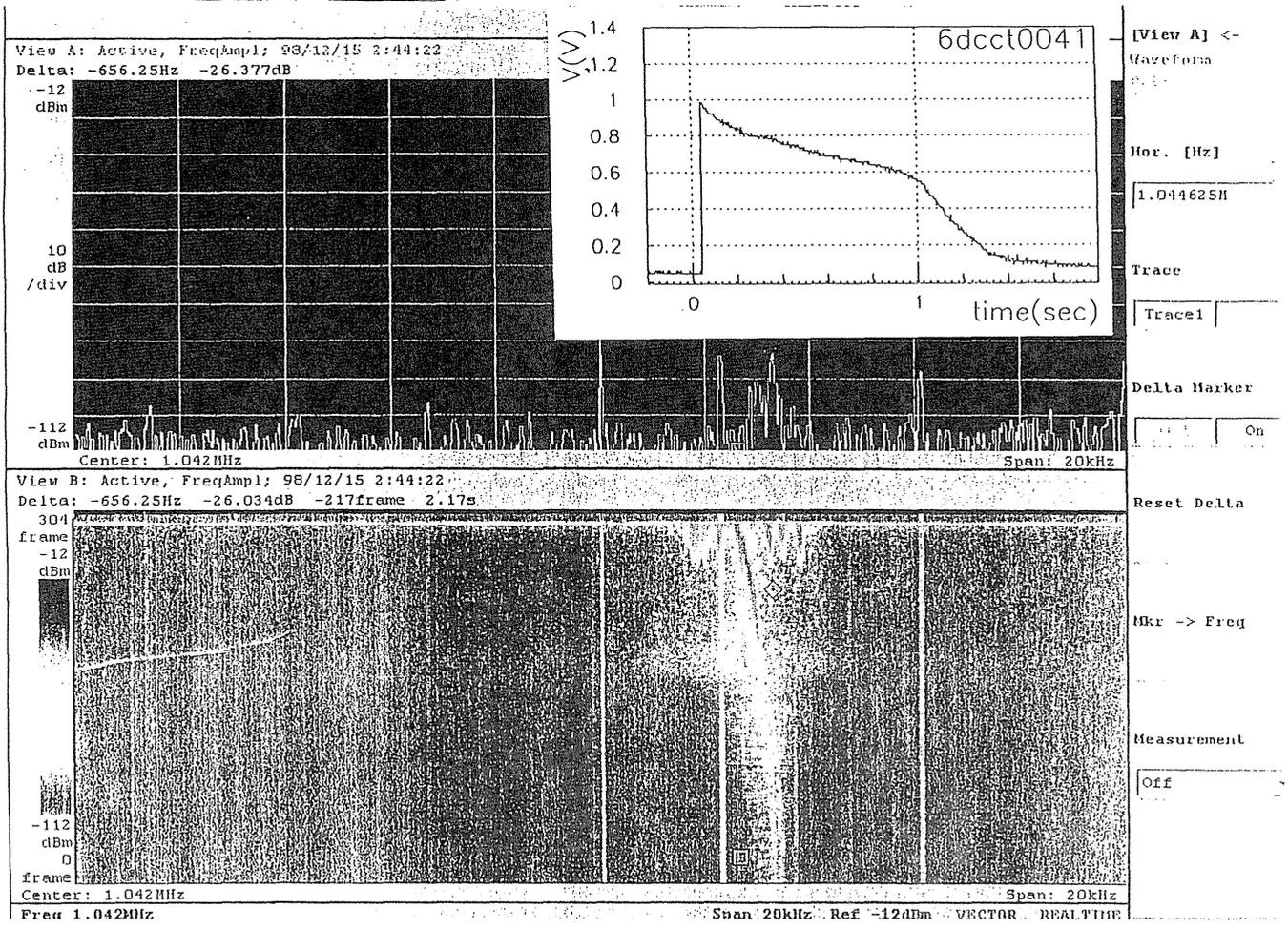
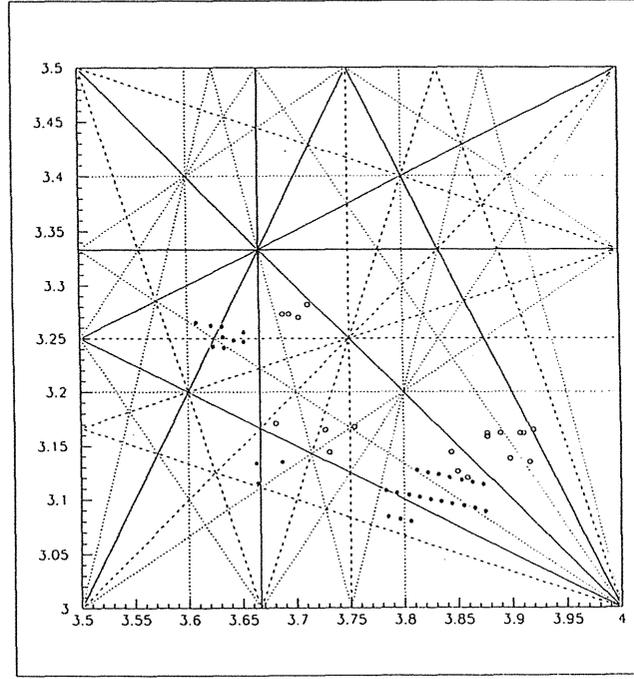
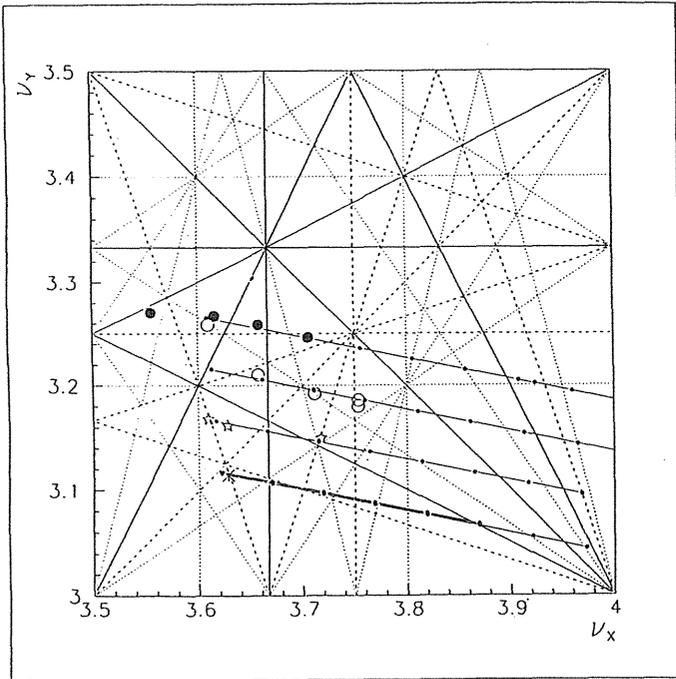
'98年度HIMAC加速器共同研究報告会
1998年12月21日
放医研重粒子治療推進棟地下セミナー室

問題点

- ・ビーム強度がもう少しあるとうれしい。
- ・同じ収束磁場強度でも、日によってチューンが少し違うように見えるのはなぜか? →図
- ・周回周波数が変化しているように見えるのはなぜ? →図
- ・入射のインテンシティをもう少し細かく変化させたい。

今後の予定

- ・ビームロスとコヒーレント振動のチューンの関係を調べる。動作点も変えて。
- ・四極にとどまらず、六極以上の高次モードのチューンも調べる。
- ・バンチビームでも調べる。
- ・ダンパーを導入し、コヒーレント振動を抑制することによってビームロスを減らす。



加速器のビーム強度の限界



coherent mode の共鳴がビームロスの原因となっていることを証明したい。

ビームロス



ラティスとの共鳴

空間電荷効果 {

- incoherent tune shift
個々の粒子が行なう振動のチューンシフト
- coherent tune shift
ビーム全体の粒子分布が行なう振動のチューンシフト

パラメータとチューンシフト

フラットベース運転
 加速粒子;ヘリウム2+
 エネルギー;6MeV
 周回周波数;260kHz
 rms規格化エミッタンス;(7.92π, 0.3π)

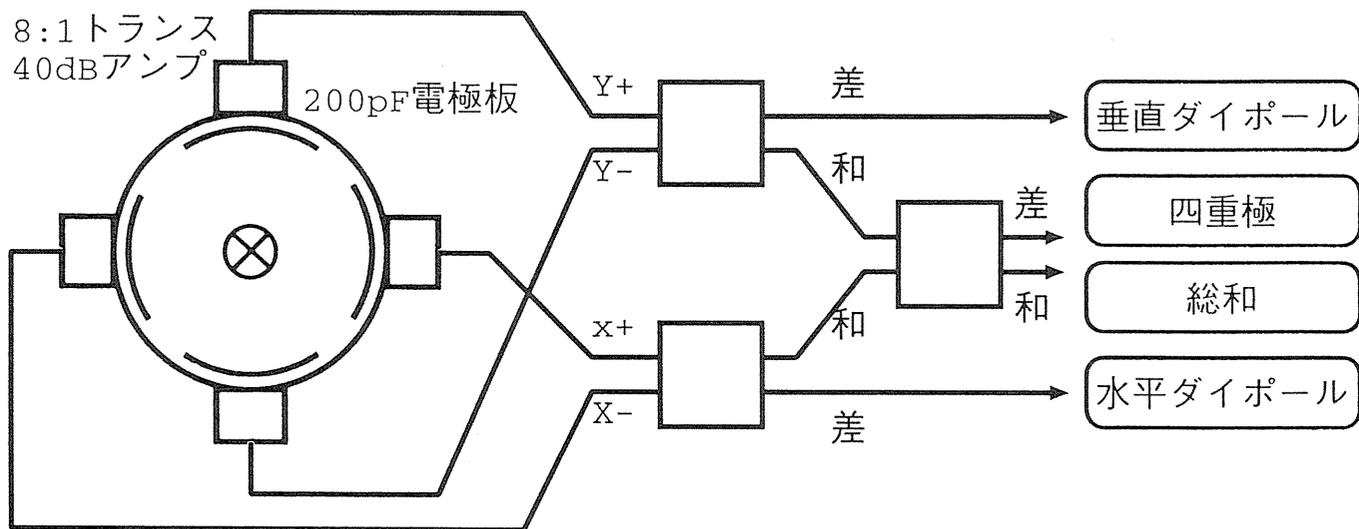
incoherent tune shift

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\Delta N}\right) = \frac{r_0}{4\beta\gamma^2} \frac{1}{\epsilon_V(1 + \epsilon_H/\epsilon_V)} = 0.0616 \text{ 1/1e11ppp}$$

coherent quadrupole tune shift

$$\Delta \nu_{\text{coh},1} = \frac{1}{2} \left(3 - \frac{a_y}{a_x + a_y} \right) \Delta \nu_{\text{inc}} = 1.4185 \Delta \nu_{\text{inc}}$$

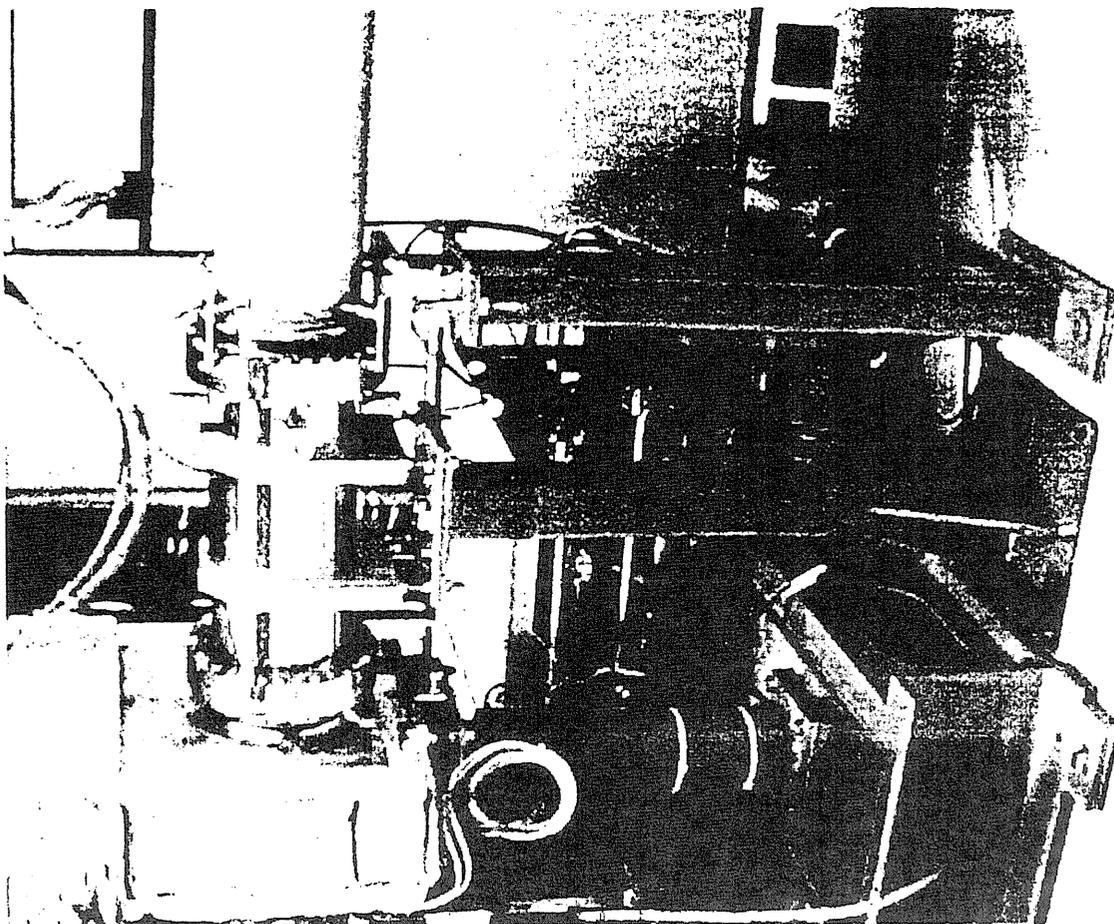
四極モニターの原理



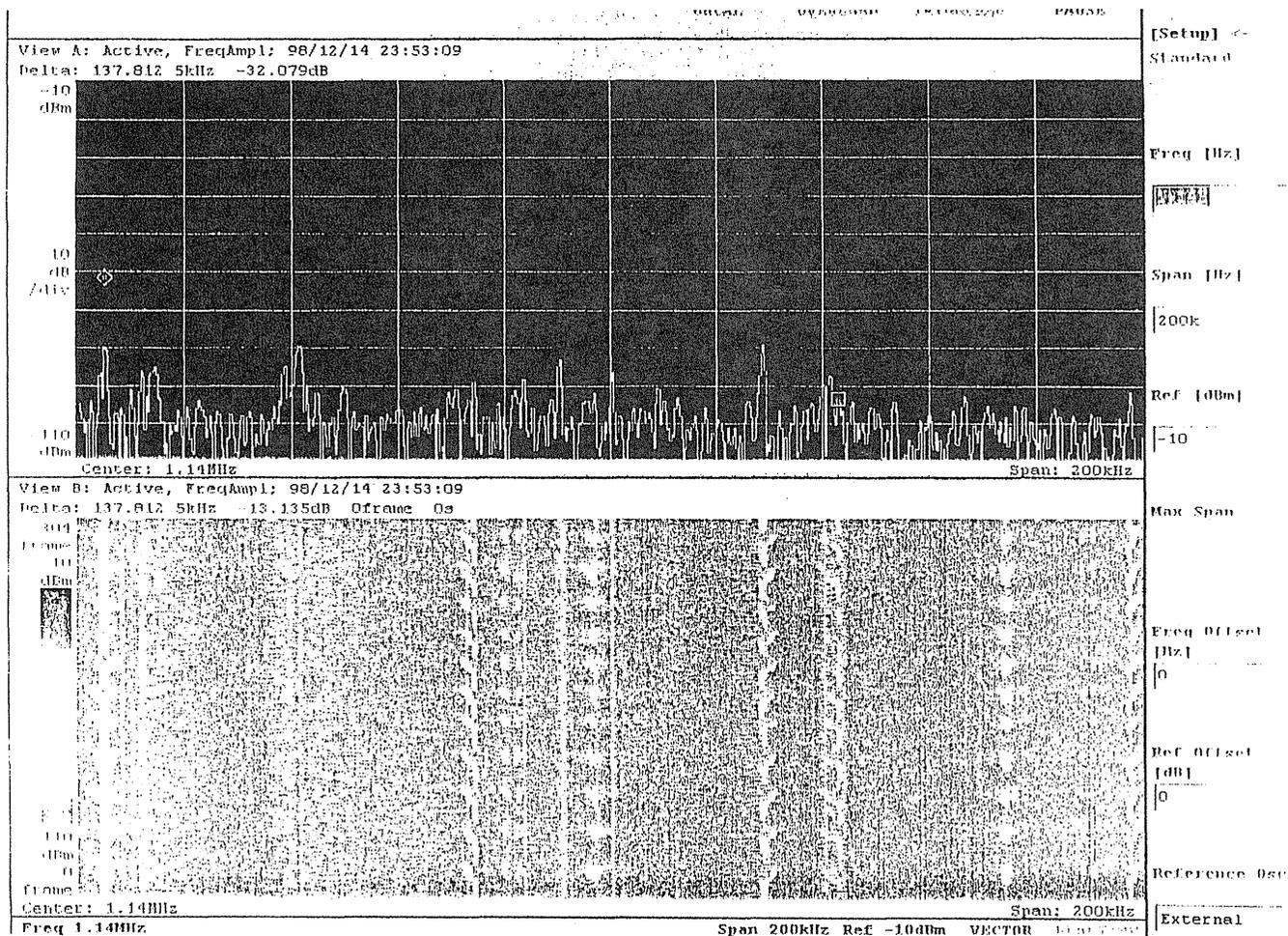
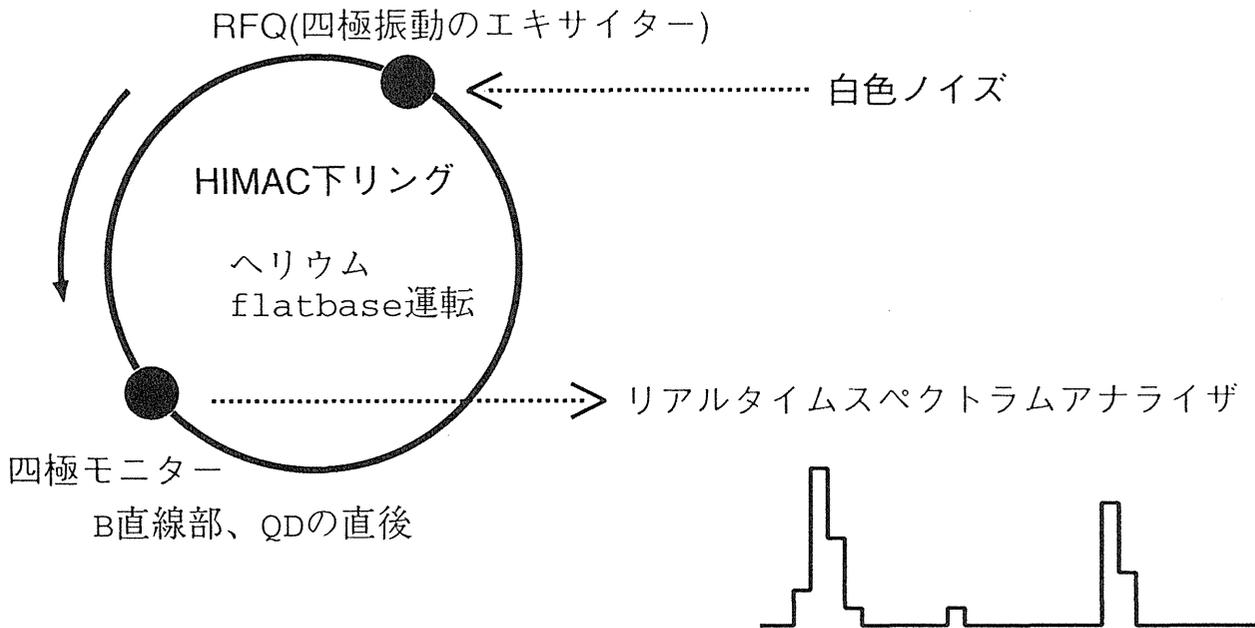
チャンネルの出力 (Y+の場合)

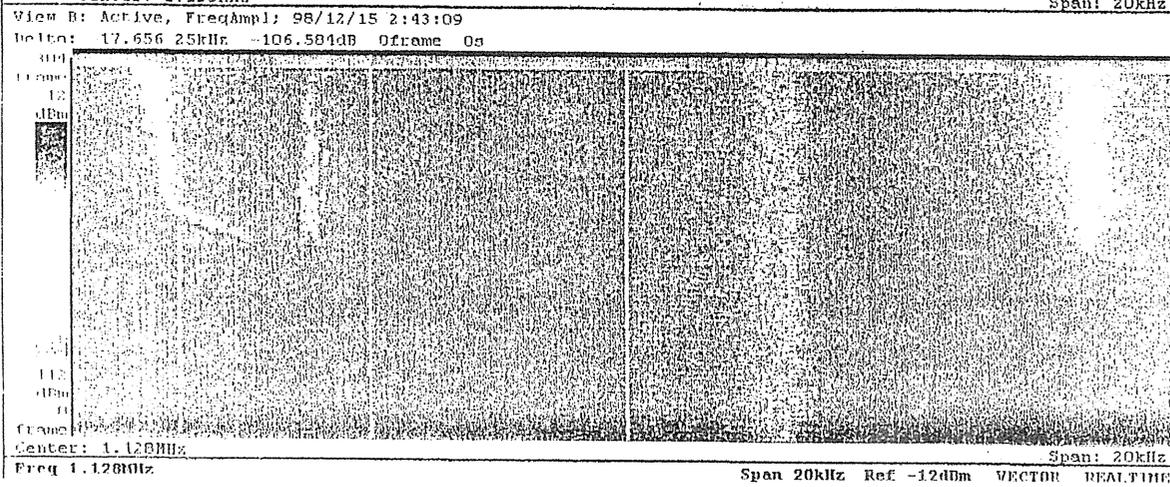
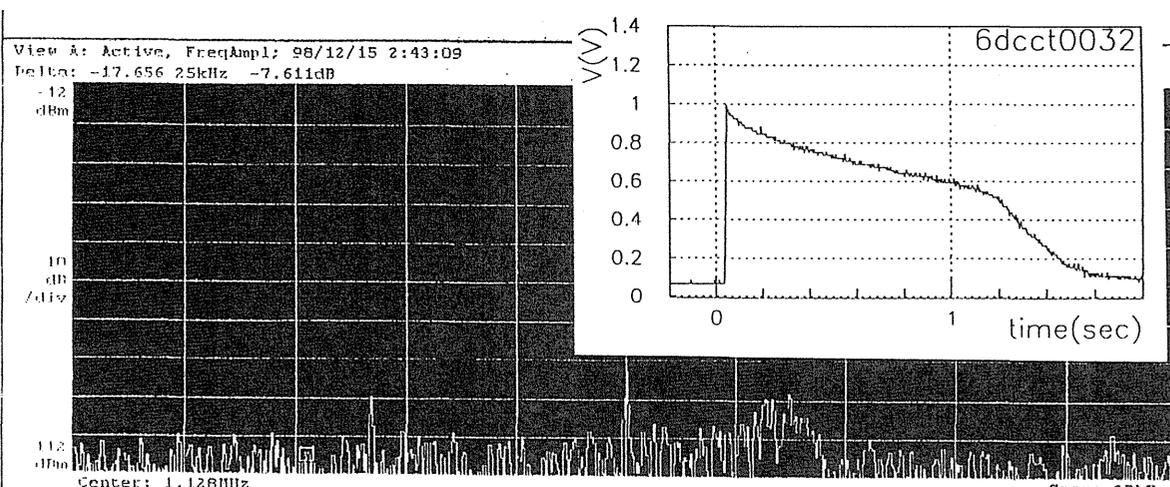
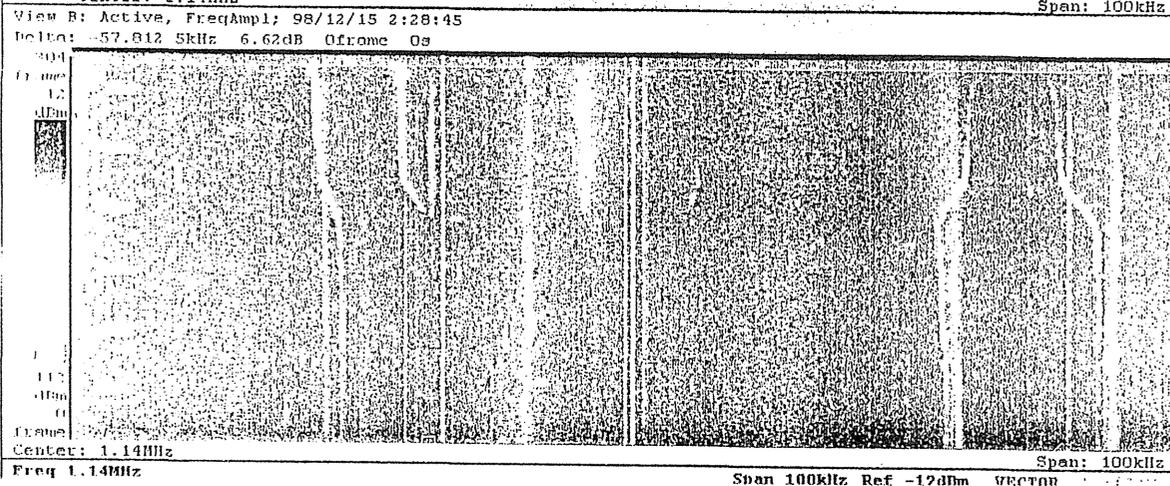
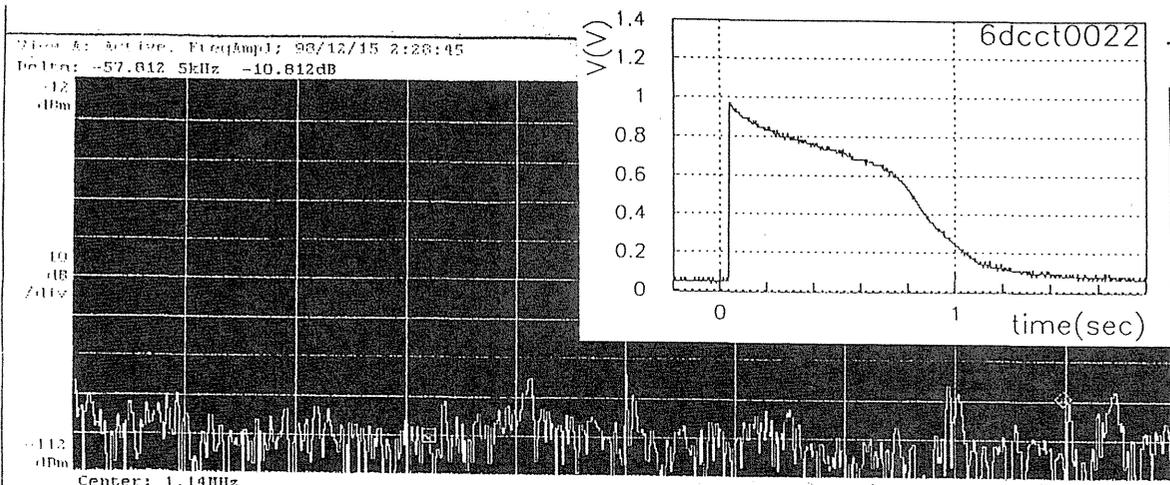
$$V = V_0 \left(1 + \frac{4\sqrt{2}y}{\pi a} - \frac{4(x^2 - y^2)}{\pi a^2} + \dots \right)$$

$$V_0 = 15.6\text{mV}/1\text{e}11\text{ppp}$$

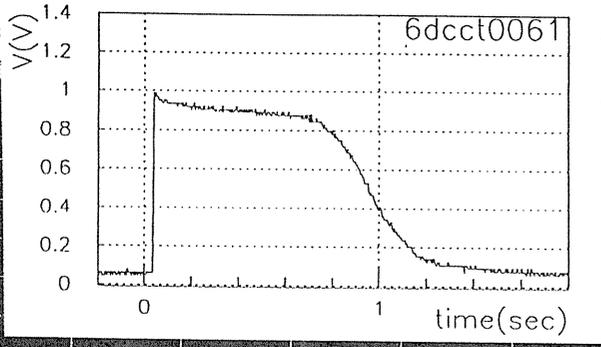
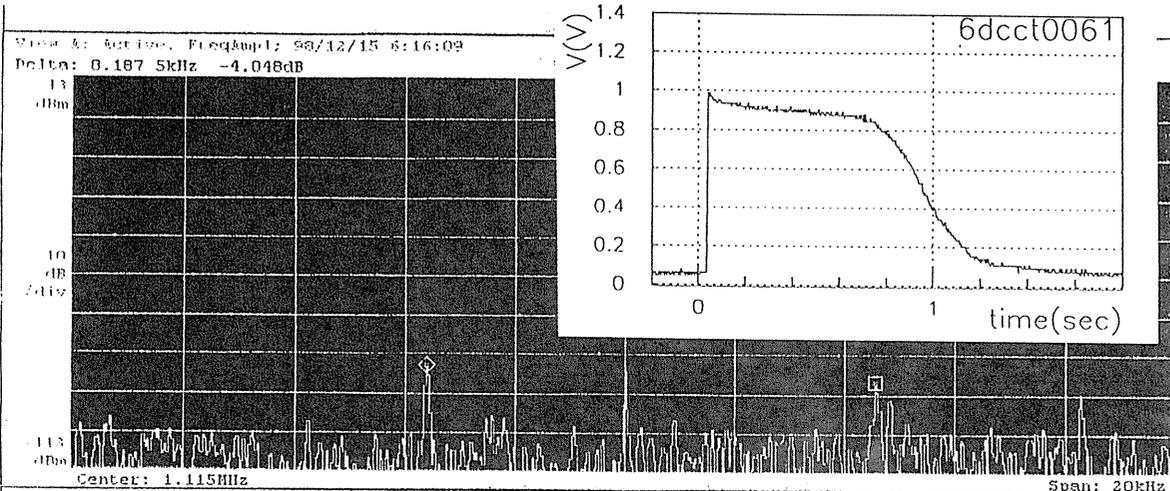


実験方法

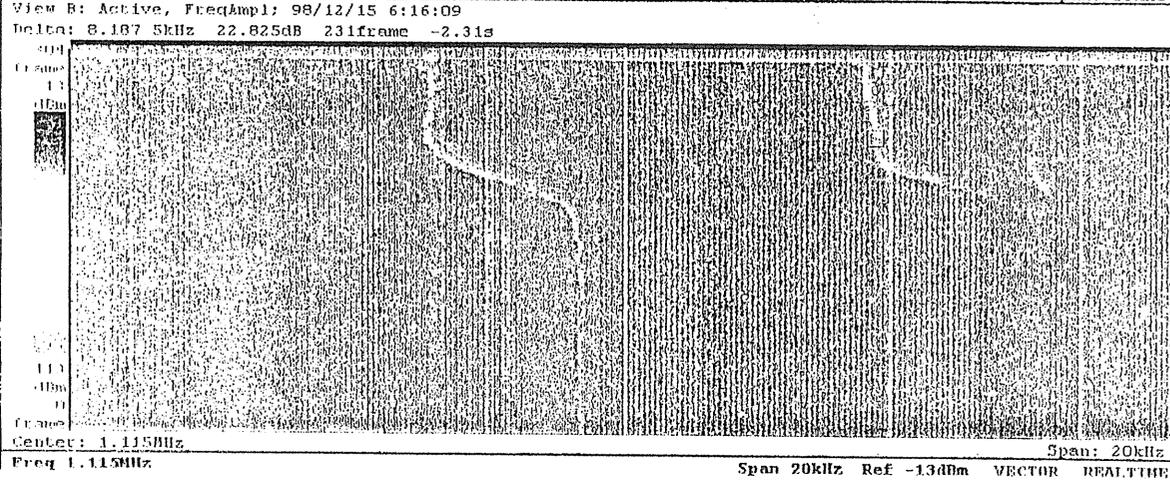




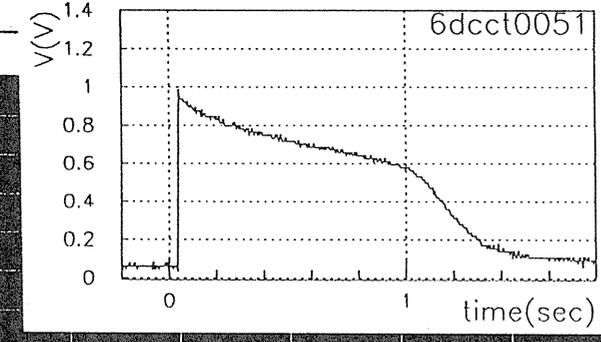
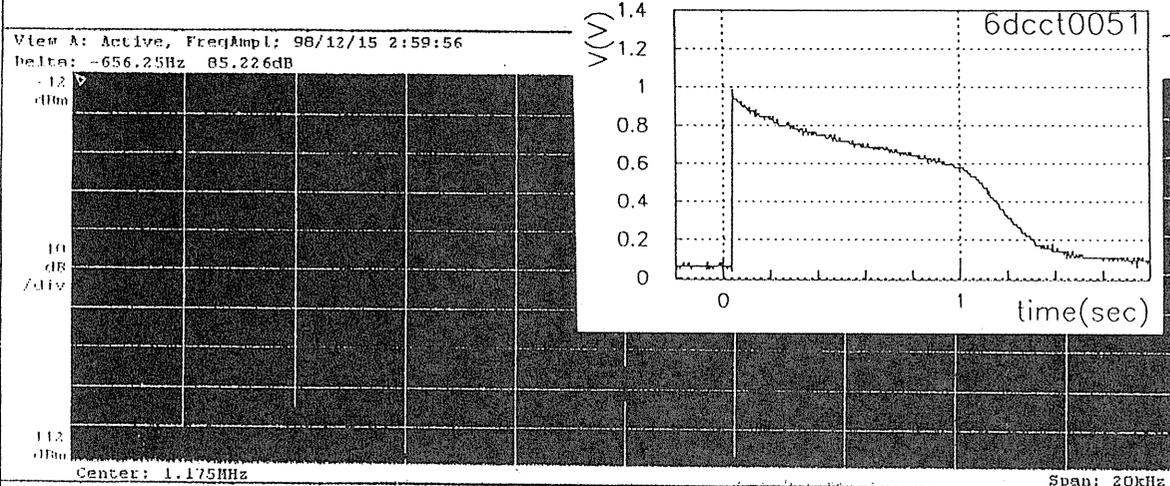
- [View A]
- Waveform
- Source
- Active
- Format
- FreqAmp1
- Frame [Frame1]
- 0
- Options...
- Edit...
- Trace2...
- [Setup]
- Standard
- Freq [Hz]
- 1.128M
- Span [Hz]
- 20k
- Ref [dBm]
- 12
- Max Span
- Freq Offset [Hz]
- 0
- Ref Offset [dB]
- 0
- Reference Use
- External



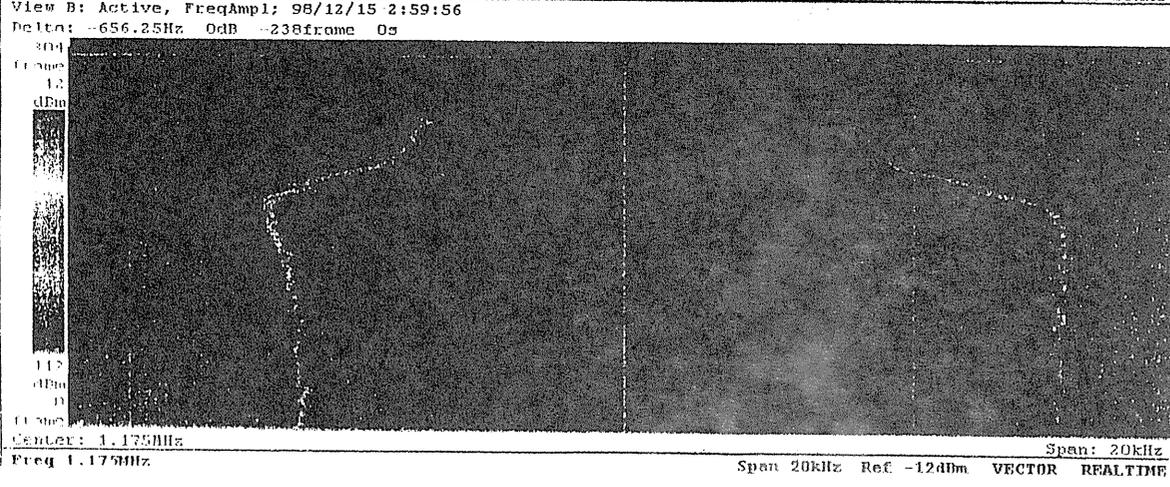
[View A]
Max of 0.0
Hor: 10Hz
1.1195625H
Trace
Trace1
Delta Marker
On



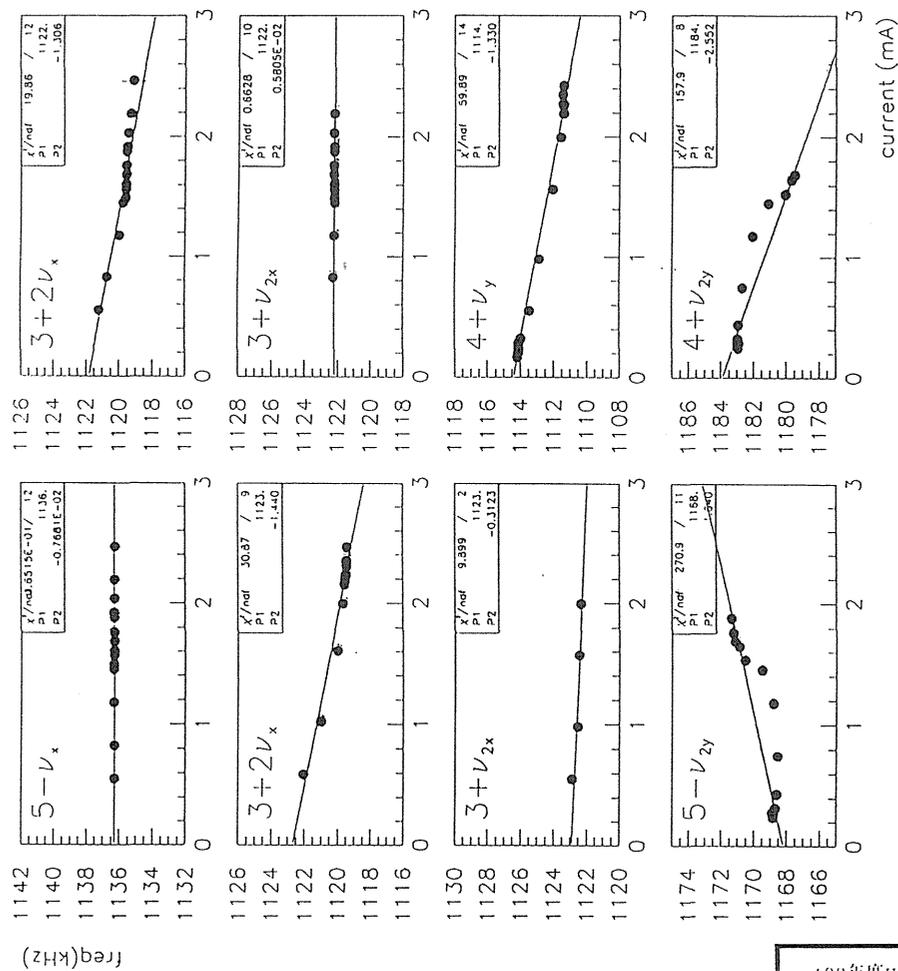
Reset Delta
Hor: Freq
Measurement
Off



[View B]
Spectrogram
Hor: 10Hz
0.044625H
Ver: 1 frame
0
Delta Marker
On



Reset Delta
Hor: Freq



1998年度HIMAC加速器共同研究報告会
 1998年12月21日
 放医研重粒子治療推進棟地下セミナー室

結果

- 水平は、Dポール、2Dポール、Qポールが見えた。
- 垂直は、Dポール、Qポールが見えた。
- 垂直Qポールのチューンシフトからインコヒーレントチューンシフトを計算すると、

$$\Delta \nu_{inc} = \Delta \nu_Q / 1.4185 = 0.0047231 / 1e10 \text{ppp}$$

- さらにエミッタンスを逆算すると、

$$\epsilon_y = 0.581 / \Delta \nu_{inc} = 0.3915 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$$

モード	周波数[kHz]	ν (端数部)	$\Delta \nu / 1e10 \text{ppp}$
Dx	91.0	0.652	~0.0
2Dx	185.1	1.292	0.0044
Qx	184.1	1.296	?
Dy	69.0	0.264	0.0043
Qy	137.4	0.526	0.0067

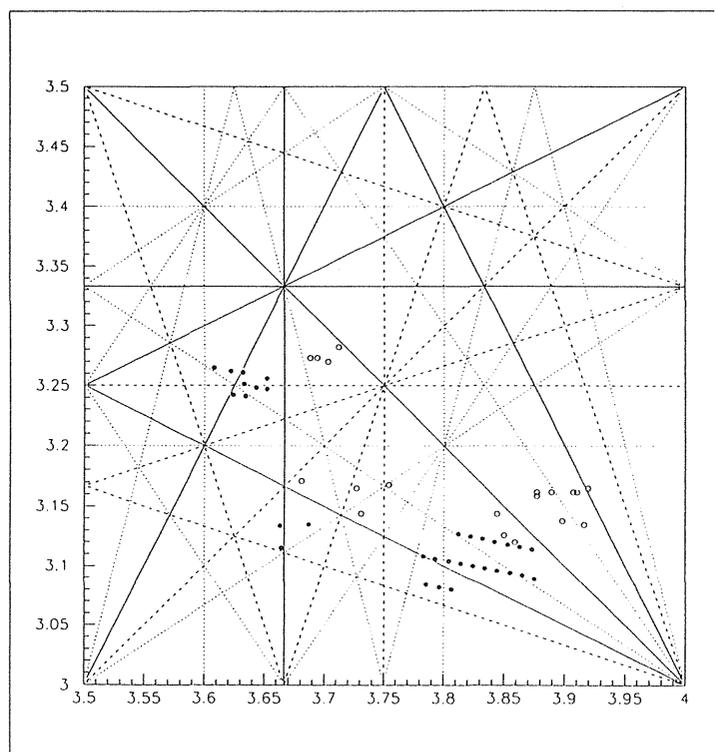
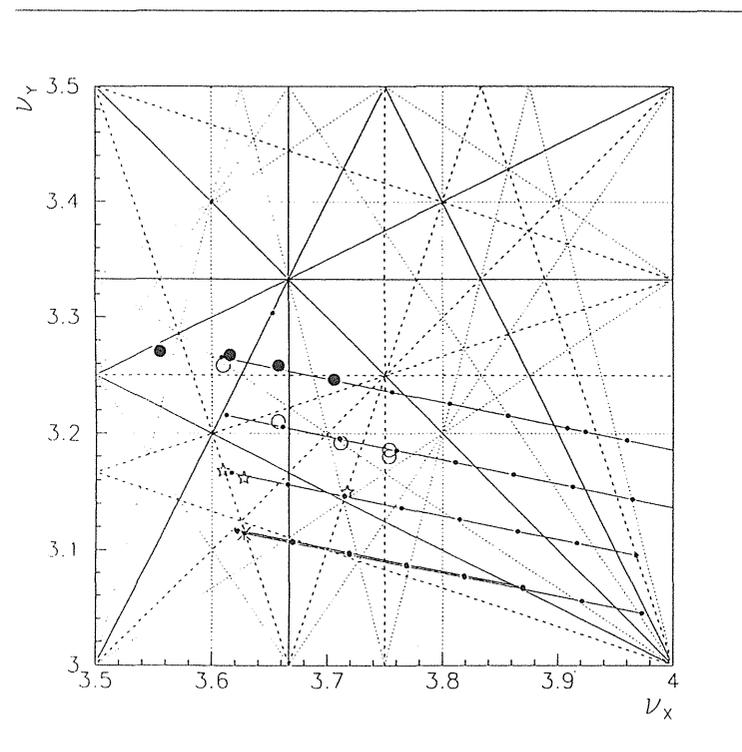
*2で割っていない

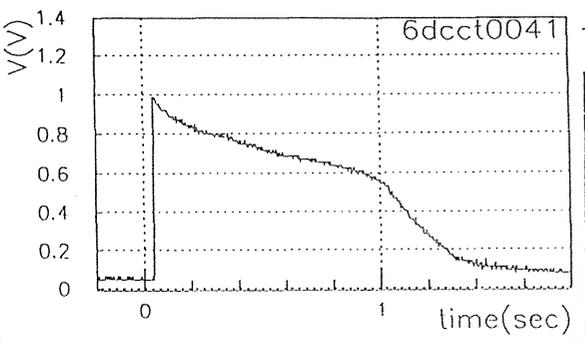
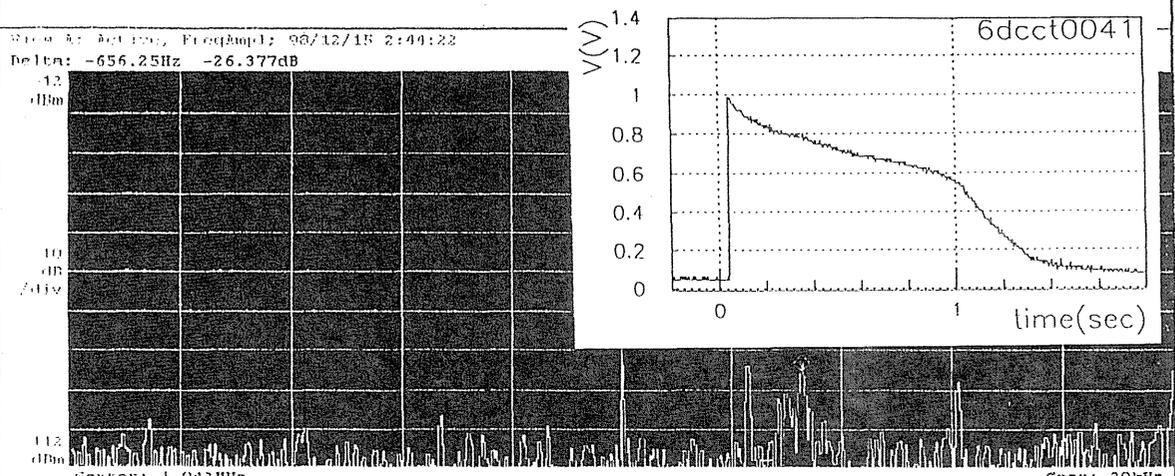
問題点

- ・ビーム強度がもう少しあるとうれしい。
- ・同じ収束磁場強度でも、日によってチューンが少し違うように見えるのはなぜか？ →図
- ・周回周波数が変化しているように見えるのはなぜ？ →図
- ・入射のインテンシティをもう少し細かく変化させたい。

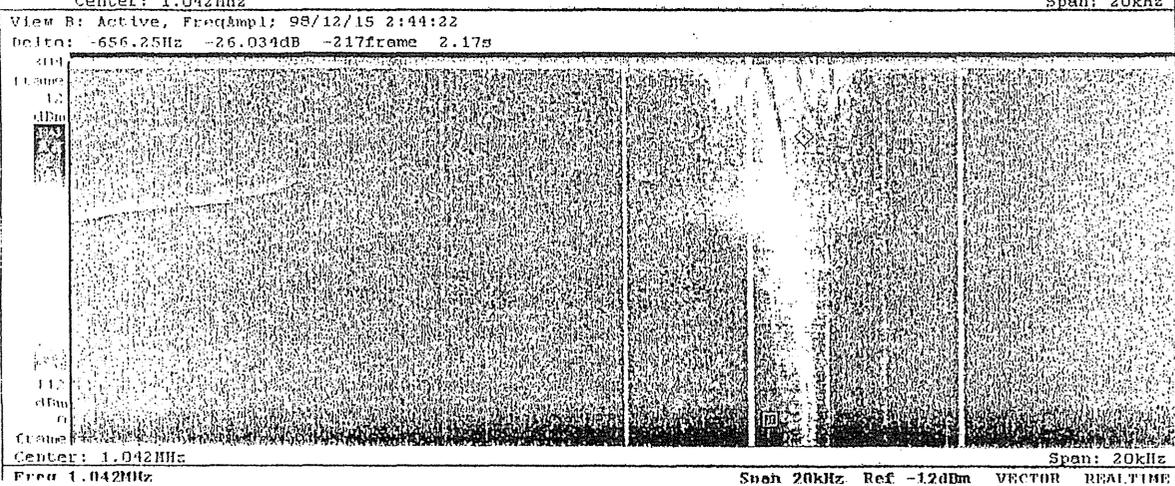
今後の予定

- ・ビームロスとコヒーレント振動のチューンの関係を調べる。動作点も変えて。
- ・四極にとどまらず、六極以上の高次モードのチューンも調べる。
- ・バンチビームでも調べる。
- ・ダンパーを導入し、コヒーレント振動を抑制することによってビームロスを減らす。





View A1
 Waveform
 Hor: 100ns
 1.044625M
 Trace
 Tscel
 Delta Marker
 On



Reset Delta
 Hkr - Freq
 Measurement
 Off

ストリークカメラを用いた RI(重イオン) 速度測定システム

門叶冬樹^a、森本幸司^a、谷畑勇夫^a、山田 聡^b、西村 美月^a、加藤 俊幸^a

^a. 理研リニアック研究室、^b. 放医研重粒子

1 はじめに

ラジオアイソトープ (以下、RI) は、それ自身が出す放射線によって極く微量でも検出することができる性質を持っているため、トレーサーやマーカーとして物理・化学・生物などの基礎研究分野ばかりでなく、医療・農業・工業・環境の応用分野でも幅広く利用されている。

近年、この RI を高エネルギーの重イオン加速器を用いた物理的な方法により、高速の「ビーム」として発生させる技術が確立され、この新しい粒子線「RI ビーム (重イオンビーム)」を多種類・大強度で利用する計画も進行中である [1]。この多種・多量の RI ビームによって、1) RI ビームを物質や生体内の任意の深さに打ち込む手法 (RI インプラレーション) を用いた物性・医療・生物への新しい応用研究、2) 不安定核 RI の生成、反応確率及び寿命等を測定する事による元素起源の解明研究など、革新的な研究が期待される。

この RI ビームの生成には、高エネルギー重イオンを標的物質に入射し、「入射核破碎反応」によって種々の不安定核を発生させる方法が用いられている。そこで発生した多種の RI は、ほぼすべて同じ速度を持っており、電磁分離マグネットを用いて目的とする核とほぼ同じ A (質量数)/ Z (電荷) を持った RI に分離される。さらにこの中の RI を分離するために、アルミのような薄い板を通過させる。この板を通過するときにエネルギー減衰量は、 Z^2 に比例するので通過後は Z に応じて違った速度に分離される。従って、各粒子の一定距離間の『飛行時間 (ToF)』を測定すれば RI の弁別を行うことができる。この弁別の決定精度、つまりは質量の決定精度は、ToF 検出器の時間分解能と 2 つの検出器間の距離に大きく依存している。現在のシンチレーター等を用いた ToF 検出器では、100 ピコ秒程度の時間分解能が限界であり、十分な質量決定精度を持つためには十分な飛行距離を持たせる必要がある。しかしながら、この様な飛行距離の確保は、実験室のスペースから困難であり、優れた時間分解能をもつ ToF 検出器の開発が重要である。そこで、我々は、ストリークカメラを応用した高時

間分解能 ToF 検出器の開発を行っている。

ストリークカメラは、極めて短時間のうちに生じる発光現象等の物理現象を捉える超高速粒子検出器である。測定対称からの強度の時間的変化を優れた時間分解能で測定するだけではなく、強度の空間分布も同時に測定できる能力を有する [2]。ストリークカメラを用いた研究として、半導体光物性における分光装置 [3]、各種パルスレーザーの研究 [4],[5]、光ソリトン通信や量子デバイスの応答測定 [6] 等に用いられており、1 ピコ秒を切る卓越した時間分解能を持つカメラも開発されている [2]。この原理を RI (重イオン) ビームの速度測定に応用し、10 ピコ秒の時間分解能を有する ToF 検出器、「RI (重イオン) 速度測定システム」を構築することが本研究の目的である [8]。

2 重イオン速度測定システム

2.1 検出器

図.1に我々が構築しているストリークカメラを用いた「RI (重イオン) 速度測定システム」のブロック図を示す。

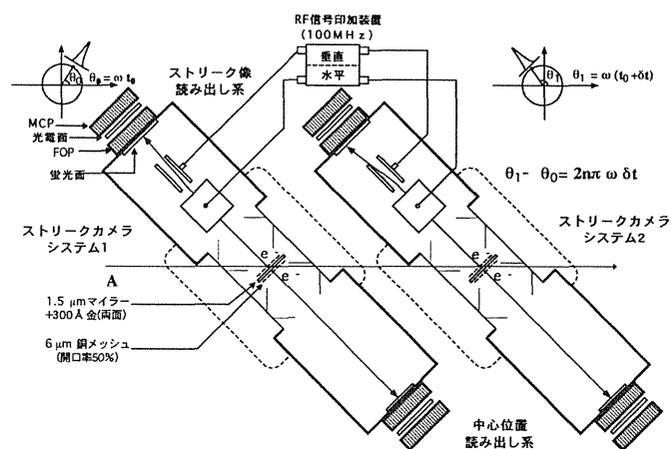


Figure 1: 「重イオン速度測定システム」のブロック図

本システムは全く同じストリークカメラシステム 2 台からなり、RI (重イオン) の入射軸に対して 45° 傾いて設置される。

- 各々のストリークカメラの中心には、 $1.5\mu\text{m}$ のマイラーに、両面 300\AA の金蒸着した直径 30.5mm のターゲットが置かれおり、RI(重イオン)との衝突によって2次電子を生じさせる目的として使われる。このターゲットによって、ストリーク像読み出し側と中心位置読み出し側にわけられる。ターゲットの有効面積は、入射 RI ビームに対して 10mm^2 である。
- 開口率 50%、線幅 $6\mu\text{m}$ の 2 枚の銅メッシュがターゲットから 2.7mm 離れた所に置かれ、重イオンとの衝突によって生じた2次電子を加速する目的として使われる。
- ストリーク像側では、加速された電子は Focus 電極によって集束され、水平電極、平行電極によって掃引され蛍光面 (P-47) に結像される。この時に2次電子は、可視光に変換される。生じた可視光は、Fiber Optics Plate (FOP) を通り、バイアルカリ光電面に入射し光電子を放出する。
- 放出された光電子は、マイクロチャンネルプレート (MCP) によって増幅され次段の検出器により読み出される。
- 一方、中心位置読み出し側では、放出された2次電子はそのまま加速、結像され、掃引されることなく蛍光面 (P-47) に結像される。ストリーク側と同様に可視光 - 光電子に変換され、MCP により増幅されて次段の検出器により読み出される。

本システムでは、FOP と光電面は光学結合されているため、光電面以降の検出器部分は取外し可能となっている。よって、次段の位置読み出しは目的に応じ、最適な検出器が選択される。

2.2 測定原理

「RI(重イオン)速度測定システム」の測定原理を以下に示す。

1. ストリークカメラシステム 2 台のストリーク像読み出し側では、同位相 RF 電圧 128V 、 410V がそれぞれ水平、平行電極に 100 メガヘルツで印加され、サーキュラスキャンを行う。
2. RI (重イオン) が 1 台目のストリークシステムを時刻 T_0 で通過すると RI (重イオン) とターゲットの相互作用により2次電子が生じる。この2次電子は、 10^6V/m の高電界をもつ加速電極(ターゲット - メッシュ間)によ

り加速される。ストリーク像側では、水平・平行電極に入射し円掃引されてストリーク像として $\theta_0 = \omega t_0 = \omega (T_0 + T_F + C)$ に出力される。ここで、 T_F は、2次電子の飛行時間、 C は定数である。一方、中心位置読み出し側では、RI(重イオン)の通過点が像として検出される。

3. この重イオンは、距離 L 間を δt 秒かけて飛行し、2台目のストリークシステムに入射する。この時のストリーク像は、 $\theta_1 = \omega (t_0 + \delta t) = \omega (T_0 + T_F + C + \delta t)$ に出力される。
4. 2台のストリークカメラの中心位置読み出しによって、ストリーク像の中心位置を求め、位相差 $\theta_1 - \theta_0$ を計算することによって、 δt が求まり、距離 L から重イオンの速度を導出し、速度(質量)の同定を行う。

ストリークカメラの時間分解能 ΔT (半値幅)は、一般に次式によって表される。

$$\Delta T^2 = \Delta T_e^2 + \Delta T_f^2 + \Delta T_p^2 \quad (1)$$

ここで、 ΔT_e 、 ΔT_f 、 ΔT_p はそれぞれ2次電子の初速度分布に起因する時間の広がり、偏光電界に起因する走行時間差の広がり、空間分解能に起因する時間の広がりを表す。 ΔT_e は、半経験式から、

$$\Delta T_e = 2.34 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{\Delta \epsilon}}{E}, \quad (2)$$

と表される [7]。ここで、 $\Delta \epsilon$ は、ストリーク管軸方向の2次電子のエネルギー分布 (eV FWHM) であり、 E はターゲット近傍の加速電場 (V/m) である。金から生じる2次電子のエネルギー広がりを 10eV 、加速電場を 10^6V/m とすると、初速度分布の広がりに起因する時間の広がり $\Delta \epsilon$ は約 7.4 ピコ秒となる。しかしながら、これはシングルエレクトロンを対象とした場合である。実際の測定では、RI(重イオン)の通過によって数十個の2次電子が期待されることから、分解能の向上が望まれる。偏光電界に起因する走行時間差の広がり ΔT_f は、現状のストリークカメラでは 1 ピコ秒以下であることが期待される。ストリーク像のスポット径 w を $50\mu\text{m}\phi$ (FWHM)、RF 周波数を 100 メガヘルツ、サーキュラスキャンの直径を 16mm とすれば、外周約 50mm となり、1周の掃引速度 v は 5×10^6 mm/s となる。空間分解能に起因する時間の広がり ΔT_p は $\Delta T_p = w/v$ と表され、上記の値を用いると約 10 ピコ秒である。これらから、本システムで期待される時間分解能 ΔT は、約 13 ピコ秒となり、従来の ToF 検出器と比べて約 10 倍の時間分解能を持つことが期待される。

3 特性試験

現在、このRI(重イオン)速度測定システムを浜松ホトニクス株式会社と共同で開発しており、1台のストリークカメラシステムの特性試験を行った。図. 2に本試験で使用したストリークカメラシステムを示す。本試験においては、MCPからの増幅電子を蛍光面に入射させそこからの光をFOPを介してCCDで読む装置を用いた。これらは、一般のイメージングインテンシファイアと同じ原理である。本試験で用いた、CCDカメラの1秒あたりの最大フレームレートは、18フレームである(2×2ビン時)。

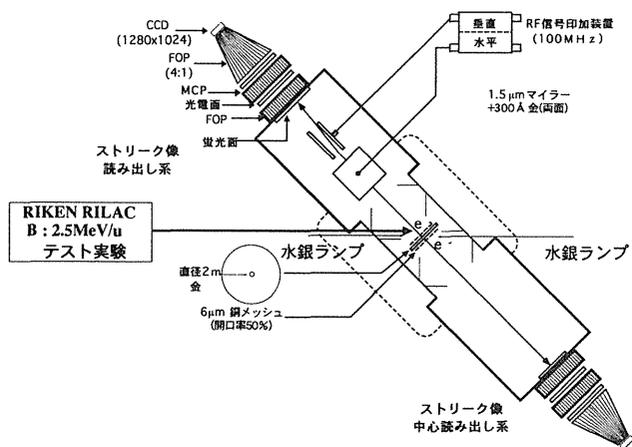


Figure 2: 「ストリークカメラシステム」

3.1 水銀ランプを用いた動作試験

1台のストリークカメラシステムのターゲット部に直径2mmの金を蒸着し、そこに水銀ランプを照射し、そこから出る光電子を用いて、ストリーク像側のRF印加装置と中心位置読み出し装置の動作試験を行った。

図.3に中心位置読み出し側、図.4にストリーク側のイメージを示す。ストリーク側の像が円ではなく楕円になっているのがわかる。これは、ストリーク側掃引の垂直電極、水平電極にRF信号を印加した時、これらがお互いに干渉し、位相が制御できないことによる。この問題はチャンバ内にシールドを行えば、かなりの干渉の減衰になることが実験にて確認されており、今後チャンバ内のシールドによって解消される。

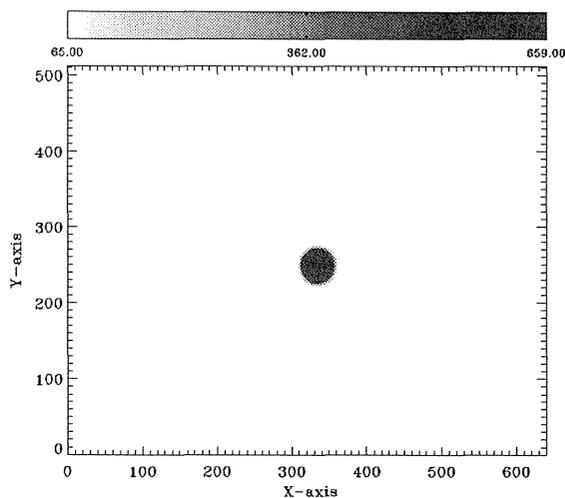


Figure 3: ターゲット部に直径2mmの金を蒸着し、そこに水銀ランプを照射した時の中心像

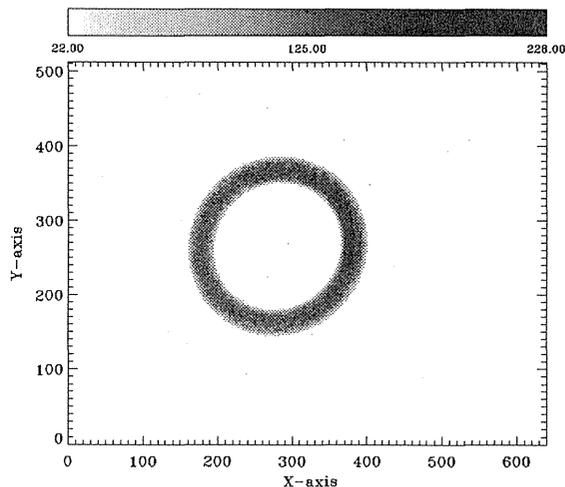


Figure 4: ターゲット部に直径2mmの金を蒸着し、そこに水銀ランプを照射した時に得られたストリーク像

3.2 $^{10}\text{B}, 2.5\text{A MeV}$ を用いた動作試験

理化学研究所の直線加速器(RILAC)を用いて、2.5A MeVの ^{10}B ビームを同システムに照射し特性試験を行った。ターゲットは1.5µmのマイラーに両面300Å金蒸着されたものを使用した。図.5にビーム調整前の中心読み出し像、および図.6にストリーク像を示す。ビームは、中心側の像から縦方向に約3.8mm、横方向に約12.5mm広がっているのがわかる。一方、ストリーク側では、これらのスポットが作るストリーク像を観測することができた。ビームのプロファイルモニターにZnS粉末を塗ったAlを使用し、そこか

らの発光を TV カメラでモニターしたイメージでは、この様なビームスポットの特性を見ることは困難である。しかしながら、本システムの中心読み出し装置は、ビームモニターとしての機能を十分に備えていることがわかる。この特性を利用して、ZnS 粉末を塗った Al を使用せず、ほぼリアルタイムでビームスポットの大きさの調整を行うことが出来た。

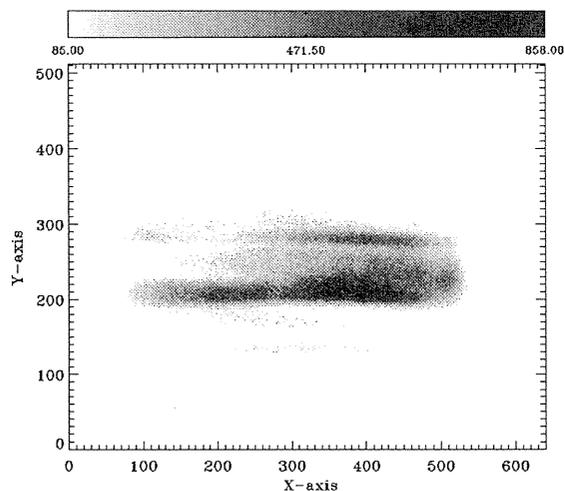


Figure 5: 2.5A MeV の ^{10}B ビームをストリークシステムに照射した時の中心像

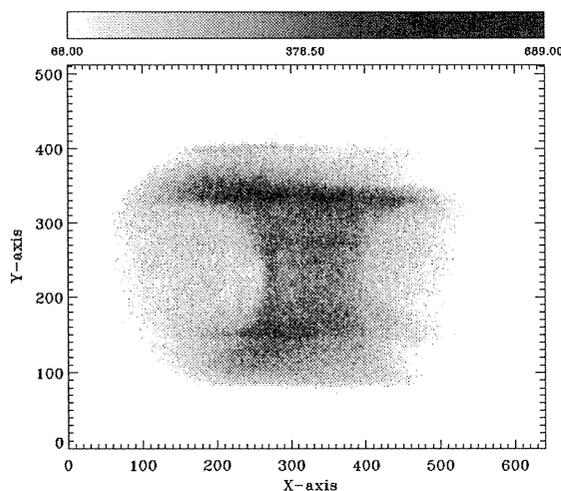


Figure 6: 2.5A MeV の ^{10}B ビームをストリークシステムに照射した時のストリーク像

図7、8にそれぞれ、ビームスポット調整後の中心読み出し像およびストリーク像を示す。調整後のビームスポットは、直径が約 2mm であり、アテニューエーターの影響によるゴーストも中心読み出し側の像からわかる。一方、この 2 点によるストリーク像も観測することができた。こ

の時のビームレートは約 10^4 個以下であり、1 ミリ秒の幅を持つゲートを約 100 回動作させ、111 ミリ秒積算した。よって、これらの像には、約 1000 個のイベントが含まれる。

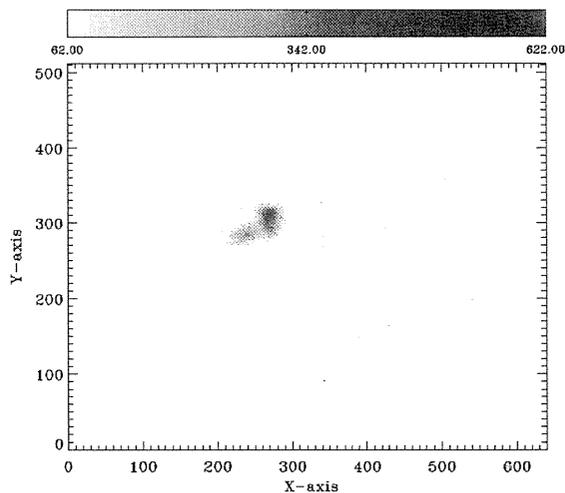


Figure 7: 2.5A MeV の ^{10}B ビームをストリークシステムに照射した時の、ビーム位置調整後の中心像

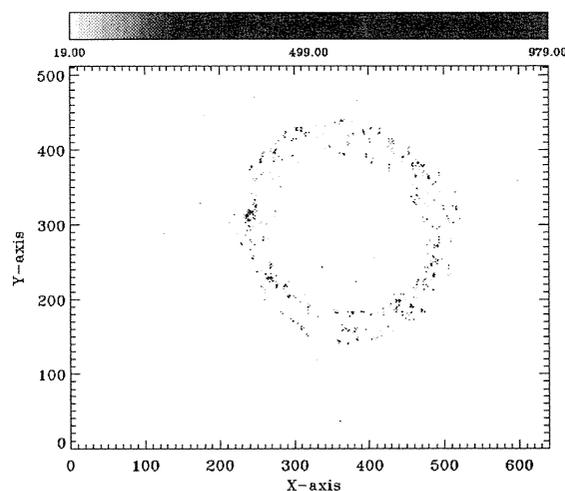


Figure 8: 2.5A MeV の ^{10}B ビームをストリークシステムに照射した時の、ビーム位置調整後のストリーク像

4 まとめと今後の予定

我々は、ストリークカメラを用いた「RI(重イオン)速度測定システム」を開発している。本システムで期待される時間分解能は約 10 ピコ秒であり、従来の ToF 検出器と比べて約 10 倍の時間分解能を持つことが期待される。現在までに、1 台のストリークカメラに対して、水銀ランプおよび

2.5A MeV の ^{10}B ビームを用いて特性試験を行った。その結果、本システムのストリークカメラ側は、100メガヘルツで動作することが確認された。また、2.5A MeV の ^{10}B に対しても十分に感度があることがわかった。今後は、ストリーク像読み出しおよび中心位置読み出し部分の改良を行い、高いカウントレートでの動作試験を行う。また、2台のストリークシステムにより、高エネルギーの RI(重イオン) ビームに対する動作試験を行い、本 RI(重イオン) 速度測定システムの総合評価を行う予定である。

References

- [1] 理研ニュース **210** (1988) 2
- [2] ストリークカメラハンドブック, 浜松ホトニクス株式会社
- [3] 伊藤正、須藤彰三, 固体物理, **Vol. 22** (1987) 795
- [4] M. Serenly et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50** (1987) 13
- [5] S. Aoshima and Y. Tsuchiya, *The Review of Laser Engeneering.*, **14** (1986) 316
- [6] S. Aoshima and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **22** (1988) 1406
- [7] V. V. Korobkin, A. A. Maljutin, and M. Ya. Schelev *J. Photogr. Sci.*, **17** (1969) 179
- [8] 谷畑勇夫、門叶冬樹、森本幸司、山田 聡
1998年度 HIMAC加速器共同研究報告会議
事録

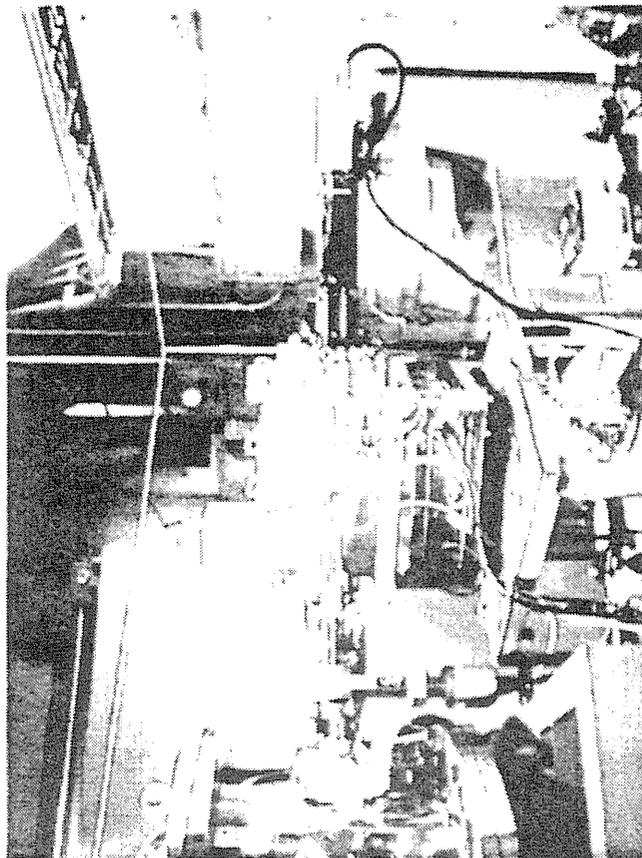
ラジオアイソトープ(RI)

極く微量で検出可能

トレーサー、マーカー
医療、農業、工業、環境、
物理、生物、化学、etc.

ストリークカメラを用いた
RI(重イオン)速度測定システム

門叶冬樹^a、谷畑勇夫^a、森本幸司^a、
山田 聡^b、西村美月^a、加藤俊幸^{a,c}
a. 理化学研究所、 b. 放医研重粒子、 c. 早大理工



RI(重イオン)ビーム

高エネルギー、多種類、大強度

RIインプラネーション

物性、生物、医療への
応用研究

不安定核RIの生成、反応確率、
寿命などの測定

元素起源の解明研究

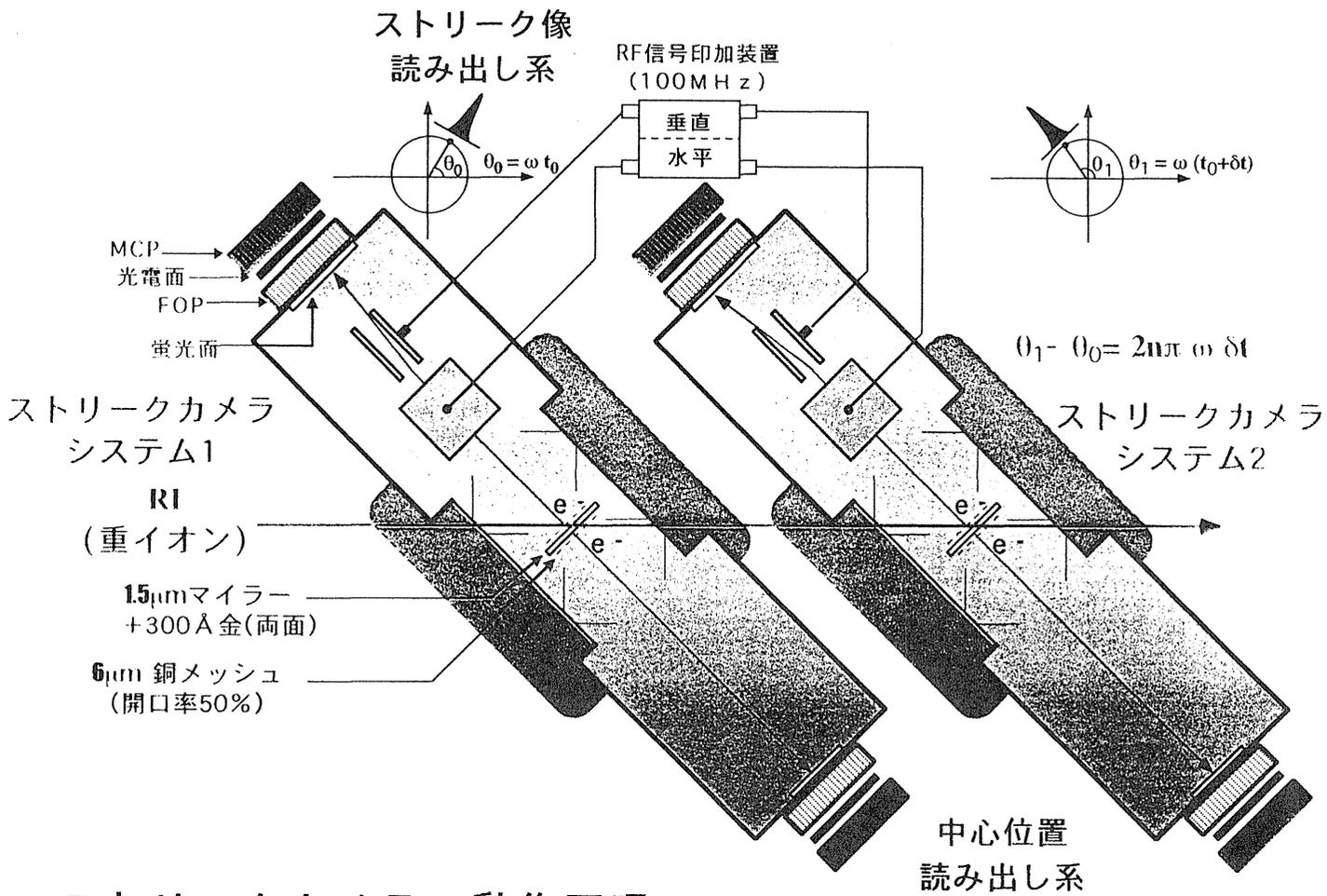
RI(重イオン)ビームの質量の同定、粒子の識別

飛行時間法 (Time of Flight)

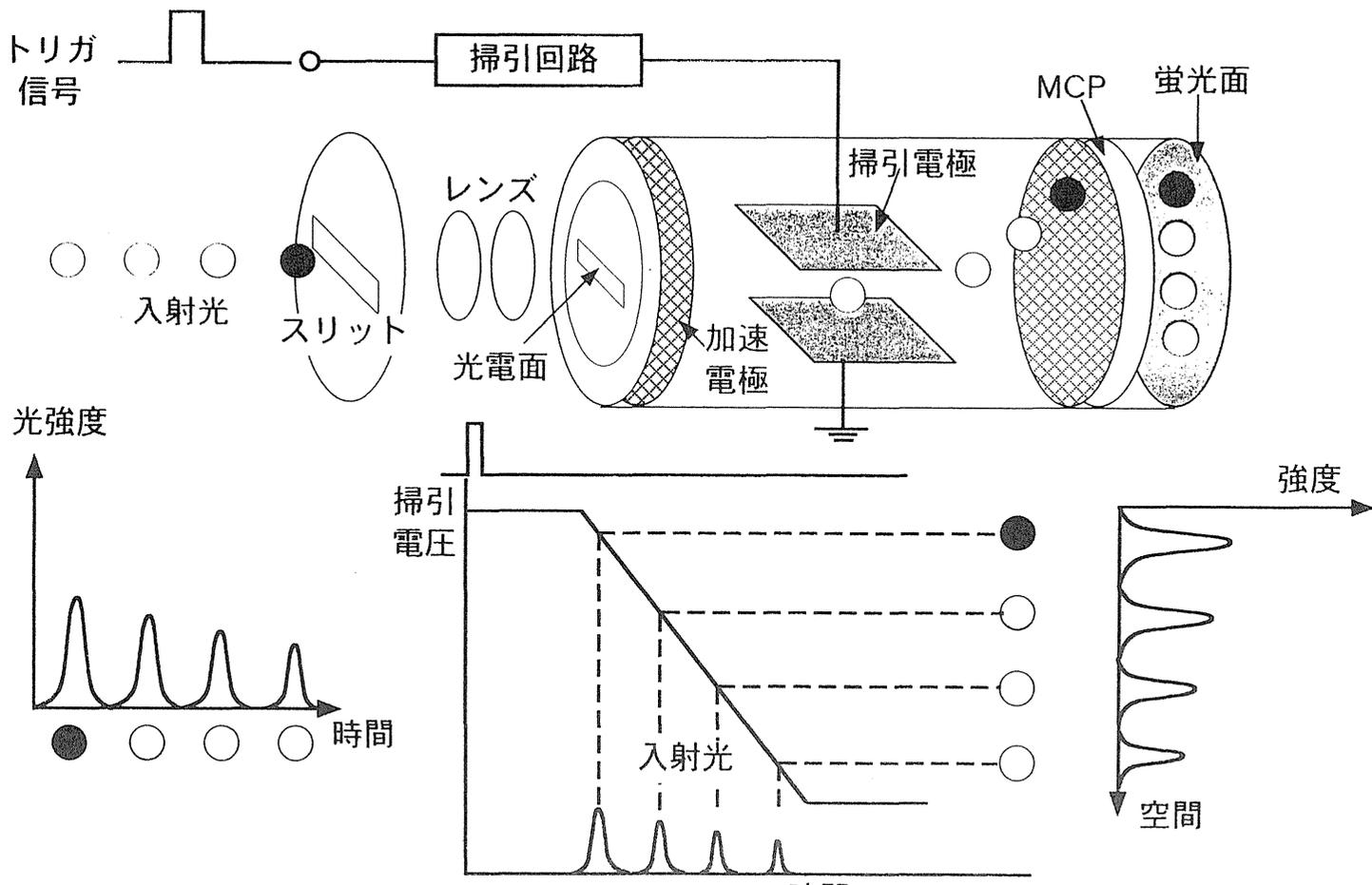
100ピコ秒が限界
プラスチックシンチレーター
MCP

「粒子識別のために数10mの飛行距離が必要」

10ピコ秒の時間分解能を
持つToFシステムの構築



ストリークカメラの動作原理



ストリークカメラシステムの 時間分解能 ΔT

$$\Delta T^2 = \Delta T_e^2 + \Delta T_f^2 + \Delta T_p^2$$

ΔT_e ・・・2次電子の初速度分布に起因

$$\Delta T_e = 2.34 \times 10^{-6} \frac{(\Delta \varepsilon)^{1/2}}{E}$$

$\Delta \varepsilon$: 2次電子のエネルギー分布: 10eV

E: ターゲット近傍の電場: 10^{-6} V/m

$$\Delta T_e = 7 \text{ピコ秒}$$

ΔT_f ・・・偏向電界に起因する走行時間差の広がり

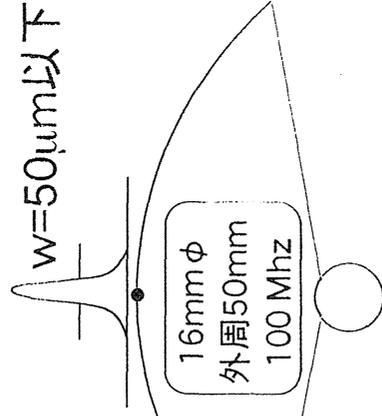
$$\Delta T_f = 1 \text{ピコ秒以内}$$

ΔT_p ・・・空間分解能に起因

$$\Delta T_p = w/v$$

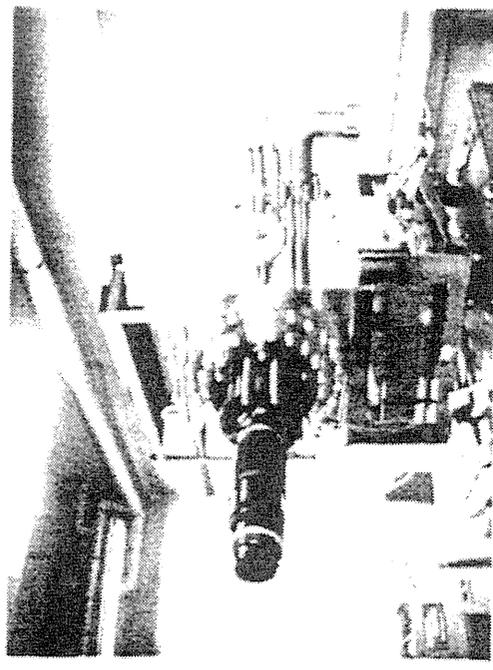
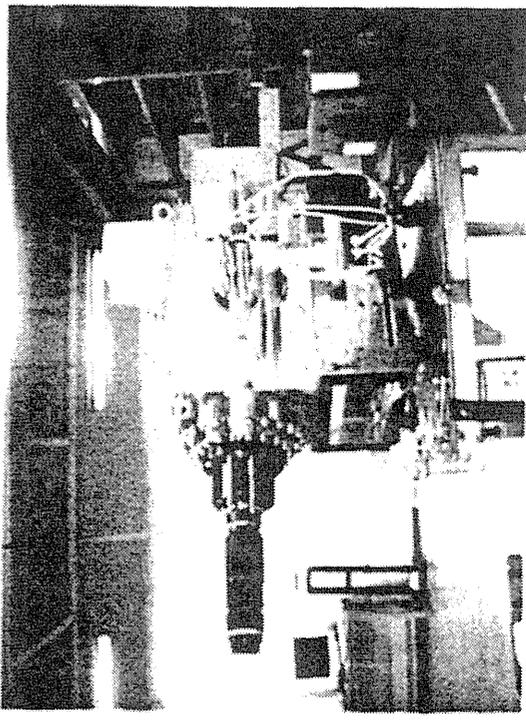
$$= 10 \text{ピコ秒以内}$$

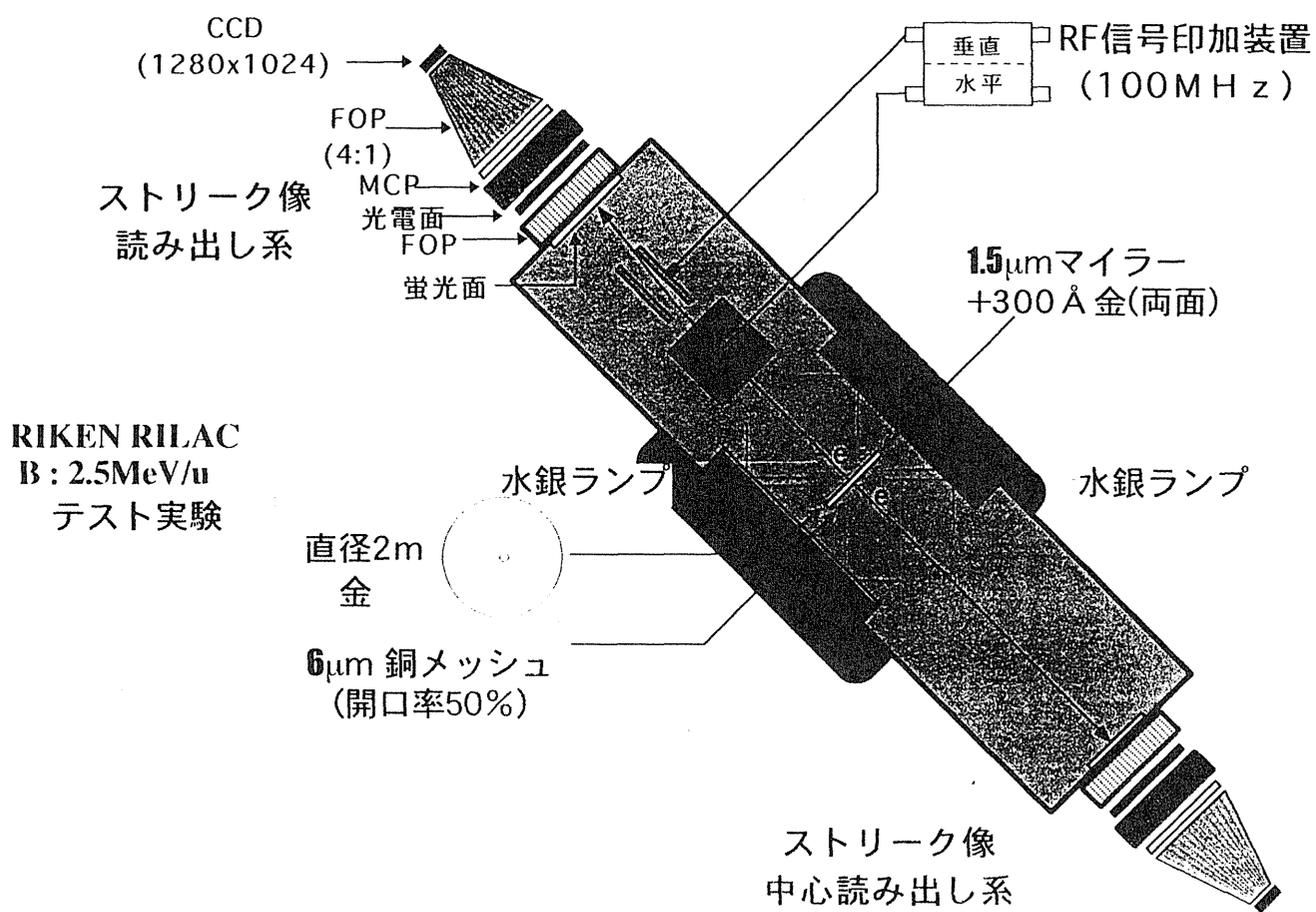
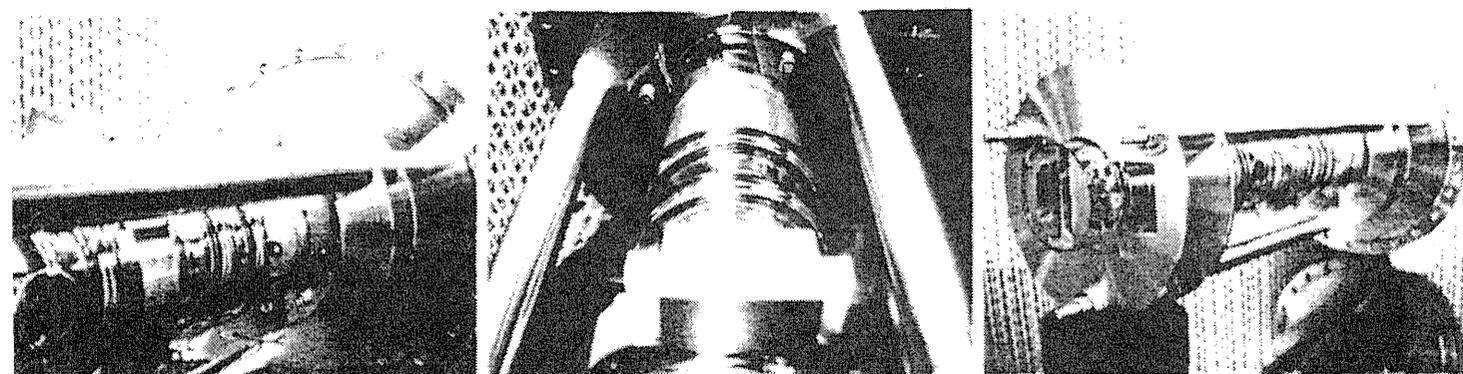
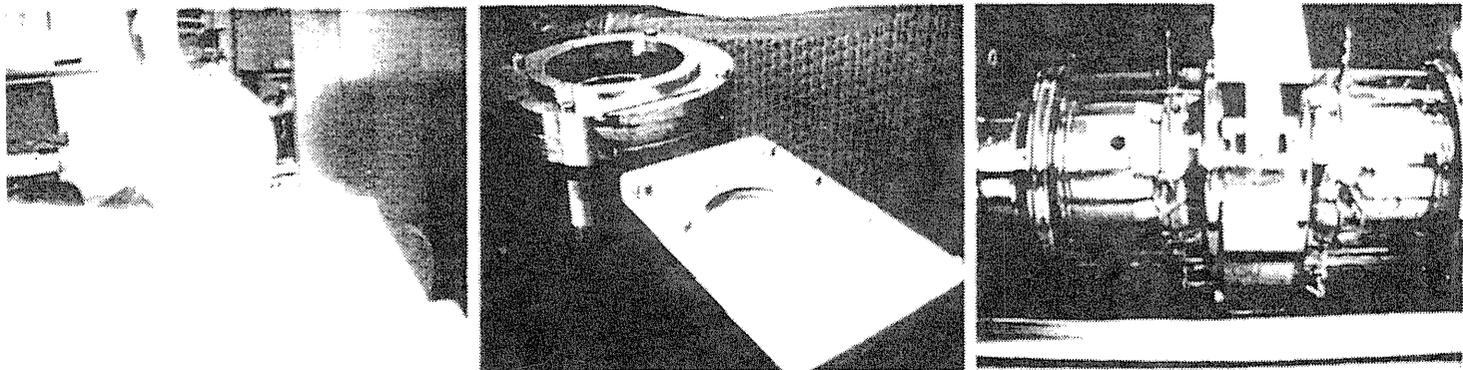
$$v = 5 \times 10^6 \text{ mm/s}$$



$$\Delta T \approx 10 \text{ピコ秒}$$

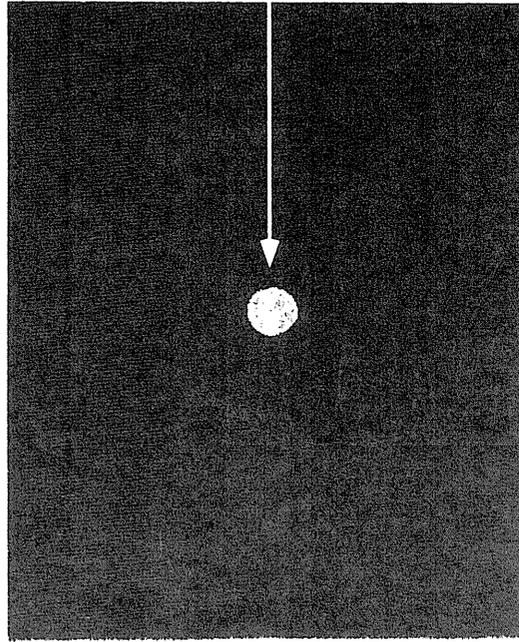
ストリークカメラシステム



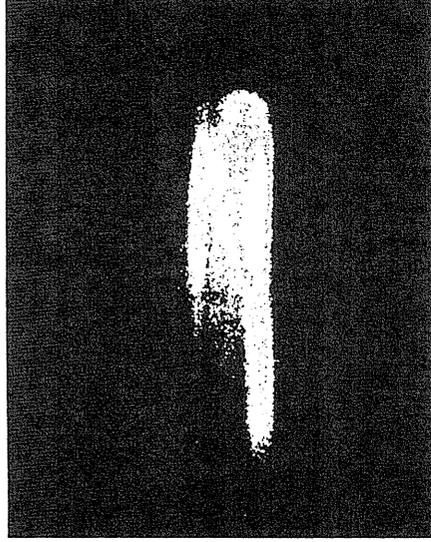


水銀ランプを用いた動作試験

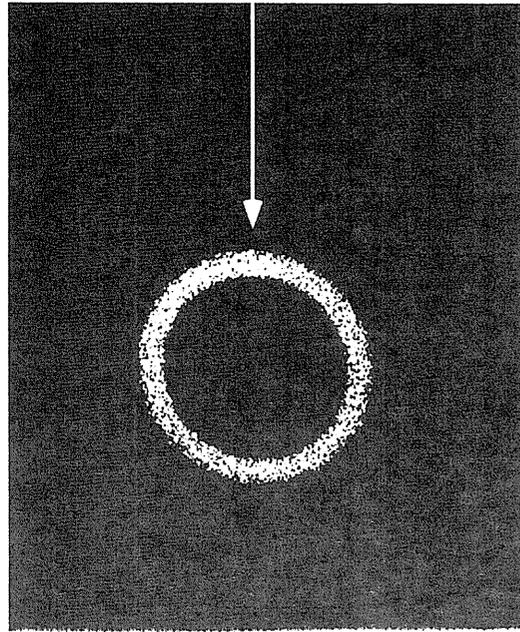
RIKEN RILAC ^{10}B 2.5A MeV
を用いた動作試験



中心位置
読み出し側
直径2mm

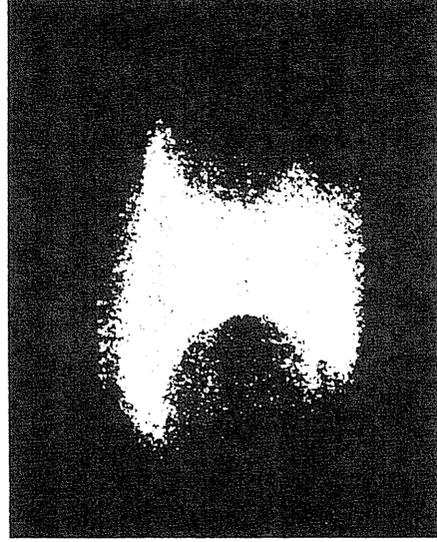


ビームの広がり
縦: 約3.8mm
横: 約12.5mm

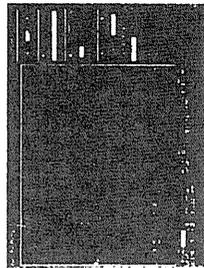


ストリーク像側
RFの相互干渉
により、楕円

ZnSでは、モニター不可能



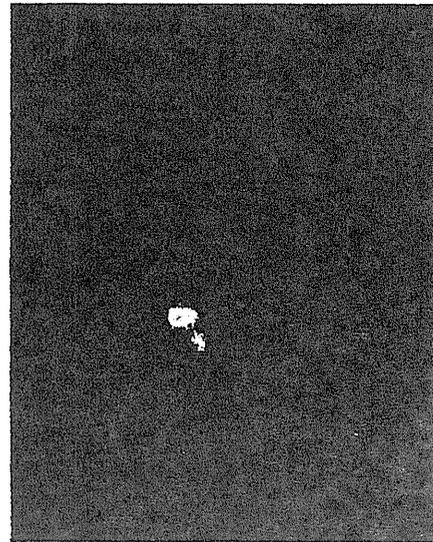
ストリーク像側
広がったビームの
ストリーク像が確認



チェンバー内のシールドに
より改善の予定

RIKEN RILAC ^{10}B 2.5A MeV
を用いた動作試験

ビーム調整後。約1000eventのイメージ
CCD 111ミリ秒積算



中心位置読み出し側

今後の予定

・ 2台のシステムを用いての評価試験

・ 本システムの中心位置読み出し、および
ストリーク像読み出しの改良。

まとめ

・ ストリークカメラを用いた「RI(重イオン)速度
測定システム」の開発中

・ 本システムで期待される時間分解能は約10ピコ秒
・ 1台のシステムについて、水銀ランプおよび ^{10}B
(2.5A MeV) ビームを用いて動作確認

高速、高位置分解能MCPの導入。

ストリーク像側

MCP計5台・・・5x4000千円

AXAF HRC MCP

100×100 mm²

Pore Diameter: 10μm (68%)

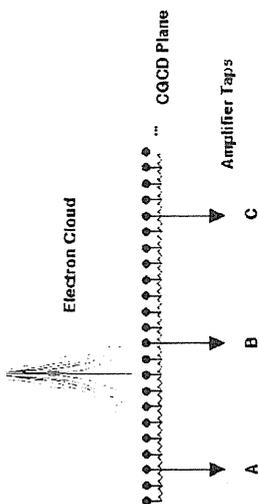
Cross Grid Charge Detector

Grid Wire: 100μmφ
: 200μm Pitch

位置分解能 : 20μm
カウンtrate : 10KHZ

HRC Fine Position Algorithm

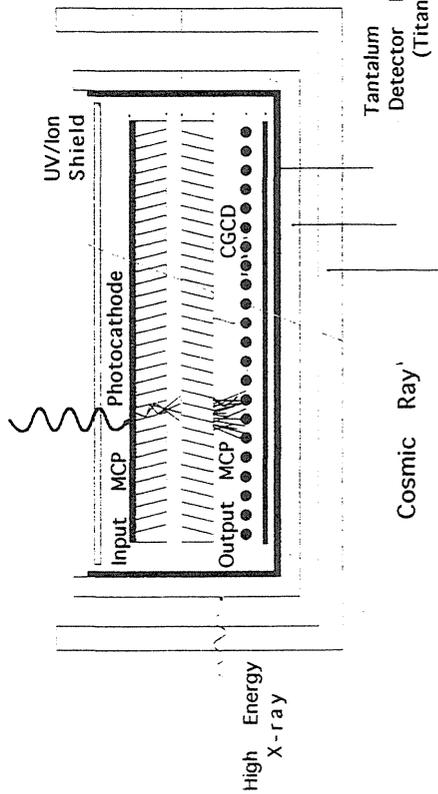
MCP



$$fp = \frac{C-A}{A+B+C}$$

Fine Position

0 V
-32.00
-18.00
-17.50
-3.00
-0.1
0.0



Visible Light Image

X Ray Image

YAS|-X

YAS|-X

Cosmic Ray

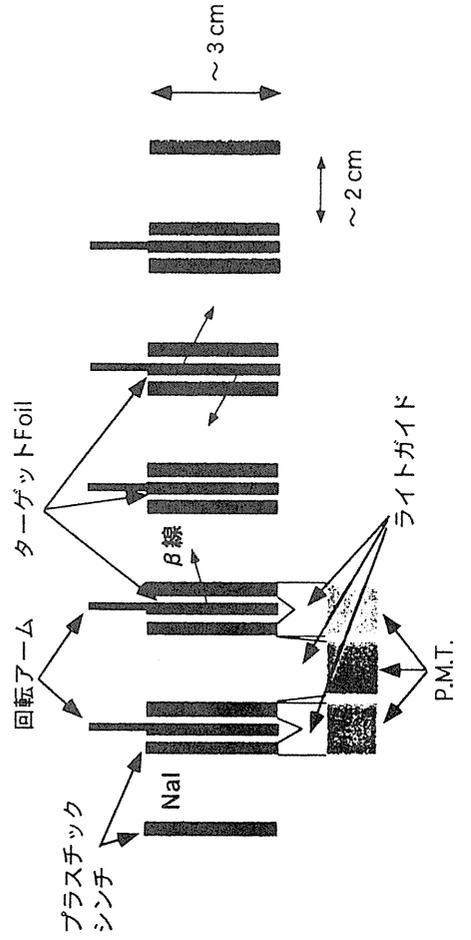
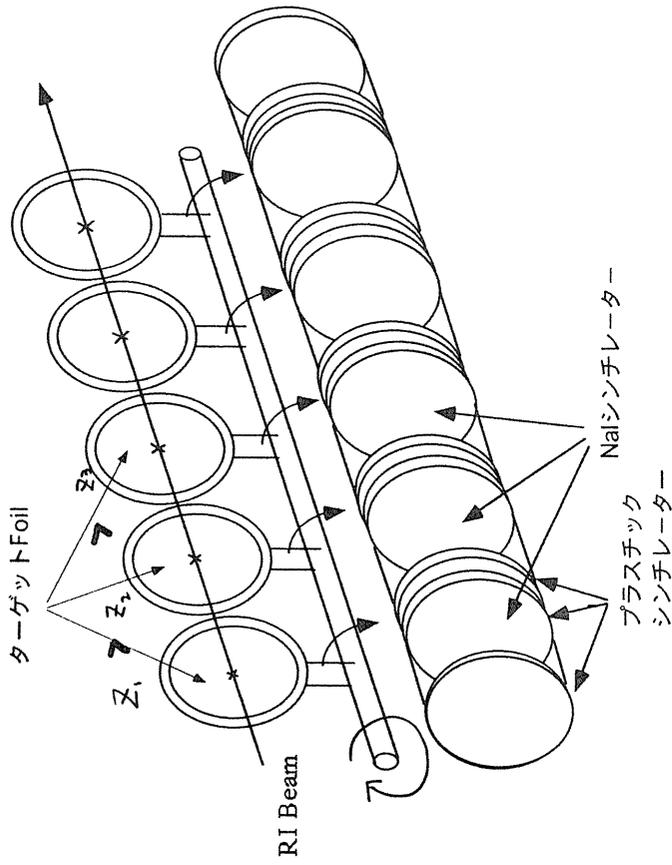
Tantalum
Detector
Housing
(Titanium)

短寿命核半減期測定装置の開発

森本 幸司¹、門叶 冬樹¹、谷畑 勇夫¹、山田 聡²
 理研¹ 放医研²

目的

RIビームにより生成する短寿命核（～1秒）の半減期測定装置の開発



開発計画

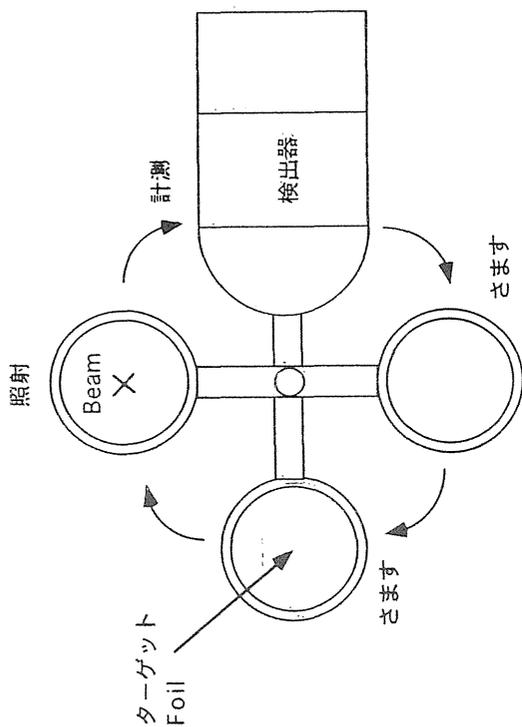
○ 本研究の開発期間は、2年

をめぐとしていいる。

- 一年目 * 検出部及び駆動部開発
- 二年目 実際のビームにおける実験と
行い完成をめぐす。

○ 開発費の概算

- 検出部及び駆動部製作に
約 500万円



電子蓄積リング (KSR) の開発とレーザーアンジュレーター放射光の基礎研究

京都大学化学研究所 野田章、井上信、岩下芳久、白井敏之、森田昭夫
 放射線医学総合研究所 金沢光隆、熊田雅之、取越正巳*、野田耕司、山田聡 (*所内対応者)
 高エネルギー加速器研究機構 中島一久
 広島大学先端物質科学研究科 小方厚

1. 電子蓄積リングKSRの現状

京都大学化学研究所附属原子核科学研究施設では、放医研との共同研究により100 MeV ディスクロード型電子線形加速器を入射器として、最高エネルギー300 MeVの電子蓄積リングKSRの建設を進めてきた(図1参照)。

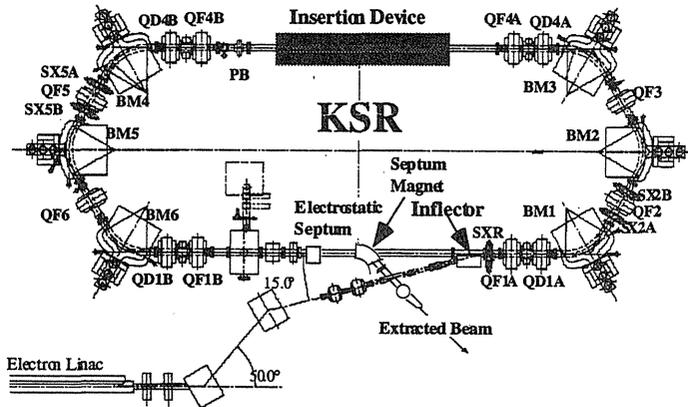


図1 KSRのレイアウト

平成10年末の現時点で、入射器からリングに至るビーム輸送系の建設が完了し、近々ビームのリングへの入射テストを開始する予定であり、年度内にはビーム蓄積を開始したい。

2. KSRのストレッチャーモード

上述の100 MeV電子ライナックはKSRの入射器として想定されているため、パルス幅および繰り返し

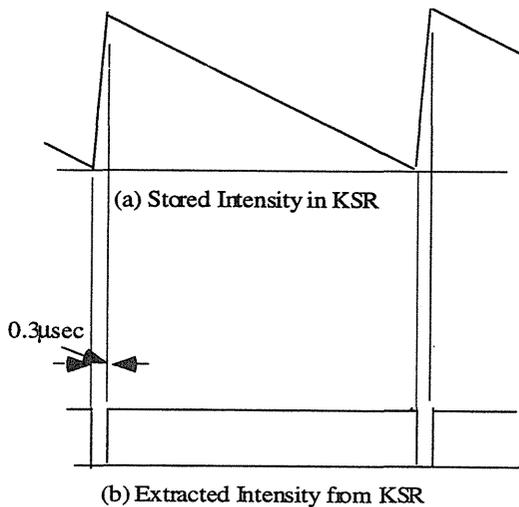


図2 KSRのストレッチャーモード オペレーション

を行うストレッチャーモードを考慮しており、現在科学研究費の基盤研究Aの補助を受けて、準備を進めてきており、今年度は、取り出しビームをリング外へ導くためのセプトム電磁石の製作を進めてきている。

3. レーザーアンジュレーター放射光の基礎研究

相対論的電子ビームとレーザー光のトムソン散乱によりX線が発生するが、この場合レーザー電磁場は電子に双極子運動を引き起こす挿入光源と考えられ、発生するX線はそこからの放射光と考えられるので、レーザーシンクロトロン放射光と称される。レーザーを用いることにより、挿入光源の周期が非常に短くでき、低い電子エネルギーでも高いエネルギーのX線が発生することが可能となる。我々は、波長10 μmの炭酸ガスレーザーを用いることにより、KSR中の132 MeVの電子ビームとのトムソン散乱で、心臓の冠状動脈造影に利用される33 keV X線が発生させることを試みたい。トムソン散乱そのものは既によく知られたプロセスであるが、本研究では、市販の大強度炭酸ガスレーザーを用いて、KSRに蓄積可能な電子ビーム強度で、どの程度の強度の33 keV X線が実現できるかを実験的におさえることを主眼とする。表1に我々の目指すビーム実験の主要パラメータを、図3にレーザーシンクロトロン放射光実験の概念図をそれぞれ示した。

表1 レーザーシンクロトロン放射光実験のパラメーター

電子ビーム	
ビームエネルギー	132 MeV
リング周長	25.7 m
RF周波数	116.7 MHz
ビーム電流	1.00 mA
レーザー	
波長	10 μm
蓄積パワー	1.0 kW
発生放射光	
光子エネルギー	33 keV
光子数強度	$2 \times 10^{11} / s$
放射角	$5.0 \mu rad$

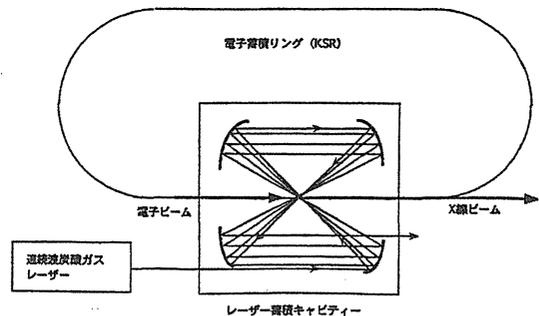


図3 レーザーシンクロトロン放射光実験の概念図

HIMAC 取り出しビームの安定化に向けての基礎研究

京都大学化学研究所 野田章、井上信、岩下芳久、浦壁恵理子、白井敏之、森田昭夫
放射線医学総合研究所 金沢光隆、熊田雅之、取越正巳*、野田耕司、山田聡 (*所内対応者)
日立製作所 電力電機開発本部 平本和夫、秋山浩、乗峯哲朗、梅沢真澄

1. HIMAC 遅い取り出しビームの現状

京都大学化学研究所と日立製作所の共同研究グループは、放医研の加速器グループの 10P-028 において、八極電磁石による照射野拡大の可能性について、実験的な研究を重ねてきた（浦壁による報告参照）。この過程で、RF ロックアウト法を用いてもなお、取り出しビームに若干の位置変動が存在することが判明してきた。この拡大ビームのプロファイルは高精度治療照射用ビームモニターの開発研究（10P-040）で開発された MuSIC (Multi-Strip Ionization Chamber の略) で観測されてきたが、これを用いると 20 ミリ秒毎のタイムウィンドウにおけるビームのプロファイルの観測が可能となる。現在、取り出しビームが約 1.5 秒のビームスピルの間に位置変動していることが定性的には観察にかかっているが、定量的な理解はなされていない。我々は、8 極電磁石による照射野拡大実験において、この時間分割したビームプロファイルの変化を測定することを通じて、取り出しビームの変動を定量的に抑えることが出来るのではないかと考え、データ整理を進めている。

2. 取り出しビーム位置変動の要因

ビームスピルの間での取り出しビーム位置の変動の原因としては、フラットトップにおける四重極電磁石の励磁レベルのゆっくりとした変動が考えられる。これにより、図 1 に示したセパトリックスが変化するため、第一セパタムに飛び込む取り出しビームの角度が変化して、照射点での取り出しビーム位置が変動するものと思われる。これを定量的に理解するためのデータを時間分解で測定したい。具体的には、八極電磁石が変位に敏感であることを利用して、ここでのビームの位置変動を、下流で大きく拡大して MuSIC で検出するという手法をとりたいと考えている。

3. ビームリップルの位相関係の取り出しビームに対する効果

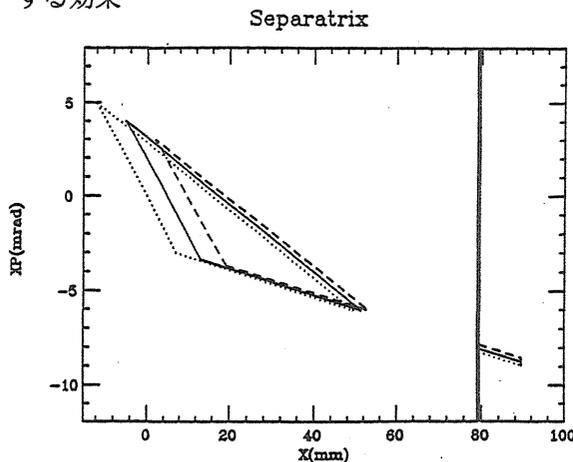


図 1 HIMAC 取り出しビームと Separatrix (K. Noda et al., NIM A374(1996)269-277 より借用)

一般にシンクロトロン の 2 極電磁石電源にリップルが存在する場合、図 2 に示したように平衡軌道のずれを介して、分散関数 η が有限の位置に存在する 6 極電磁石の効果としてチューンを変動させる。一方四重極電磁石の電源リップルは、集束の強さの変化を通じてチューンを変化させる。機能結合型シンクロトロンの場合、2 極電磁石と四重極電磁石の電源は共通なので、そのリップル (δ_d および δ_q) は振幅と位相共に等しいと考えられる ($\delta_d = \delta_q$)。これらの効果は、6 極電磁石が以下の関係を満たすよう励磁されるときキャンセルアウトする。

$$\frac{2}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho^3} + \frac{4B_d\eta}{\rho} - B_4 + B_6\eta = 0$$

ここに、 ρ は 2 極電磁石中の軌道の曲率半径、 η は 6 極電磁石位置での分散関数、 B_4 および B_6 はそれぞれ、

$$B_y = B_d - B_q x - \frac{B_s}{2} x^2$$

における一次と二次の展開係数を magnetic rigidity ($B\rho$) でノルマライズしたものである。この第一の関係式はクロマテシティーをゼロに補正する条件と一致している。HIMAC シンクロトロンにおいては、電源固有のリップルは充分小さくなっているため、2 極電磁石および四重極電磁石電源に外部から同一振幅で同位相のリップルを加えることにより、上記の議論の実験的な検証が可能となる。平成 11 年度は、この実験を試みたい。

参考文献

[1] Kazuo Hiramoto and Akira Noda, Proc. of the 11th Accelerator Science and Technology, Harima Science Garden City (1997) 496-498.

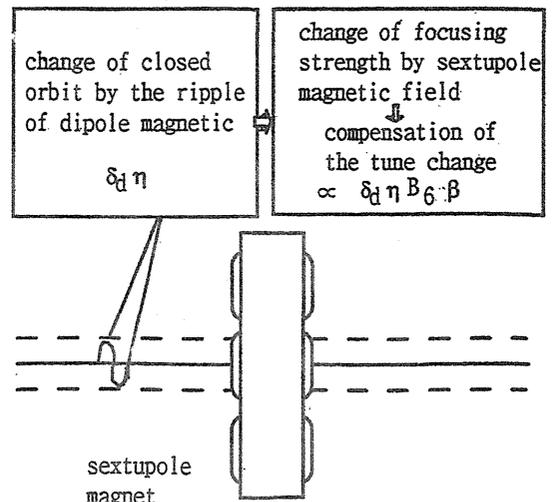
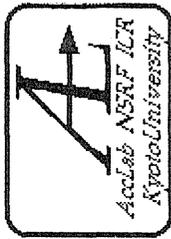


図 2 2 極電磁石電源のリップルによるチューン変化



電子蓄積リング (KSR) の開発
 レーザーアンジュレーター放射光の基礎研究
 H I M A C 取り出しビーム安定化の基礎研究

平成10年12月21日 京大・化研 野田 章
 '98年度H I M A C 加速器共同研究報告会

I. 電子蓄積リングKSRの現状

ビーム輸送系の建設完了
 ビーム一周テスト⇒12月24日 (木) を予定
 年度内にビーム蓄積開始

II. KSRを用いた逆コンプトン散乱の測定

CO₂レーザー (波長10μm) vs 132MeV電子
 レーザー蓄積キャビティ⇒10kW (レーザー加工機
 - 4kW程度の出カを想定)
 33keV X線 (1K吸収端近傍) アンジオグラフィ用

III. H I M A C 取り出しビームの安定化に向けての基礎研究

Current Ripple in Dipole and Quadrupole Magnets の同位相化
 取り出し時の三角形セパトラトリックスのQの磁場変動による
 回転の検出 (八極電磁石の使用が可能か?) と補正

IV. 非同調高周波加速器用によるH I M A C に於ける

加速テスト

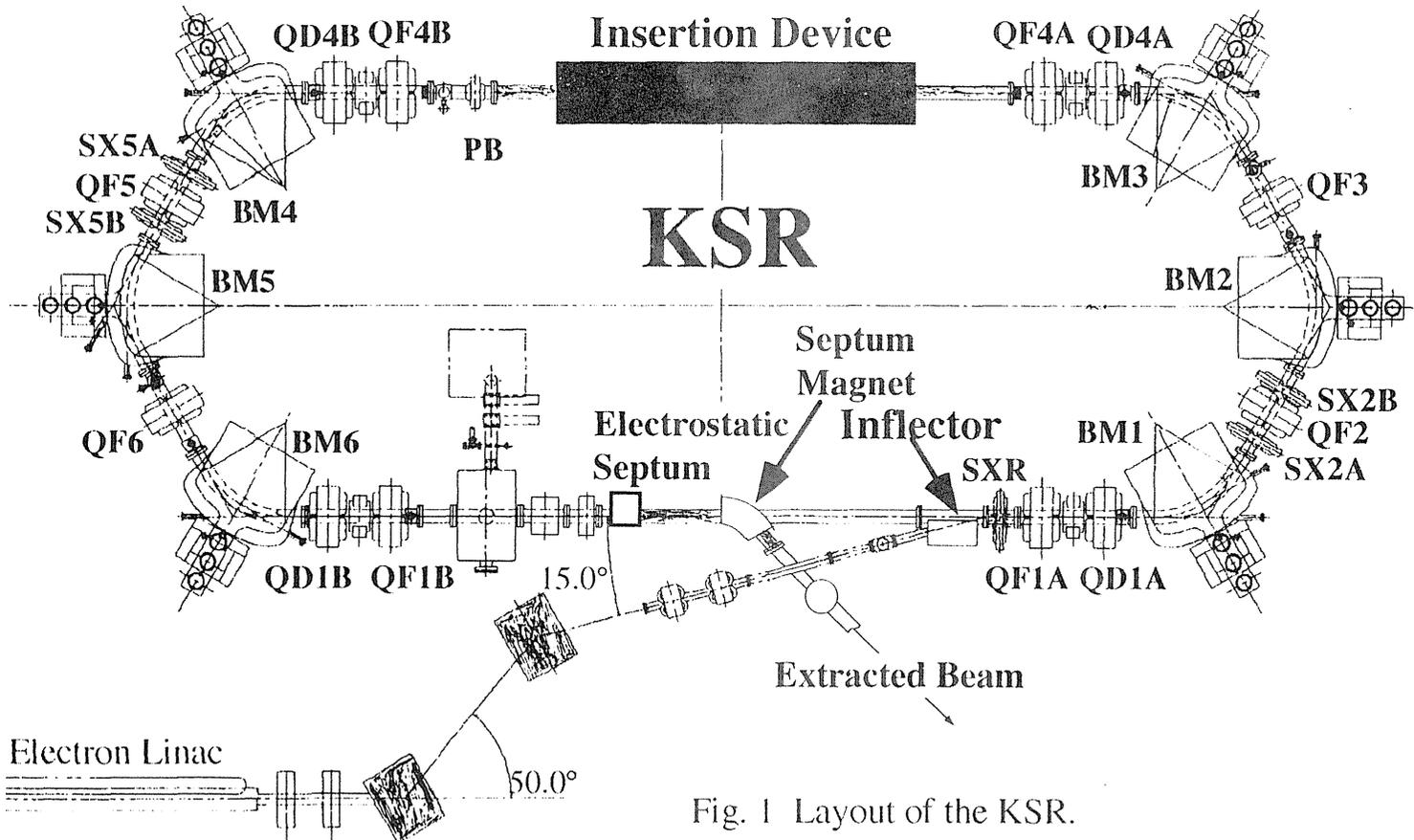
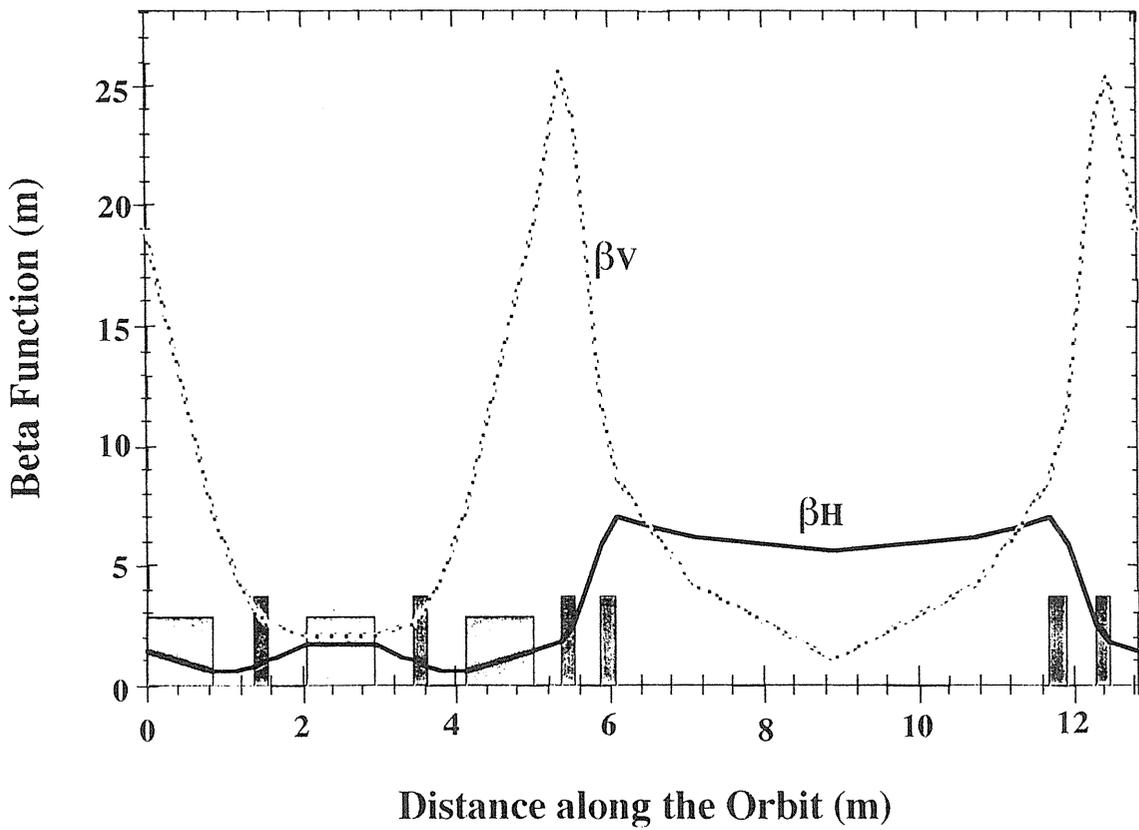
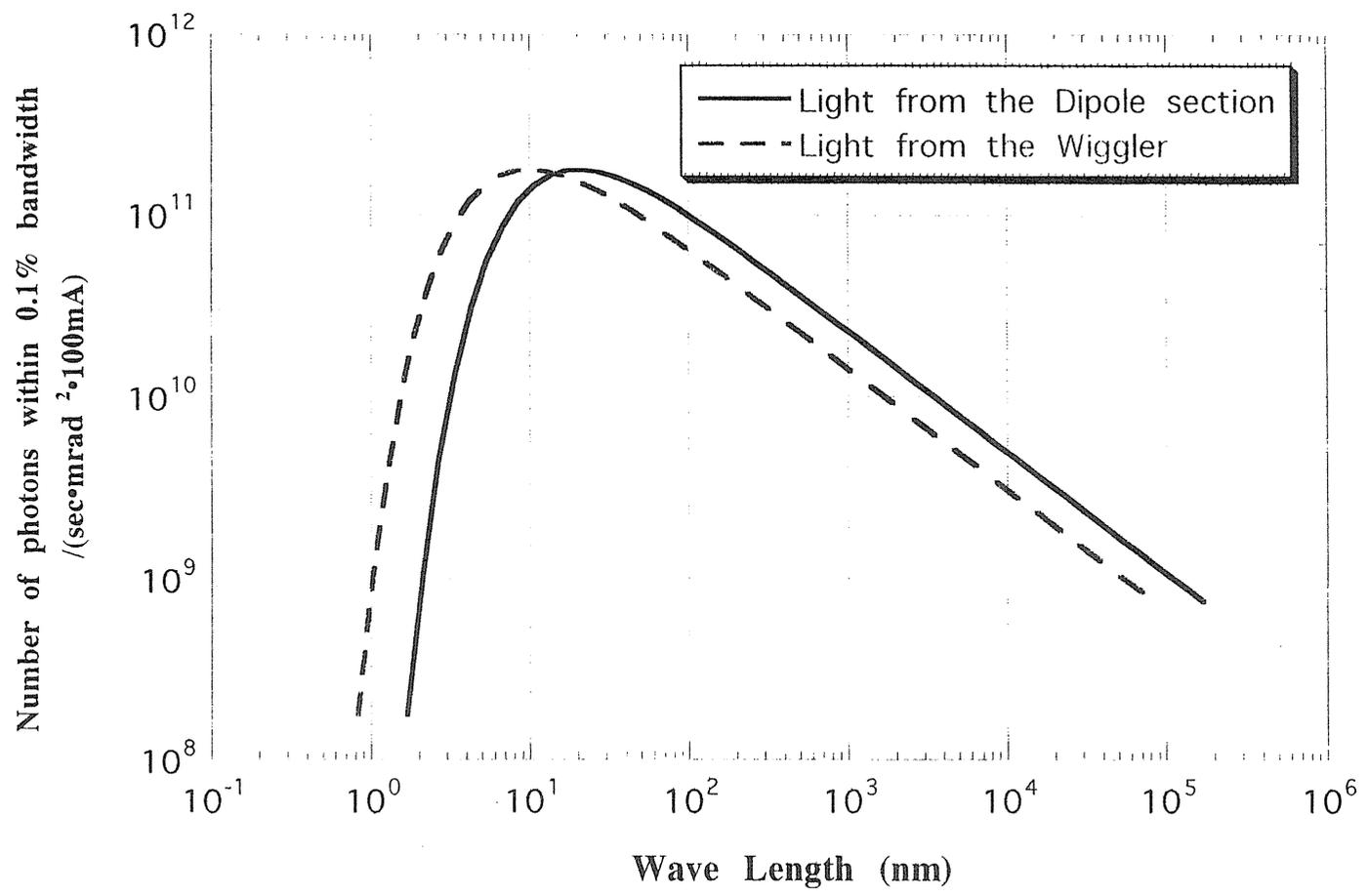
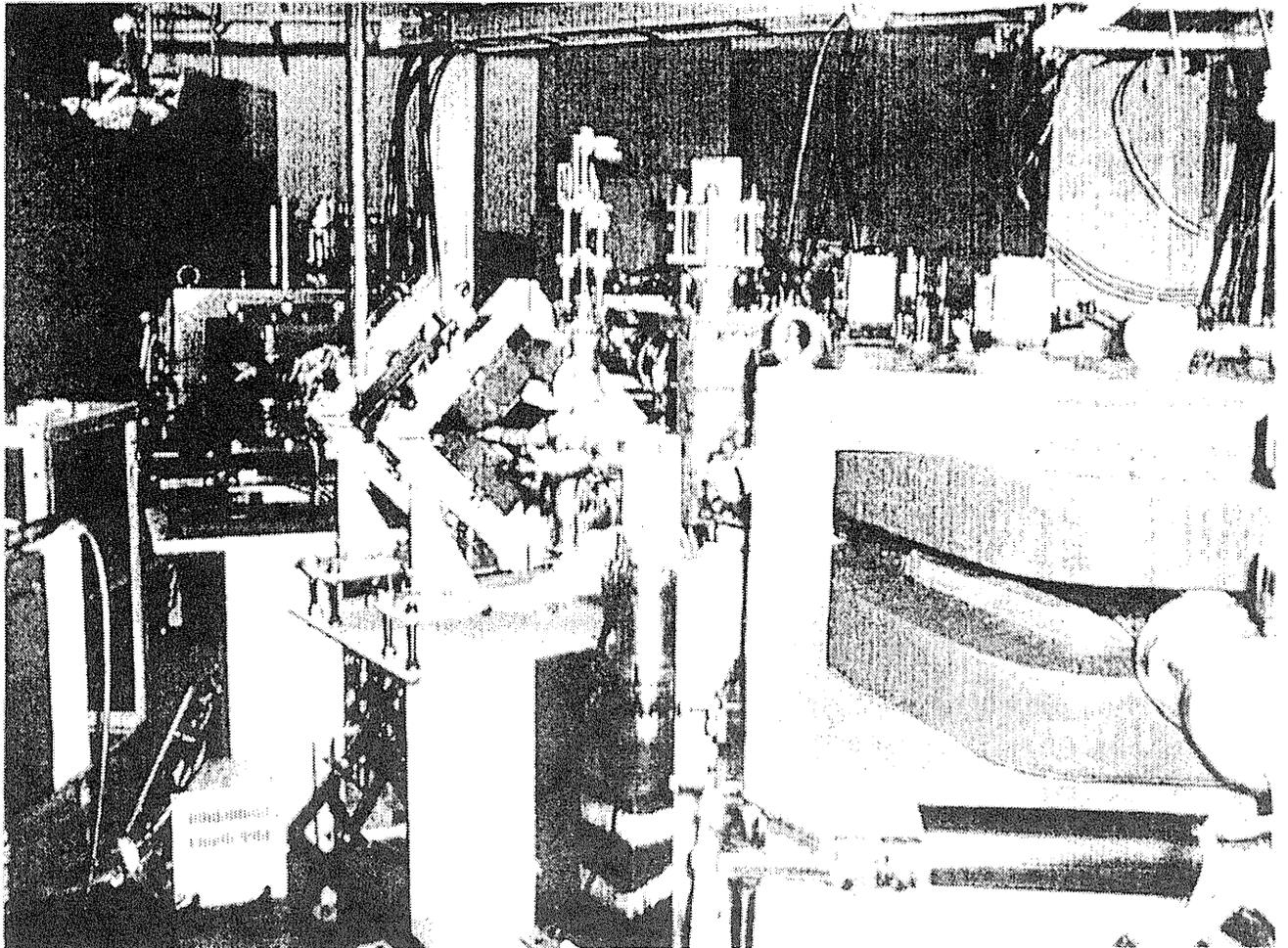
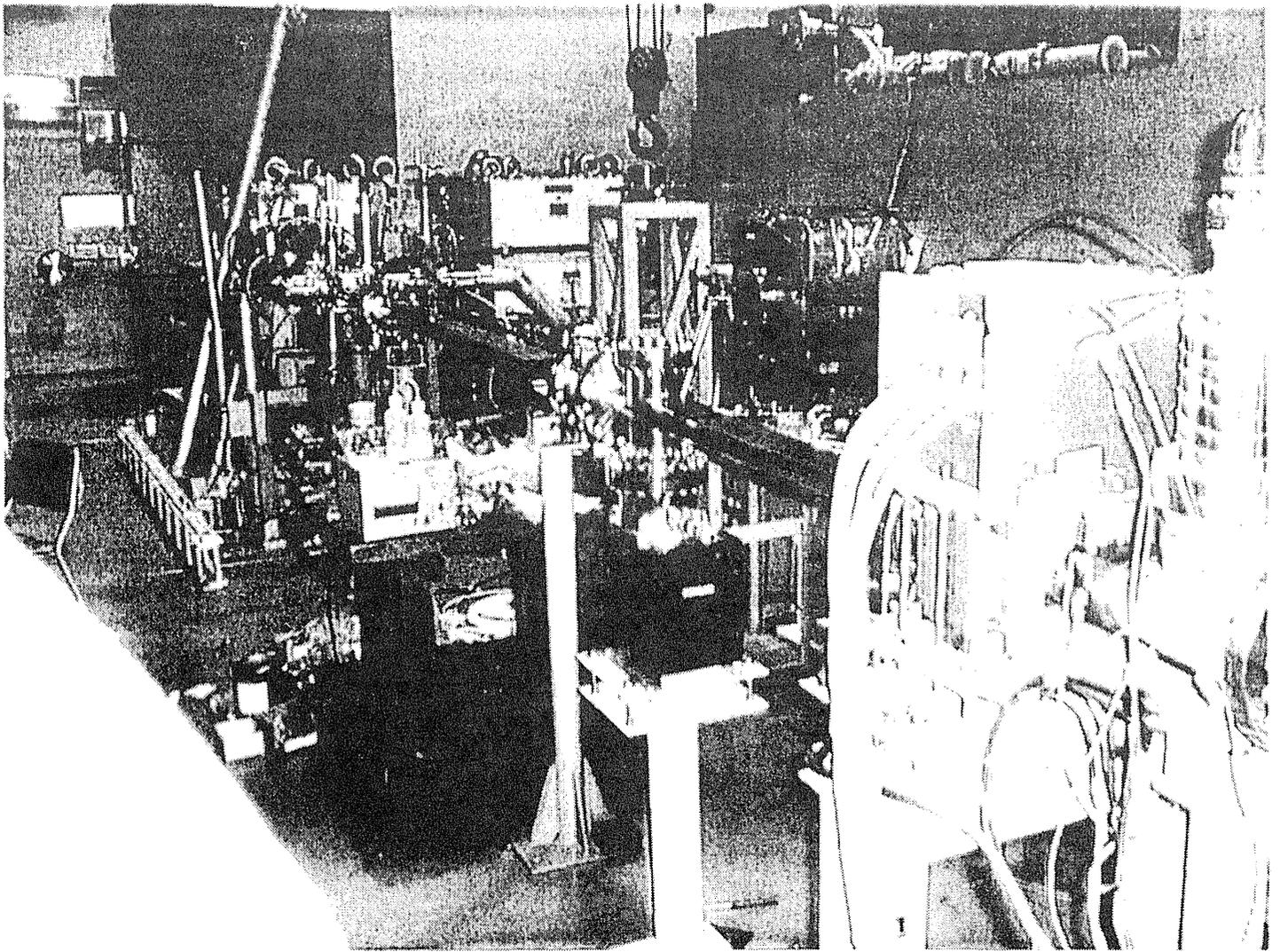


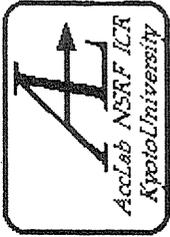
Fig. 1 Layout of the KSR.



Radiation Spectra



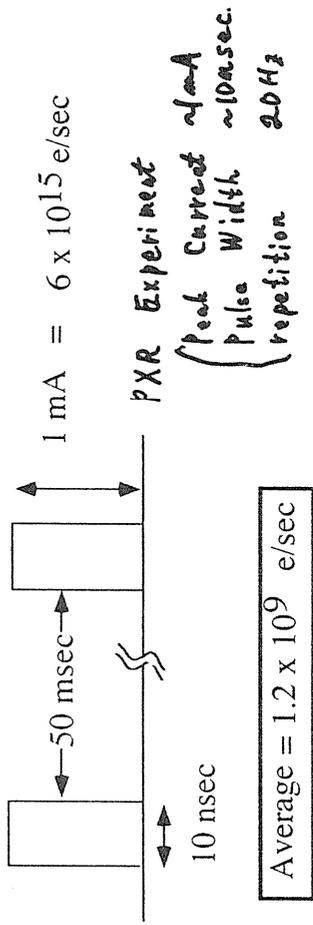




Why Stretcher?

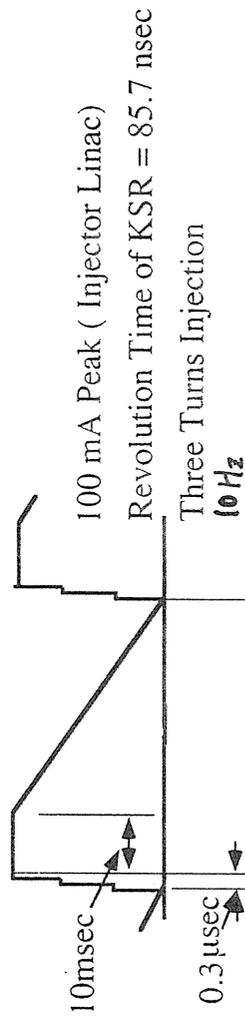
1. Present Experiment (Direct Use of the LINAC Output Beam)

Max. Repetition = 20Hz



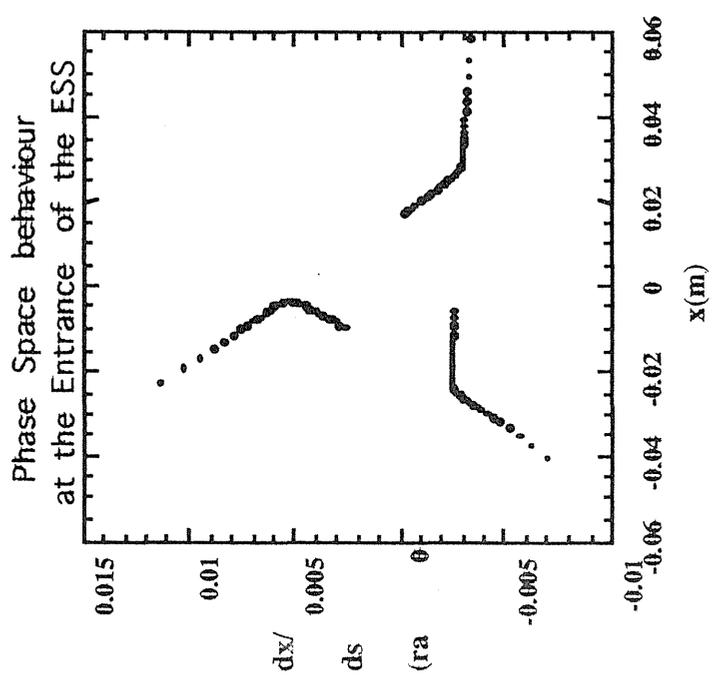
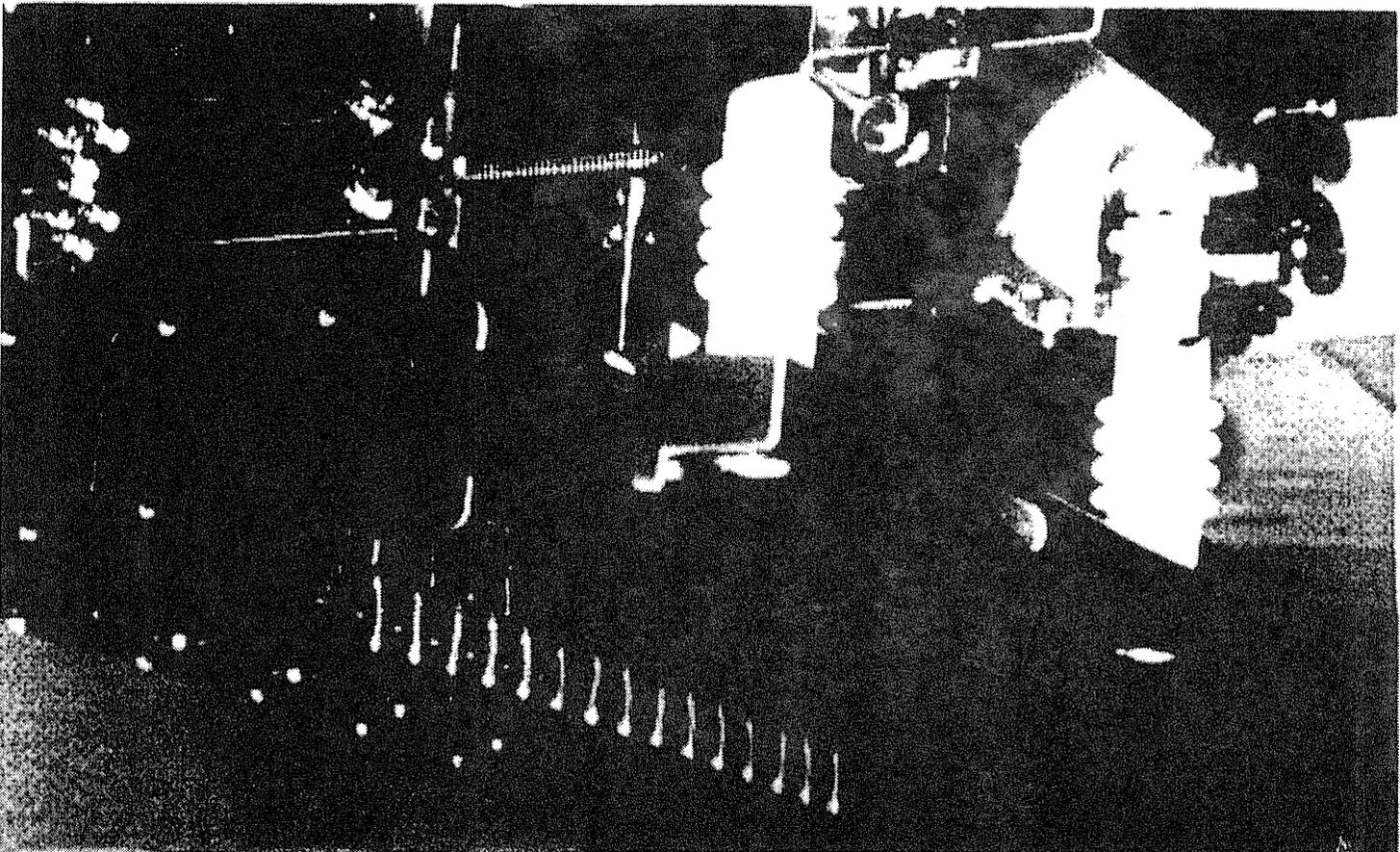
2. Stretcher Mode

Stored Intensity in KSR



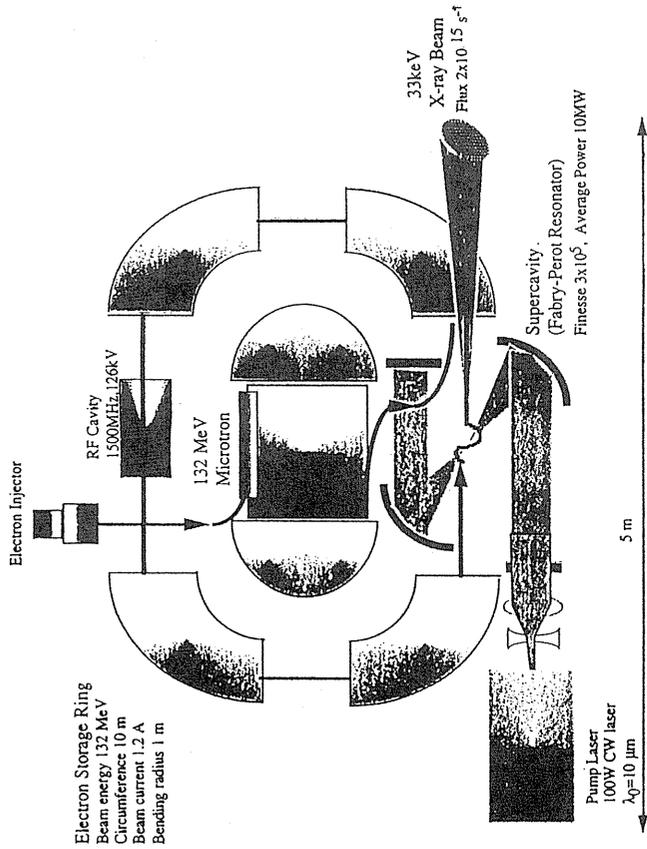
Extracted Intensity from KSR Peak = $0.3 \mu\text{A} = 1.7 \times 10^{12}$ e/sec

Average = 1.5×10^{12} e/sec



放射光発生装置全体構成図

(第2案：Intracavity Laser放射光)：この案の場合、総重量10 ton以下とすることは困難



電子ビーム・貯蔵リング等諸元		レーザーパラメーター	
加速器からの電子ビーム	エネルギー幅 : 0.2%	波長	: 10 μm
ビームエネルギー	: 132 MeV	パルスエネルギー	: 2 μJ/pulse
ビーム強度	: 1.2 A	ピークパワー	: 1 GW
ビームパルス長	: 2 ps	平均パワー	: 10 MW
ハンチ数	: 50	スポット径	: 100 μm
貯蔵リング関係	周長	繰り返し周波数	: 100 Hz
	半径	衝突部でのビーム	半径 : 30 μm
	偏向電磁石曲率	RF Cavity	: 1500 MHz
	エネルギー損失	RF周波数	: 126 kV
	ダンピングタイム	RF電圧	

熊田 雅之 (放射線医学総合研究所) 案

図-III-A-2 (b) .

目標とする光子エネルギー、光子ビーム強度等

- 光子エネルギー 33keV (最大磁場では330keV) (X線)
- 光子ビーム強度 2×10^{15} photons/sec
- 光子数スベクトル幅 0.4%

Trajectory of the Extracted Beam

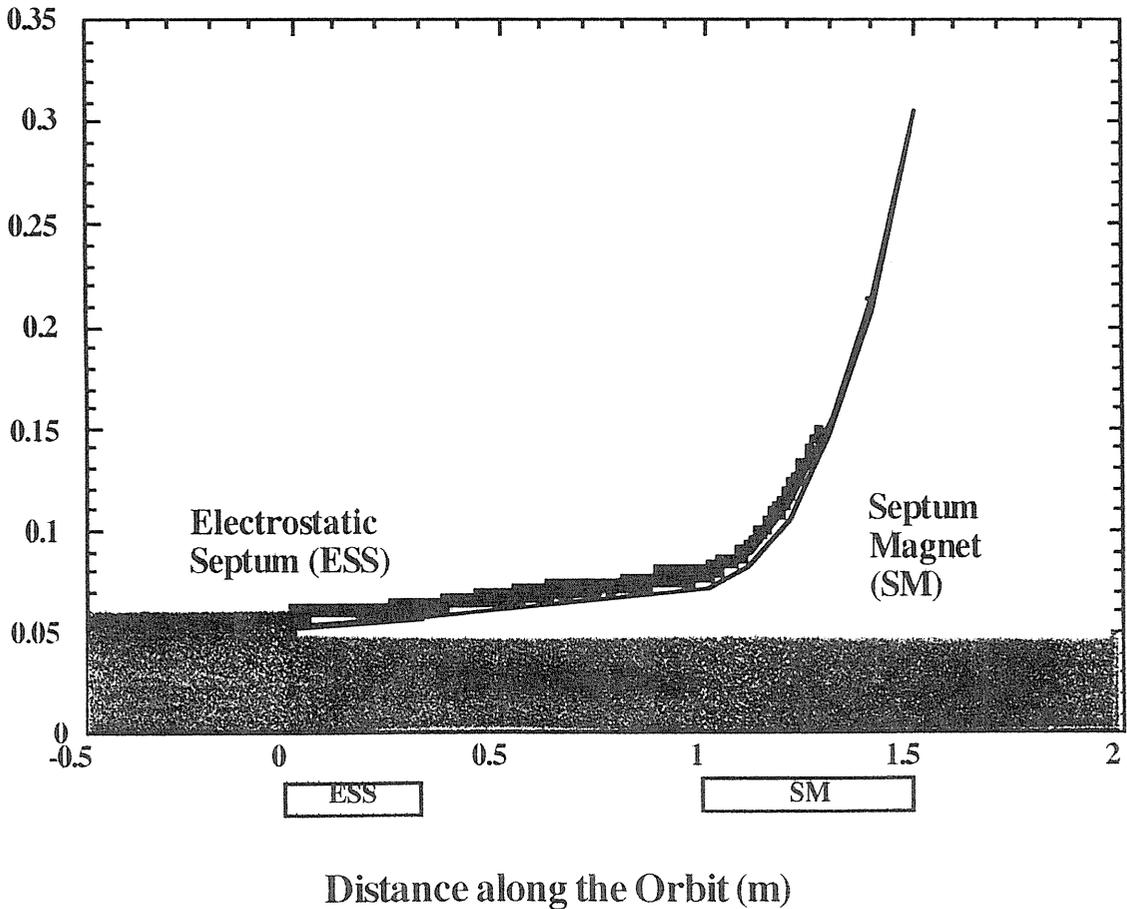


表1 レーザーシンクロトロン放射光実験の主要パラメーター	
電子ビームのパラメーター (京都大学化学研究所 電子蓄積リング)	
ビームエネルギー	132 MeV (最高エネルギー ³⁰⁰ MeV)
リング周長	25.7 m
RF 周波数	116.7 MHz
ビーム電流	100 mA
レーザーのパラメーター (レーザー蓄積キャビティ)	
波長	10 μ m
蓄積パワー	10 kW 以上
発生 X 線放射光のパラメーター	
光子エネルギー	33 keV
光子数強度	2×10^{11} /s
放射角	50 μ rad

Table 2: Design parameters of the intracavity laser synchrotron light source using the electron storage ring.

X-ray parameters	
Photon energy	33 keV
Photon flux	2×10^{15} s ⁻¹
Natural spectral width	0.4%
Electron beam parameters	
Beam energy	132 MeV
Beam current	1.2 A
Number of bunches	50
Circumference	10 m
Bending radius	1 m
Energy loss per turn	28.5 eV
Damping time	155 msec
Equil. energy spread	0.2%
Equil. norm. emittance	3.9×10^{-7} m
rms Bunch length	4.9 mm
RF frequency	1500 MHz
Peak RF voltage	126 kV
Energy aperture	1.1%
Quantum beam lifetime	1 hour
Beam radius at I.P.	30 μ m
Laser parameters	
Wavelength	10 μ m
Average power	10 MW
Spot radius at I.P.	100 μ m

$$\Delta\nu = -\frac{\delta_d}{4\pi} \int \left(\frac{2}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho^3} + \frac{4B_{40}\eta}{\rho} \right) \beta ds - \frac{\delta_q}{4\pi} \int B_{60}\eta\beta ds + \frac{\delta_q}{4\pi} \int B_{40}\beta ds. \quad (10)$$

$$\Delta\nu = -\frac{\delta_d}{4\pi} \int \left(\frac{2}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho^3} + \frac{4B_{40}\eta}{\rho} - B_{40} \right) \beta ds - \frac{\delta_d}{4\pi} \int B_{60}\eta\beta ds. \quad (11)$$

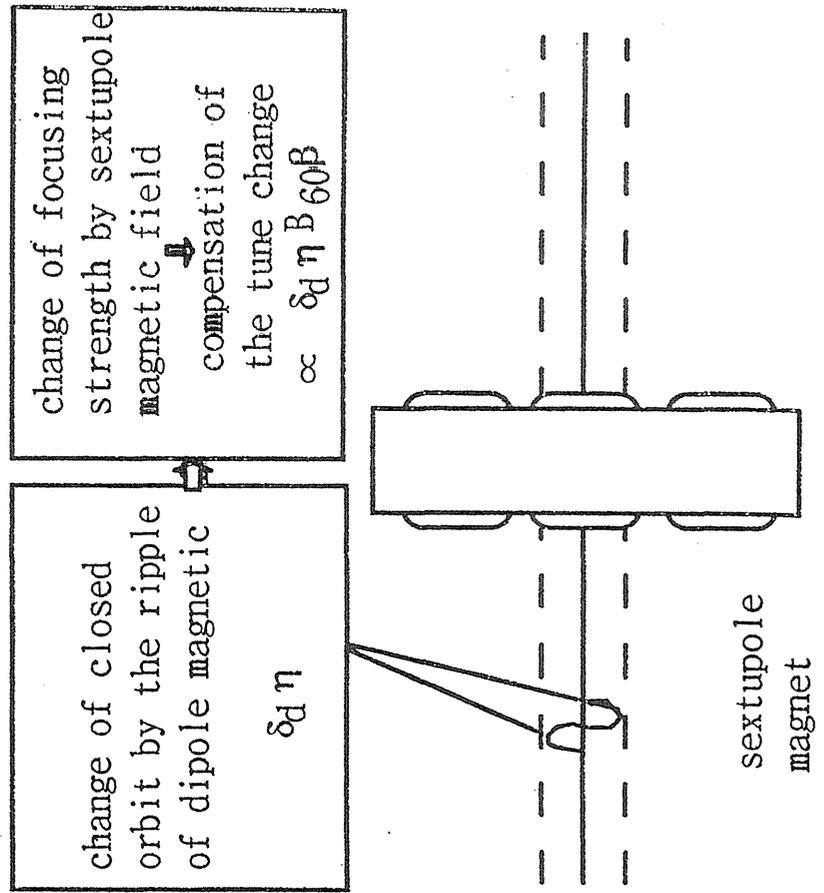
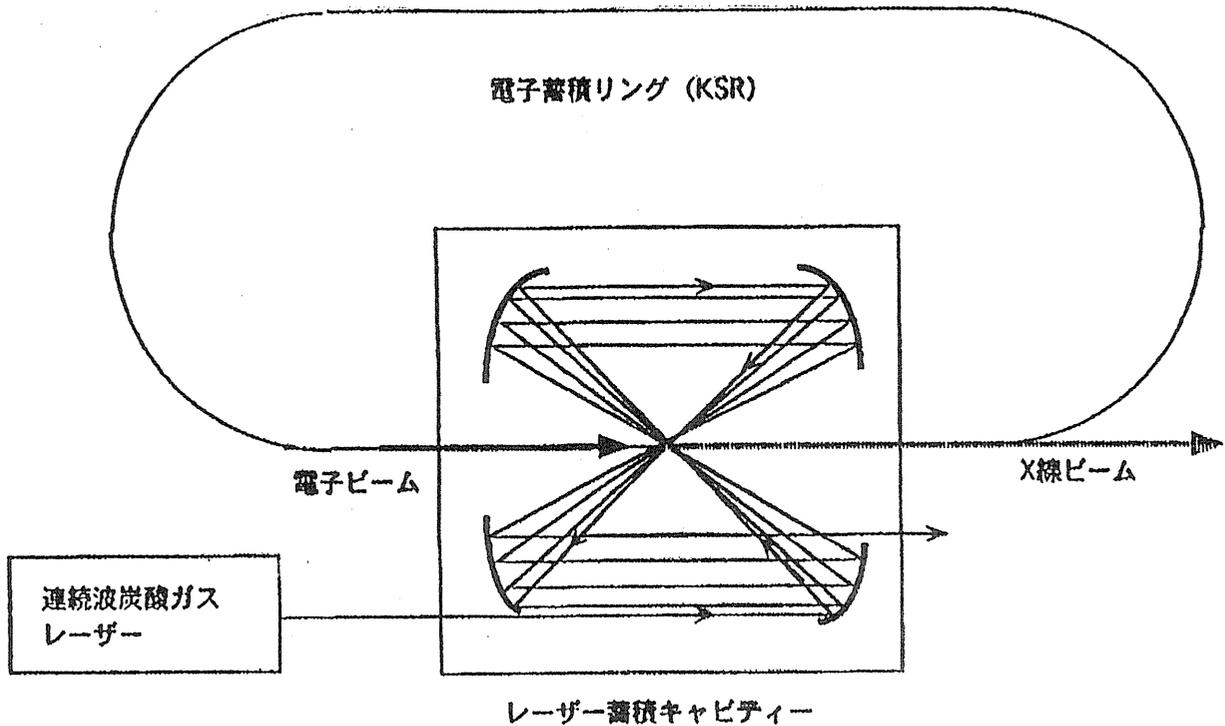
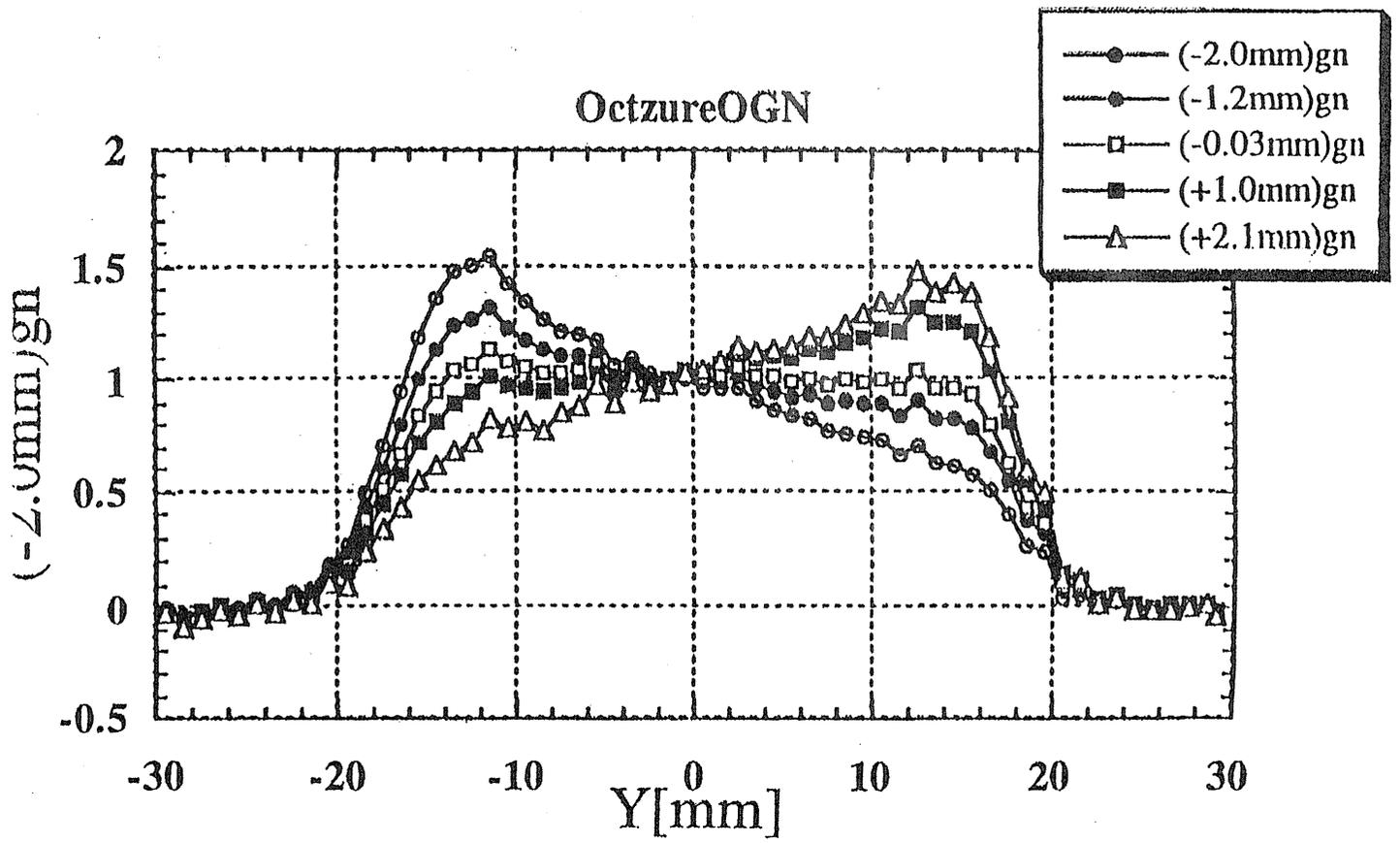


Fig. 2 Scheme of Compensation of the Tune Change

レーザーシンクロトロン放射光源概念図





八極電磁石によるビームプロファイルの平坦化

浦壁恵理子^a、秋山浩^b、井上信^a、岩下芳久^a、梅澤真澄^b、金沢光隆^c、白井敏之^a、田所昌宏^d、
 取越正巳^c、野田章^a、野田耕司^c、乗峯哲郎^b、平本和夫^b、藤田雄三^e、森田昭夫^a
^a京大化研、^b日立研、^c放医研、^d日立工場、^eKEK 田無

重粒子線がん治療において患部に一様照射する方法として、多極電磁石及び四極電磁石により垂直方向に一様拡大したビームを水平方向に偏向電磁石で掃引するものがある。¹⁾散乱体を用いないことことからこの照射法はビーム利用効率の向上が期待される。垂直方向へのビームプロファイル拡大の試験のため H9 年度に八極電磁石を物理汎用実験室 PH-1 コースに設置した。ここでは変化させたビームプロファイルを平行平板電離箱型プロファイルモニタで測定した結果を報告する。

1. 実験概要

5 台の四極電磁石のある PH-1 コースに八極電磁石を図 1 のように設置した。Bρ=2.55Tm である ¹²C⁶⁺(75MeV/u)ビームを用いてプロファイル整形の試験を行った。プロファイル測定はコース最下流に位置するマルチストリップタイプ平行平板型電離箱 (MuSIC) で行った。

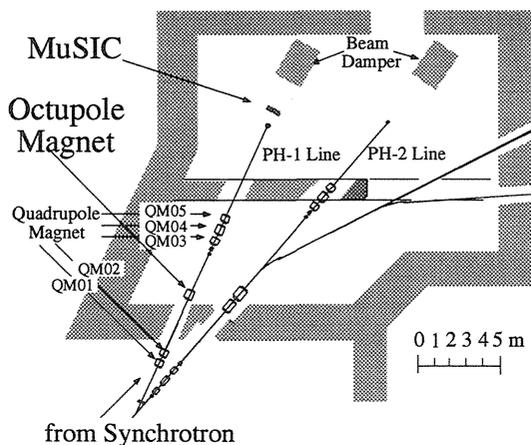


図 1. 物理汎用実験室

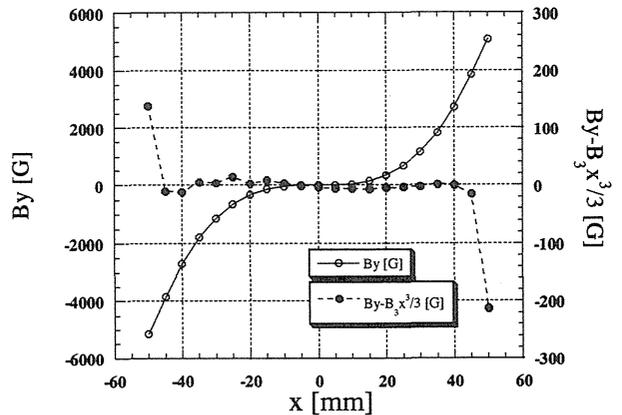


図 2. 八極電磁石の磁場分布

PH-1 コース設置前に磁場測定を行った。内直径 104mm 八極電磁石の直径方向の磁場分布は±45mm の領域で三次成分からのずれが 2%以内であった (図 2)。²⁾また、定格電流 360A での八極磁場強度 (B'''L/3!) は 2700T/m²と 100MeV/u のカーボンビームのプロファイル整形に十分な値であることを確認した。図 3 に示した MuSIC は 1mm 幅にレーザーカットした 2 組のアルミ蒸着ポリプロピレンの電極により水平垂直両方向の射影プロファイル測定が可能である。³⁾プロファイル測定可能領域は 60mm x 60mm である。個々のストリップからの電流信号は、30Ch の 10MΩ-I/V プリアンプと積分器を通じ、マルチプレックスされる。そして、測定室に設置した A/D ボードから直接 PC に読み込まれオンライン処理される。積分時間はクロック信号による制御が可能であるが 20ms で測定を行った。

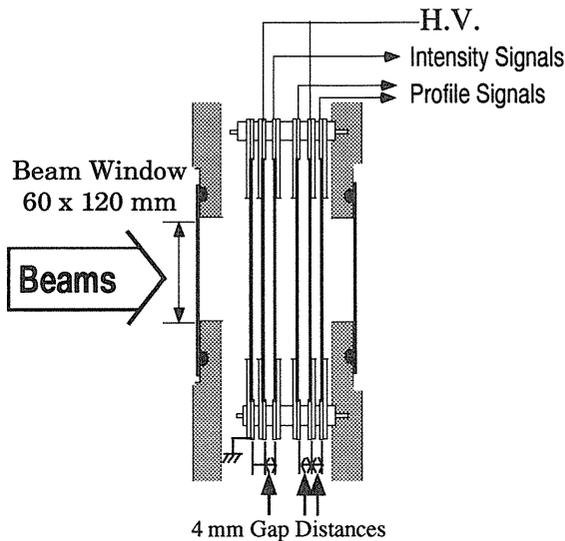


図3. マルチストリップ平行平板型電離箱 (MuSIC)

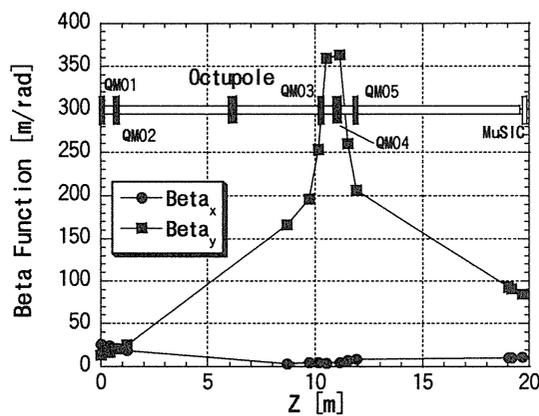


図4. PH-1におけるベータファンクション

四極電磁石 QM01 及び 02 の電流値を変えながらビームサイズを測定し、ビームパラメータを算出した。エミッタンスは水平方向 3.7 水平方向 8.1 $\pi\text{mm mrad}$ であった。実験時のビームオペティクスを図4に示す。八極成分の影響を最大限にするため八極電磁石位置でのビームプロファイルの垂直方向に拡大した。また、ビームダクト終端窓の制限もあり、MuSIC 位置でのプロファイルが 60mm におさまるようにした。

2. 実験結果

測定したビームプロファイルを図5に示す。八極電磁石を励磁せずに得たプロファイルを図5の○で示した。八極電磁石を 867 T/m²に励磁するとビームのテール部分が磁場の影響を強く受けるため□で示すようになる。励磁量を 285 T/m²にすると●で示すようにプロファイルが平坦化する。中央の±30mm 領域での平坦度は±9%である。また、ビーム利用効率は 81% である。平坦度の改善とビーム利用効率の向上は十二極電磁石などの4次以上の磁場成分を用いることで実現できると予想される。

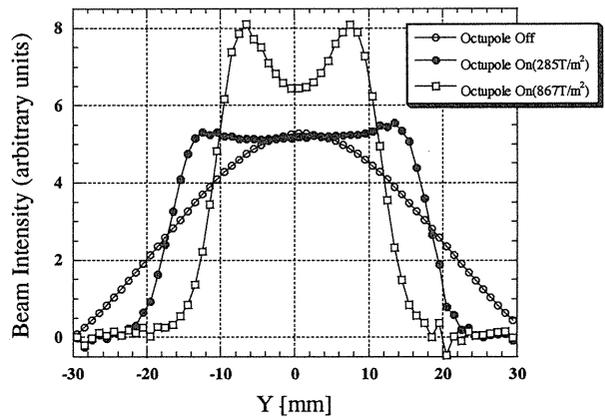


図5. 八極磁石の励磁量を変化させ、MuSICにより測定したビームプロファイル

ここで、八極電磁石によるプロファイル平坦化の実際上の問題点について述べたい。八極電磁石は3次の磁場成分をもち、ビームと八極電磁石間の軸出しに非常に敏感である。図6に PH-1 上流のステアリング電磁石によりビーム軸をずらした場合のビームプロファイルを示す。軸ずれの量は、それぞれ+2.1, +1.0, -0.03, -1.2, -2.0mm である。±15mm 領域においてビーム軸ずれにより生じるプロファイルの非対称性を±2%に抑えるには 0.1mm の精度で八極磁場中心とビーム中心を合わせる必要があることがわかった。

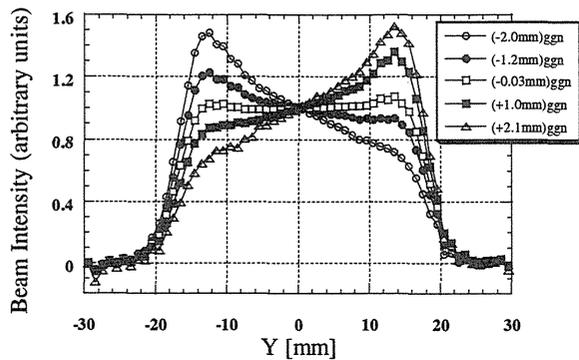


図 6. ビーム軸ずれによりあらわれる平坦化されたプロファイルの非対称性

3. まとめ

医療用重粒子ビームプロファイルモニタとして 1mm 間隔のマルチストリップをもつ平行平板型電離箱を製作した。プロファイル測定では積分時間 20ms 等での測定を行い、PC によるオンラインプロファイル表示システムの動作確認も行った。

八極電磁石を製作、PH-1 コースに設置し、多極磁場によるビームプロファイル整形の試験を行った。プロファイル平坦化の実現過程においてビーム軸出しなどの問題点を明らかにした。

医療用照射に用いるため $\pm 2\%$ の平坦度を実現するには、八極電磁石に加えて高次の磁場成分が必要であると共に、厳密なビームハンドリングをも要求されることがわかった。

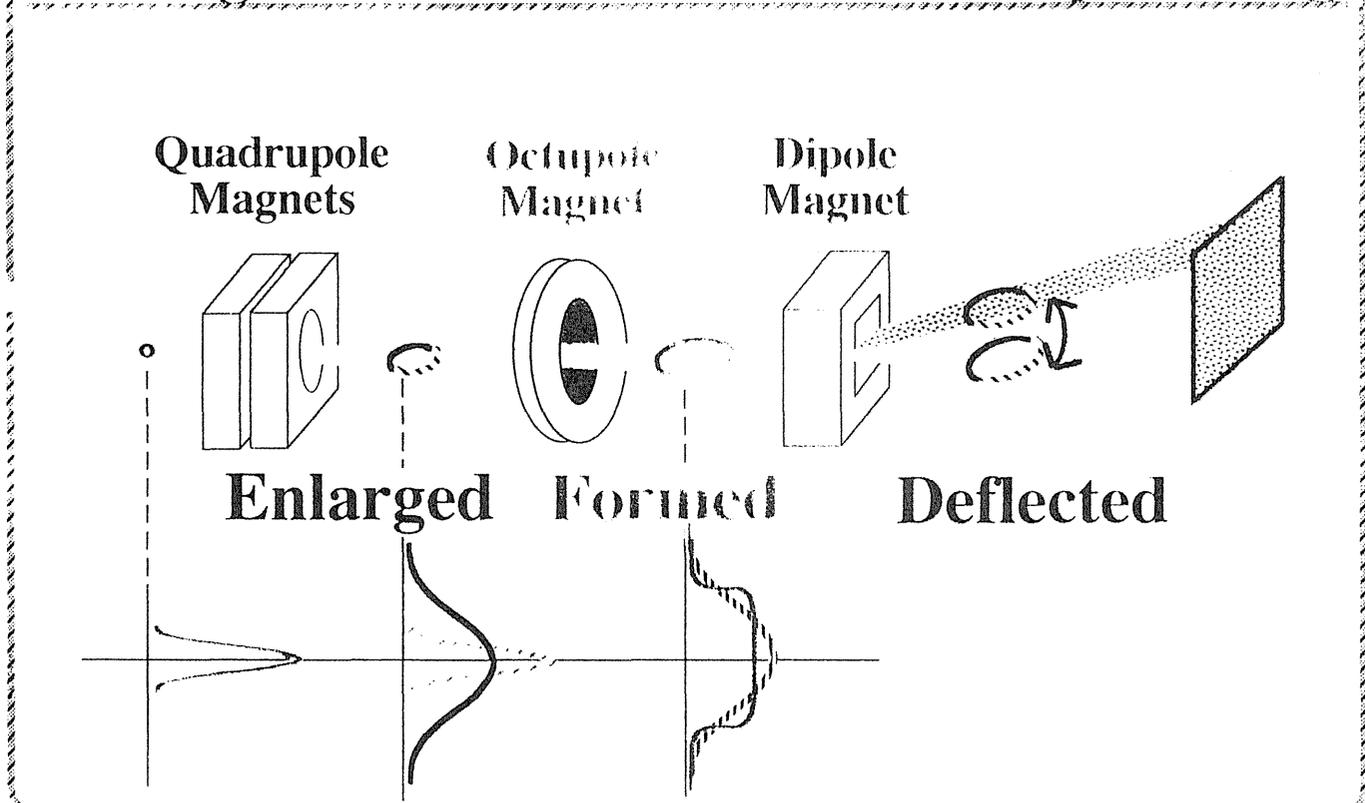
- 1) K. Hiramoto et al., "A Compact Proton Synchrotron with a Combined Function Lattice Dedicated for Medical Use", Bulletin of the Institute of Chemical Research, Kyoto Univ. Vol. 73, No.1, 1995
- 2) A. Morita et al., Proc. of the 11th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (1997) p. 399.
- 3) E. Urakabe et al., "Parallel Plate Ionization Chamber for the Medical-use Heavy-ion Beams", Proc. of the 11th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (1997) p. 308.

八極電磁石による ビームプロファイルの平坦化

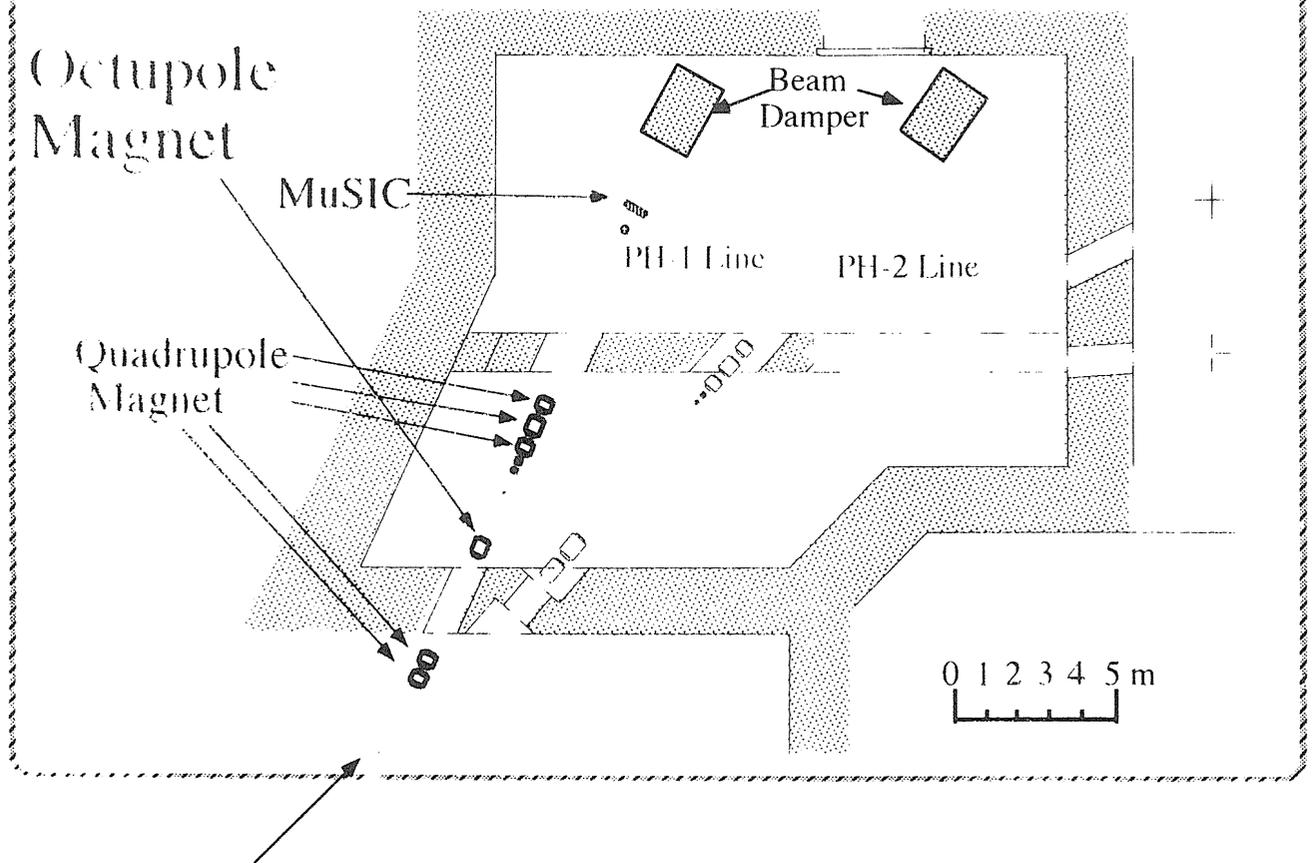
浦壁恵理子^a、秋山浩^b、井上信^a、岩下芳久^a、梅澤真澄^b、
金沢光隆^c、白井敏之^a、田所昌宏^d、取越正巳^c、野田章^a、
野田耕司^c、乗峯哲郎^b、平本和夫^b、藤田雄三^c、森田昭夫^a
^a京大化研、^b日立研、^c放医研、^d日立工場、^eKEK田無

1. Introduction
2. Experimental Procedure
3. Results
4. Conclusion

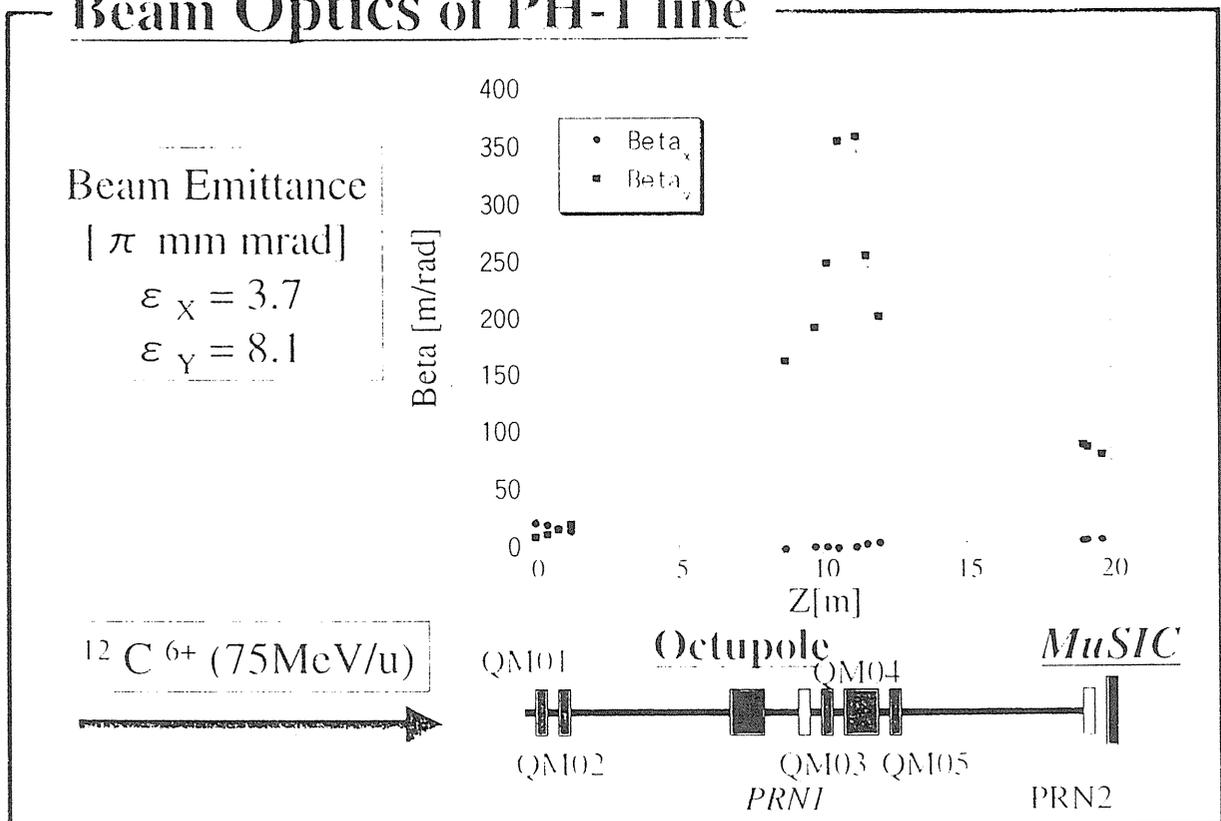
Making Irradiation Field with Octupole Mag.

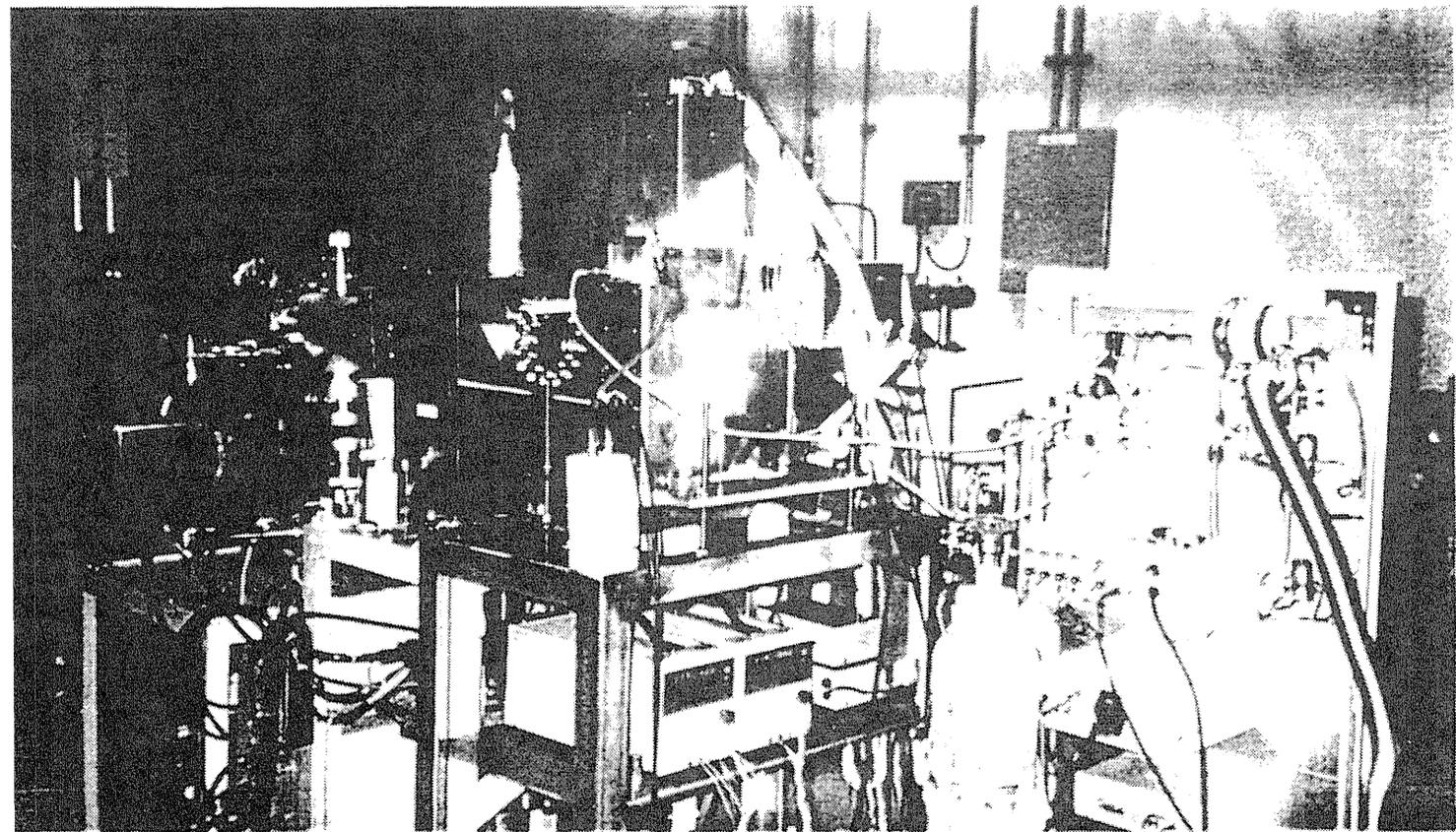


'Physics and General' experimental room

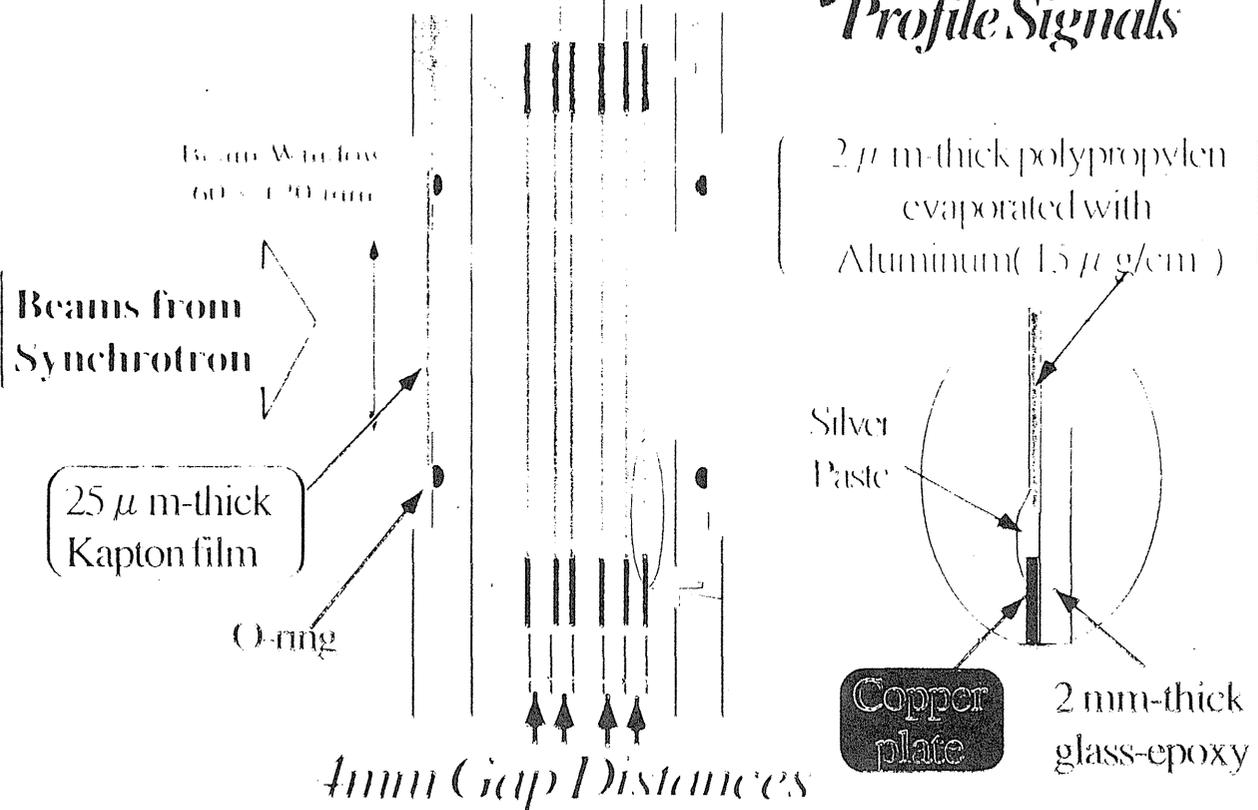


Beam Optics of PH-1 line



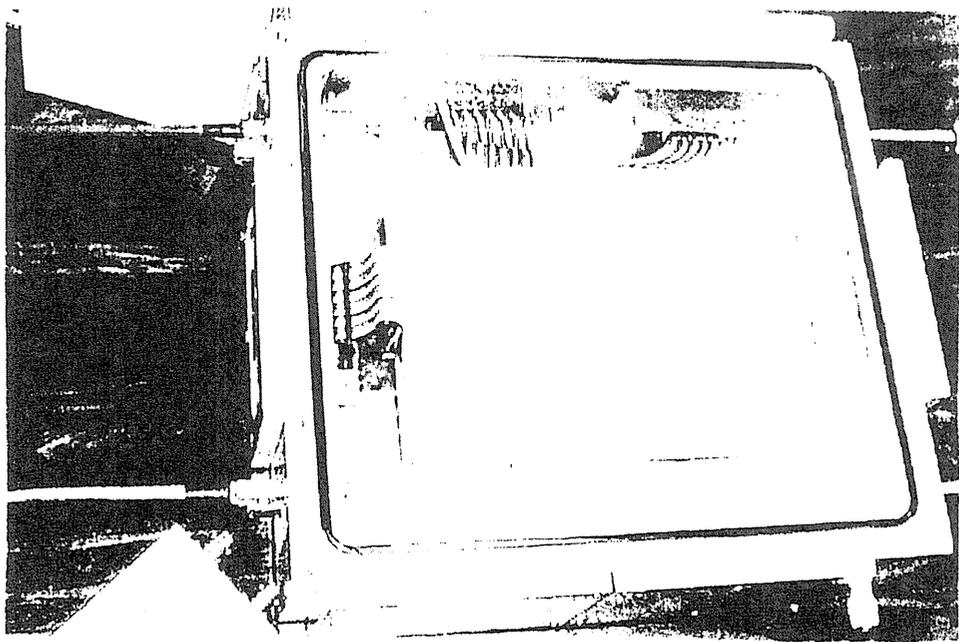


The cross-sectional view of the MuSIC

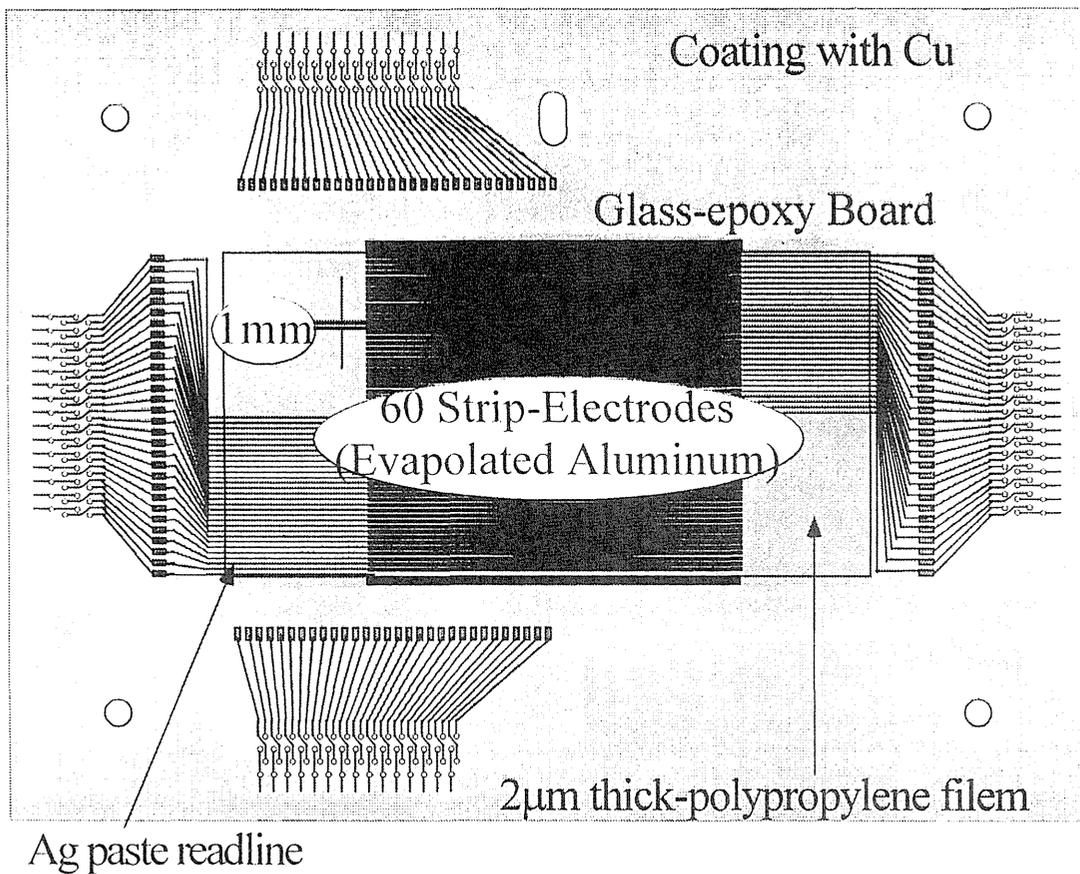


11. V Intensity Signals Profile Signals

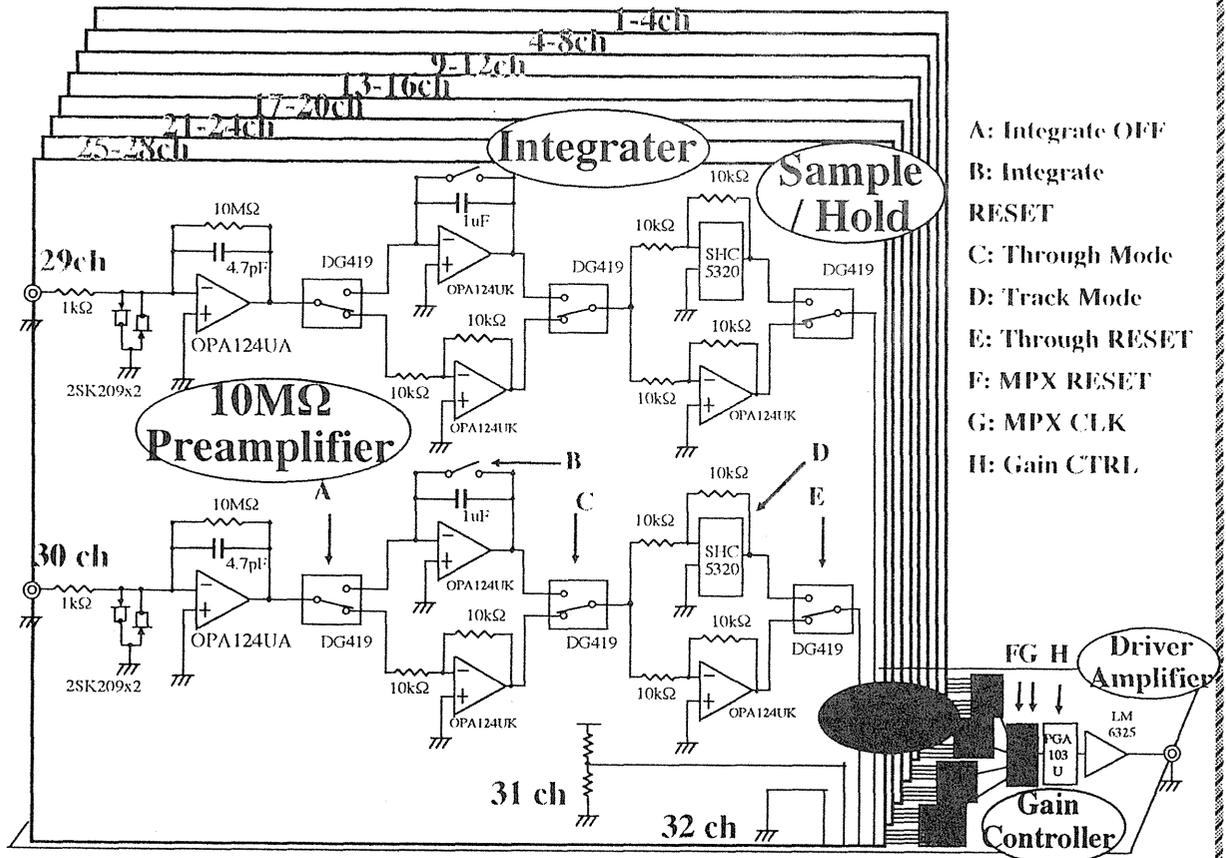
MuSIC (Multi Strip Ionization Chamber)



Multi Strip Electrodes

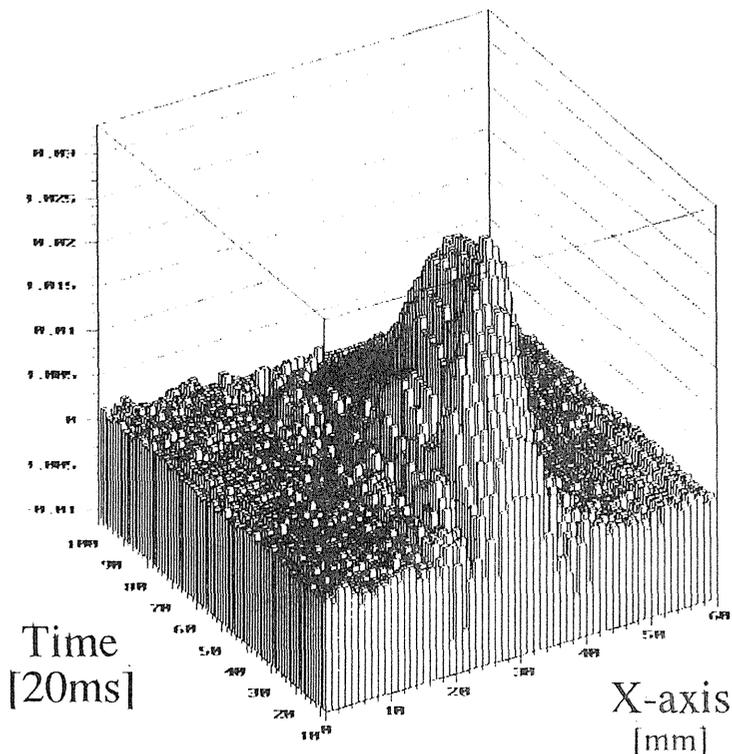


Amplifier System

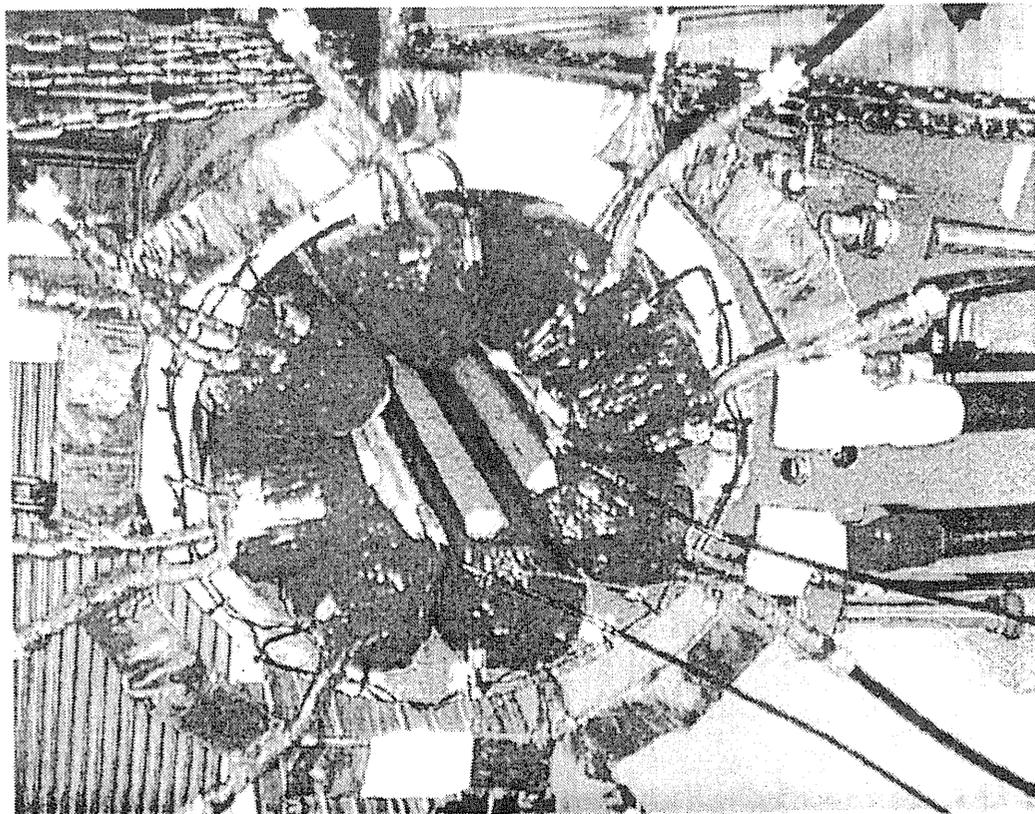


Beam Profiles

Rawdata
of
Beam
intensity
[V]



Octupole Magnet

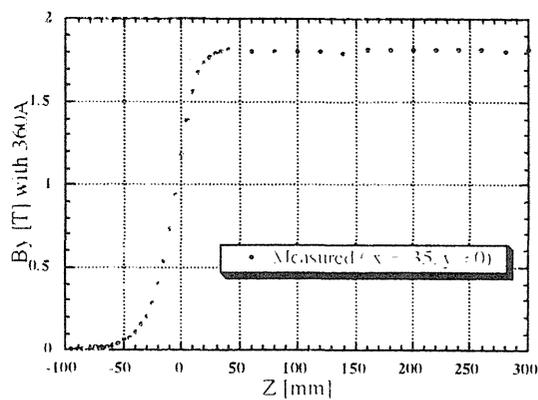
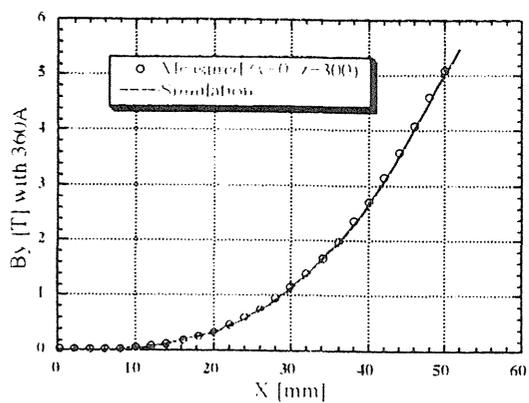
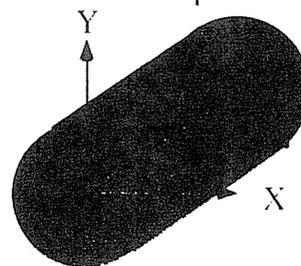


Measurement of Octupole Magnetic Field

Octupole Magnet Current : 360 [A]

F.W.BELL GPIB Gauss Meter 9903
(Probe : HTM99- 0608)

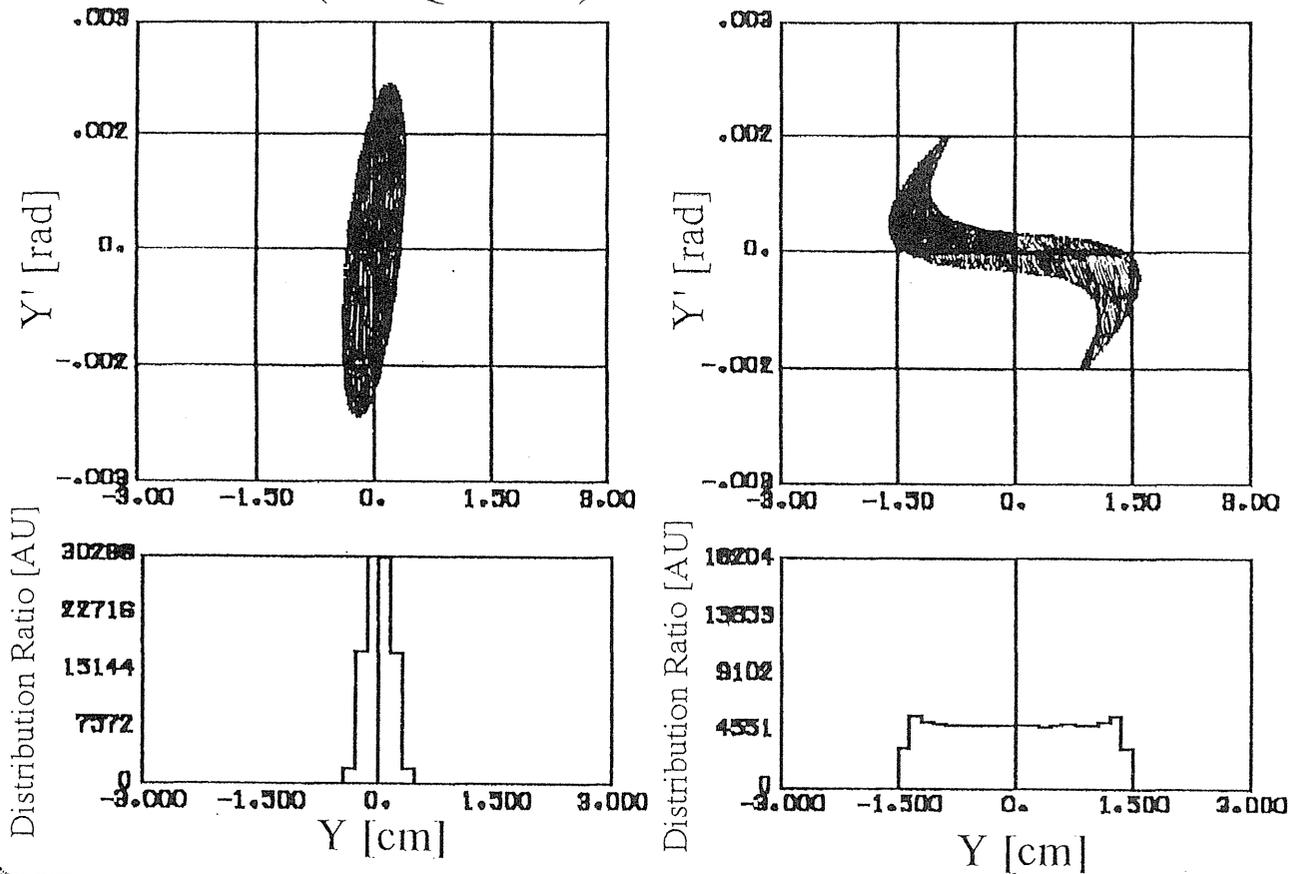
Octupole Magnet



Beam Tracking by PARMILA

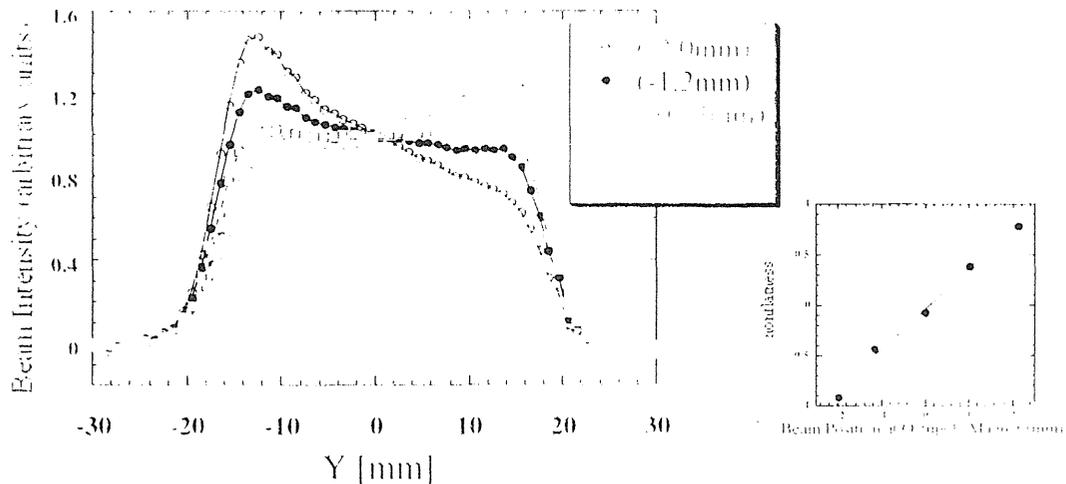
Initial (at QM01)

at the MuSIC



Beam Profile With Octupole Magnetic Field

Dependence on the Beam position at the Octupole Magnet

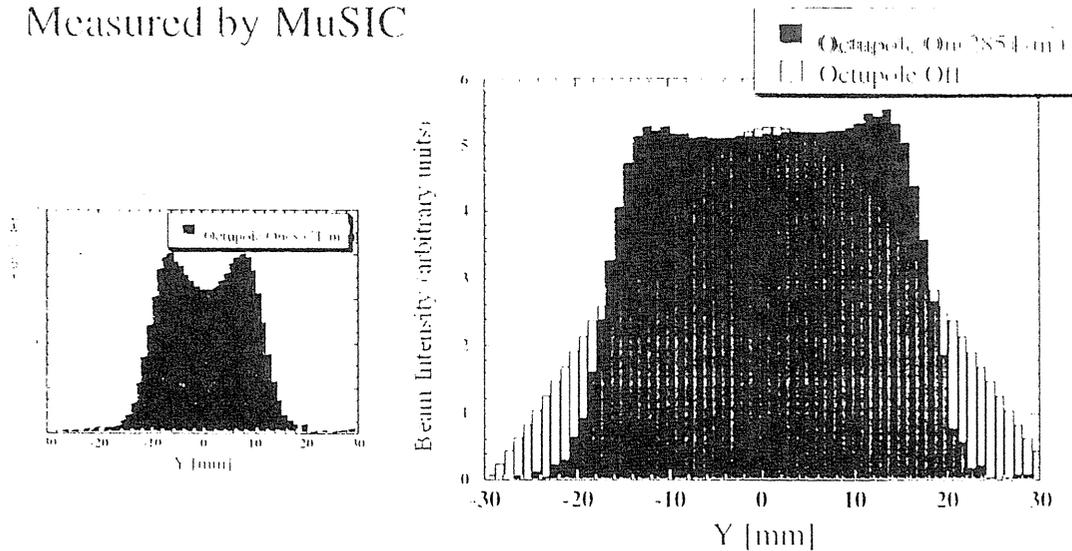


Beam Profile

with and without Octupole Magnetic Field

Beam: $^{12}\text{C}^{6+}$ (75MeV/u), $B\rho = 2.55\text{ Tm}$

Measured by MuSIC



Conclusion

- 平行平板型電離箱を1mm幅でマルチストリップ化し、ビームプロファイルモニタを製作した。
- 八極電磁石を製作し、 $^{12}\text{C}^{6+}$ (75MeV/u)ビームのプロファイルを一方向に一様拡大することを確認した。
- ビームプロファイル30mmの領域で±9%の平坦度が実現できた。また、ビーム利用効率は81%である。
→ 高次の磁場成分の追加により改善が期待される。
- 八極磁場中心とビーム軸出し等に敏感であり、高精度なビームハンドリングが要求されることがわかった。

リニアックによる高輝度電子ビームの生成及びエネルギー回収

岩下芳久

京都大学化学研究所原子核科学研究施設

1. 研究の概要

数十MeVの高エネルギー電子ビームを用いて自由電子レーザーや後方コンプトン散乱によりエックス線やガンマ線領域の光子の生成の研究が行われてきている。100MeVを越えるエネルギー領域では蓄積リングを用いた構成が蓄積時間や質の点で有利な場合もあるが、それ以下のエネルギー領域では線型加速器を直接用いた構成が有利と思われる。この高エネルギー電子ビームの生成を線型加速器で行う場合は従来は使用後のビームは単にビームダンプへ捨てていた。これはエネルギー効率のみならず、ビームダンプでの有害放射線の発生やビームダンプ自身の放射化を招くという意味でも、環境にやさしくない。

本研究の目的は、これらの問題点を克服するために不要になったビームからのエネルギー回収を行う実証機を構成し、ビームの安定度や系の安定度などの問題点をさぐることである。電子ビームの利用に当たりそのエネルギーをほとんど使わないような用途（例えば光子との散乱実験等）の場合にはかなりの割合でエネルギー回収が可能ならず、それにより発生する放射線や放射化物の減少が期待できる。

2. DAWの開発

DAW型加速管はディスクロード型加速管よりもシャントインピーダンスが高く、高加速勾配を期待できるので、システムを小型化できる。試作してきたこの加速管は現在大電力試験の準備中である（図1参照）。

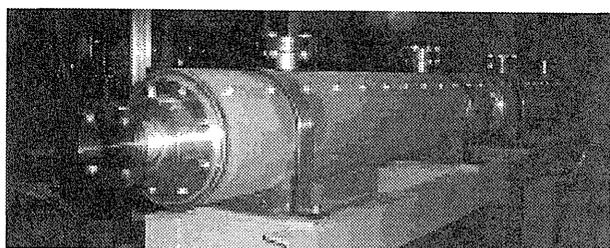


図1 DAW型加速管全体像

3. エネルギー回収システム

ここでは単一の加速管によるエネルギー回収を

目指し、装置全体の簡素化を図る。また、装置全体の小型化、低コスト化の策を探る。直線部分では光子との相互作用の確率を高めるため、電子ビームの径を絞り込む必要がありビームの質を高くしなければならない。最終的にはRF電子銃の使用を検討しているが、全体システムの複雑化を避けるため当初は通常の電子銃を使う予定である。また、電子ビームのエネルギーもある程度揃っている必要があるため、電子ビームが加速管に周回してきてエネルギーが回収されてもシステムとして安定を保つように検討を行う。まず、DAW型加速管のハイパワー運転を安定に行うためサーキュレーターを導入し、システムを組み上げ設置する。RFのパルス幅をのぼす必要があるため、PFNの改造を行う。その上で、ハイパワーテストをする。また、電子銃の準備をする。その間、電子ビーム周回電磁石（図2参照）の設計、製作を行い、電子の加速、減速試験をする。走行電子のビームの径をレーザーとの相互作用を使って測定する為の光学系の準備等をし、測定ノウハウを取得する。

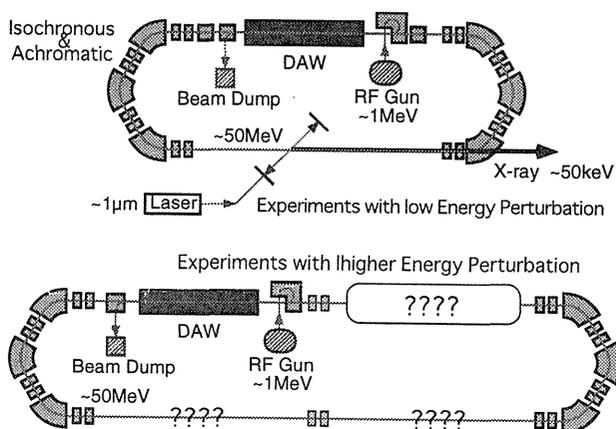


図2 電子ビーム周回電磁石の配置例

4. 参考文献

Y.Iwashita, "Disk-and-washer structure with biperiodic support", Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A348 (1994) 15-33

リニアックによる 高輝度電子ビームの生成 及び エネルギー回収

京都大学化学研究所
原子核科学研究施設
岩下芳久

Content:

- DAWの開発
- エネルギー回収システム



「2重周期構造 DAW型加速器の試作」

課題番号 06554003

平成6, 7, 8年度科学研究費補助金 基盤研究(A)(2)

研究成果報告書

平成10年3月

研究代表者 岩下芳久

(京都大学化学研究所)

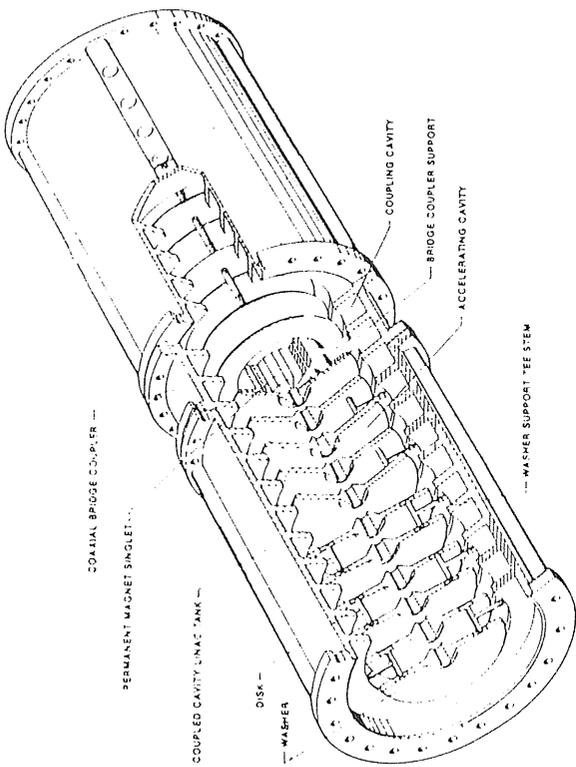
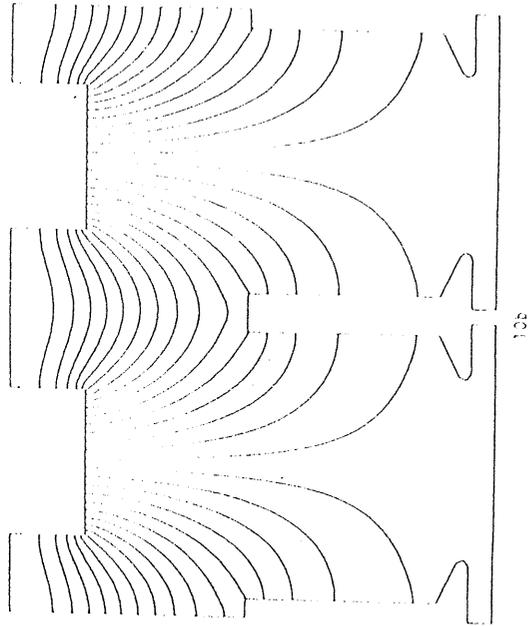
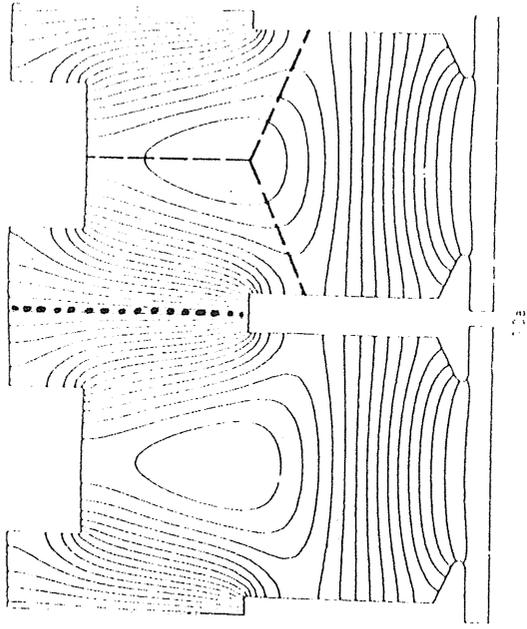
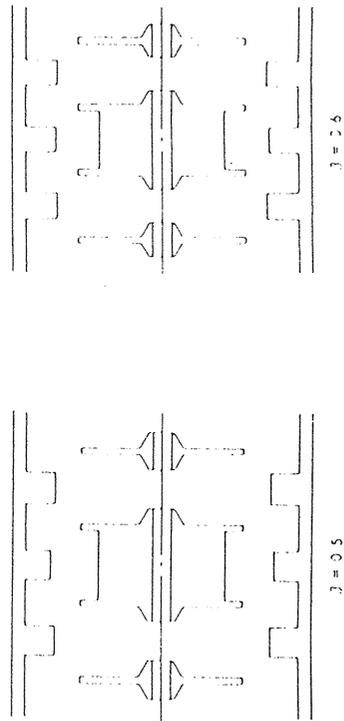


Fig. 15.
CCL accelerating structure and bridge coupler.



SUPERFISH electric field plot
of the DAW structure.

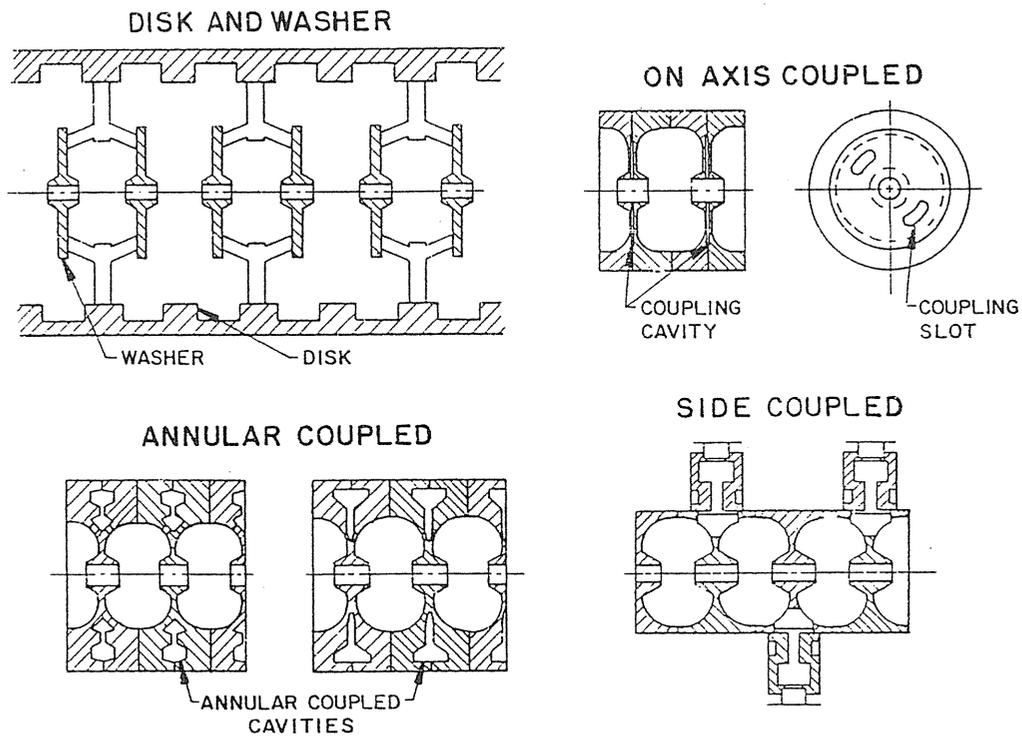


Fig. 5. Four types of standing-wave structures illustrating their relative sizes.

by Yoshikisa Iwashita

DISK-AND-WASHER ACCELERATING STRUCTURE

ADVANTAGE:

- * HIGH EFFICIENCY
- * HIGH COUPLING
- * GOOD VACUUM PROPERTY

DISADVANTAGE:

- * MODE MIXING (dipole, ...)
- * STEM EFFECT ($Q \downarrow$)

CONTENT:

MATERIALS:

01

T0

FILLEMENTS:

X-RANGE:

0.0000E+00

0.1483

Y-RANGE:

0.0000E+00

0.1483

Z-RANGE:

-0.1153

0.1153

VIEWPOINT:

-0.2966

0.7415E-01

-0.7451E-08

PROJ.: 0.50

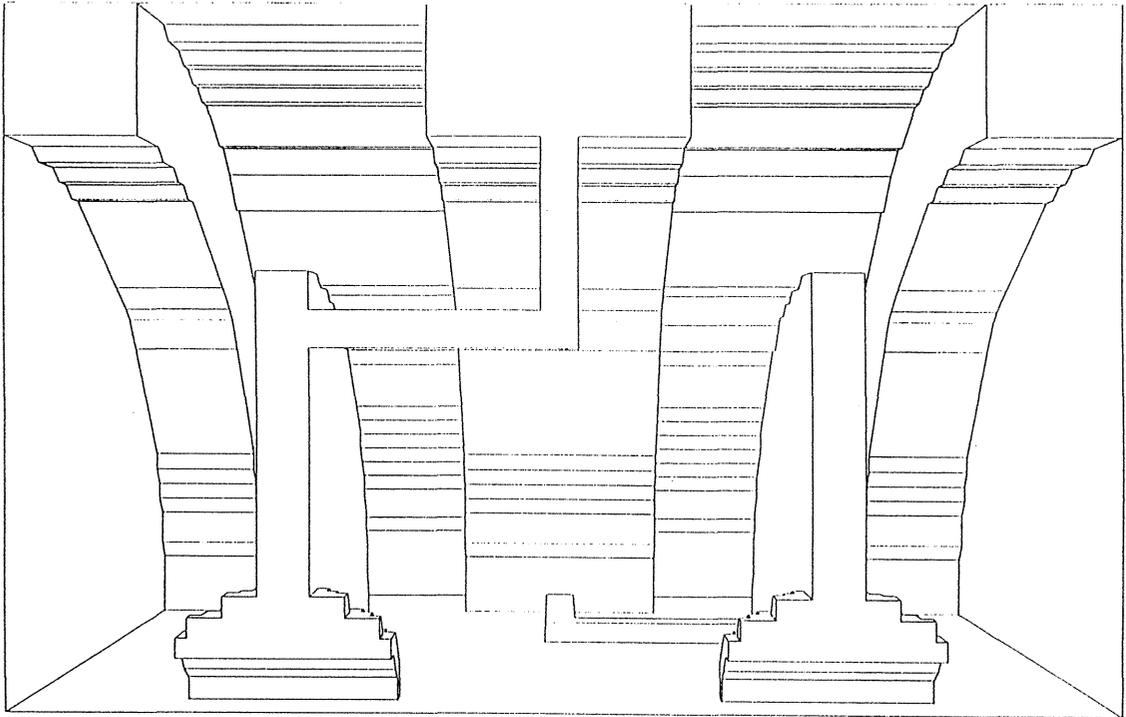
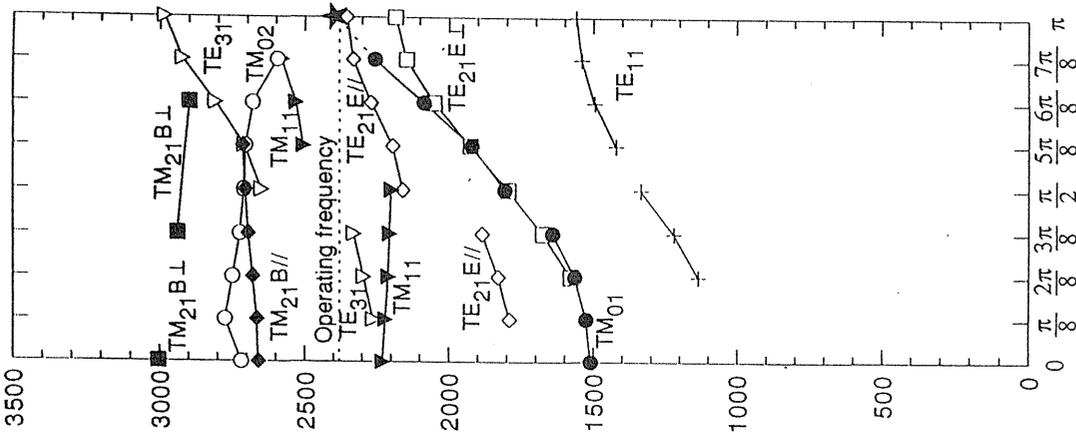


Fig 1

$\beta=1$ large 4T

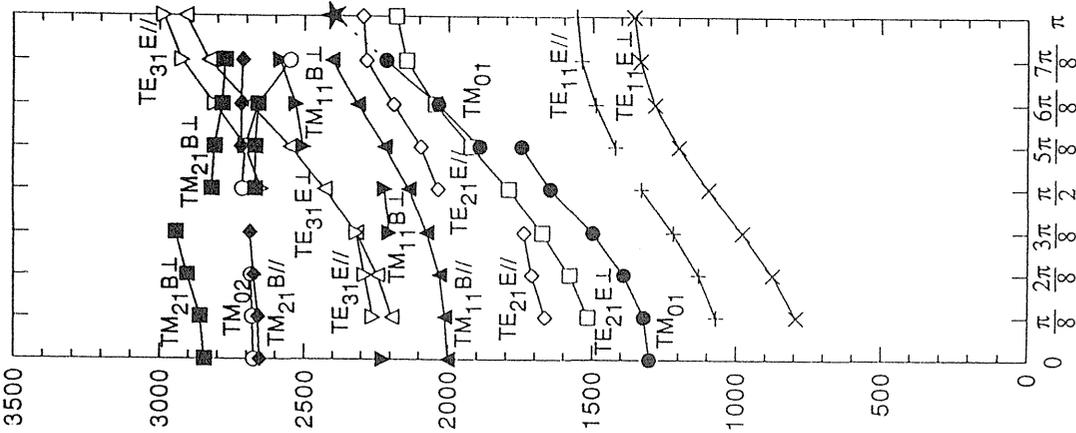
MHZ



(b)

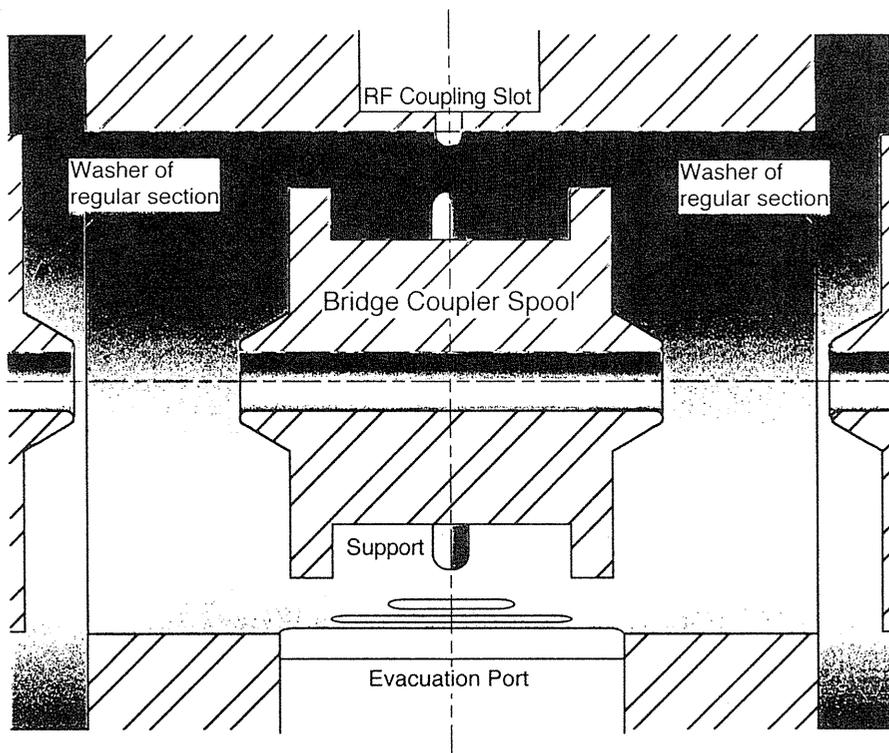
$\beta=1$ large 2T

MHZ

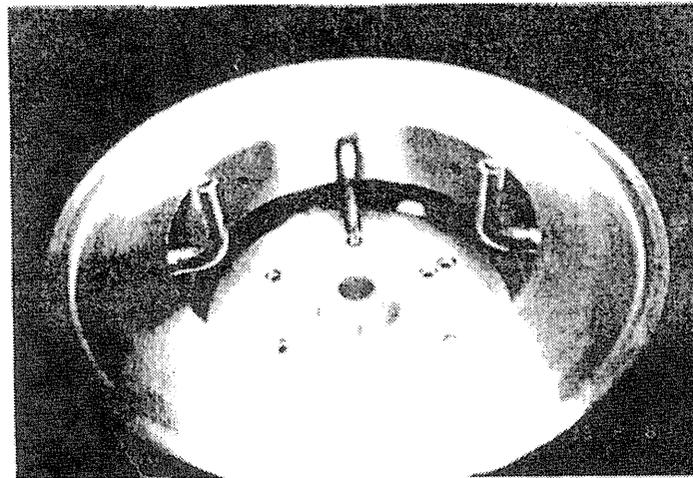
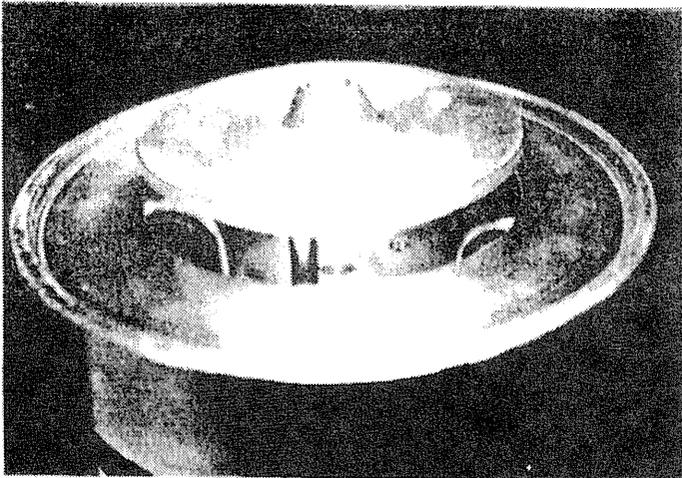


(a)

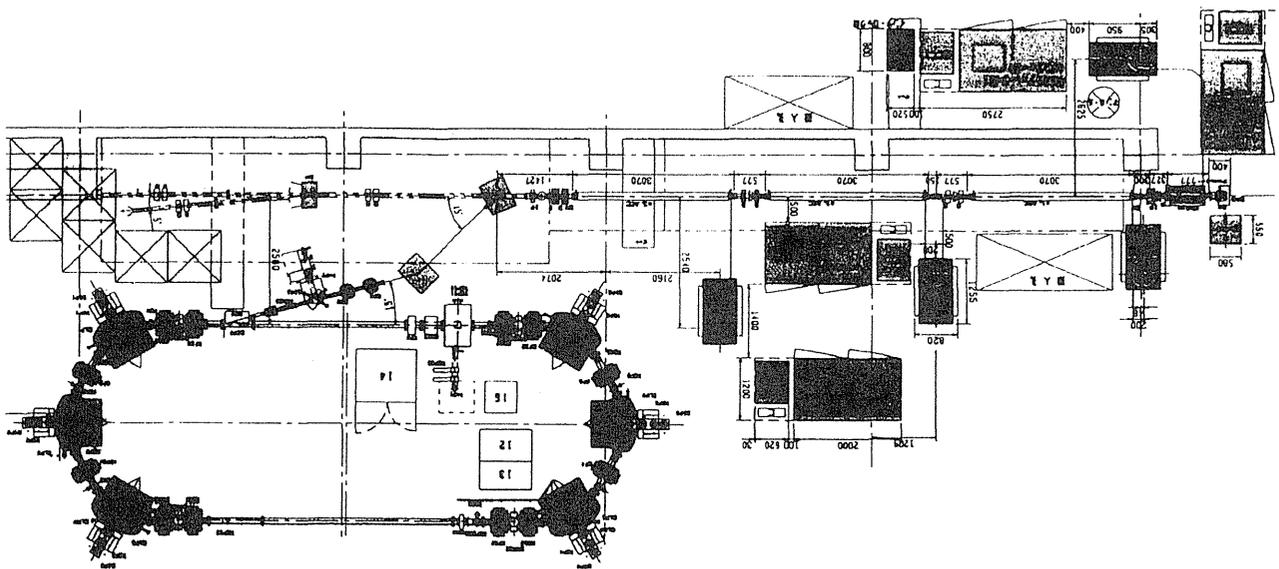
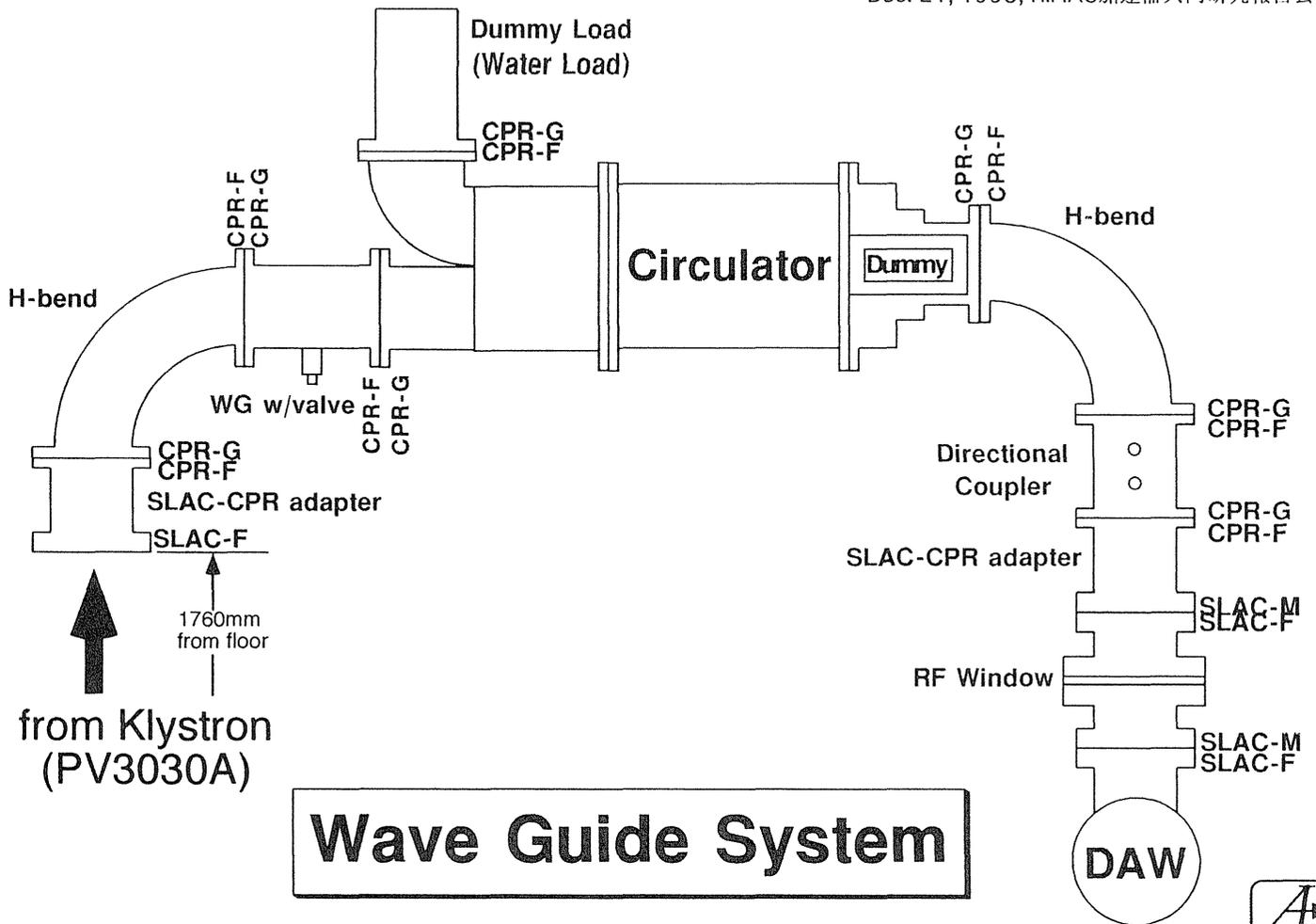
Fig.5



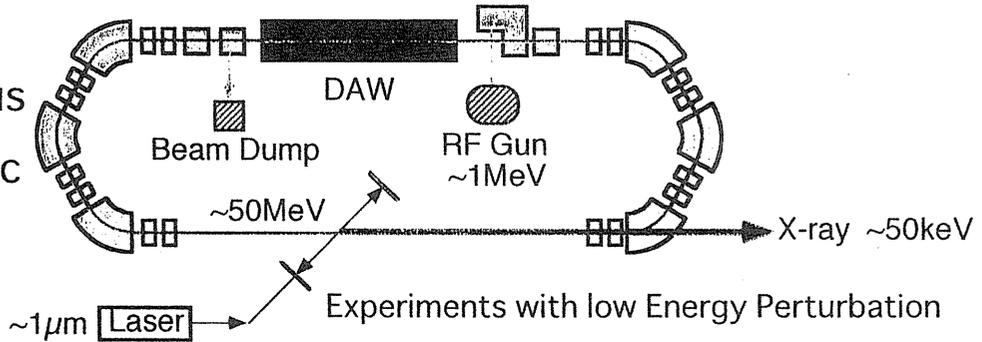
DAW Coaxial bridge coupler



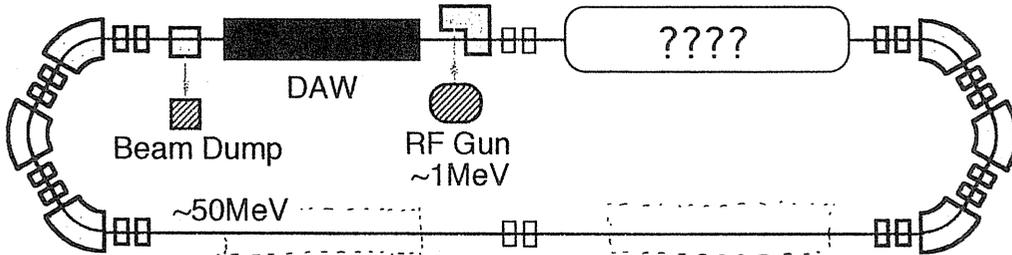
Close View of the
disk-support-washer assembly



Isochronous
&
Achromatic



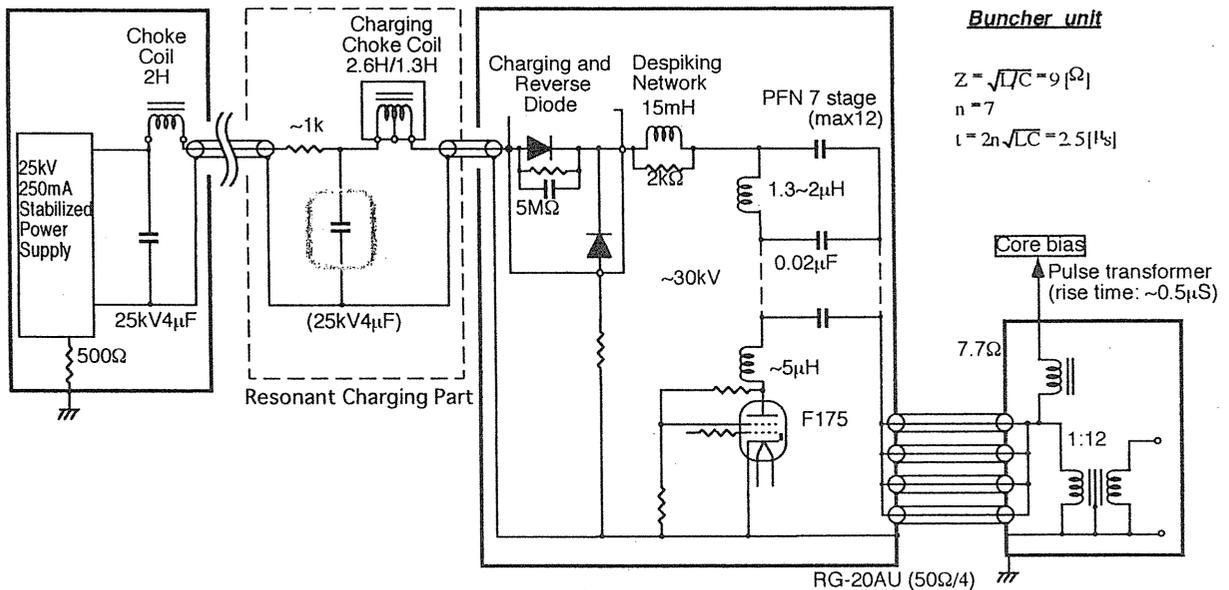
Experiments with Higher Energy Perturbation



Radiation from the Beam Dump can be reduced



Klystron HV & PFN



Isochronous and Achromatic 180° Bend Layout

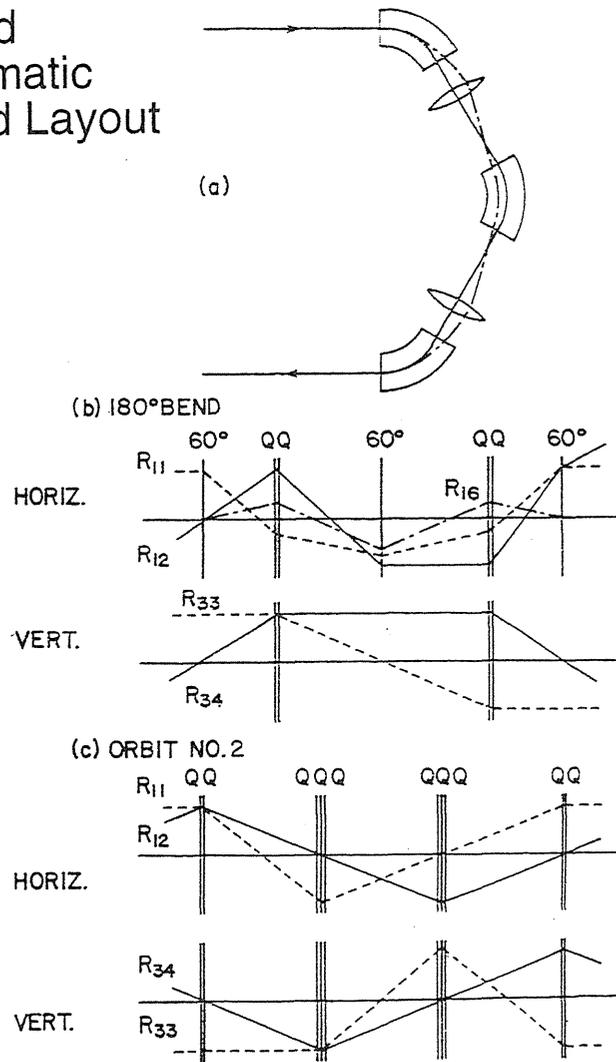


Figure 8.10 Simplified orbital beam optics of the Wuppertal/Darmstadt Rezyklotron. (a) Isochronous and achromatic 180° bend layout. (b) Principal rays of 180° bend. (c) Principal rays in straight part of orbit. Lenses are formed of quadrupole doublets or triplets as shown. See Fig. 6.7 and Heinrichs *et al.* (1979)



炭素膜上への炭素Build-upの制御法の開発

菅井勲^a、小柳津充広^a、武田泰弘^a、川上宏金^a

服部俊幸^b、林崎則託^b、松井信二郎^b、川崎克則^b

^a 高エネルギー加速器研究機構 田無分室

^b 東京工業大学 原子炉研究所

1. 序

加速器の加速効率を高めるため、粒子の重イオンから電子をストリップして価数を上げる荷電変換に炭素ストリッパー膜が用いられている。

田無分室の炭素ストリッパーグループは、より長寿命化を目指して、極端に薄い $\sim 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (50 Å) から極端に厚い $\sim 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (5000 Å) の炭素ストリッパー膜の開発とビーム照射による炭素ストリッパー膜の膜厚特性を東工大(理)の3.2MeVの Ne^+ イオンビームを用いて系統的に調べている。

その中で、非常に薄い($5\text{--}10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)炭素ストリッパー膜を用いた場合、炭素膜上に真空中の残留ガスからの解離された炭素が附着する。この現象は残留ガス分子がストリッパー膜の標的に附着し、入射ビームによりラジカル重合が起こり、標的に炭素が堆積(Build-up)すると考えられている。このBuild-upはストリッパー膜の寿命を著しく低下させる。

本研究はこのBuild-upの原因を突き止め、それを制御する方法を開発することが目的である。

2. 実験に到る背景

低エネルギーのタンデム、バンデグラフ加速器、あるいはサイクロトロン、線形加速器の荷電変換には高い透過電流(トランスミッション)を得るため、厚さの薄い($5\text{--}10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)炭素ストリッパー膜が使用されている。

しかし、重イオンや高強度のビーム電流に対してその寿命が非常に短いと言う致命的な欠点がある。薄いストリッパー膜の短寿命の原因は、これまで、その”薄さ”に基づく放射線損傷による機械的強度の劣化と考えられてきた。ところが、我々の最近の研究によって、次のことが判明した。

即ち、エネルギー3.2MeV、 $^{20}\text{Ne}^+$ 、3.5mmφのビームスポットを持つイオンビームを厚さ $\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 以下の薄い炭素膜上に照射した場合、そのビーム電流量によって、炭素膜の厚さが著しく変化することを見出した。即ち、ビームの電流量は膜の温度に直接関係し、その膜の温度の度合いによって炭素のBuild-upが敏感に変化することである。

本来ならば、イオンビームによる炭素膜のスプッターリングによる膜厚減少を炭素のBuild-upによってその減少分を補償する効果になるので、Build-upは長寿命化のPositiveの方向に働くとして解釈されていた。しかし、これまでの我々の一連の実験結果から、Build-upによる炭素膜の構造は、ストリッパー膜とは異なりより多くの酸素や水素を含むので、Build-upの増加は、ストリッパー膜の寿命に対してNegativeに働くと推察した。

一方、膜厚増加によって次のような問題が生じる。すなわち、多重散乱やエネルギーストラグリングの効果によりビームのトランスミッションが著しく低下する。例えば、ビームのトランスミッションが炭素ストリッパー膜の膜厚に対してどのように依存するかを見るために筑波大学加速器センターで測定したターミナル10MeVに於ける酸素イオンと金イオンのトランスミッション(Tr)を炭素フォイルの膜厚に対して観測した結果を図-1に示す。図-1からわかるように、10MeV ^{16}O (625KeV/amu)の軽イオンと10MeV ^{197}Au (50KeV/amu)の重イオンの場合では僅かな膜厚増加によってさえも低速重イオンほどフォイルのトランスミッションが顕著に効くことを示す。

上記の理由から、若し炭素Build-upの制御法が開発され、成功するならば、薄い炭素ストリッパー膜の特徴であるエネルギーの揃った高いトランスミッション電流のイオンビームを安定にしかも長時間供給できることになり、実験を効果的に進め、加速器の運転効率の改善に格段に寄与することが期待される。

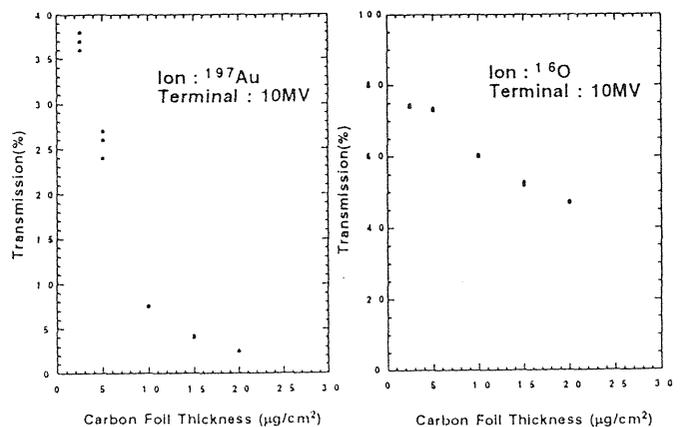


Fig-1 Measured transmission of (a) Au ions and (b) O ions in tandem accelerator at the terminal voltage 10 MV as a function of carbon stripping foil thickness.

3. 実験方法

実験は下記に示すような条件の下に、エネルギー3.2MeV、電流3 μ A、ビームスポット3.5 ϕ の $^{20}\text{Ne}^+$ イオンを用いて行われた。図-2に東工大(理)バンデグラフ加速器実験室の振分けMagnetの0°コースに設置された実験の配置を示す。

1) 炭素ストリッパフィルムは10mm ϕ のステンレススチールの枠にmountingされたものをアルミニウムホルダーに取り付け、図-2に示した寿命測定用の真空チェンバーに8組セットされている。

ビームスポットは石英版(厚み1.5mm)で観測する。

2) 炭素膜に対して45°方向の前後に1kWと2kWの赤外線加熱装置を取り付ける。

3) 赤外線加熱放射による炭素膜の温度は高感度の熱電対を取り付けた温度センサーを用いて出来る限り膜に近付けて温度を測定する。

4) 膜厚の変化は炭素膜の後方1.5mにセットした半導体検出器によって測定する。

5) 寿命測定散乱槽の真空度は平均 5×10^{-6} torr、散乱槽の残留ガスはQ-massspectrometerで測定した。

4. 測定結果

ビームは3.2MeV、1~3 μ A、ビームスポット3.5mm ϕ の $^{20}\text{Ne}^+$ イオンを用いた。炭素ストリッパ膜の寿命は照射開始からフィルムの割れや破壊するまでの電荷量(mC/cm^2)で決めた。

測定に用いた炭素フィルムは各手法で作成した田無製の1) ADフィルム(CADAD法)、2) クラスターフィルム(DC法)、3) レーザープラズマフィルム(ドイツミュンヘン工科大学)、4) 市販のアリゾナフィルム。炭素フィルムの膜厚は $5.0 \pm 2.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。炭素フィルムの加熱温度は最大出力の $600 \pm 100^\circ\text{C}$ で行った。

ADフィルム、クラスターフィルム、レーザープラズマフィルム、それにアリゾナフィルムの加熱と非加熱に於ける測定結果を表-1に、そして各フィルムのBuild-up特性を図-3(a)、(b)、(c)そして(d)に示す。図-3の(a)と(b)そして(d)から加熱照射によって、明らかに炭素のBuild-upのコントロールが効いていることがわかる。

表-1から、加熱効果による最高の寿命はクラスターフィルムの $389 \text{mC}/\text{cm}^2$ で、非加熱の場合の約

1.5倍である。ADフィルムは1.6倍、市販のアリゾナフィルムは1.3倍である。従って、世界の各加速器施設で用いられているアリゾナ製のフィルムに対して、同じ膜厚のクラスターフィルムは約7.5倍の長寿命を示した。

一方、 $\sim 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ の薄い膜厚で長寿命を示し、人気のあるミュンヘン工科大学のレーザープラズマフィルムは図-3に示すように他のテストしたフィルムとは異なり、加熱によって寿命が減少し、非加熱の場合に対して0.65倍になった。これは、テストサンプル数が少ないので断言はできないが、炭素フィルムの結晶構造の違いによるものと思われる。

表-1 各製法で作成した炭素フィルムの加熱と非加熱による膜厚と寿命

フィルム名	測定番号	膜厚 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)		炭素 Build-up ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	寿命 (mC/cm^2)
		照射前	照射後		
AD	p-32	2.7	4.8	2.1	98.3
	p-33	3.4	* 3.6	0.2	162.0
クラスター	p-30	5.0	6.2	1.2	261.0
	p-31	4.6	* 4.6	0	389
レーザープラズマ	p-28	3.1	5.3	2.2	215
	p-29	2.9	* 4.2	1.3	140
アリゾナ	p-24	4.8	6.8	2.0	37.5
	p-25	4.7	* 6.0	1.3	49.4

* 赤外線照射

5. 今後の予定

加熱温度をより正確に測定する方法を工夫する。非加熱も含め、 100°C 、 200°C 、 300°C 、 400°C 、 500°C 、 600°C そして 700°C までの各々 100°C 間隔で各温度毎に最低3サンプル以上の測定をすることによって統計制度を上げ、再現性を高める。

具体的な実験パラメーターは次のようである。

- 1) 寿命とBuild-up
- 2) 加熱温度とBuild-up
- 3) 加熱温度と寿命
- 4) Build-upの臨界制御温度の決定
- 5) Build-upの完全制御温度の決定

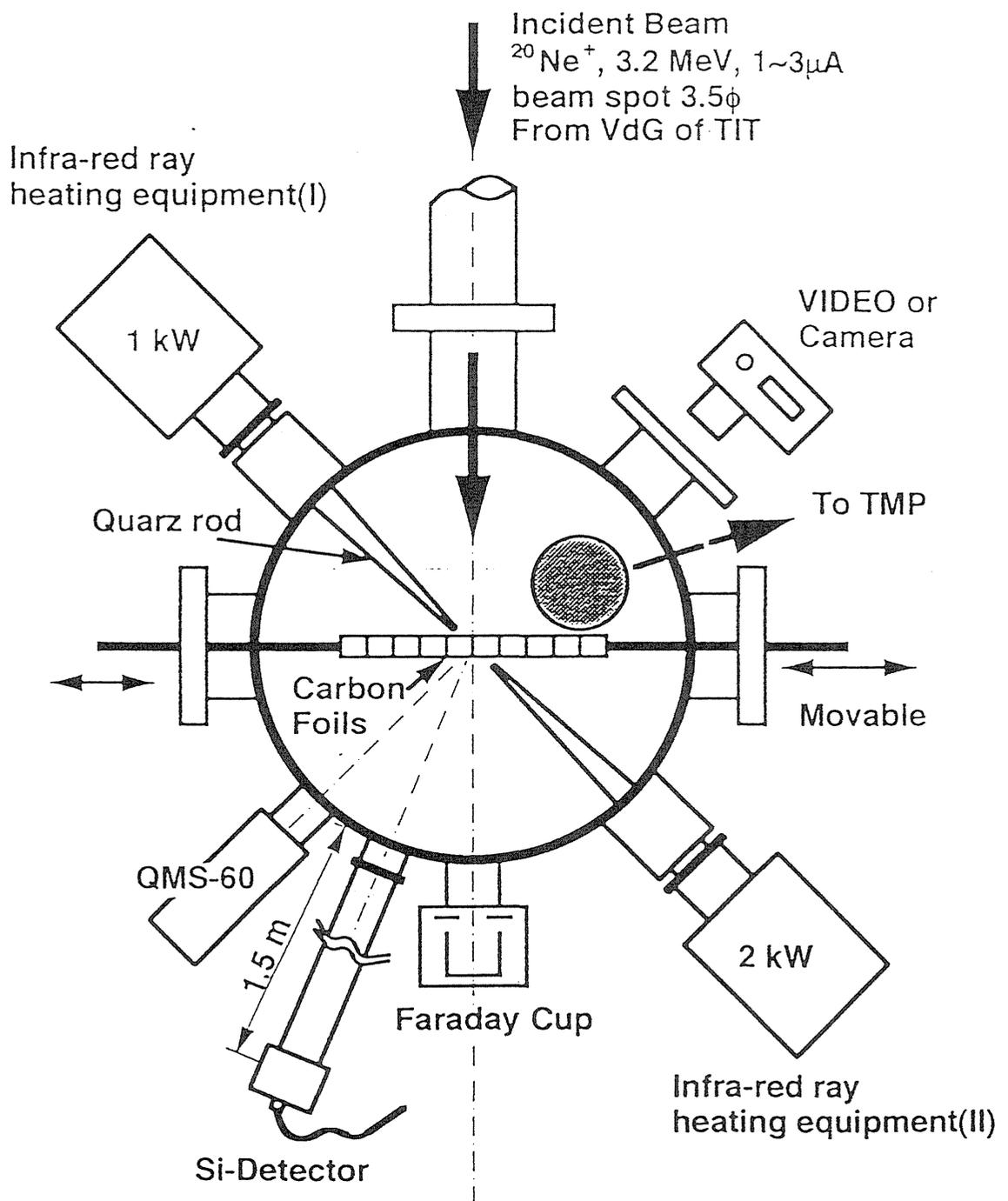


Fig.2 Experimental Se-tup for the build-up and the lifetime measurements

AD 0.5kHz (96/2/20)

p-32 Non-heating

p-33 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)

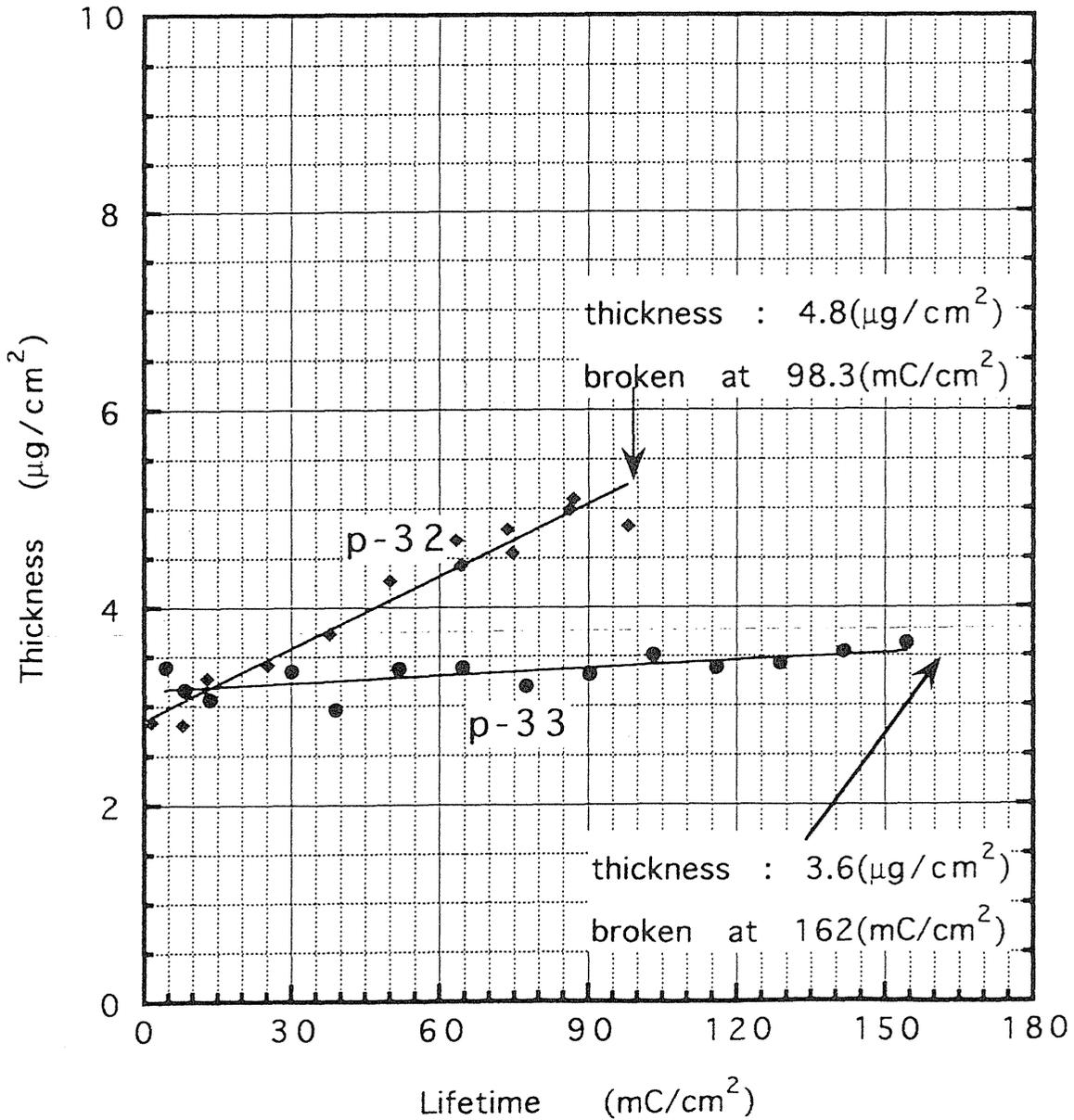


Fig.3(a) Build-up growths of the AD foils of $\sim 3\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick at the heating radiation by the infra-red ray equipment and the without heating one with a 3.2MeV and Ne^+ beam of $2.0\pm 0.2\mu\text{A}$ of $3.5\text{mm}\phi$ beam spot.

D300 0.72kHz (long) (97/1/23)

p-30 Non-heating

p-31 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)

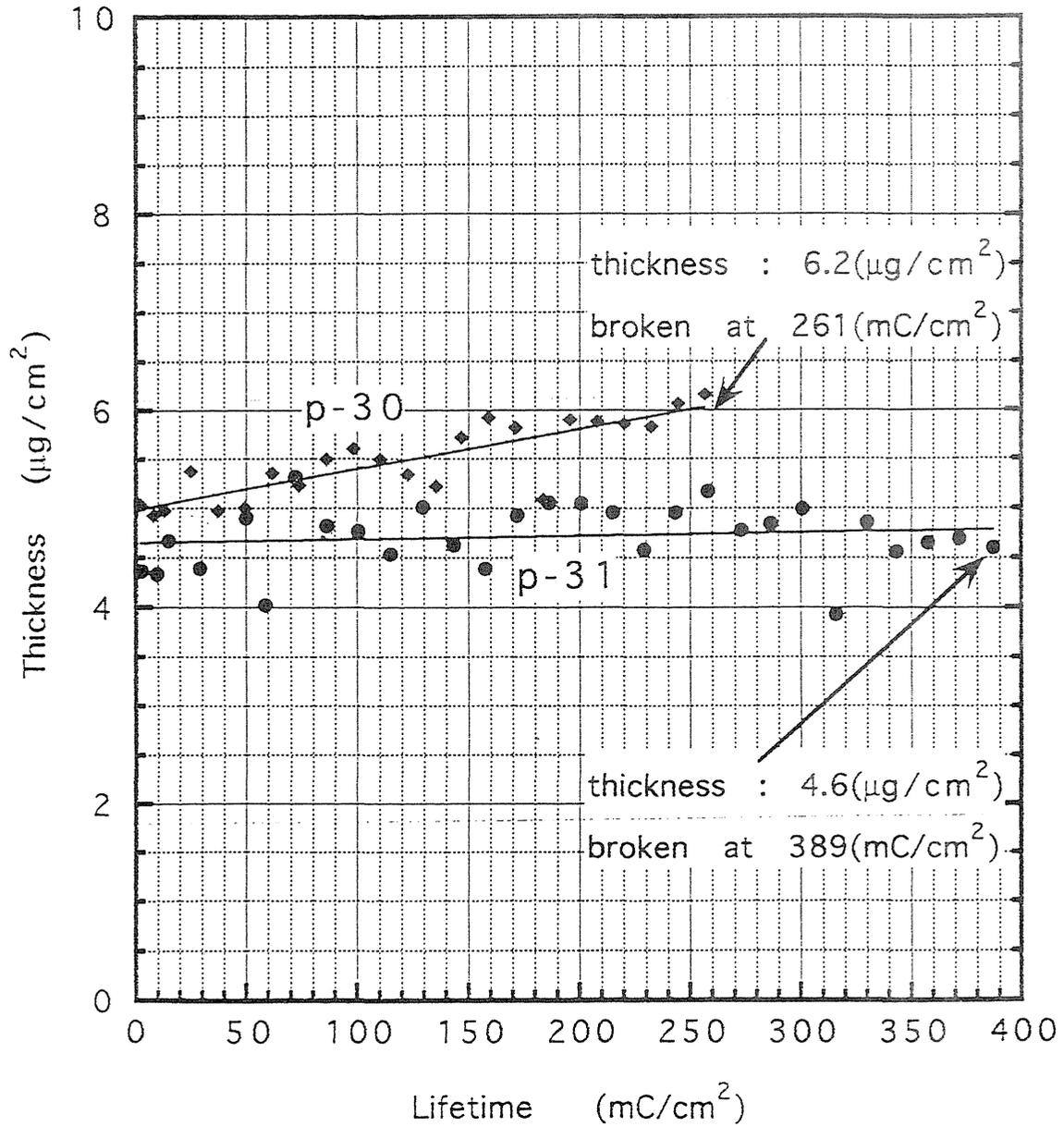


Fig.3(b) Build-up growths of the cluster thin foils of $\sim 5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick at the same conditions as Fig(a).

Lp-Carbon

p-28 Non-heating

p-29 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)

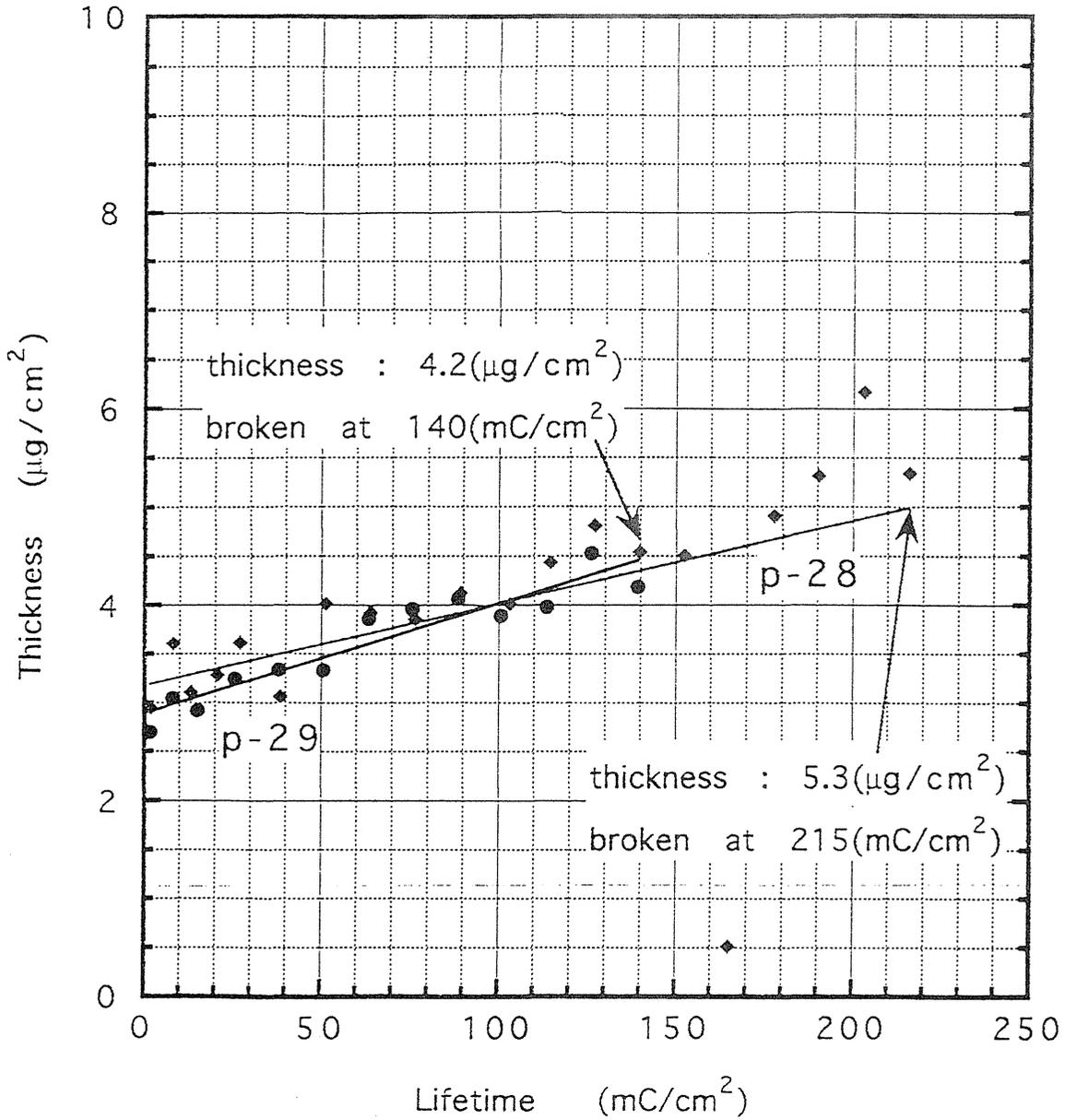


Fig.3(c) Build-up growths of the Lp foils of $3.0\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick at the same conditions as Fig(a).

ARI $5.0(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$

p-24 Non-heating

p-25 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)

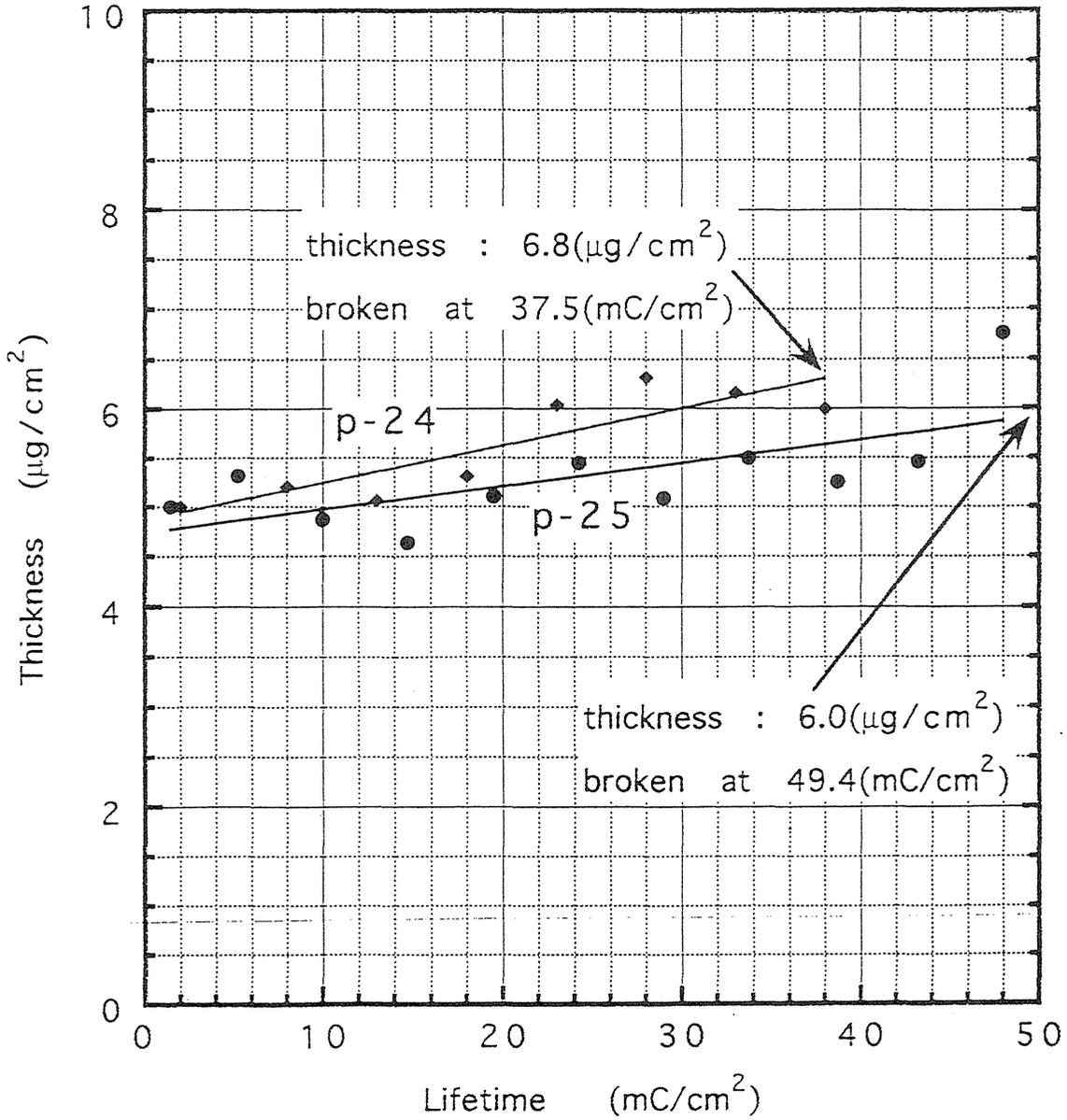


Fig.3(d) Build-up growths of the CM foils (Arizona) of $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick at the same conditions as Fig(a).

炭素膜上への炭素ビルドアップ 制御法の開発

平成10年12月21日(金)
於 放医研

—高品質長寿命炭素ストリップパー
フォイルを目指して—

責任者： 菅井 勲

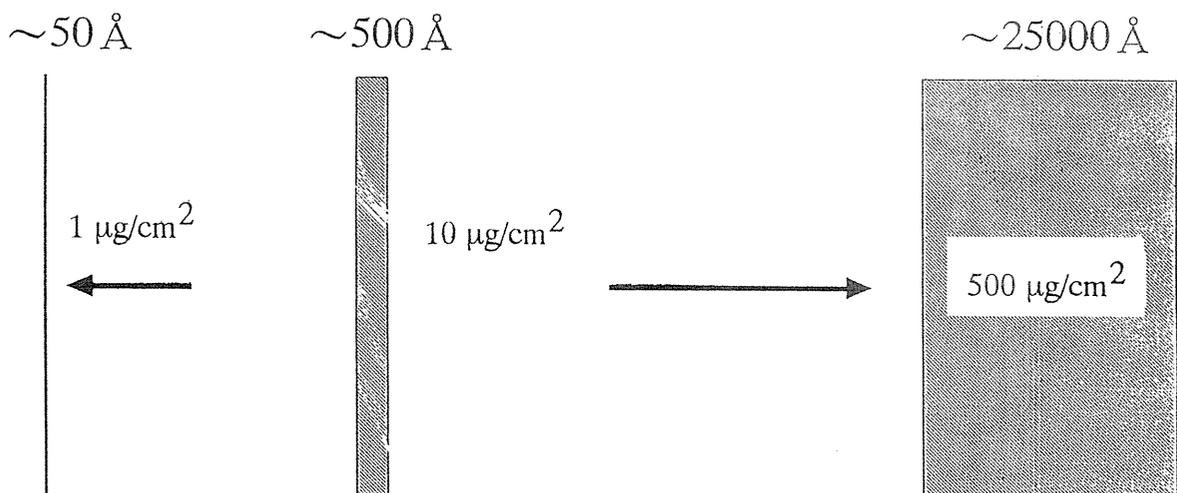
共同実験者： K E K 田無：小柳津 充広、川上 宏金、
武田 泰弘
東工大： 服部 俊幸、川崎 克則
林崎 松井

まず、エピゴーネンから始まった。
古来から現在まで使われている各製膜法を
実際に作り、各々の特徴を調べた。

その結果、次のような
日本独自の新しい長寿命炭素
ストリップパー製作法の開発に成功した！

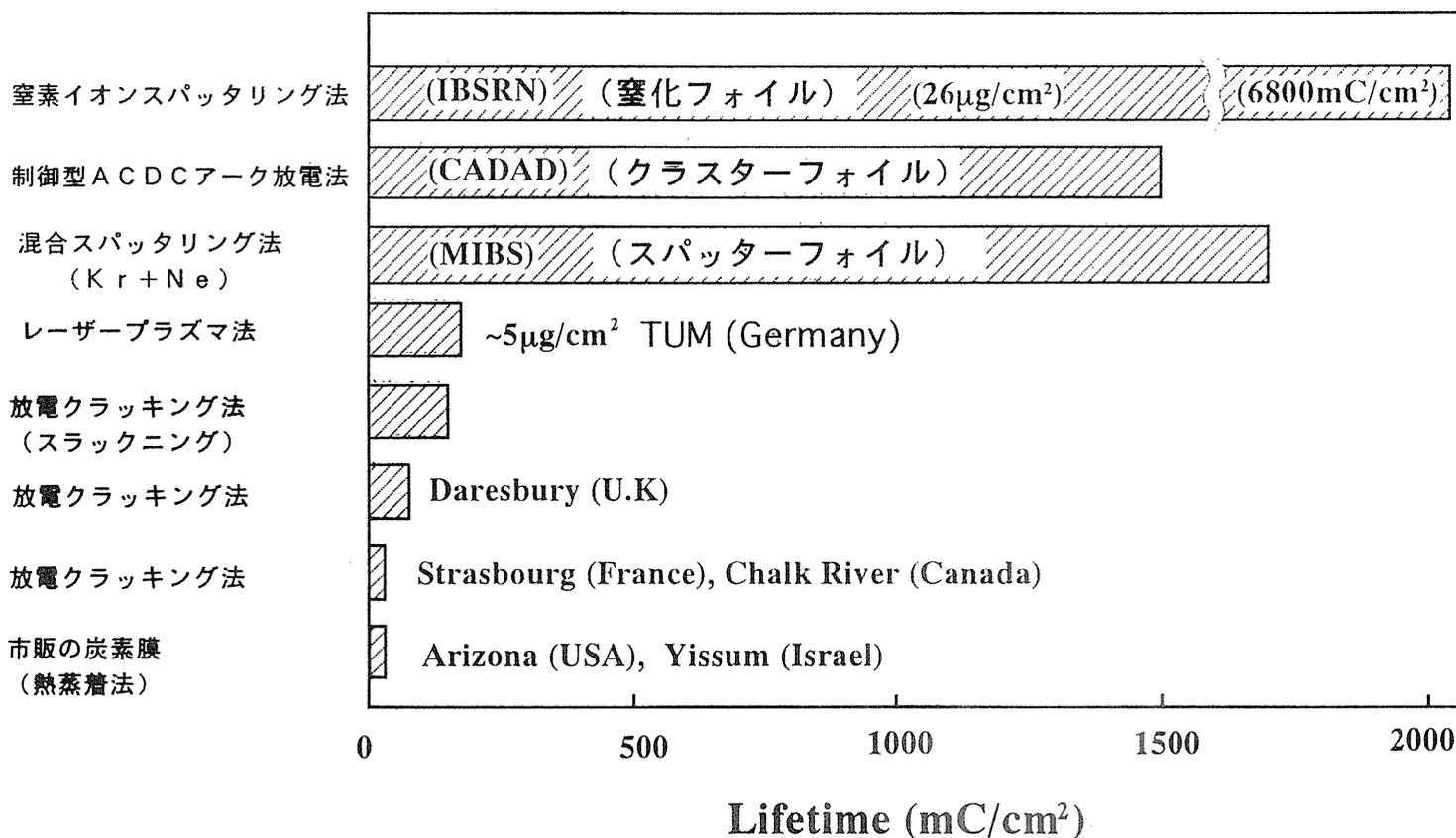
1. 制御型ACDC併用アーク放電法 (CADAD)
(クラスターフォイル)
2. 混合型イオンビームスパッター法 (MIBS)
(スパッターフォイル)
3. 反応性窒素イオンビームスパッター法
(窒化フォイル) (IBSPIN)

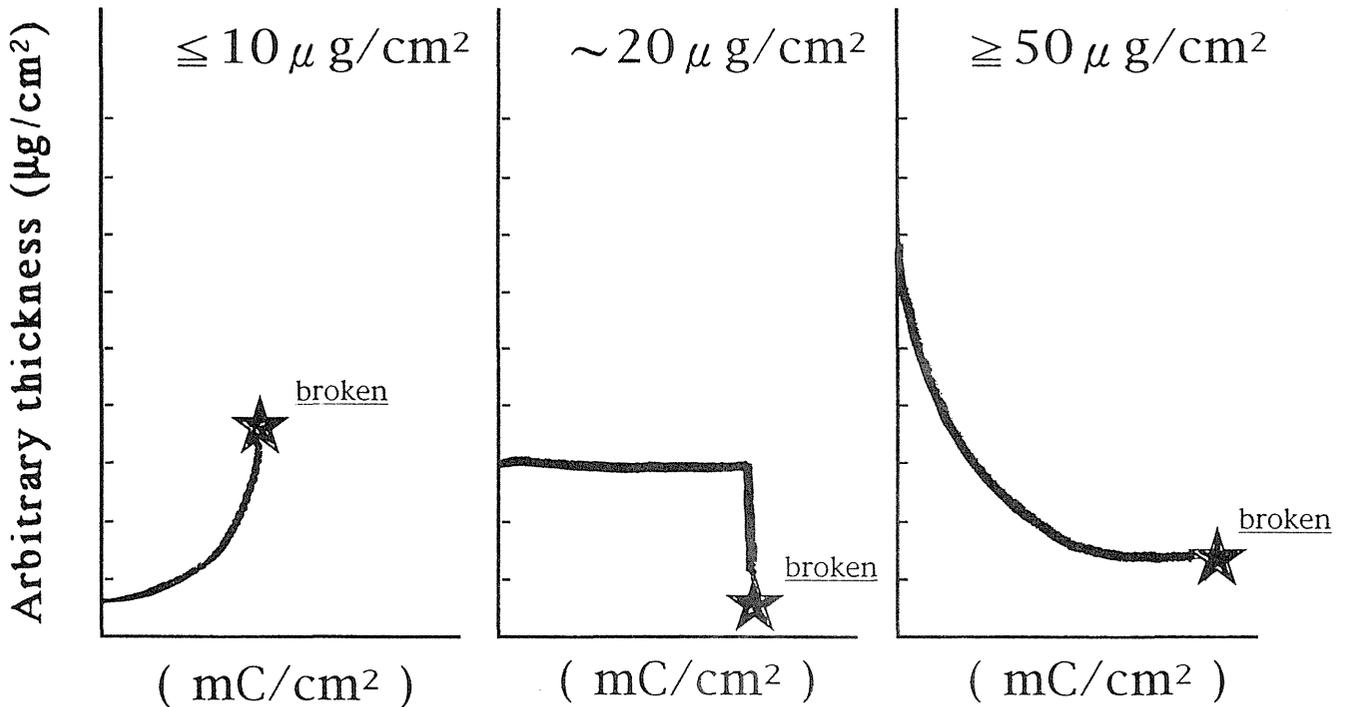
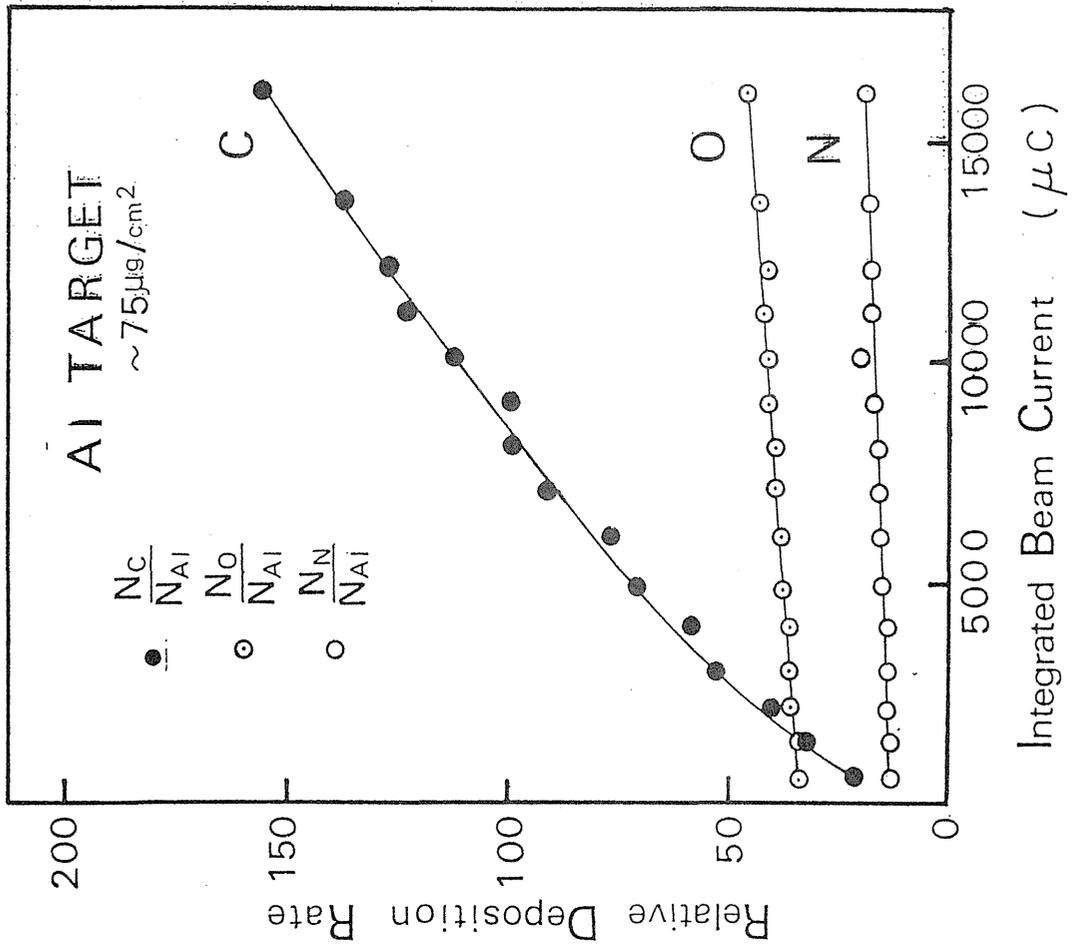
極端から極端へ



← 炭素ストリッパフォイルの厚さ →

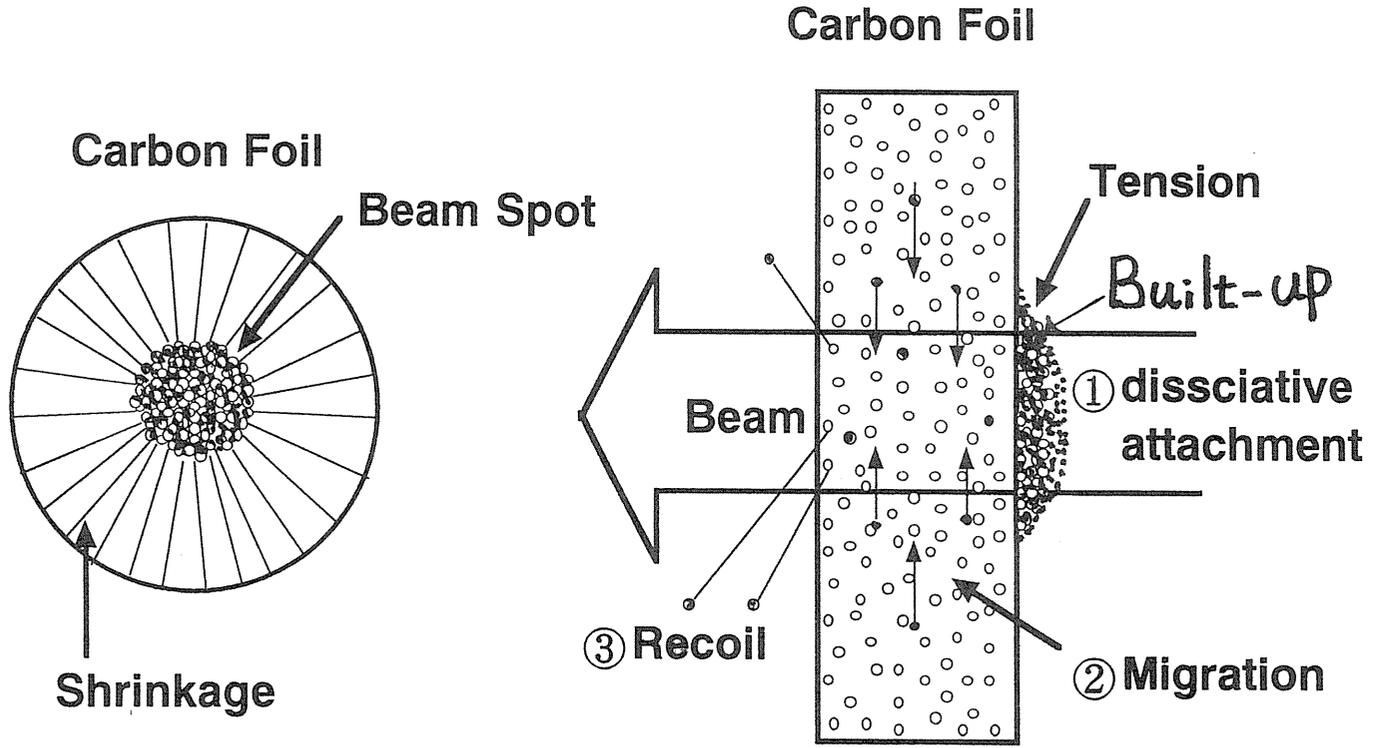
世界最良





Thickness changes under $^{20}\text{Ne}^+$ ion irradiation of 3.2 MeV and 1~3 μA of 3.5ϕ beam spot

February 28, 1997
INS, University of Tokyo



Sources of Highly transmission

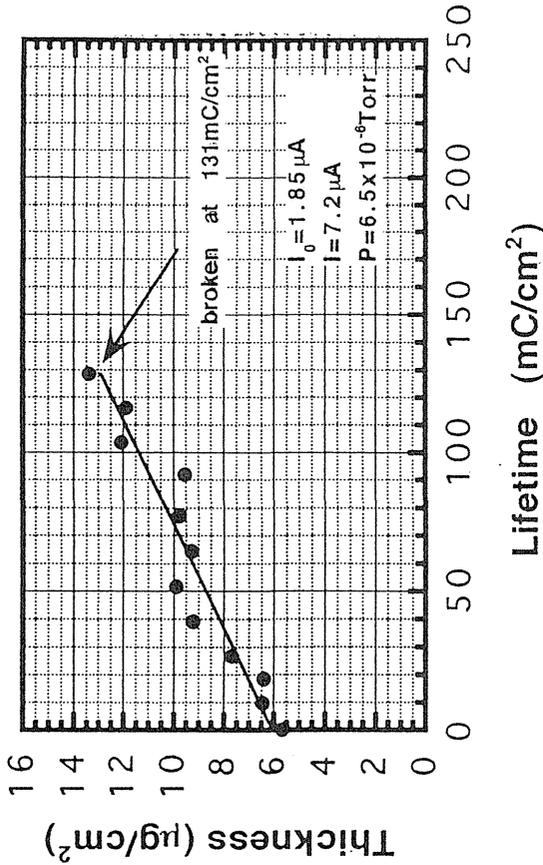
February 28, 1997
INS, University of Tokyo

炭素 Build-up 制御 御法
の 基本 測定

- Temp. と Build-up
- Build-up と lifetime
- Temp. と lifetime

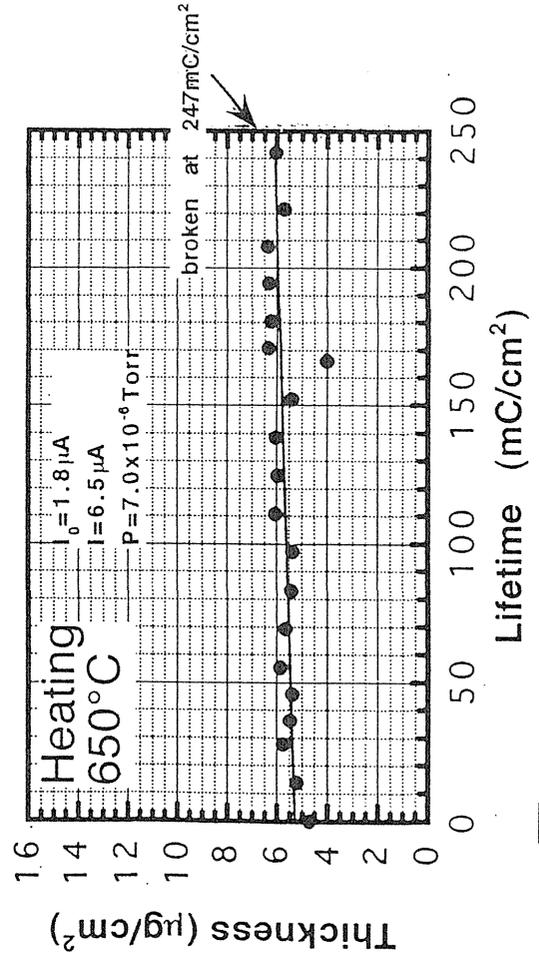
他: 炭素膜 構造 差 による 特性の
違いを 調べる

t-3, D300 (C+Au), 97 9/18



☒ - 4

t-33, D300 (C+Au), 97 9/18



☒ - 5

**Beam
Transmission**

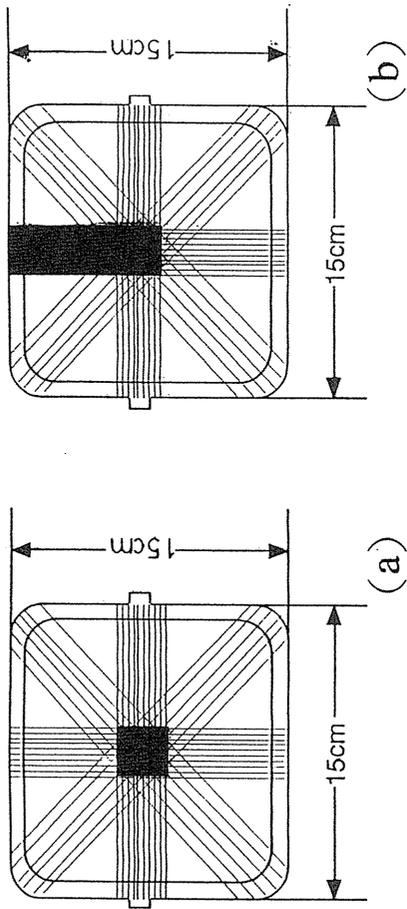
**Foil thickness
Dependence**

**Atomic Number
Dependence of Beam
(For example,
 ^{16}O and ^{79}Au)**

厚い長寿命炭素ストリップの 膜厚減少の制御法の開発

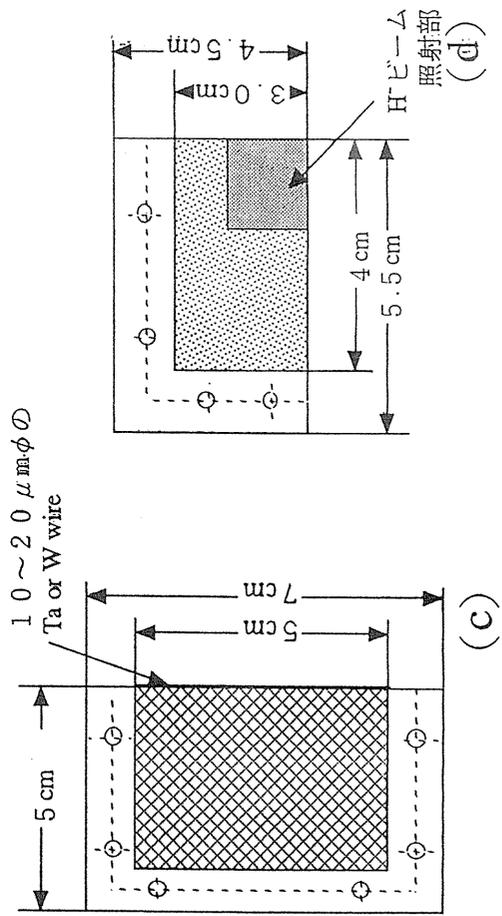
(新しい複合炭素物質の創製)
を目標として

図1 いろいろな炭素フォイルのマウンティング法



スタンプフォイル

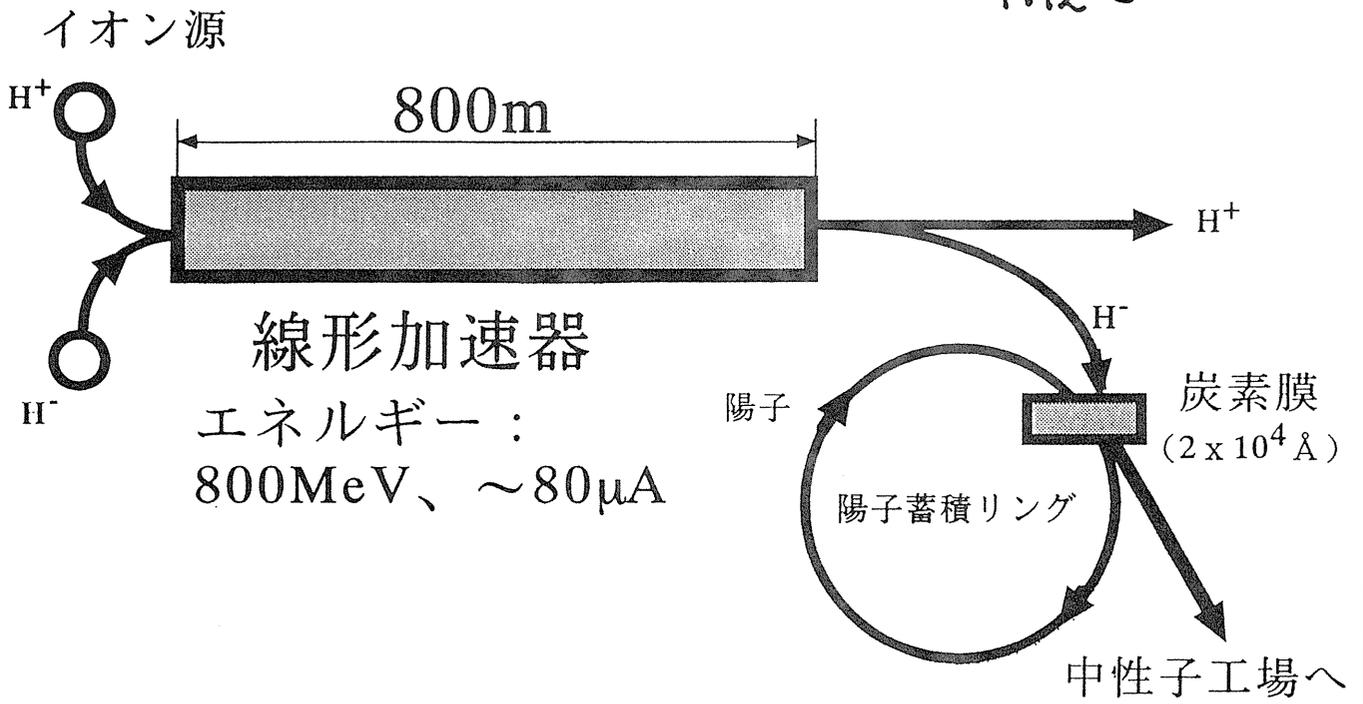
リボンフォイル



コの字型フォイル

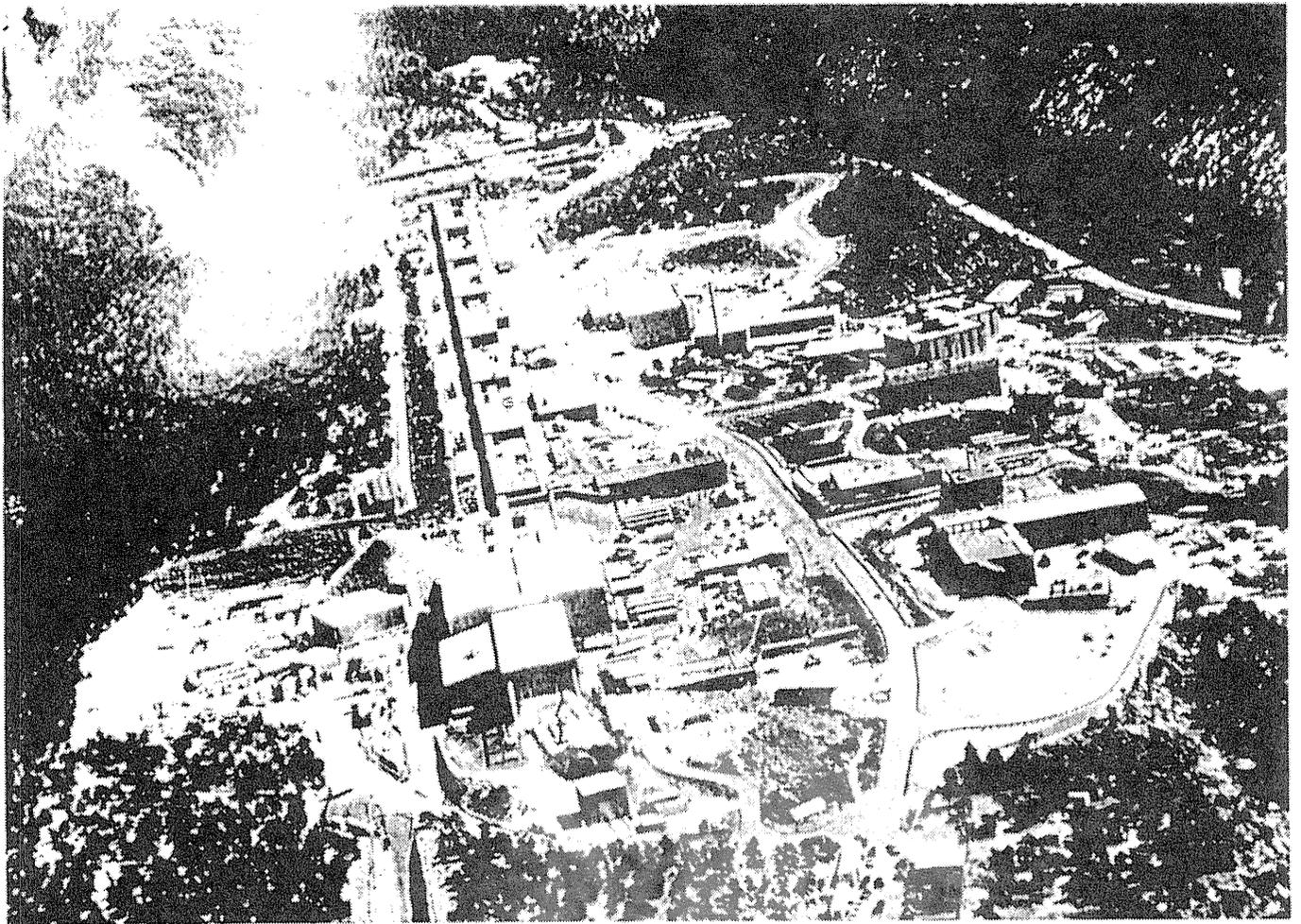
コーナ型フォイル

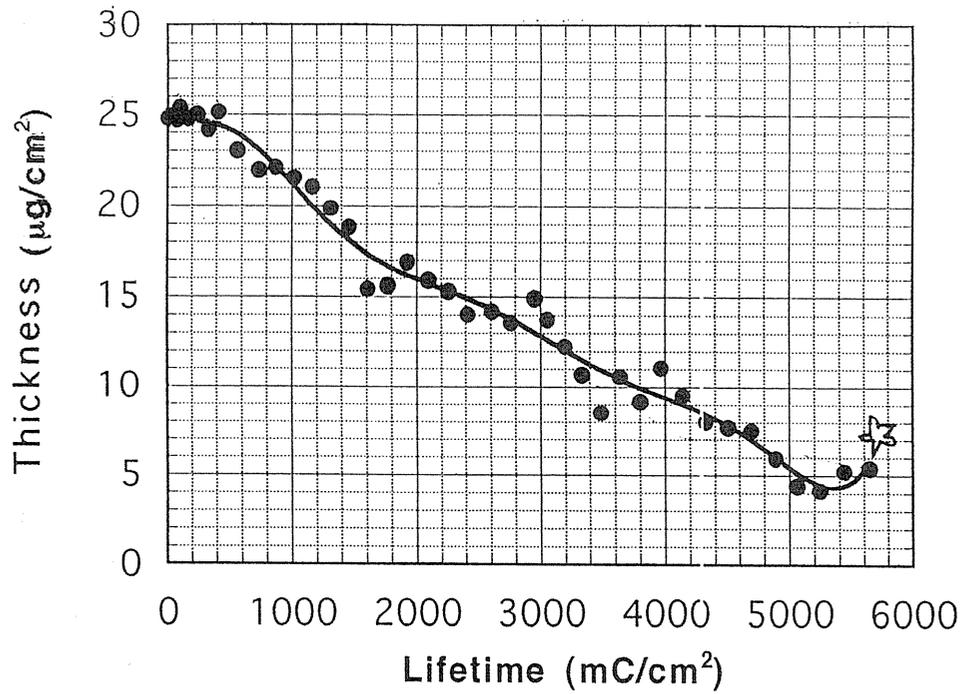
1992~



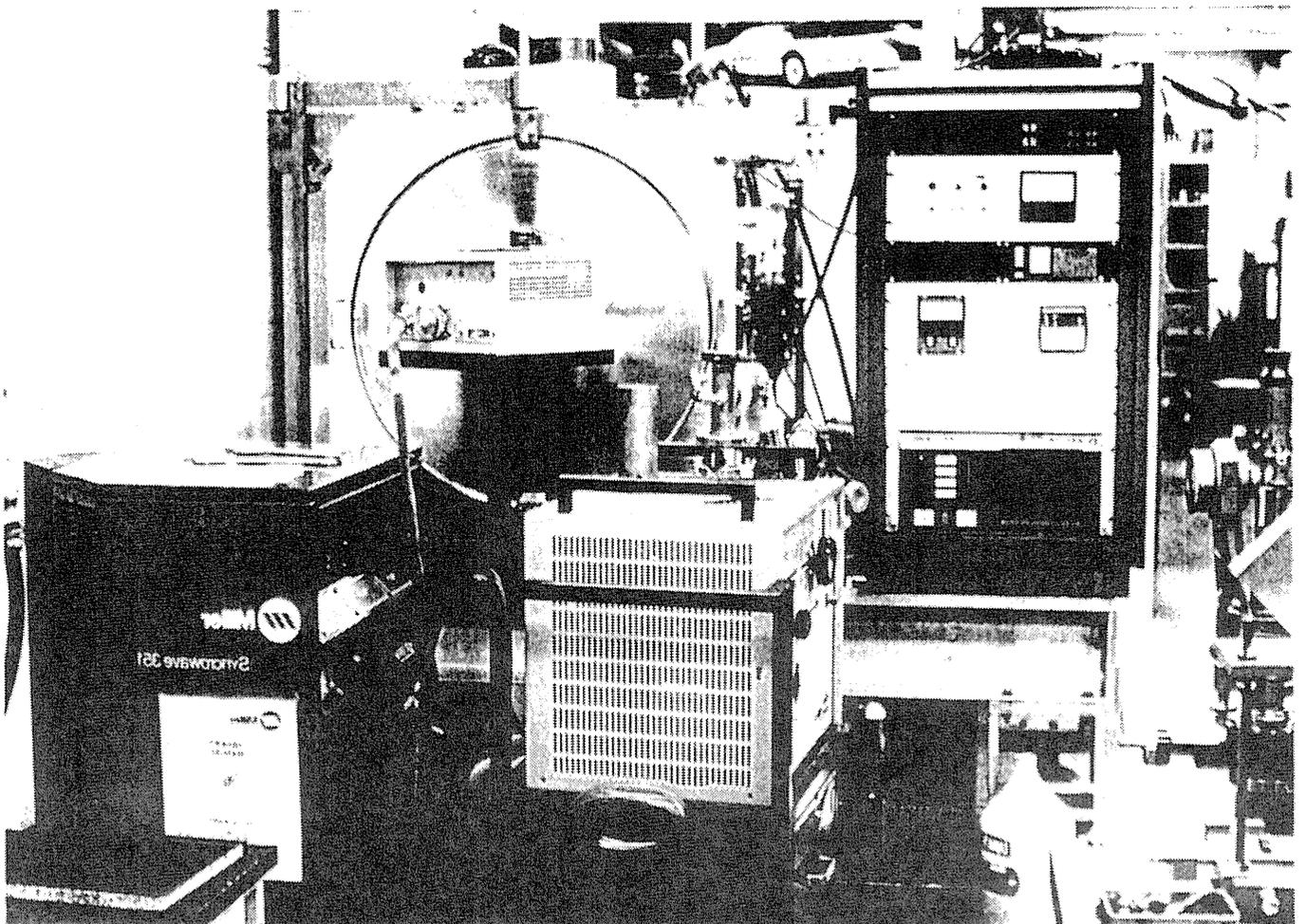
米国ロスアラモス研究所

'97 OCT. 23 (木) ~ 24 (金)
青森工業高定時制・全日制





Thickness Change of the foil made by the HIBS 3.5 under bombardment with a 3.2 MeV, Ne⁺ ion beam of 3µA and 3.5 mm φ beam Spot. The thickness decreases monotonically with beam bombarding dose



レーザーとプラズマによる陽子加速

小方 厚

広島大学大学院先端物質科学研究科

1 はじめに

放射線によるがん治療の理想は、目的とする対象(腫瘍などの病変)のみに放射線を照射し、周囲の正常組織へは全く照射をしないことである。この点で陽子線はx線よりも理想に近い。しかし陽子加速器は電子加速器にくらべて巨大高価であるため、陽子線治療が普及しているとはいいがたい。ここでは、最終的にはがん治療への応用を目指す、レーザーとプラズマによる陽子加速器の基礎研究を提案する。

レーザーとプラズマによる電子加速の実験では、すでに2cm程度の加速距離で200MeV以上のエネルギー利得を得ている[1]。この電子加速はプラズマ中にレーザーが励起するプラズマ波のポテンシャルを利用する。レーザー(光)が作るプラズマ波は光と同じ位相速度を持つ。この加速法は低速でも光速になる電子には有効であるが、陽子には適用できない。ちなみに、入射陽子のエネルギーを200keVと仮定すると、その速度は0.02cである。

プラズマ中でこの程度の位相速度を持つ波には、アルフェン波、イオン音波などがある。アルフェン波の陽子加速への利用はRau-Tajimaによって提案されている[2]。ここではレーザーの後方ラマン散乱にともなう遅い電子波の利用を試みる。

2 後方ラマン散乱

周波数 ω_L のプラズマ(プラズマ周波数 ω_p)中での分散式は

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k_L^2 \quad (1)$$

である。このプラズマにより添字sで特徴づけられる散乱(ラマン散乱)

$$\omega_L = \omega_p + \omega_s, \quad \vec{k}_L = \vec{k}_p + \vec{k}_s \quad (2)$$

が生じる。散乱波の波数は

$$k_s = \pm \frac{1}{c} \sqrt{\omega_L^2 - 2\omega_L \omega_p} \quad (3)$$

となる。複号は上から前方散乱, 後方散乱に対応する。これに伴って生じるプラズマ波の波数は

$$k_p = \frac{\omega_L}{c} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L}\right)^2} \mp \sqrt{1 - \frac{2\omega_p}{\omega_L}} \right] \quad (4)$$

である。このプラズマ波の位相速度 $\beta_p = v_p/c$ をFig.1に示す。

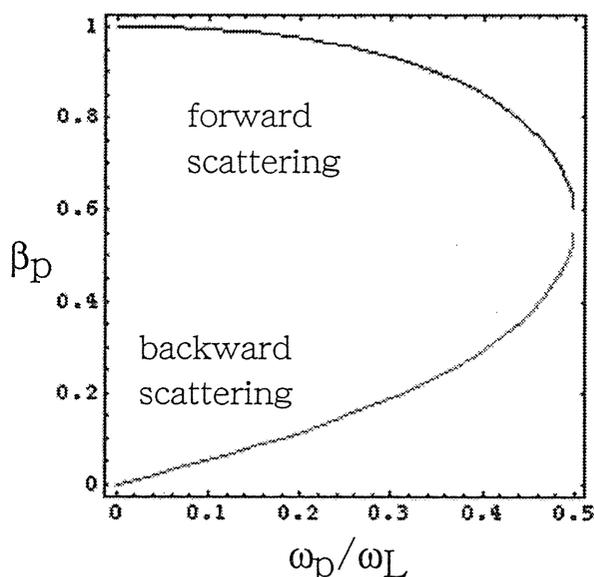


Fig.1 ラマン散乱に伴うプラズマ波の位相速度のプラズマ周波数依存性.

図のように波の位相速度はプラズマ周波数 ω_p すなわちプラズマ密度に依存する。従って波の位相速度が加速される陽子の速度に同期するように、プラズマ密度を陽子軌道に沿って変化させれば、波のポテンシャルにより陽子を加速することができよう。はじめは密度を増加させ、 $\omega_L = 2\omega_p$ を満たす密度に達した後は密度を減少させれば、後方散乱, 前方散乱の両方を利用し、陽子エネルギーを無限大にまで持っていく可能性もある。

以下文献[3]に従いラマン散乱についてこの場で必要とされることを導入しておく。この散乱

は不安定性と解釈することができ、成長率は

$$\gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} a \sqrt{\omega_L \omega_p} \quad (5)$$

である。ただし a はレーザー強度パラメーター (正規化ベクトルポテンシャル) である。

この不安定性はランダウ減衰により抑制されないための条件は v_{te} をプラズマ電子の熱速度として

$$\frac{\omega_p}{\omega_L} > 2 \left(\frac{v_{te}}{c} \right)^2 \quad (6)$$

である。この条件はプラズマ密度が小さい領域で厳しく、波の位相速度、すなわちテストビームのエネルギーに下限を与える。式(4)よりこの領域では $\beta_p = (1/2)(\omega_p / \omega_L)$ と近似できるので、式(6)は $\beta_p > (v_{te}/c)^2$ に帰着する。これは厳しい条件ではない。例えば 100keV の陽子エネルギーでは $\beta_p = 0.0146$ であり、 $(v_{te}/c)^2 = 0.0146$ をあたえるプラズマ温度は 3.7keV である。これより低温のプラズマではランダウ減衰は心配ないことになる。

前方散乱(自己変調レーザー航跡場による電子加速)では最大電場 $m_e \omega_p c$ に近い電場が得られているので、後方散乱の場合もとりあえずこれに対応する最大電場 $m_e \omega_p v_p$ を仮定する。

加速された陽子は、次第にプラズマ密度の大きい領域に入っていかなければならない。後方散乱で生じたプラズマ波が密度が一定でないプラズマ中を伝搬するためには、条件

$$a^2 k_L L > 1 \quad (7)$$

を満たさなければならぬ。ここで k_L はポンプレーザーの波数、 L は密度変化を特徴づける長さであって n 、 s をそれぞれ密度と距離として

$$L = \left[\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} \right]^{-1} \quad (8)$$

で定義される。

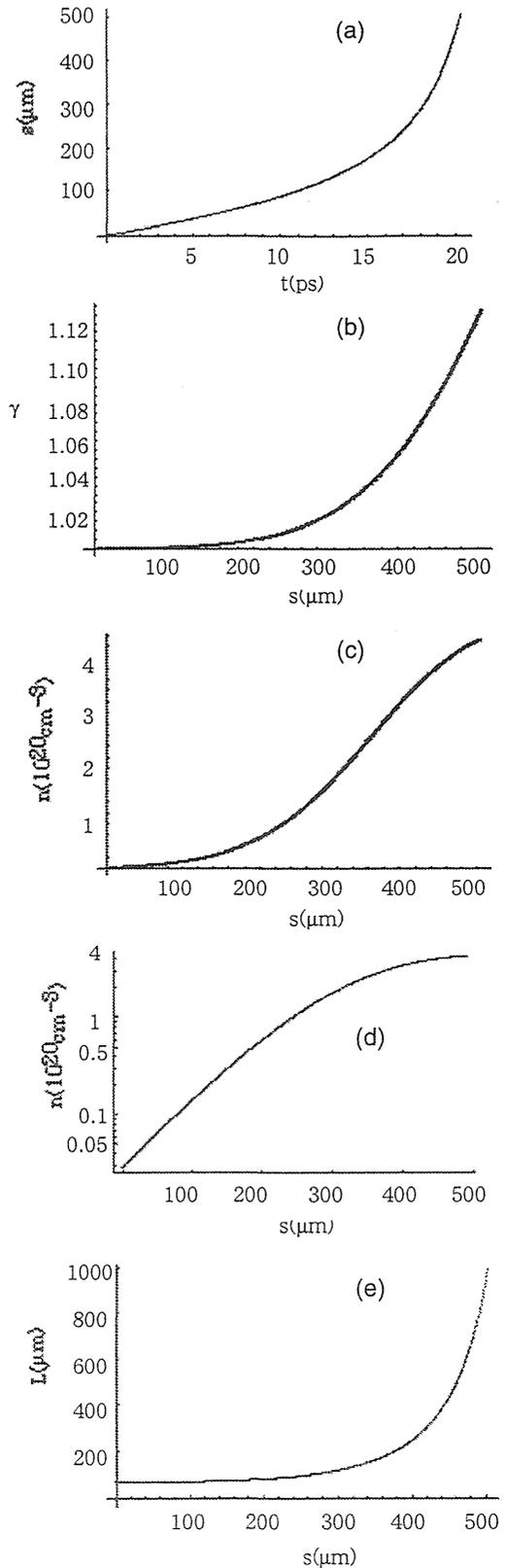


Fig.2 シミュレーションの結果. (a)時間対陽子の走行距離, (b)走行距離対エネルギー, (c-d) 走行距離対同期プラズマ密度; ただし(c)は線形 (d)はlogスケール, (e)走行距離対密度変化長.

3 陽子加速

Fig.2は簡単なシミュレーションの結果である。陽子の初期エネルギーを200keV, 目標とするエネルギーを144MeV ($\beta=0.5$), ポンプレーザーとして波長800nmのチタンサファイアレーザーを仮定した。計算は次の手順で行った。

1) 粒子速度, 波の位相速度の初期値 $\beta(0) = \beta_p(0) = 0.02$ を与える。これは200keVの陽子の速度に対応する。

2) 式(4)から得る

$$\beta_p(s) = \frac{\omega_p(s)}{\omega_L} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\omega_p(s)}{\omega_L}\right)^2\right]^{1/2} + \left[1 - \frac{2\omega_p(s)}{\omega_L}\right]^{1/2}} \quad (9)$$

に基づき, 与えられた $\beta(s)$ (最初は $\beta(0)$)に対応する $\omega_p(s)$ および $n(s)$ (最初は $\omega_p(0), n(0)$)を求める。

3) 加速勾配を $eE(s) = cm_e \omega_p(s) \beta_p(s)$ とし, ビームが距離 Δs だけ走行して得るエネルギー利得 $\Delta\gamma$ を

$$\frac{\Delta\gamma(s)}{\Delta s} = \frac{cm_e \beta_p(s) \omega_p(s)}{m_p c^2} \quad (10)$$

により求める。また密度変化長

$$L(s) = \left[(1/n(s)) (\Delta n(s) / \Delta s) \right]^{-1}$$

を求める。

4) $\chi(s+\Delta s)$ に対応する新しい $\beta(s+\Delta s)$ を求め, 手順2)に戻る。 $\beta(s+\Delta s) > 0.5$ であれば計算を打ち切る。

なおここではとりあえず加速勾配を $m_e \omega_p(s) v_p(s)$ としたが, 実際の加速勾配はこれより小さいと考えるべきである。正確な加速勾配はシミュレーションで得ることができよう。

Fig.2(a)は $\beta=0.5$ に至るまでの時間と粒子の走行距離である。しだいに粒子が加速されるさまが見て取れる。加速時間は約20psである。実際の加速勾配は想定した値より小さいので, 加速時間も走行距離もやや長くなるであろう。Fig.(b)は粒子エネルギーを走行距離に対してプロットしたものである。また(c-d)は位相速度に同期するために必要なプラズマ密度の空間密度分布である。ただし(c)は線形スケール, (d)はlogスケールで表示した。最後の(e)は式(8)

で定義した密度変化長である。

Fig.2(e)から特性長を100 μm とし, 波長800nmのレーザーを用いるものとして, 後方散乱のためのレーザー強度の閾値を求めると, $a = 0.035$ となる。直線偏光レーザーを仮定すると必要な強度は $5.3 \cdot 10^{15} \text{Wcm}^{-2}$ である。500 μm の加速距離を得るには, レイリー長 $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_L = 500 / \pi \mu\text{m} = 160 \mu\text{m}$ が必要で, これからウェストサイズ w_0 が6.3 μm となる。安全側に考え $w_0 = 10 \mu\text{m}$ とすれば, 必要なレーザーパワーは16GWである。ポンプレーザーがなくなるとプラズマ波も減衰するとすれば, レーザーのパルス長は20ps必要であり, レーザーのエネルギーは333mJとなる。このようなレーザーはテーブルトップレーザーとして入手できる。

4 問題点

後方ラマン散乱はレーザー核融合においてレーザーの利用効率を低下させる。この見地からは膨大な研究がなされたが, ビーム加速への応用という見地からの研究はない。プラズマ波の振幅, 不均一プラズマ中でのプラズマ波の伝搬など, 基礎的な現象の計算機シミュレーションから始める必要がある。

技術的には密度勾配を持つプラズマの生成法とプラズマ密度分布の測定が問題である。また, この後方ラマン散乱は一種の不安定性であり, 「いかに安定に不安定性を引き起こすか」という技術的な問題がある。ひとつの案はポンプレーザーと反対方向から後方散乱光と同じ波長を持つレーザー(種たねレーザー)を入射し, プラズマ波を誘起することである。この種のレーザーの使用は自己変調レーザー航跡場加速のためにすでに提案されている[4]。見方を変えればビート波加速の変形である。ただし種レーザーの周波数を時間的に変化させる(チャープする)必要がある。

文献

- [1] H.Dewa et al., Nucl. Instr. and Meth. A410 (1998) 357-363.
- [2] B.Rau and T.Tajima, Phys.Plasmas 5(1998) 3575.
- [3] C.S.Liu et al., Phys.Fluids 17 (1974) 1211.
- [4] N.E. Andreev et al., JETP Lett. 60 (1994) 713.

Abstract

レーザーとプラズマによる陽子加速

- A plasma wave excited by the backward Raman scattering has slow velocity, which depends on the background plasma density.
- Positive spatial gradient of the plasma density gives increasing phase velocity of the plasma wave synchronizing with the proton acceleration.
- Protons can be accelerated from $\sim 200\text{keV}$ to $\sim 150\text{MeV}$ (or more) in a plasma column longer than 0.5mm in which the density is tapered from $\sim 3 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-2}$ to $\sim 4 \cdot 10^{20}\text{cm}^{-2}$.

小方 厚

広島大学

大学院先端物質科学研究科

Outline

1998年度

HIMAC加速器共同研究会

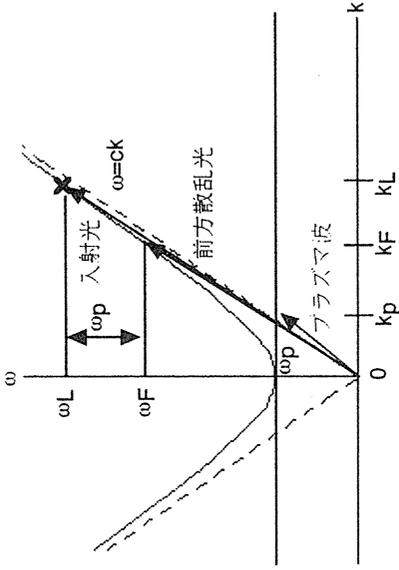
- 1 Introduction
- 2 Backward Raman Scattering
- 3 Simple Simulation
- 4 Remarks

~~References~~

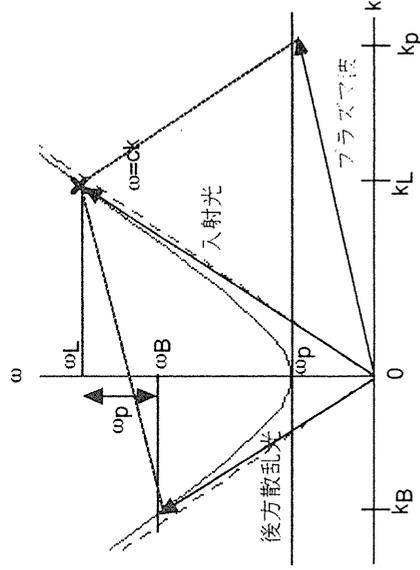
1998年12月21日

放射線医学研究所

RAMAN SCATTERINGS



forward Raman scattering



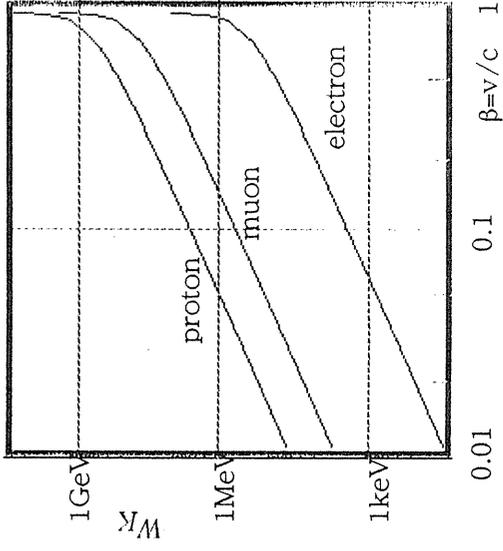
backward Raman scattering

We can understand that the beat between pump and scattered radiations excites a plasma wave.

INTRODUCTION

Protons do not have relativistic velocity below 1GeV.

If we want to trap protons in a potential wave, the phase velocity of the wave has to be equal to the proton velocity injected.

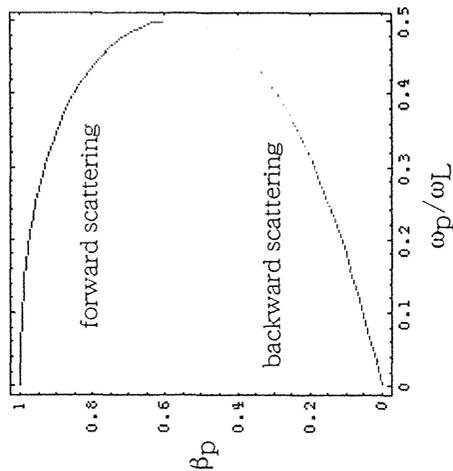


$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = \sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}$$

proton total energy $W_T = m_p c^2 \gamma = 938\gamma$ [MeV]

proton kinetic energy $W_K = m_p c^2 (\gamma - 1) = 938(\gamma - 1)$ [MeV]

phase velocity of the plasma wave by Raman scatterings



Forward and backward scatterings degenerate at $\omega_L = 2\omega_p$, where

$$\beta_p \xrightarrow{\omega_L = 2\omega_p} \frac{1}{\sqrt{3}} = 0.577$$

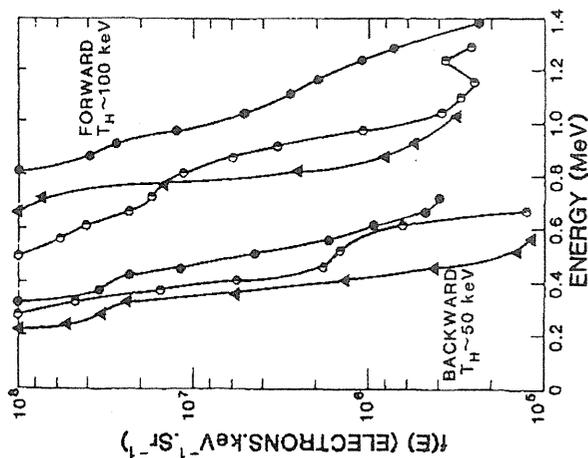
forward scattering

backward scattering

scattering wave is in the forward direction backward direction
 phase velocity of the plasma wave $\sim c$ $\ll c$
 selfmodulated laser wakefield acceleration proton acceleration?
 of electrons
 (KEK, RAL, NRL, U. Michigan,)

high threshold

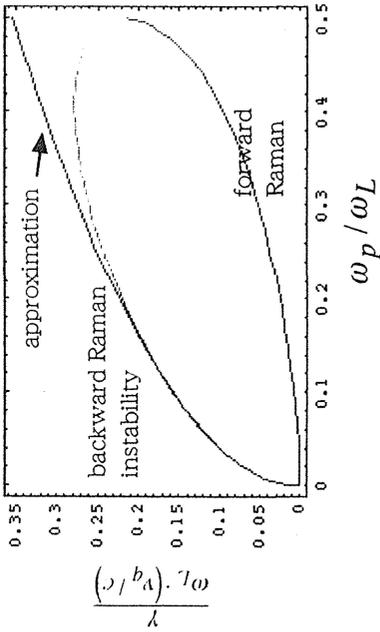
low threshold



Experimental electron energy distributions in the forward and backward directions. Three different shots are represented.

C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis and N. A. Ebrahim,
 Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1285.

Growth rate of the backscattering instability

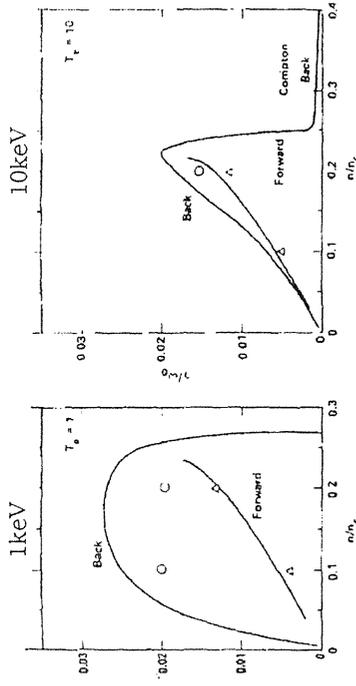


K.Estabrook and W.L.Kruer, Phys.Fluids 26(1983)1892

$$\text{approximation : } \gamma = \frac{1}{2} \frac{v_q}{c} \sqrt{\omega_L \omega_p}$$

C.S.Liu et al, Phys.Fluids 17(1974)1211

Landau damping suppresses Raman scatterings.



Dispersion relations of Raman scattering in a cold plasma

pump radiation

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k_L^2$$

scattered radiation

$$\omega_F^2 = \omega_p^2 + c^2 k_F^2, \omega_B^2 = \omega_p^2 + c^2 k_B^2$$

$$k_F = \frac{1}{c} \sqrt{\omega_L^2 - 2\omega_L \omega_p}, k_B = -\frac{1}{c} \sqrt{\omega_L^2 - 2\omega_L \omega_p}$$

conditions of resonance

$$\omega_L = \omega_p + \omega_F, \bar{k}_L = \bar{k}_p + \bar{k}_F$$

$$\omega_L = \omega_p + \omega_B, \bar{k}_L = \bar{k}_p + \bar{k}_B$$

$$2\omega_p < \omega_L$$

plasma wave caused by the scatterings

$$k_p = \frac{\omega_L}{c} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_L}\right)^2} \mp \sqrt{1 - \frac{2\omega_p}{\omega_L}} \right]$$

- for forward, + for backward scattering

phase velocity $v_p = \beta_p c$

$$\beta_p = \frac{\omega_p}{\omega_L} \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega_p / \omega_L)^2} \mp \sqrt{1 - (2\omega_p / \omega_L)}}$$

plasma wave and its field

basic equations

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 (\nabla \cdot v) = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{eE}{m_e}$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 E) = -en_1$$

substituting

$$n_1 = n_{10} \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\partial / \partial t = -i\omega, \nabla \cdot \partial / \partial x = ik, \omega / k = v_p$$

we have

$$kn_0 v - \omega n_1 = 0$$

$$im_e \omega v - eE = 0$$

$$ik\epsilon_0 E + en_1 = 0$$

these give

$$\omega = \omega_p = \left[\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_e} \right]^{1/2}$$

$$eE = i \frac{n_1}{n_0} m_e \omega_p v_p = \frac{n_{10}}{n_0} m_e \omega_p v_p \exp \left[i(kx - \omega t) + \frac{\pi}{2} \right]$$

NOTE that at $n_0 = n_1$, eE is not equal to $m_e \omega_p c$ but to $m_e \omega_p v_p$.
The following calculations assume $eE = m_e \omega_p v_p$, overestimated.

For backward scattering to be free from Landau damping

$$2\omega_p / \omega_L > (2v_{th}/c)^2 \quad (1)$$

C.S.Liu et al, Phys. Fluids 17(1974)1211

β_p of the plasma wave at the injection is approximated as

$$\beta_p = \omega_p / (2ck_L).$$

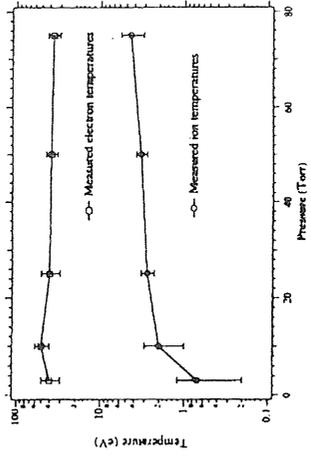
In this case of $2\omega_p / \omega_L = 4\beta_p$, the condition (1) becomes

$$\beta > (v_{th}/c)^2.$$

$T_e = 10\text{eV}, 100\text{eV}, 1\text{keV}, \dots$ gives $v_{th}/c = 0.006, 0.02, 0.06, \dots$

Source such as duoplasmatron gives protons with $\sim 200\text{keV}$ ($\beta = 0.02$).

These sources can be used, if we could create a low-temperature plasma with $T_e < 100\text{eV}$. This is not difficult.



125fs, 30mJ, 800nm laser; He; T.E.Glover et al., PRL 73 (1994) 78.
1 torr $\sim 64 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$ @ 300°K

TAPERED DENSITY METHOD

Simple Simulation

assumptions

initial energy

200keV, assuming the use of standard ion source such as a duoplasmatron.

final energy

Plasma waves produced by the forward and backward scatterings have the same direction.

It could be possible to use both scattering mechanisms

below $\beta < 1/\sqrt{3}$ back scattering

above $\beta < 1/\sqrt{3}$ forward scattering

to accelerate protons up to $\beta \sim 1$.

However, the physics around $\beta \sim 1/\sqrt{3}$ ($2\omega_p = \omega_L$) region seems complicated.

At $2\omega_p = \omega_L$, protons have values $\beta = 1/\sqrt{3}$, $\gamma = 1.224$
 $W_K = 210\text{MeV}$.

We aim at $\beta = 0.5$, $\gamma = 1.154$ or $W_K = 144\text{MeV}$.

lasers

The following calculations assume use of a Ti:Sapphire laser ($\omega_L = 2.35 \times 10^{15}\text{Hz}$).

mismatch due to plasma density gradient

In an inhomogeneous plasma, the resonant condition can hold only locally.

The propagation of the plasma waves out of this resonant region then provides an additional threshold, which is

$$\left(\frac{v_q}{c}\right)^2 k_L L > 1 \text{ at } 2\omega_p < \omega_L \text{ (convective)}$$

C.S.Liu et al., Phys. Fluids 17 (1974) 1211.

where v_q is the quiver velocity,

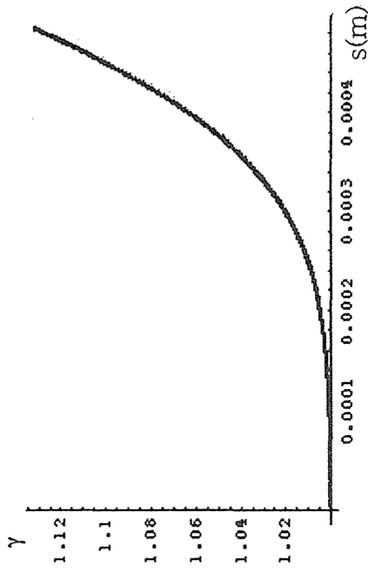
$$\frac{v_q}{c} = \frac{eE}{m_e \omega_L c} = a, \text{ normalized laser vector potential,}$$

$$L = \left[\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} \right]^{-1},$$

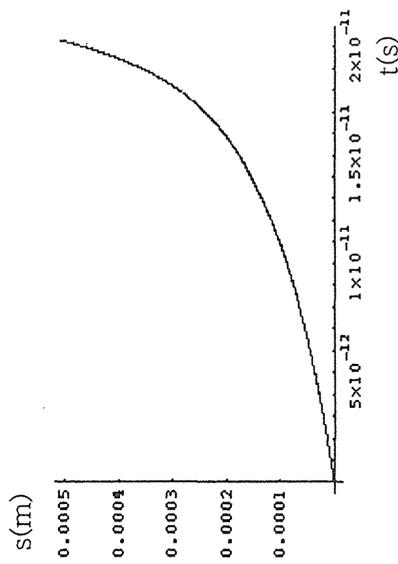
s : distance along density gradient.

The threshold of forward scattering is $(\omega_L/\omega_p)^2$ times higher than that of the backward scattering under the density gradient.
Under certain conditions, only backward scattering occurs.

results of calculations



energy vs distance.



distance vs time.

- Acceleration time ~20ps,
- Acceleration distance ~0.5mm

If the acceleration gradient is smaller than assumed, it is longer:

procedure

- 1) give initial values $\beta(0)=\beta_p(0), \chi(0)=\gamma_p(0)$.
- 2) decide $\omega_p(s)$ (initially $s=0$) from the relation

$$\beta_p(s) = \frac{\omega_p(s)}{\omega_L} \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega_p(s)/\omega_L)^2} + \sqrt{1 - 2(\omega_p(s)/\omega_L)}}.$$

- 3) assume acceleration gradient as

$$eE(s) = f(a_0) m_e c \omega_p(s) \beta(s).$$

a_0 laser strength parameter. Calculations below assume $f(a_0)=1$

calculate the energy gain $\Delta\gamma$ in the distance Δs

$$\frac{\Delta\gamma(s)}{\Delta s} = \frac{f(a_0) m_e c \omega_p(s) \beta_p(s)}{m_p c^2},$$

$$\text{and } L = \left[\frac{1}{n(s)} \frac{\Delta n(s)}{\Delta s} \right]^{-1}.$$

- 4) $\gamma(s+1) = \gamma(s) + \Delta\gamma$ gives new $\beta(s+1) = \beta_p(s+1)$. goto 2).
- Terminates if $\beta(s+1) > 0.5$.

Required laser energy

Based on these results

$L \sim 100\mu\text{m}$ and $\omega_L \sim 800\text{nm}$ (Ti:saph laser) requires

$a = 0.035$ or $I = 5.3 \cdot 10^{15} \text{W cm}^{-2}$ as the threshold laser power, if the laser is linear polarized.

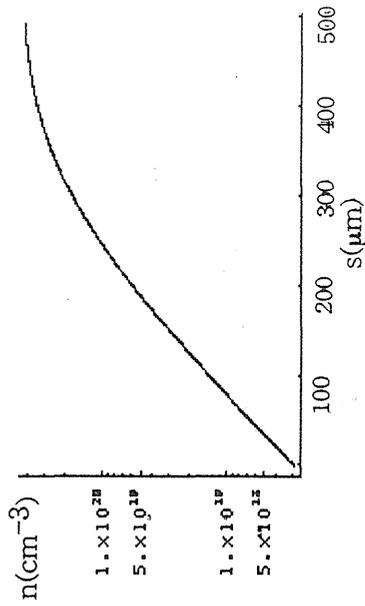
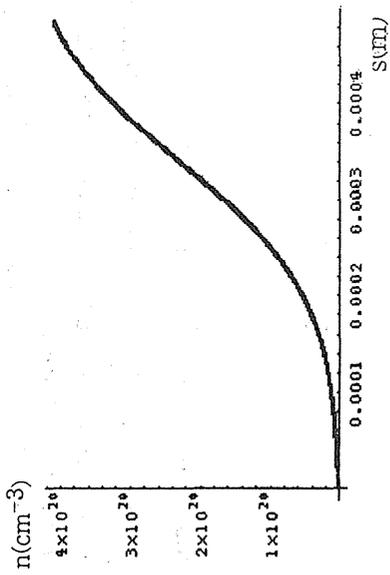
500 μm acceleration length requires

160 μm Rayleigh length, or 6.3 μm waist size.

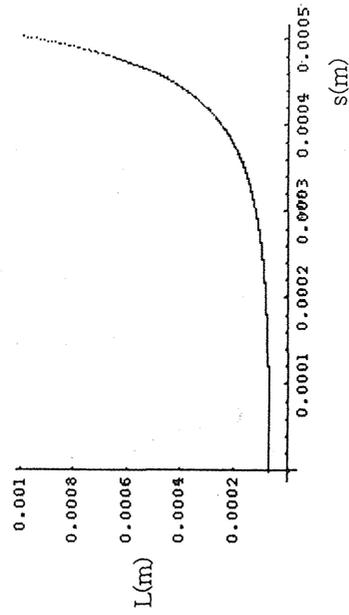
Assuming 10 μm waist size, the laser power becomes 16GW.

20ps acceleration time requires 320mJ laser energy.

A table-top laser can give this output energy in 10Hz.



plasma density vs distance.



density gradient length L vs distance,

BIG PROBLEM: instability control

The instability growth causes wave beaking.

The growth is suppressed by
Landau damping,
collisional damping,
modulational damping.

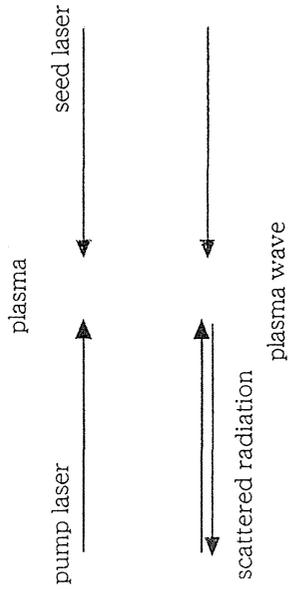
The plasma wave decays as soon as the pump laser vanishes.
The wakefield scheme is impossible, because the wake cannot survive until the slow test beam arrives.

A clever way to excite the instability with good reproducibility:
pump power slightly below the threshold.

counter injection of a seed laser to stimulate backscattering,
which is frequency-shifted by ω_p from the pump laser

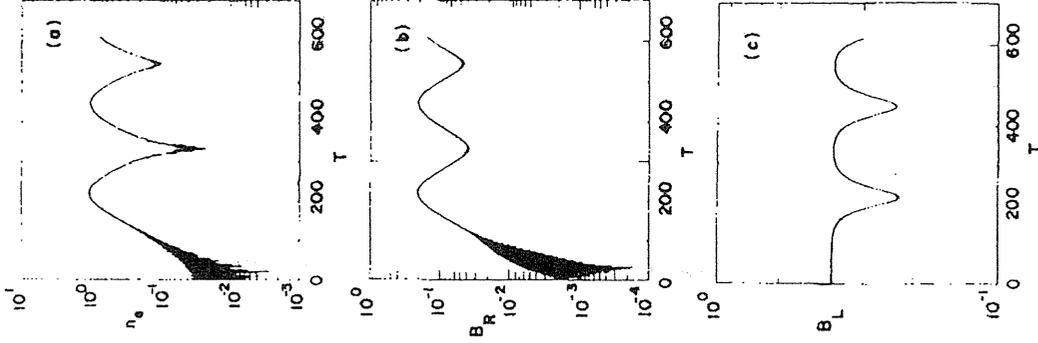
as $\omega_{pump} - \omega_{chirp}(s) = \omega_p(s)$.
(beatwave scheme).

N.E.Andreev et al., JETP Lett., 60 (1994)713, for electron acceleration.



This requires a wide chirp range:

$$0.5\omega_{pump} < \omega_{chirp}(s) < 0.95\omega_{pump}.$$



One-dimensional simulation. T in unit of $1/\omega_p$.

$\omega L = 2.5\omega_p$, $v_q/c = 0.03$, $k_p = 1.5k_L$, homogeneous plasma

(a) electron density, (b) amplitude of backscattered radiation,
(c) amplitude of pump radiation.

D.W.Forslund et al., Phys.Fluids 18(1975)1017.

Problems

Basic physics are not well known
 amplitude of the plasma wave
 propagation of the plasma wave in an inhomogeneous plasma

Technical difficulty

Seeding of the instability may be necessary.

- large chirp ratio.
- how about the wake of ion beams?

How to realize density gradient.

- chirping of the laser to stimulate the backscattering.

Matching of the seed laser wavelength, proton speed and plasma density gradient.

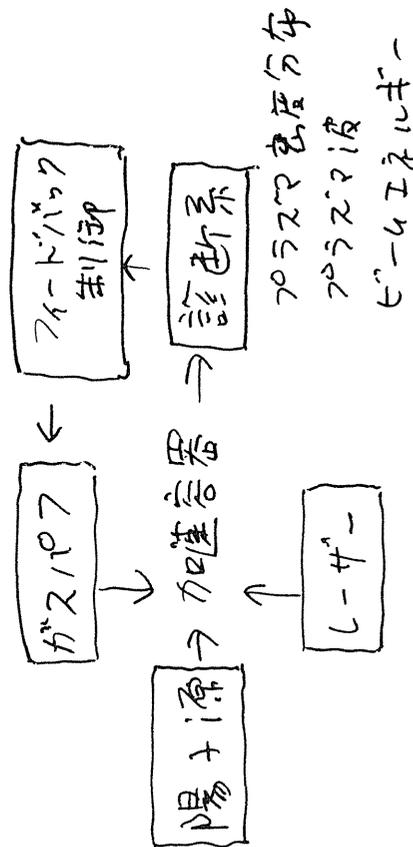
Essentials

Good simulation studies

Good diagnostics of plasma density distribution

Quick feedback of the result to the next experimental run

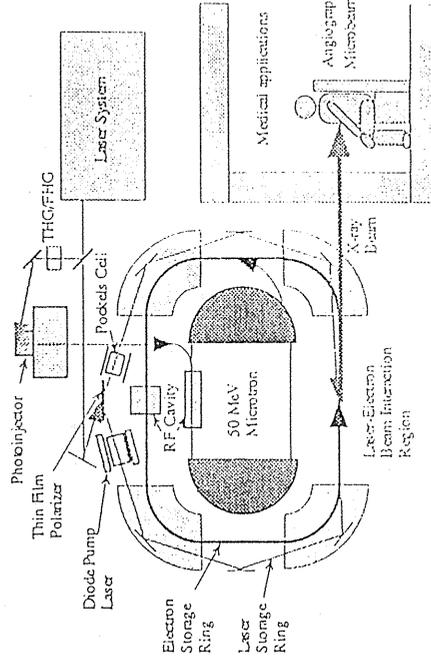
---good computer control



レーザーアンジュレーターによる アンギオグラフィ用電子・レーザーリング

アンギオグラフィのために大線量 (10^{15} sec^{-1}) としても小型の X線発生源が必要不可欠である。

X線発生 : 電子ビームとレーザー光とのトムソン散乱で得られる。
 加速器内では電子ビームはリングの中を何回も回っている。
 繰り返し散乱させる → 大強度線発生可能性?



このような概念を実用化するために。。。。

電子周回リングでの基礎研究の必要性

実際のリングの中で、多数回の散乱を起こさせて X線線量の基礎データを取る事が重要である。

電圧アップ
~500mA

ただし、レーザー強度増幅が必要!!!

- パルスレーザーを用いる方法 (15/1ps)
- 既存のCWレーザーにスパーキアビティを用いてレーザー強度増幅し、電子と散乱させる方法

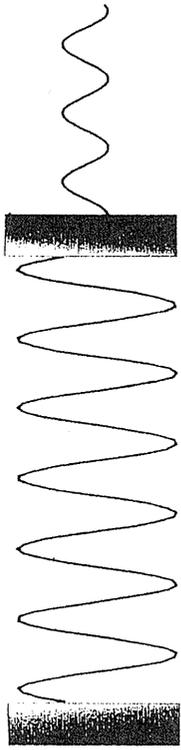
スパーキアビティによるレーザー強度増幅
の基礎実験

→ レーザー放射光強度増大のために...

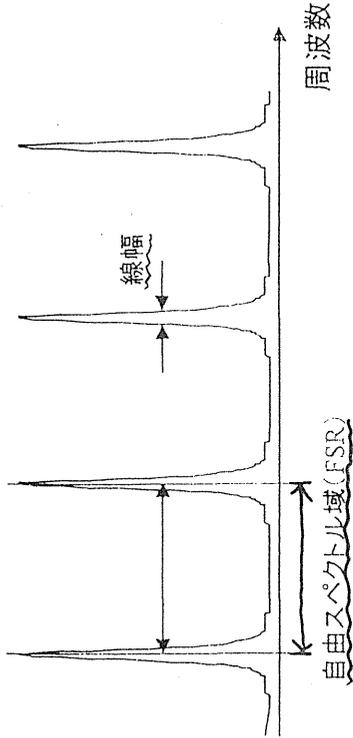
広島大学 大学院
先端物質科学研究科
倉沼昌隆

ファブリーペロー共振器

二枚の鏡を向かい合わせて、定在波を立たせることで光強度を増幅する。



共振器の透過光(反射光)の周波数(波長)スペクトル



共振条件のあったところで、透過光強度が最大になる。(共振器内部では、レーザー光強度が増幅されている。)

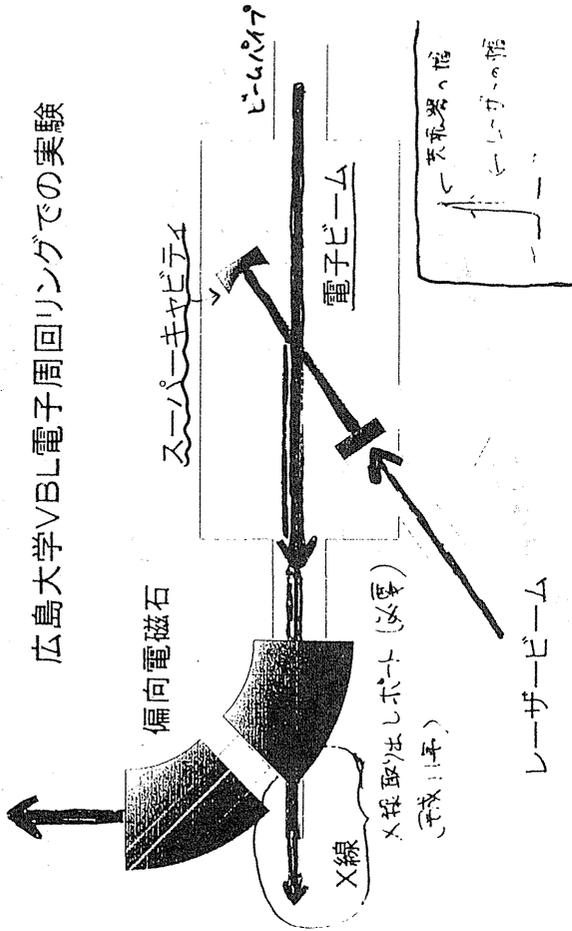
$$\text{フィネス} = \frac{\text{FSR}}{\text{線幅}} \quad (\text{物理的には、共振器内での反射回数を表す。})$$

共振器内部のレーザー強度は、入射強度に対しほぼフィネスの大きさに比例する。

一般に使われる共振器は、だいたいフィネス100前後程度10000以上のフィネスを持つ共振器をスーパーキャビティと呼んでいる。

スーパーキャビティによるレーザー強度増幅とX線発生

広島大学VBL電子周回リングでの実験



この実験に必要なとなるパフォーマンクス
(既存のCWレーザーを用いた場合)

共振器

フィネス : 数1000~10000程度

共振器長 : 20cm~40cm程度

ピエゾ素子による共振器長のコントロール
(レーザー周波数に対して常に共振条件を満たすようにロックをかける。)

CWレーザー
(ファブリーペローレーザー)

線幅 : 少なくとも100kHz以下
(共振器の共振幅が望ましい)
強度 : 数100mW程度

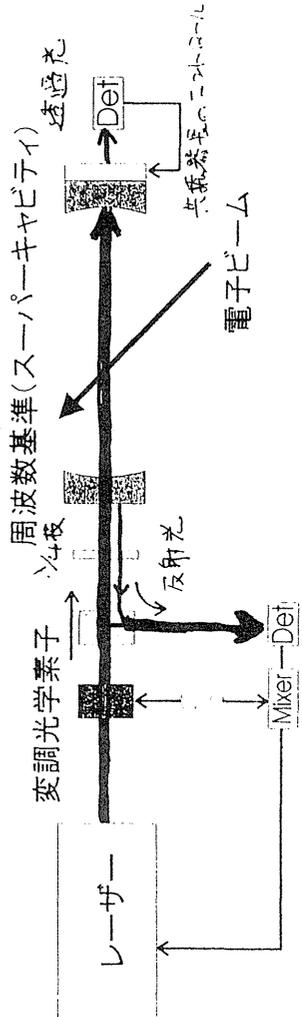
期待されるX線の個数は、 $10^7 \sim 10^8 \text{ sec}^{-1}$ 程度である。

。共振器の製作

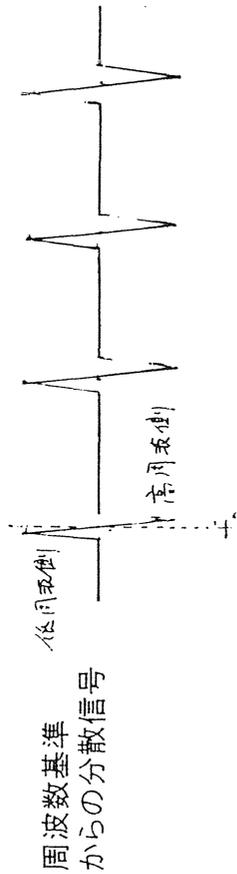
⑤ CWレーザーの狭線幅化システムの構築
(ファブリーペローをかけて周波数を安定にする)

レーザー系でのフィードバックシステム

- レーザーの線幅を狭くする。(100kHz以下)
- レーザー周波数に対して、常に共振条件を満たすように共振器長を変化させるためのフィードバックシステム。



誤差信号によるフィードバック(透過光または反射光を見る)

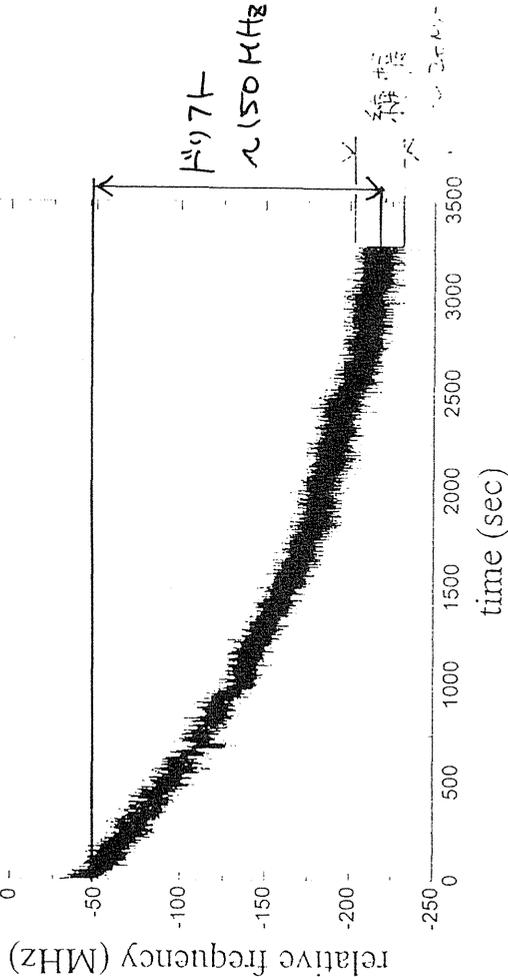


分散信号は吸収信号と異なり、信号をみればレーザー光が中心周波数の高周波側か低周波側かわかる。(誤差信号として用いる。)

レーザー周波数ゆらぎ

- 早いゆらぎの成分 → 線幅
- 遅いゆらぎの成分 → 中心周波数ドリフト

現在のCoherent社899-29 チタンサファイアレーザー



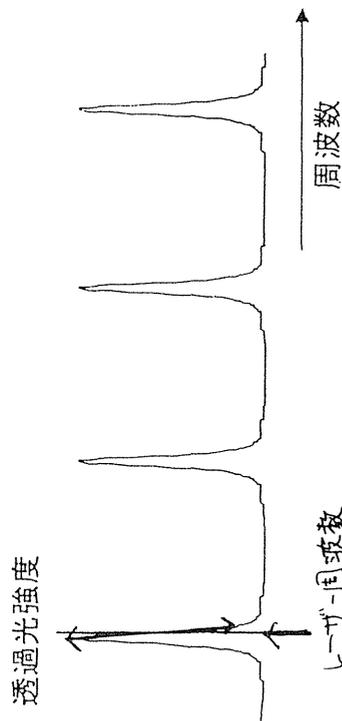
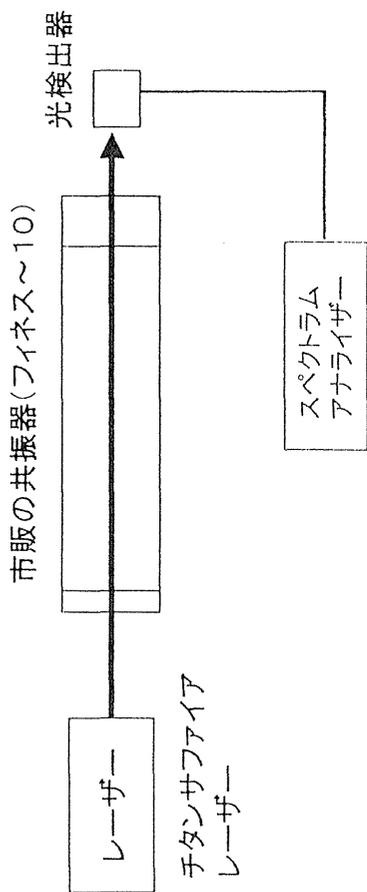
$$\text{ドリフト安定度} = \frac{150 \text{ MHz}}{c / 780 \text{ nm}} \sim 4 \times 10^{-7}$$

目標 : 線幅 < 100kHz

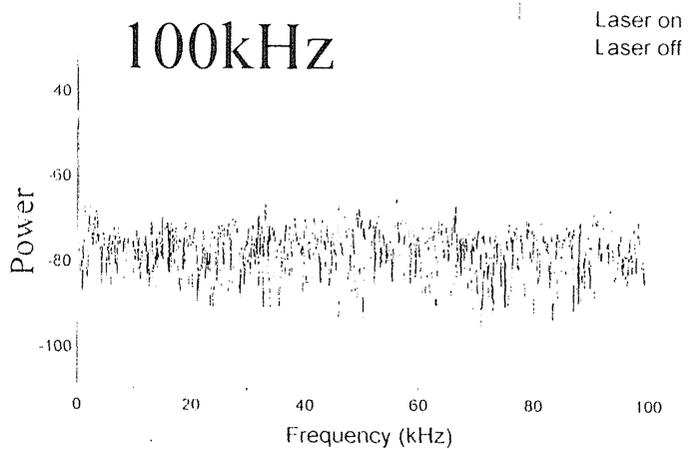
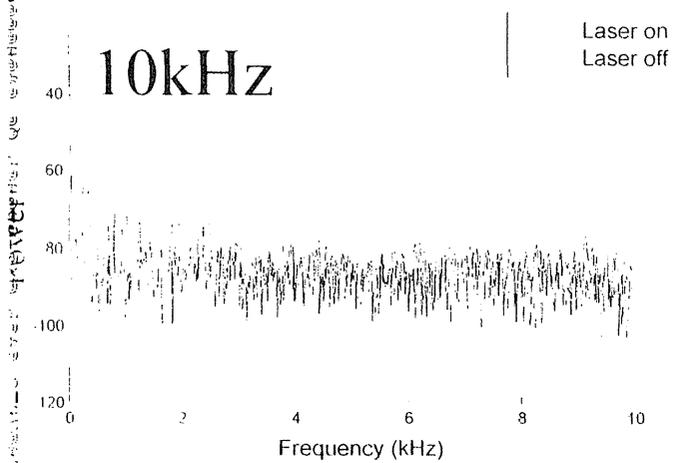
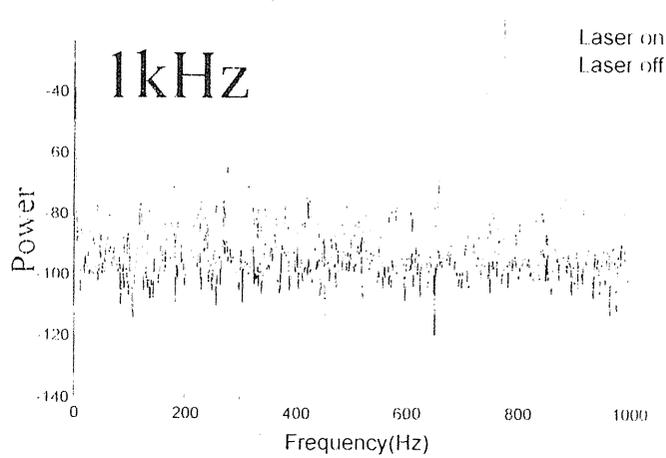
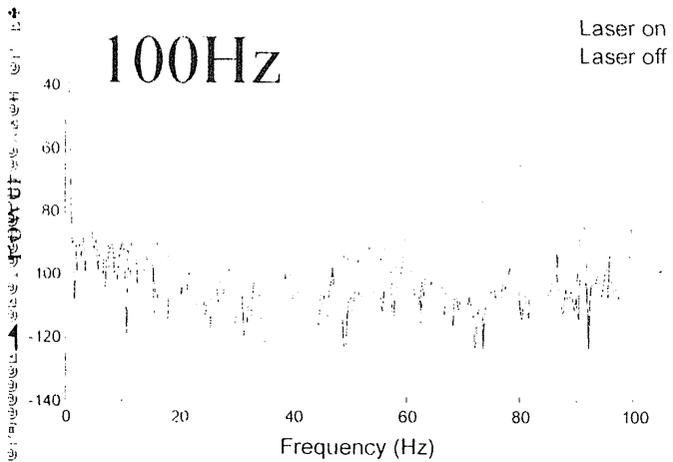
今のところ中心周波数ドリフトは全く気にしていない。これだけの線幅を長時間持続させるようなシステムの構築が必要

ゆらぎのパワースペクトル測定

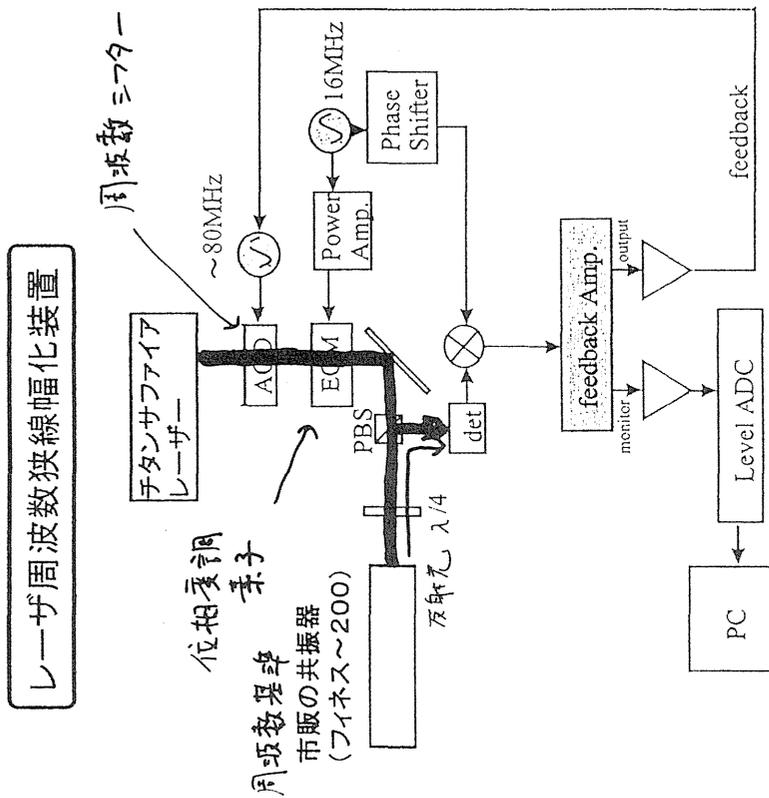
どんな早さのゆらぎがどれだけ存在しているかを測定した。⇒ フォーパソフのスピードの測定



レーザーの周波数を共振器のピークの肩の部分にあわせることにより、周波数変化を強度変化に直す。

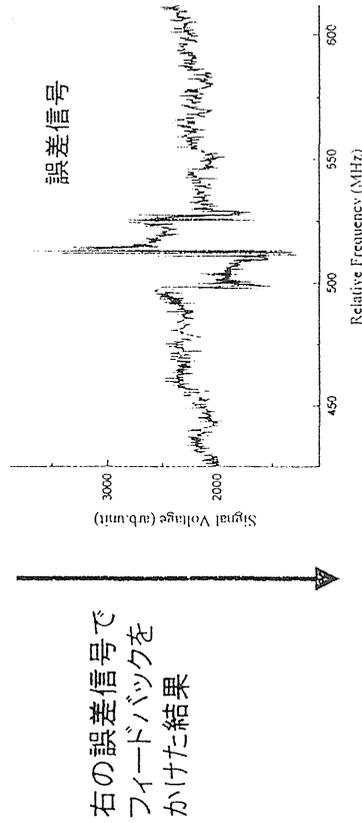
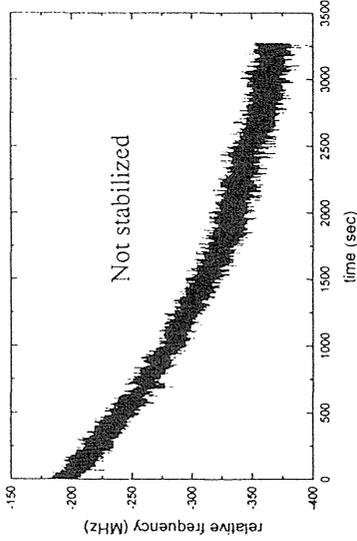


実験結果

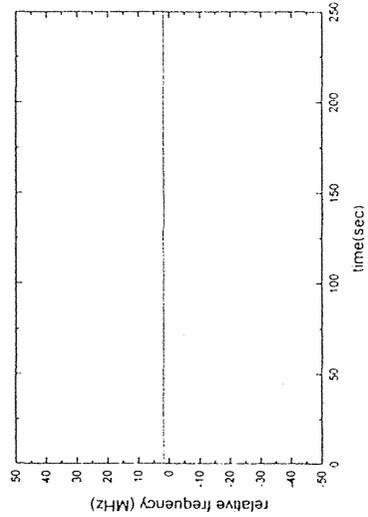


○ ゆらぎのスペクトルから数10kHz以下でゲインが数倍から40倍程度になるようにフィードバックアンプを調整した。
100kHz以上ではゲインなし。

○ 誤差信号のゆらぎをモニターすることで、周波数の時間に対する変動を測定した。



右の誤差信号で
フィードバックを
かけた結果



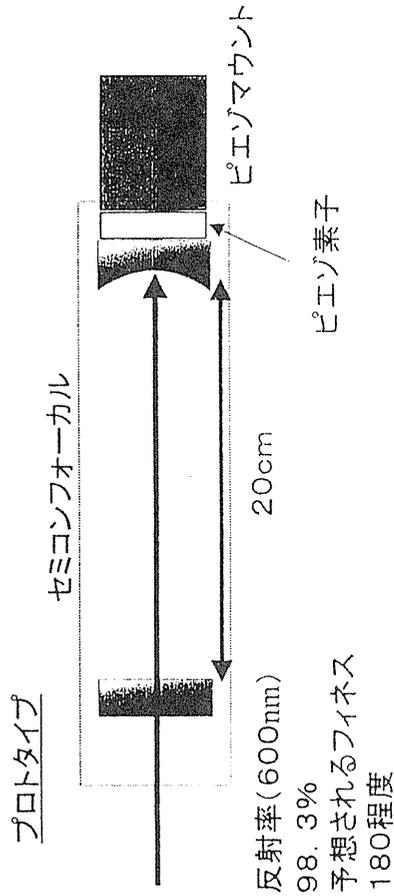
フィードバックの結果より
線幅は0.3MHz程度まで
安定化させることに成功
した。



システム構築、メドが完成。

スーパーキャビティの製作・調整のための 基礎実験

製作と調整ノウハウを得るために、まず目で見える可視光
(波長600nm)で反射率98.3%の二枚の鏡を用いて、共振器長
20cmのプロトタイプを製作した。

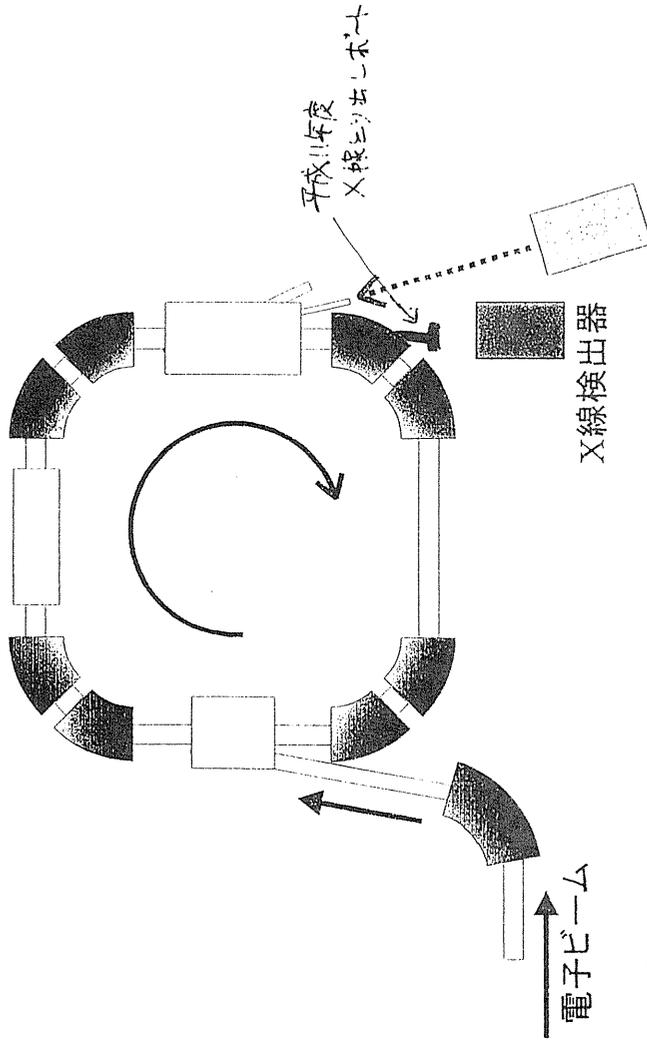


現在、一体型とセパレート型の二つタイプを用意し、共振器の
調整、フィネスの測定を行っているところである。

- 一体型 : スーパーインバーの筒で二枚の鏡の固定
(外からアクセスできない。)
- セパレート型 : 二つの鏡は独立のマウントでサポート
されている。(外からアクセス可能)

レーザー光と電子ビームとの相互作用 によるX線発生

広島大学VBL電子周回リング



電子ビーム	
ビーム源	マイクロトロン
ビームエネルギー	150MeV
バンチ周波数	2856MHz
バンチ列長	2μs
バンチ列周波数	10Hz
電流 (バンチ電荷)	10mA 3.5pC
(電子数/バンチ)	2.18×10 ⁷

〜1000円
固体LAGレーザー (超起動不安定)

平成10年 レーザーの安定化. スーパーホビータンクの改良
稼働 ~ 0.3MHz

平成11年: スーパーホビータンク

・電子レンジにX線取り出しの実験
共振器をいれた

- ・X線とり出しポート 400A
- ・スーパーホビータンク 100A

静電型卓上シンクロトロン基礎研究

田辺徹美、千田勝久 (KEK)、野田耕司 (放医研)、渡辺郁男、鈴木英範 (東芝)

クーラーリング TARN II では原子物理の分野、とりわけ分子イオンの研究を世界にさきがけて行い世界的な成果をあげてきた。イオン貯蔵リングを用いた分子イオンの研究は、他の方法では得られないいくつかの特徴がある。その中でも分子イオンを一定時間リングの中に貯蔵すると分子の振動励起が緩和し基底状態の分子イオンが得られるという特徴は極めて大きな利点である。この様な特徴を生かした分子イオンと電子の衝突実験は主として軽いイオンについて行われてきたが、今後は重い分子イオンへと研究対象が移って行くと考えられる。分子イオンは重いものは 10^{45} の質量となり磁場を用いたリングではmagnetic rigidityが大きくなり過ぎ、貯蔵できるイオンの質量が頭打ちになる。幸いTARN IIの最大 $B\rho$ は6 Tmと大きく、研究対象が似ている外国の他のクーラーリングに比べて数倍あり、かなり重いイオンも研究対象とすることができる。しかし、それでも6 Tmを超えるイオンの貯蔵は無理である。

一方、これらのイオンのエネルギーは低いので、磁場でなく静電場を用いたリングであればelectric rigidityは質量に依存しないので原理的には質量の上限はない。しかも、静電リングは小型軽量であり正に卓上に乗るサイズで作ることができる。このようなリングは今年 Aarhus 大学で作られ、分子イオンの貯蔵が行われた。その結果質量30程度の分子

イオンで約40秒の寿命が観測されている。ただし、寿命がビーム強度に強く依存し、5 nA以下の弱ビームで始めて長寿命が観測された。また、本来寿命はもっと延びるはずであるが、頭打ちになる。これらの原因は未だ理解できていないが、latticeに問題があるからであると考えられている。即ち、リング内のbeam envelopeにnodeがあり、その点でビーム密度が高くなる結果intra-beam strippingによって荷電変換が起こりビームが失われるというものである。この種のリングは研究が始まったばかりで研究を必要とする課題は多い。そこでAarhusとは異なりnodeのないlatticeを考えリングの設計を行っている。

図1はイオン源、分析電磁石、卓上シンクロトロンの概略を示したものである。入射系で特に注意を払う必要のある点は真空である。即ち、イオン源出口の真空度は 10^{-5} Torrであるのに対して、リングの真空は 10^{-11} Torrである、したがって強力な差動排気系が必要となる。入射系では分子ポンプ、クライオポンプ、イオンポンプ、Tiゲッターポンプを使って超高真空を達成する。図2はリングの概略図で、latticeはレーストラック型で、DD-Q-DD-QQ-QQ-DD-Q-DD-QQ-QQ (D: deflector, Q: quadrupole)がリング状に並べられている。図3はlattice function及びbeam

envelope を表わしている。電場の lattice は磁場と同様に計算できそうに思われるが、ビーム偏向部での運動方程式は電場と磁場では大きく異なる。我々の知るかぎり、これを正しく取り扱ったプログラムは無い。図3は独自に開発したプログラムを使っている。なお、Aarhus で発表した論文 [1] での lattice 計算結果は、我々のプログラムで正確な取り扱いをするとかかなり異なったものとなる。この問題は我々の指摘によってAarhus でも認識され共同研究を求められている。

D、Q といった lattice 構成要素以外に、drift tube 型 rf 加速装置、静電モニター、ビームスクレーパー、ビューワー、DCCT などが設置される。真空は6台のTiゲッターポンプ、4台のイオンポンプで排気される。リング全体を極低温にすることも視野の中に入れてたい。長直線部には枝管をつけ、中性粒子の観測やレーザーの導入を可能にする。

このようなリングを用いて、重い分子イオンを貯蔵し、電子、光子との相互作用を研究する。最初は軽い分子イオンから始めるが、将来は electrospray イオン源を用いて生体高分子を入射し、蛋白質と電子、光子の相互作用など原子物理と生物学との境界を研究対象としたい。

今年度は主に入射系を整備し、来年度からリングの建設にとりかかる予定である。

文献

[1] S.P.Moeller, Nucl. Instrum. & Meth. A394 (1997) 281.

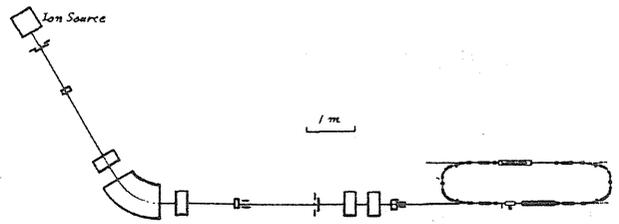


図1 静電型卓上シンクロトロンレイアウト

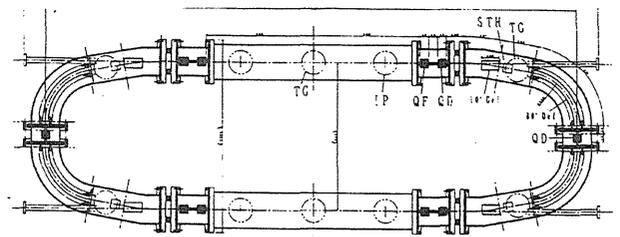


図2 静電型卓上シンクロトロン

Circm. = 6.69626
 Tune(x) = 2.57013
 Tune(y) = 0.595803
 (DL/L)/(DP/P) = 0.282955

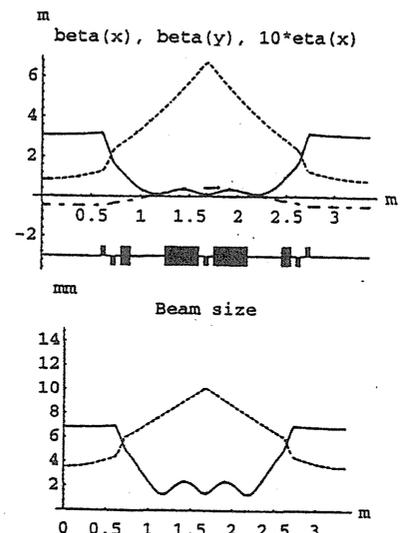


図3 静電型卓上シンクロトロンLattice

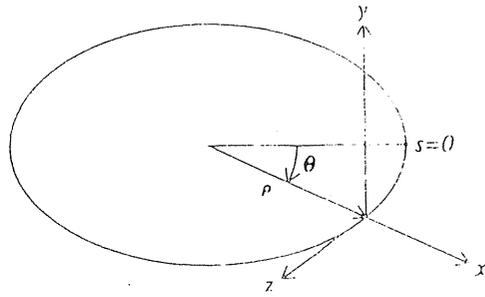
Motion of Charged Particles in Electric and Magnetic Bending Fields

	ELECTRIC	MAGNETIC
Field index(n)	$n = -\frac{r}{E_x} \frac{dE_x}{dr}$	$n = \frac{r}{B_y} \frac{dB_y}{dr}$
Field	$E_x = E_0 \left(\frac{r}{\rho} \right)^n$	$B_y = B_0 \left(\frac{r}{\rho} \right)^n$
Equation of motion (H)	$\frac{d^2x}{ds^2} + \frac{3-n}{\rho^2} x = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta W}{W}$	$\frac{d^2x}{ds^2} + \frac{1-n}{\rho^2} x = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p}$
Equation of motion (V)	$\frac{d^2y}{ds^2} + \frac{n-1}{\rho^2} y = 0$	$\frac{d^2y}{ds^2} + \frac{n}{\rho^2} y = 0$

$$\frac{\Delta W}{W} = 2 \frac{\Delta p}{p}$$

Spherical: n=2 (Aarhus), Cylindrical: n=1 (KEK)

Reference orbit and coordinate system



静電型卓上シンクロトロンの基礎研究

田辺徹美、千田勝久 (KEK) 野田耕司 (筑波研)
渡辺郁男、鈴木英範 (東芝)

静電型卓上シンクロトロン:

- 軽量小型、安価、無磁場
- 低エネルギー低電荷超重イオンの貯蔵が可能
- 真空槽の低温冷却が可能

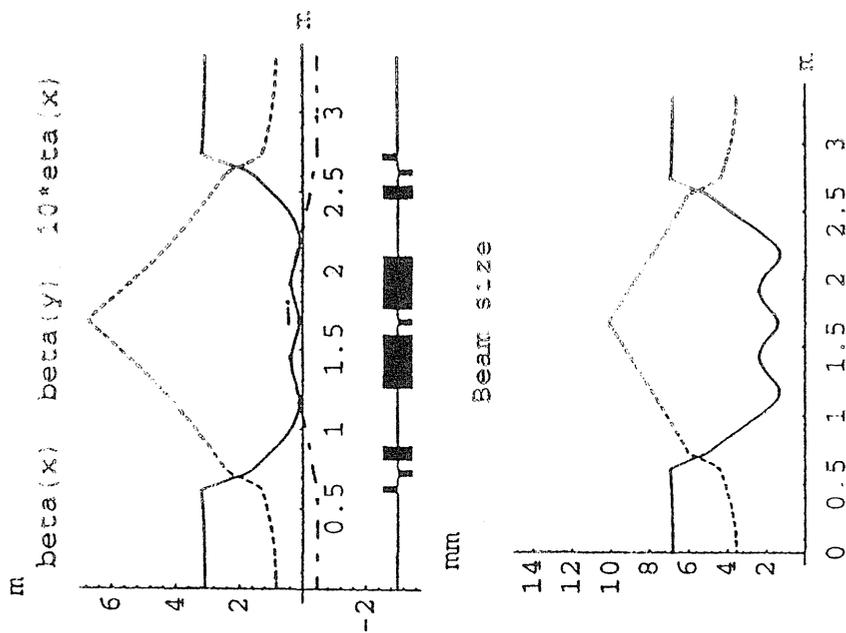
応用:

- 巨大分子 (例、蛋白質) の貯蔵、脱酸廷
- 準安定イオンの寿命測定
- イオン-光子-電子の相互作用

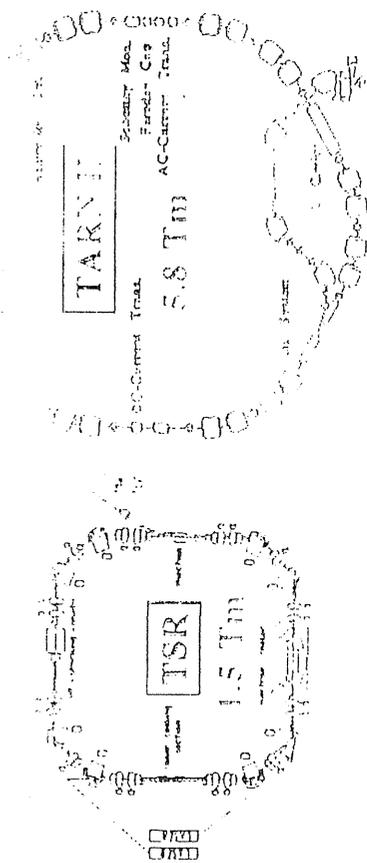
Aarhus大学で一号機が完成したが、実用化のためには更に基礎研究が必要。この研究テーマではより安定な貯蔵と応用を目指す。

TARN II の現状・成果と 将来計画

Circm. = 6.69626
 Tune(x) = 2.57013
 Tune(y) = 0.595803
 (DL/L)/(DP/P) = 0.282955



Lattice functions and beam size
 ($\epsilon = 15 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, $\Delta p/p = 0.1 \%$) of
 the table-top synchrotron

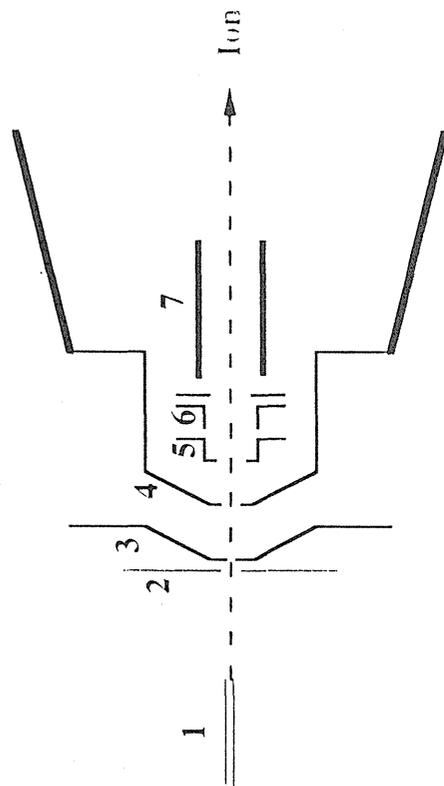


1998年9月

編集：田辺徹美、片山 野

高エネルギー加速器研究機構、三無分室

Electrospray Ion Source



Front end of the apparatus

1. electrospray capillary movable in three dimensions
2. interface plate
3. orifice of 100 μm diameter
4. flat-top skimmer with a hole of 1 mm diameter
5. first ion lens
6. second ion lens
7. quadrupole rods

Typical voltages applied to the electrodes for positive ions

1. + (3-5) kV, 2. +200 V, 3. +40 V, 4. 0 V (ground potential)

5. -320 V, 6. -20 V

Distance 2-3: 5 mm, 3-4: 18 mm

酸素分子シートビーム製造装置の開発 (1) :

(HIMAC ビーム用新型非破壊型プロファイルモニター)

藤田雄三、橋本義徳、森本照久 (KEK-Tanashi)、藤沢高志 (電気興業)、
及川永、大林哲朗 (大阪真空機器)、盛永篤朗、小石裕之、滝慶行 (東京理科大)、
佐藤幸夫、本間寿広、野田耕司、山田聰 (放医研)

Abstract

We have developed a new type of beam profile monitor for the HIMAC heavy-ion beam. The main body consists of four chambers, i.e., a gas-jet chamber, two magnet chambers and a detector chamber. Basical design considerations of the mechanical construction of these chambers has been reported. In addition we briefly point out the interesting properties of freely expanding molecular beams in the gas-jet chamber. An important simulation calculation of the focussing magnet and some trials for the measurement of low density O_2 molecules with a Semiconductor Laser will be described elsewhere in this article.

今年度の研究経過

HIMAC シンクロトロンで加速される重イオンビームのプロファイルモニターするために今年度から酸素分子シートビーム発生装置を開発している [1]。これを図1に示す。左側からガスジェットチェンバー、マグネットチェンバー1、マグネットチェンバー2、デテクターチェンバーと名付けている。

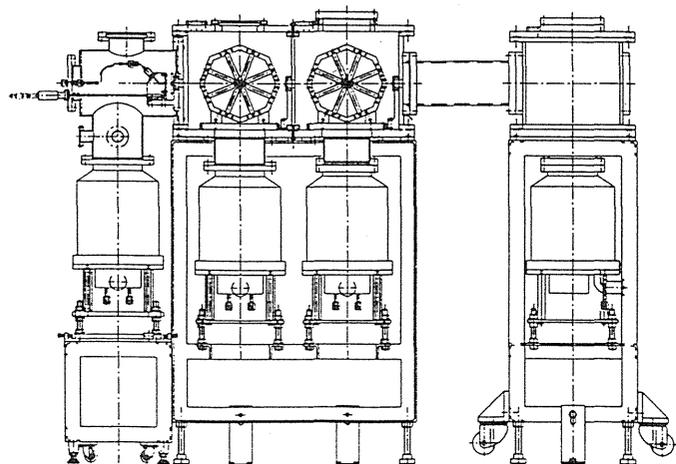


図1 酸素分子シートビーム製造装置。

基本的なアイデアはスピンを持つ中性分子が勾配磁場により偏向させる事ができる点を利用するものであるが、大強度の分子線を得る為に、ガスジェッ

トチェンバーでは熱的なガス噴流の代わりに高圧下でガスをジェット噴射をさせる方式を採用した。この方式では自動的に速度分布の揃った分子線が得られるので、勾配磁場による偏向と収束作用が有効に行われる。又、マグネットチェンバーの出口ではスリットによるビーム加工により $1\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ のシート状ビームが作成されるが、ビーム強度の均一性はデテクターチェンバーで”早い電離真空計”により測定する計画である。

初期の計画では、シンクロトロンビームと直角且つ同一方向に磁場と電場を掛けてプロファイル測定を行う予定であったが、CERN等モニターの先進的な開発を行っている研究者との討論から、ビームを不安定にするこれらの要素を使わない方法としてレーザー蛍光法等の新しい測定法の開発に切り替えた。

ガスジェットチェンバー、マグネットチェンバー1、マグネットチェンバー2及びデテクターチェンバーでの真空度をそれぞれ 10^{-4} 、 10^{-6} 、 10^{-7} 及び 10^{-8} Torr にする為に、1000 L/sec のターボ分子ポンプ3台と730 L/sec の磁気浮上型ターボ分子ポンプ1台及びバックアップポンプとして4000 L/min ルーツポンプ1台と200 L/min ロータリーポンプ2台でサポートしている。

今年度は、ジェット噴射の検討と導入、磁石のシミュレーション計算を踏まえた基本的な機械設計や真空ポンプ等の発注を行った。これらは今年度末納入される予定である。又、高真空に耐える絶縁材料の吟味する為の放出ガス特性試験や、多モード半導体レーザーによる酸素分子の吸収係数の測定等も行ってきた。今後のスケジュールは、良好なシート分子ビーム作成技術の確立を計りつつ、来夏、NIRS サイクロトロンのビームコースにこれらの装置を設置し、実際のビームを用いたプロファイル測定の為の分光的研究を約一年間行う計画である。

レーザー蛍光法などの技術開発にメドが立てば、シートビーム製造装置は HIMAC ビームと直角に交差させるように設置され、プロファイル測定に供される。それまでの開発に当っては、良質なシートビー

ムの作成技術と電場と磁場を用いなくてレーザーを用いた高感度なプロファイル測定法を確立することが重要である。

磁石のシミュレーション計算と材料の放出ガス特性については橋本氏の、多モード半導体レーザーによる酸素分子の吸収係数の測定については小石氏の報告が予定されているので、ここでは大強度分子線を得るのに不可欠なジェット噴射について簡単な報告をしたい。

(A) ジェット噴射 (Nozzle beam or free-expansion beam) :

気体の状態方程式

$$P = \rho RT \quad (1)$$

可逆断熱変化では $P = \text{const } \rho^\gamma$

ここで $\gamma = C_p / C_v$ (2)

この時、流体の音速 a とマッハ数 M は以下のように与えられる。

$$a = (\partial p / \partial \rho)^{1/2} = \sqrt{\gamma RT} \quad (3)$$

$$M = u / a, \quad (4)$$

ここで u は流速である。

又、自由膨張前後の温度の比は

$$T_1 / T_0 = [1 + (\gamma - 1) M^2 / 2]^{-1} \quad (5)$$

で与えられ、 M は貯気槽 (圧力 P_0) 出口の流速がゼロになる点の断面積 a_0 とノズル面積 a により

$$1 + (\gamma - 1) M^2 / 2 = (a_0 / a)^2$$

で表され、 $M = 1$ であるノズル出口の圧力を P^* とすれば、 P^* は P_0 を用いて次式で表される。

$$(P^* / P_0) = (2 / (\gamma + 1))^{\gamma / (\gamma - 1)} \quad (6)$$

(B) ノズルの直径を D 、スキマーとの距離を L とすればスキマー入口のマッハ数 M_s は L / D の関数で与えられるが、速度分布の幅は近似的に次式で与えられる。

$$(\Delta u / u) = (2 / \gamma)^{1/2} \cdot (1 / M_s) \quad (7)$$

他方、スキマー入口のノズルビームの最速速度 u_s はマックスウエル・ボルツマン分布での最速速度 u_{MB} に対して

$$u_s / u_{MB} = M_s (\gamma T_1 / 3 T_0)^{1/2} \quad (8)$$

で与えられる。

図2は実際のジェット噴射をレーザーで可視化したもので、図3は図1の gas-jet chamber に設置されるノズル部とスキマー部を拡大したものであり、ジェット噴射における各部の名称を付している。ジェット噴射における分子の速度分布が熱運動におけるマックスウエル・ボルツマン分布のそれと大きく異なる

ことを図4示す。図5は、実用されている planer jet 噴射の例を示す。

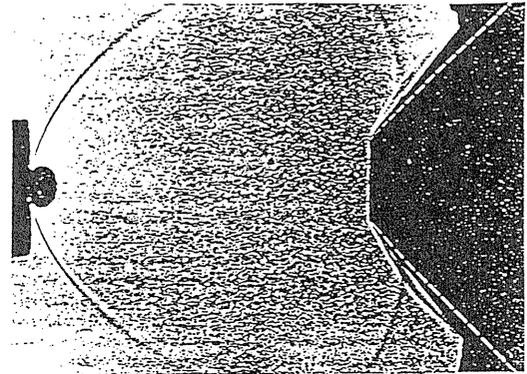


図2。ジェット噴流の可視化 [3]。

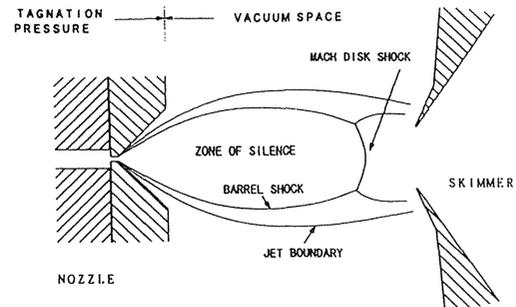


図3。図1のノズル(10μm)ースキマー(300μm)部とジェット噴流の各部の名称。

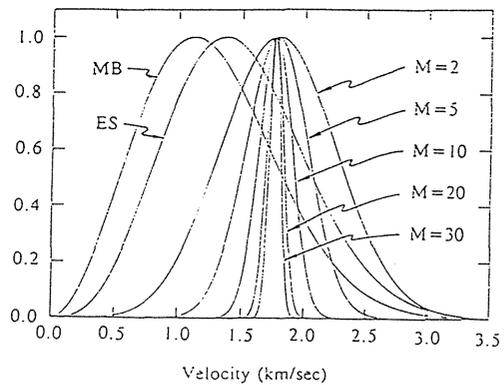


図4。ジェット噴流に於ける分子の速度分布。

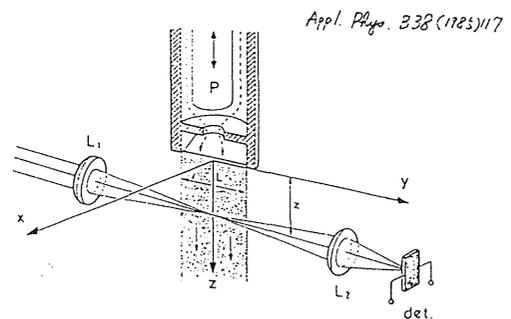


図5。実用化されている planer-jet 方式。

来年度の研究計画
分子シート状ビームの厚さ測定法の開発：

本研究開発で用いる分子シート状ビームの形状は、厚さ1mm、幅100mmで、分子密度は $10^{12}/\text{cm}^3$ 程度と考えられる。このシート内の分子数が時間的・空間的に0.1%以内で計測できることが要求されている。そのため、高感度なモニターが望まれる。本研究では種々の分子シート状ビームの形状を測定することを目的とするため、これまで分子として酸素分子を考え、酸素分子の赤外吸収量の多モードレーザーによる測定法を研究してきたが、この方法ではシート状ビームの様な低い密度粒子の測定で十分な精度が得られない。このような方法で仮に測定できたとしても酸素以外に考えられているスピンを持った他種の分子・原子には適用できないなどの問題がある。そこで、分子・原子の種類に関わらず、加速器の環境下でも高精度に分子線の密度数が測定できる方法について検討してきた結果、パルスレーザーを用いた非共鳴イオン化法が適しているとの結論を得た。

非共鳴イオン化法は極端に短い時間で発振するパルスレーザー光を100 μm 程度の直径に集光して分子や原子に照射し、イオン化する方法である。約30ps(1ps= 10^{-12}s)、30mJの可視光で照射領域内のすべての分子・原子をイオン化できる能力をもつ。生じたイオンはシートビームの速度(約680m/s)で進むので、ビームの下流に置いたイオン収集電極により集められ、電子増倍管で増幅して検出する。これにより、ビーム以外のバックグラウンド分子のイオンとも区別される。照射領域にある分子数は 10^7 個と推定されるので、1パルスで測定目標の0.1%の統計的精度が得られる。しかし、レーザーの1パルス毎の強度の測定値が数%の誤差をもつので、10パルス程度の平均をとる必要がある。1秒間のパルスの繰り返しを10回とすれば1つの位置での測定は数秒あれば終了できる。これを駆動装置で導入鏡の位置を平行移動することにより10cmのシート状範囲の形状を0.1mmの位置分解能で測定できることになる。また導入鏡の位置を停めておけばシート状ビームの厚さの時間的変化を測定することができる。本方式のパルス繰り返し数からは測定領域を通過する全分子数のたかだか10万分の1のみを使用することになるので、非接触な測定法である。

以上のことから、来年度は、これまでの方式の研究を継続するとともに、新たに非共鳴イオン化法によるシート状ビームの形状測定法の開発を行う。開発を予定している装置の概要を図6に示す。レーザーによるシートビームの完全電離とイオン収集による密度測定である。プロファイル測定のため、NOや I_2 の使用も考えている。

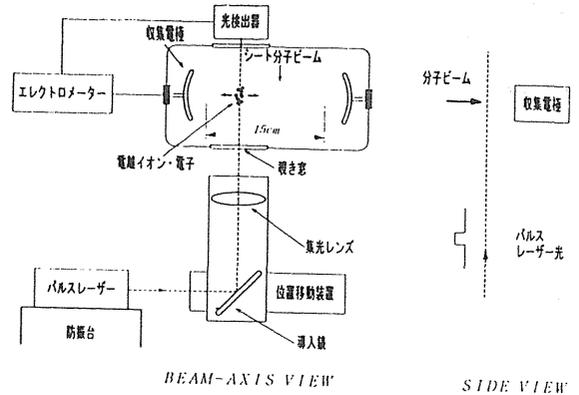


図6. 非共鳴イオン化法による分子線ビームの計測。

以下に平成11年度要求品目を項目別に掲げてみる。

(1) パルスレーザー 関係：

モードロックNd:YAGレーザー(B.M.インダストリー社製5023DPS10 532nm, 30ps, 50mJ, 10H) レーザー設置防振台(1×2m)、導入光学系付移動装置、測定系真空チェンバー、高速検出器(パルス幅測定用)、ジュールメーター、消耗品

(2) イオン収集・計数装置

電荷分割イオン収集・計数装置の製作、同位置読出し回路、消耗品

(3) 機械工作・整備関係

サイクロトロン搬入・コース整備関係費(真空ポンプ、床補強)、45°回転型ジェットチェンバー架台、迅速真空遮断装置(2台)、新型収束磁石開発費・電源、パルス分子ビーム源及びコントロール回路、消耗品

等などであるが、これらを用いた幾つかの開発研究を予定している。

最後に、この開発研究を当初から暖かく御支援頂いている永宮正治、荒船次郎、久武一夫、平尾泰男氏らの諸先輩にグループ一同感謝し、今後一層の御支援を承りたいと思う。

引用文献

- 1) 平成9年度粒子線がん治療加速器に関する共同研究報告書：NIRS-M-128,HIMAC-022
- 2) David R. Miller, 1988, in Atomic and Molecular Beam Methods, edited by G. Scole (Oxford University Press, New York/Oxford) Vol.I, p14
- 3) Michael D. Morse, 1997, in Atomic, Molecular, and Optical Physics: Atoms and Molecules

酸素分子シートビーム製造装置の開発 (1)

— HIMAC ビーム用新型非破壊型フロアイルモニター —

藤田雄三、橋本義徳、森本誠人：KEK-田無分室

藤沢高志：電気興業

及川永、大野聖徳：大阪真空機器製作所

蒸水謙明、小田啓之、尾慶行：東京理科大

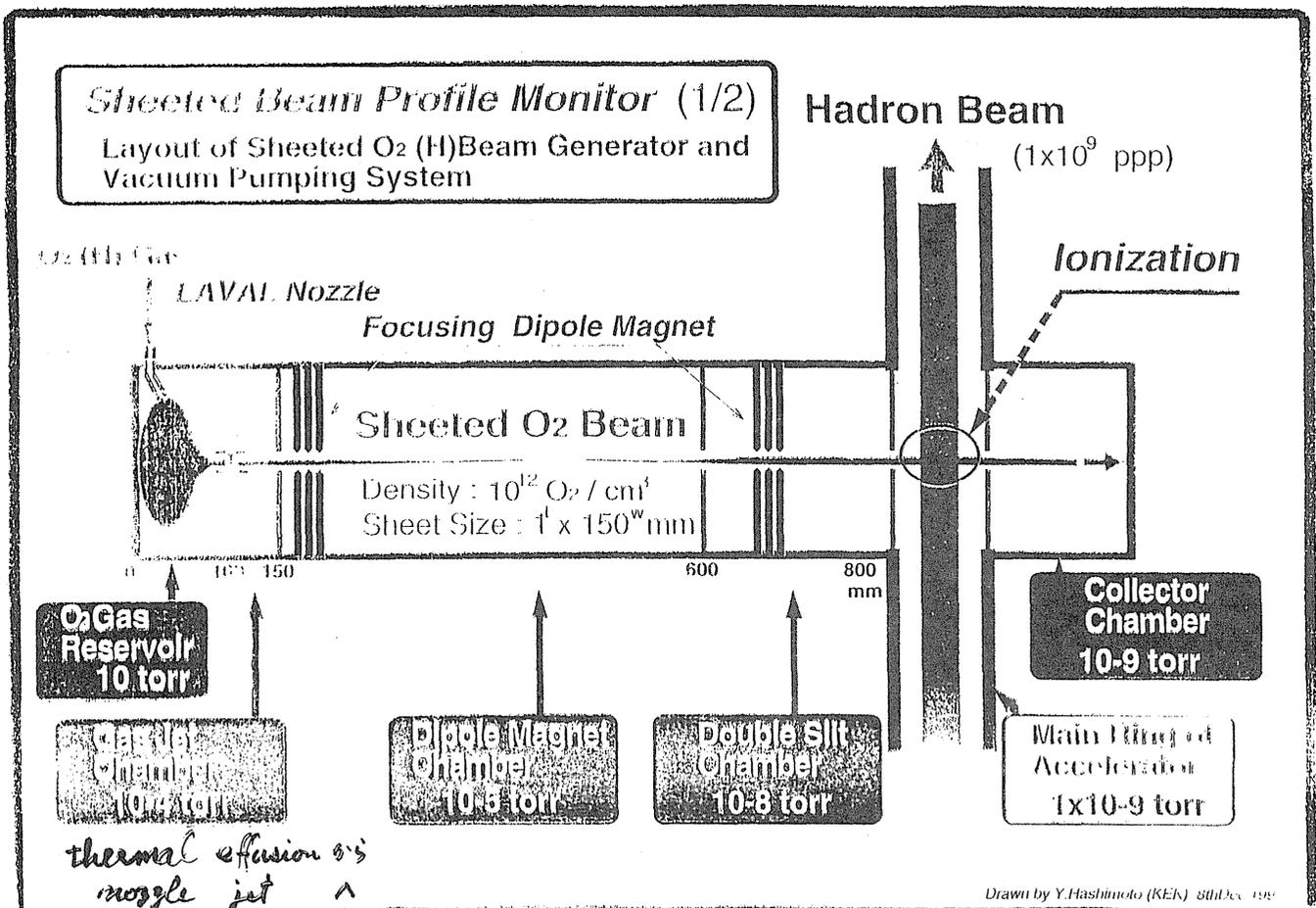
佐藤幸夫、本間寿広、野田耕司、山田聡、牧医研

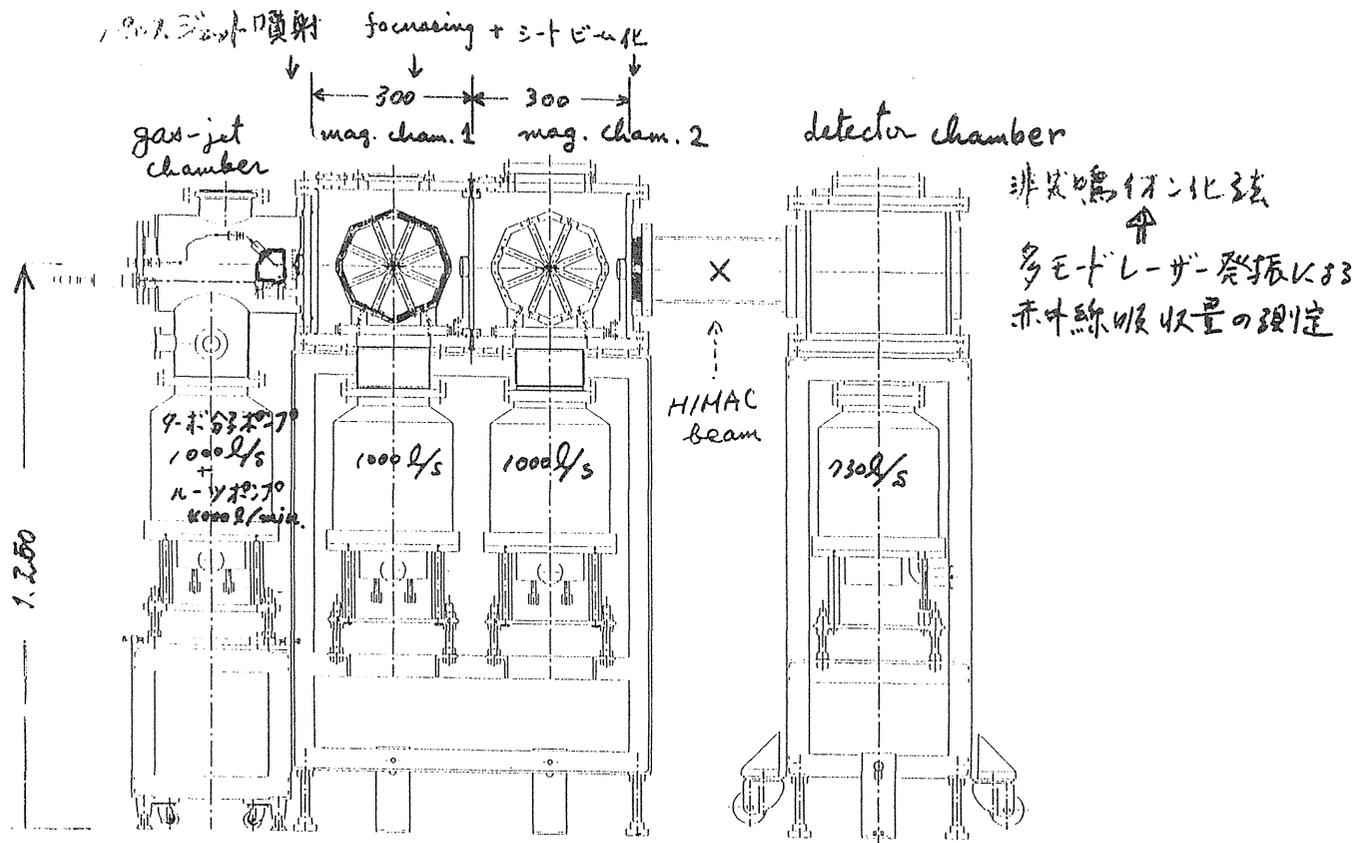
Y. Fujita, Y. Hoshimoto, T. Morimoto, T. Fujisawa, S. Oikawa, T. Ohbayashi,

A. Morinaga, H. Koishi, Y. Taki, Y. Sato, T. Honma, K. Noda and S. Yamada

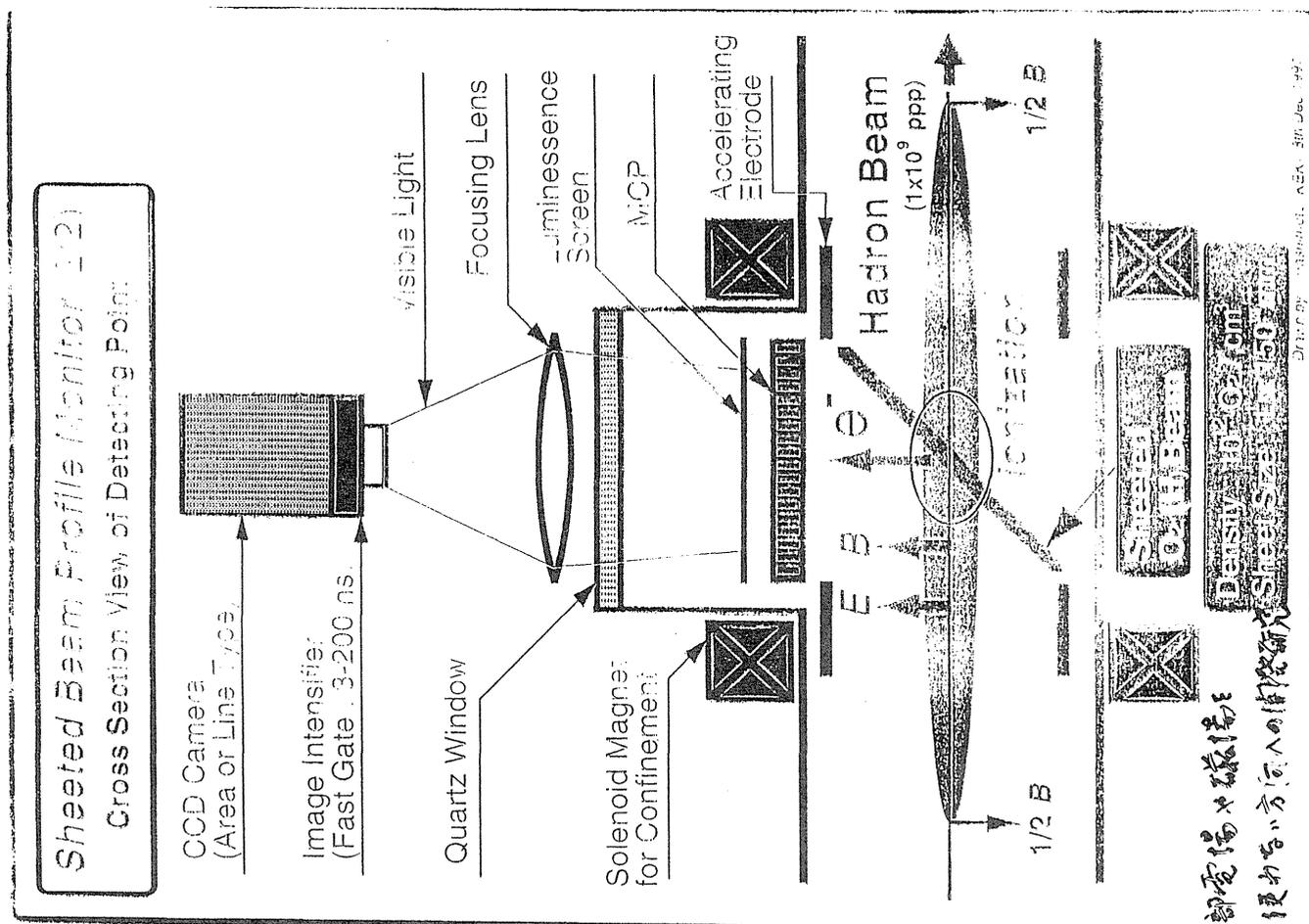
報告内容

1. 開発の現状：基本設計の考え方及び発注品目等
2. サスシエッタ方式の導入とメモリ、について
3. 今後の開発研究について





酸素分子シートビーム製造装置



ジェット噴射：Nozzle beam or free-expansion beam：の基本式

良く知られているように、気体の状態方程式は

$$P = \rho RT$$

で与えられ、可逆断熱変化では $P = \text{const } \rho^\gamma$ が成り立つ

$$\gamma = C_p / C_v$$

ここで γ は

この時、流体の音速 a とマッハ数 M は以下のようによら与えられる。

$$a = (\partial p / \partial \rho)^{1/2} = \sqrt{\gamma RT}$$

$$M = u / a$$

ここで u は流速である。

($M=10$
 $\gamma=1.4$) の時

$$T_1 / T_0 = [1 + (\gamma - 1) M^2 / 2]$$

で与えられ、 M は貯気槽 圧力 P_0 での流速が u_0 となる点

の断面積 a_0 とノズルの面積 a を用いて

$$1 + (\gamma - 1) M^2 / 2 = (a_0 / a)^2$$

で表され、 $M=1$ であるノズル出口の圧力を P_0 とすれば、 P は P_0 を

$$P / P_0 = (2 / (\gamma + 1))^{(\gamma + 1) / (\gamma - 1)}$$

ノズルの直径を D_0 、スキマとの距離を L 、 d_0 とすればスキマ入口のマッハ数 M_1 は L/D の関数で与えられるが、速度分布の幅は近似的に次式で与えられる

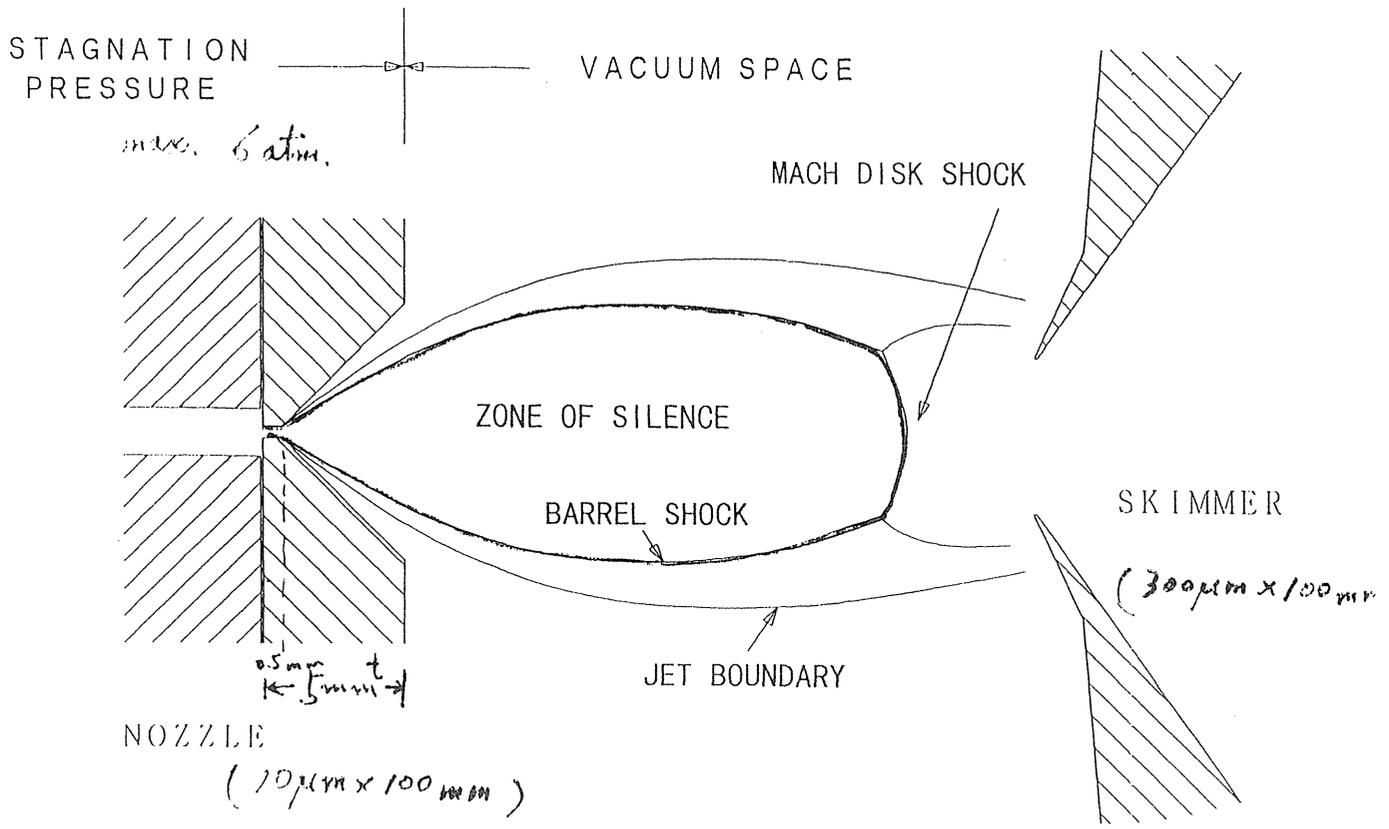
$$\Delta u / u = (2 / \gamma) M_1^2$$

他方、スキマ入口のスキマの最薄速度、 u_{min} は、スキマ入口のマッハ数 M_1 とスキマの最薄速度 u_{min} は近似的に

$$u_{min} / u_0 = M_1 \sqrt{\gamma T_0 / T_1}$$

$$u = 1.99 \times u_{min}$$

$$u = 685 \text{ m/s} \approx 300 \text{ K}$$



FREE JET EXPANSION

ジェット噴射に於ける各部の名称

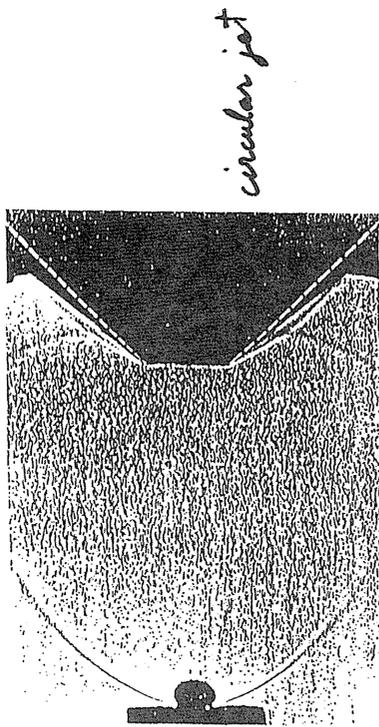
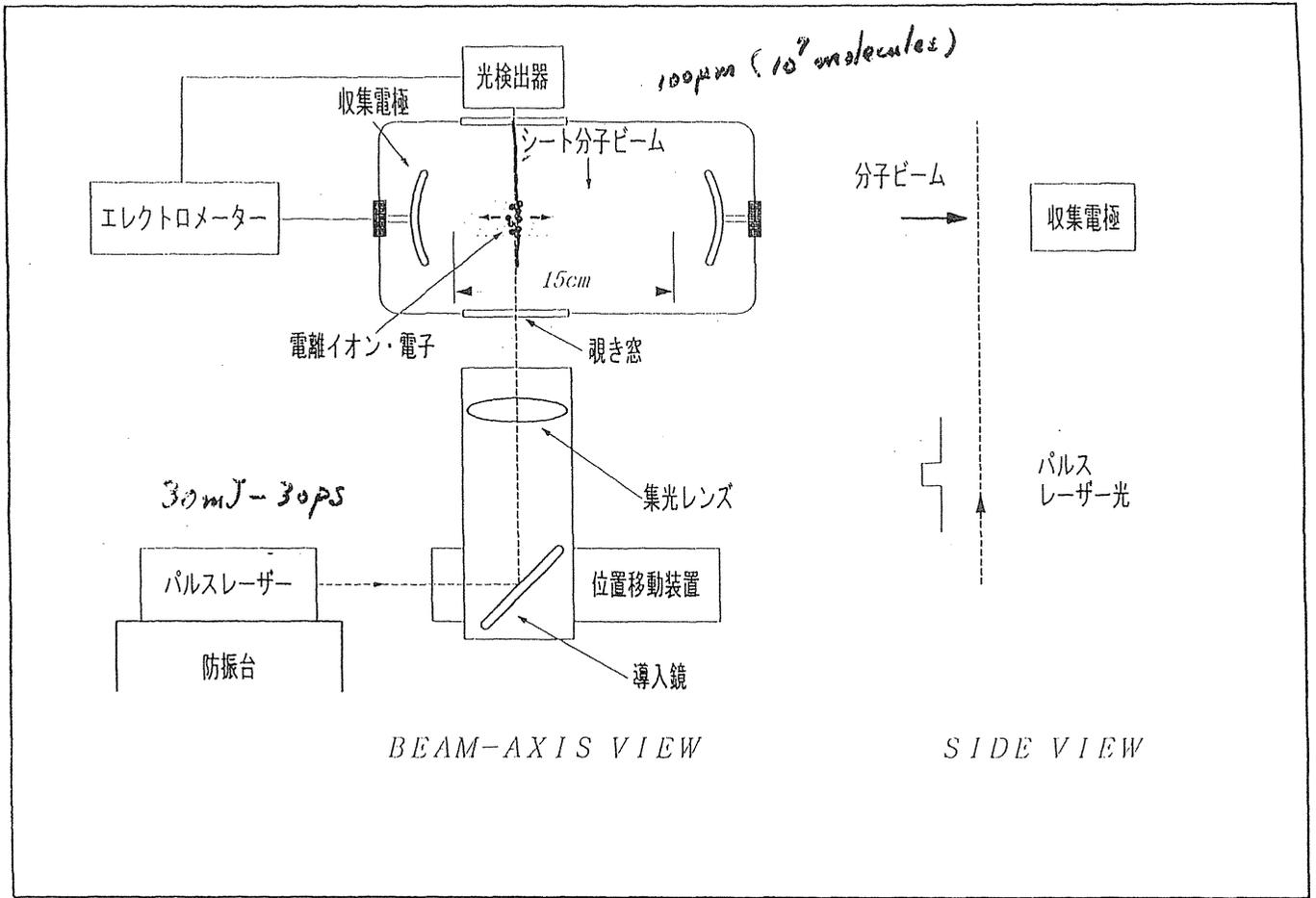
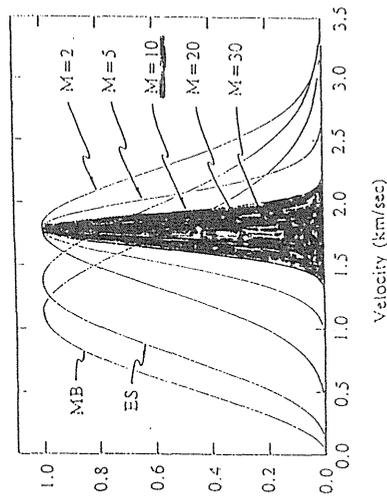


FIG. 3. Shadowgram of a freely expanding jet of N_2 emerging from a reservoir held at a pressure of 0.5 atm into a vacuum chamber, maintained at 0.1 atm. The barrel shock is clearly visible, as is the terminal shock wave (Mach shock wave). A skimmer is used to transmit the central portion of the expansion into a second chamber, and an annular shock wave is visible on the outside of the skimmer. Reprinted, with permission, from reference [16].



Appl. Phys. 232 (1985) 17

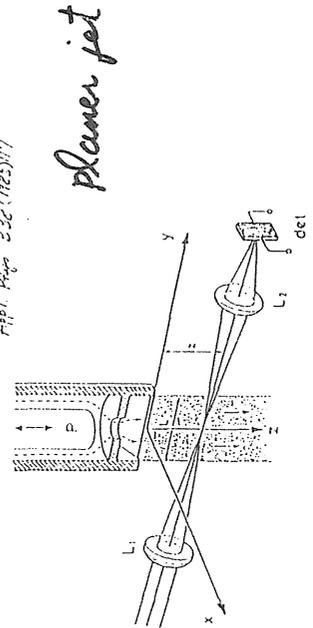


Fig. 1. Schematic set-up. The CCL beam travels along the y-axis, is focused by lens L₁ into the planar jet and by lens L₂ on the pyroelectric detector. The gas flow can be modulated by piston P.

平成11年度要求品目

- (1) パルスレーザー発生関係
モードロッキングNd:YAGレーザー
(B.M.インダストリー社製5023DPS10 532nm. 30ps. 50mJ. 10Hz)
レーザー設置防振台 1×2m
導入光学系付移動装置
測定系真空チャンバー
高速検出器(パルス幅測定用)
ジュエールメーター
消耗品
- (2) 電離イオン検出器・エレクトロニクス
電荷分割型イオン収集・計数装置 エレクトロニクス
同上 位置読出し回路
消耗品
- (3) 機械工作・整備関係
サイクロトロン搬入・コース整備関係 真空ポンプ 示補強
45°回転型シニームチャンバー架台
迅速真空遮断装置 2台
シート分子ビーム新型磁石及び電源
パルスビーム源の開発
消耗品

酸素分子シートビームのためのフォーカスマグネット

橋本義徳^a、藤田雄三^a、森本照久^a、藤澤高志^b、盛永篤郎^c、小石裕之^c、滝 慶行^c、
及川 永^d、大林哲郎^d、佐藤幸夫^e、本間寿広^e、野田耕司^e、山田 聡^e

^a.KEK-田無 ^b.電気興業 ^c.東京理科大 ^d.大阪真空 ^e.放医研重粒子

1. はじめに

シンクロトロンを周回するハドロンビームのプロファイルを高精度に計測するために、高密度な中性分子シートビームをガスターゲットに用いるビームモニターを開発している^{1,2)}。この手法は、従来行われている残留ガスの電離によって発生する電離電子、または電離イオンを捕獲してイメージングするという手法と異なり、アクティブな電離発生源として分子シートビームを用いることにより電離発生率を高め、電離発生点を確定可能とするものである。ここで用いられる分子シートビームには、高い分子密度とシートの薄さ、均一性、平行度等が要求される。そのため、ビームの収束・発散を適切にコントロールする必要がある。われわれは、酸素分子を用いれば、その大きな磁気モーメントが利用できることにより勾配磁場による大きな収束・発散が可能となり、さらにスリットと組み合わせることによりビームのシート整形が可能であると考えている。本報告では、ビーム整形に関して、勾配磁場を発生させる電磁石の磁場計算と設計方針、勾配磁場による収束・発散作用の計算機シミュレーション及び電磁石を真空中で用いるための構成素材の検討について述べる。

2. 勾配磁場を発生させる電磁石

酸素分子の磁気双極子モーメント μ_0 は、 $2.38 \mu_B$ (μ_B : Bohr-Magneton)であり、磁場 B の勾配から磁場方向に量子化された酸素ビームの受ける収束力 F は、次式で与えられる。

$$F = \mu_0 \text{grad}|B| \quad (1)$$

また、酸素分子はスピン1をもつ。図1に示すように、勾配磁場は磁場の方向に量子化された磁気モーメントをもつ酸素分子に対しては収束力となるが、その逆向きスピンをもつ粒子にとっては発散力となる。スピンが磁場に垂直であれば力は作用しない。すなわち(1)式は、酸素ビームのスピン選択の作用をすることも意味し、収束された酸素ビームの収量は1/3となる。

次に図1のような速度 v_0 で運動する酸素ビーム(質量: m_0)が、運動と垂直な向きをもつ勾配磁場から力を受ける場合、勾配磁場が酸素ビームに与える平均の力を $\langle F \rangle$ とし、その長さを $\langle L \rangle$ すると、酸素ビームは以下の式で与えられる垂直方向の速度 v_y と収束勾配を得る。

$$v_y = \langle F \rangle \langle L \rangle / m_0 v_0 \quad (2)$$

$$v_y / v_x = \langle F \rangle \langle L \rangle / m_0 v_0^2 \quad (3)$$

収束勾配を簡単に見積もると、たとえば偏極イオン源などで使われる勾配磁場は300[T/m]程度であり、同程度の磁場勾配を3cm程度にわたり発生させるとき、常温の酸素ビーム($v_0 = 460$ m/s)に対する収束勾配は、0.03程度となる。

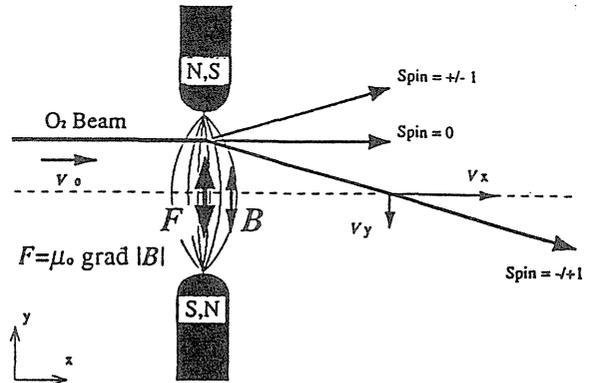


図1 勾配磁場での酸素ビームの収束と発散

以下、勾配磁石の検討に入るが、すべてシートの厚み方向の収束のみを検討する。磁極形状は、強い磁場勾配を与えるためには鋭角の楔型の磁極を対抗させると良いが、球面収差が大きくなるので丸い磁極にすることが望ましい。また一組の磁極では収束力が十分ではなく、数組の磁極を使うことを想定し、われわれは次の周期関数で与えられるポテンシャル ϕ に注目した。

$$\phi = \sinh y \cdot \sin x \quad (4)$$

このポテンシャルは、静磁場の条件である $\text{div } H = 0$ 、 $\text{rot } H = 0$ を満たす。そのような磁極形状の例($\phi = \pm 1$)を図2に示す。x方向に隣合う磁極の極性を反転させることにより、y方向に向い合う磁極で発生する磁場の勾配だけでなく、このx方向磁場のy方向の勾配からの収束力も期待できる。球面収差を調べるために、収束力を表す $\partial |H| / \partial y$ とyとの関係を計算してみた(図3)。y方向に対極する磁極間では、yと $\partial |H| / \partial y$ の直線性が良好であること、すなわち球面収差が小さいことがわかる。また、磁極中心($x = \pi/2 + n\pi$)からx方向の外側に行くにしたがって $\partial |H| / \partial y$ が大きくなっている。これは、先に述べたx方向に隣合う磁極による勾配磁場の効果が強いことを意味している。磁極の切れ目($x = 0, \pi \dots$)は特異点となっているため、yと $\partial |H| / \partial y$ の関係は直線から外れてしまい、場合によっては球面収差が強くなることが予想される。

上記の磁極形状を出発モデルとして、計算機コードMAFIAを用いて磁極の最適化計算を行った。最適

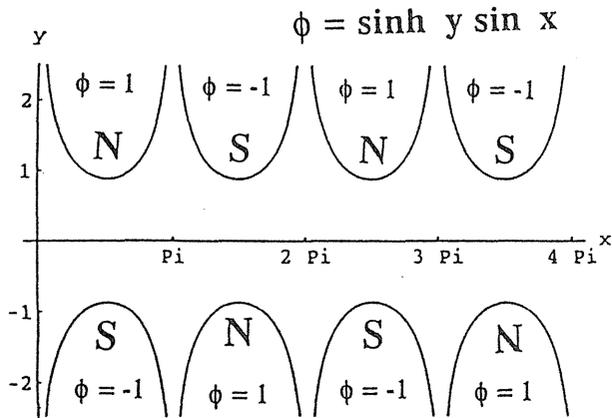


図2 周期的な構成をもつ磁極形状の例

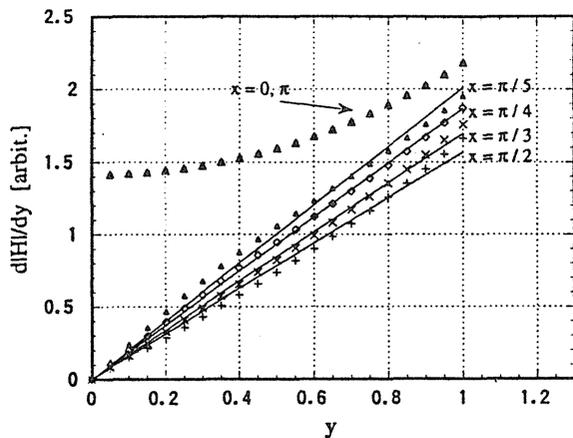


図3 磁極モデルの球面収差

化の計算においては、焦点距離が 10 cm 以下であること、できるだけ薄いレンズであること、球面収差が小さいこと、アクセプタンスがほぼ磁極のアーチャアいっぱいにとれることを条件とした。また、磁極先端の形状は、機械加工を考慮して円弧で近似している。その結果得られた磁極形状を図4に、また磁極先端に 1 [T] の磁場を発生させた場合の x 軸に沿った $\partial |B|/\partial y$ と y の関係を図5に表す。

磁極は必要な収束力を考慮して、8極構成とした。両外側の y 方向の磁極間隔は、3 mm であり、内側2つの磁極間隔は 4 mm である。シートの幅は 100 mm を想定しており、磁極の奥行は 100 mm としている。磁極を x 方向に傾きをもたせているのは、このような小さな磁石にて最大約 1 [T] を発生させるため、コイルのスペースが取れず、ヨークを放射状にしてコイルの空間を確保するためである。図5から、ほぼ 300 [T/m] 程度の磁場勾配を長さ 2 cm 程度にわたり発生できることがわかる。また、y を 0.03 mm から 1.43 mm まで、0.2 mm ステップで $\partial |B|/\partial y$ をプロットしているの、球面収差を考えるとそれぞれのラインは等間隔であることが望ましい。磁極の対抗する部分では、ほぼ等間隔であることが読み取れるが、磁極の切れ目では等間隔ではないことがわかる。また、磁極に近い $y = 1.43$ mm のラインなどは、きわめて大きな磁場勾配となり、 $\partial |B|/\partial y$ と y の直線関係から大きく外れていることがわかる。

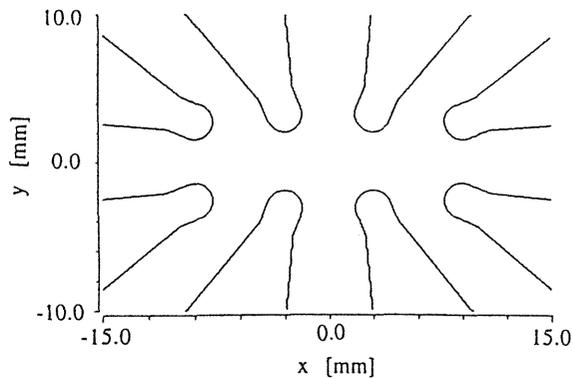


図4 磁極形状と配置

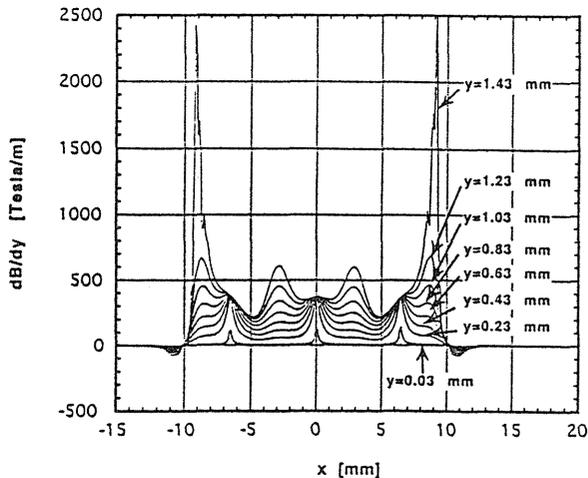


図5 x 軸に沿った $\partial |B|/\partial y$ と y の関係

3. 勾配磁場による収束・発散作用

上述のように磁極の最適化計算と平行して、酸素ビームの軌道計算を MAFIA に行った。MAFIA では、勾配磁場を計算させることはできるが、磁気モーメントをもつ粒子に勾配磁場を作用させるトラッキング計算はできない。そこで、勾配磁場を相当な電場に変換し、粒子を低速の電子として荷電粒子が電場から収束を受けるという方法で軌道計算を行い、得られた数値結果に対して電子の運動速度、質量等を酸素分子相当に変換させて、酸素分子の軌道を見積もった。得られた電磁石の焦点距離は、磁極先端の磁束密度が 1 [T]、酸素分子の運動速度が 460 [m/s] の場合に、約 4.2 cm であることがわかった。

また、図6に示すビーム入射位置と焦点距離を表すカーブ ($y=1$ mm の入射ビームの焦点距離で規格化) から、球面収差は約 $\pm 15\%$ である。このようなレンズを用いて図7に示すような光学系で、酸素ビームをシンクロトロンに導く場合の軌道を計算した結果を図8に示す。図から、球面収差のみを考慮した場合、電磁石にて ± 1.4 mm の範囲に入った酸素ビームは、シンクロトロンの衝突点にて、厚み 1 mm 以内のシートビームに整形可能であることがわかる。ノズルからの酸素ビームは $\pm 5\%$ の運動量広がりを持つと予想しているため、実際はその分のボケが生じることになる。また、現在想定しているガスジェットノズルと、電磁石の位置関係から、それらの距離は 150~180 mm であり有効入射受付角は、15~20

mrad となる。

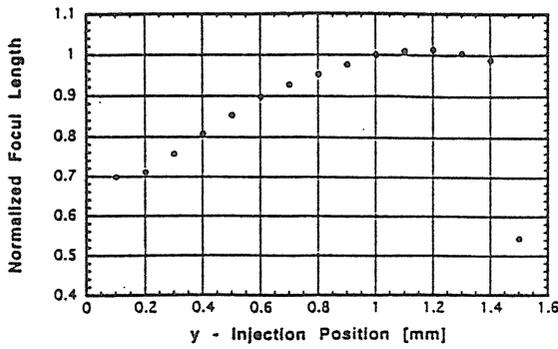


図6 球面収差カーブ

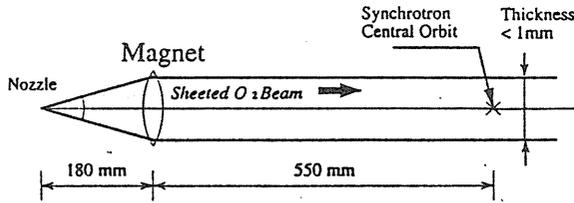


図7 光学系

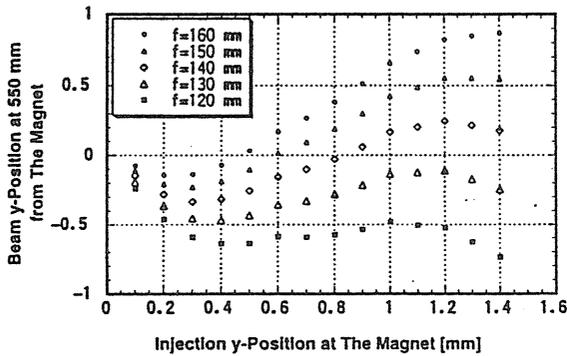


図8 軌道計算の結果

4. 電磁石構成素材の検討

上記で検討してきた電磁石 (図 9) はアパーチャが 3 mm と狭いために、真空中で用いざるを得ない。また、酸素ビームをシンクロトロンに導くために、シートビーム発生装置の真空装置は差動排気系を構成している。電磁石を設置する容器内の真空度は、 $10^{-5} \sim 10^{-7}$ [Torr] を想定しており、真空排気は 1000 [L/sec] のターボ分子ポンプにて行う。8 極電磁石のコイルの総長は約 160 m に及ぶため、電磁石素材のコイルとその絶縁素材を中心に検討を進め、素材のガス放出特性を測定した。

電磁石の設計から要求される起磁力は、1000～1500 [A/Turn] であり、磁極先端に約 1 [T] の磁場を発生する。鉄芯には、透磁率の高い SUY 純鉄を用いる。また、発熱を見積もるとおよそ 60 [W] に上り、冷却の必要があるためコイルの線材を銅管とし、内部に冷却水を走らせることにした。

次に、コイルの絶縁素材を検討した。セラミックスコートや最近の宇宙開発で使用されている低ガス放出エポキシは、それぞれコイル加工時の機械的

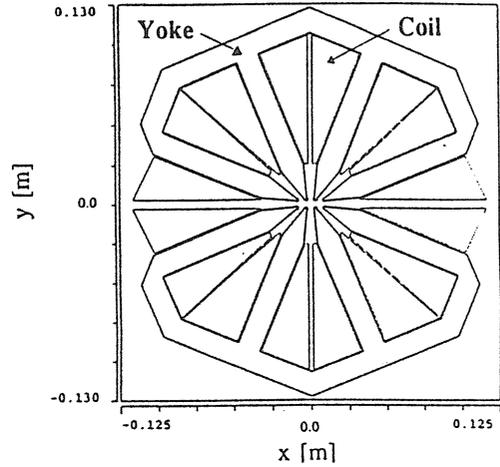


図9 電磁石断面図

強度に問題があったり、整形方法が面倒なことなどで使用は難しい。それらに対して市販のガラスチューブで表面を有機物でコートしていないものが簡便さの観点から有望と考えられた。そこで、差圧法を用いてガス放出特性を実際に測定した。測定結果として、焼鈍銅パイプの表面をヤスリをかけたもの (酸化防止コートを剥離) とガラスウールチューブ、それぞれ $4\text{mm} \times 10\text{m}$ のガス放出特性を図 10 に示す。

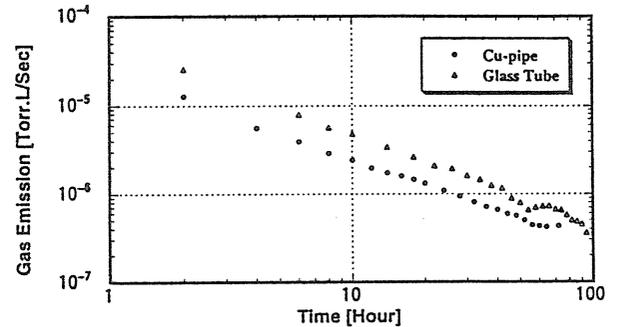


図10 コイル素材のガス放出特性

100 [hour] でのガス放出量から、単純に長さを実際の電磁石での使用量に換算し、真空ポンプの実効排気速度を 700 [L/sec] とした場合の到達真空度を見積もると、およそ 1.4×10^{-8} [torr] となる。これらをコイルとして巻くと、重なり部分が出ることでよりガス放出速度が低下することが考えられるため現在モデルコイルを製作してそのガス放出特性の測定中である。2 オーダー悪くなったとしても、十分に真空度の条件の範囲である。

5. まとめ

勾配磁場を用いての酸素ビームの収束法を検討し、磁極表面 1 [T] にて 460 m/s 相当の速度の酸素分子ビームを最短 4.2 cm で収束させることができる電磁石を設計できた。この電磁石は現在製作中であり、来春から酸素ビーム発生装置とともに稼動を開始し、酸素ビームの特性試験を始める予定である。

6. 参考文献

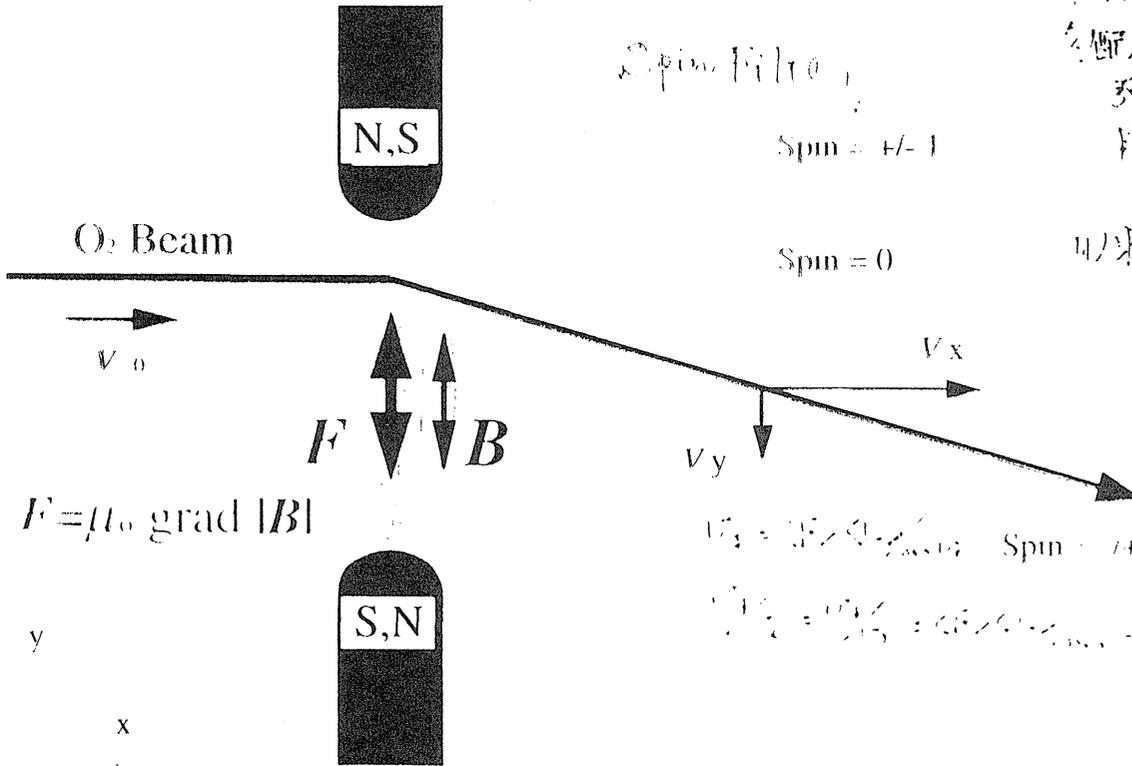
[1, 2] 藤田雄三他、平成 9、10 年度 HIMAC 報告書

勾配磁場による酸素ビームの収束

酸素分子:

・スピン 1

・磁気モーメント: 2.38 [Bohr-Magneton]



酸素分子シームビームのための
フォーカスマグネット

——勾配磁場を用いた収束の方法——

橋本義徳^a、藤田雄三、森本照久、藤澤高志^b、盛永篤郎、
小石裕之、滝慶行、及川永一、大林哲郎^c、
佐藤幸男、本間寿弘、野田耕司、玉野聡

^a KEK 出無、電気・産業、東京理科大学
^b 大阪真空、放射線重粒子

——報告内容——

1. 勾配磁場を発生させる電磁石
2. 勾配磁場による収束・発散作用
3. 電磁石構成素材 検討

1967.11.16, 1967.11.17

解析的な磁極形状の検討

ポテンシャル $\phi = \sinh y \cdot \sin x$

$$H_x = \sin y \cdot \cos x \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} = \sinh y \cdot \sin x \quad \frac{\partial H_x}{\partial y} = \cosh y \cdot \cos x$$

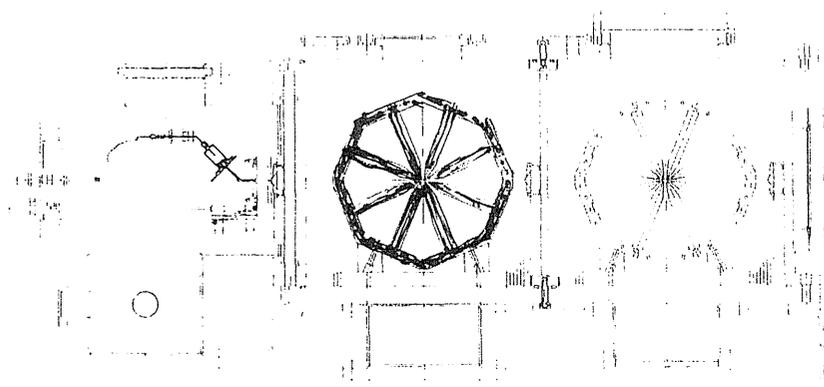
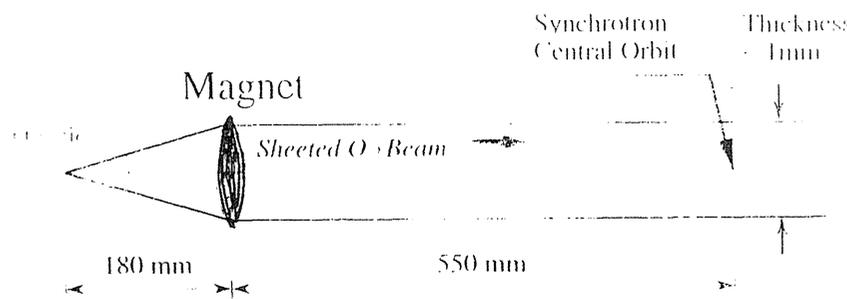
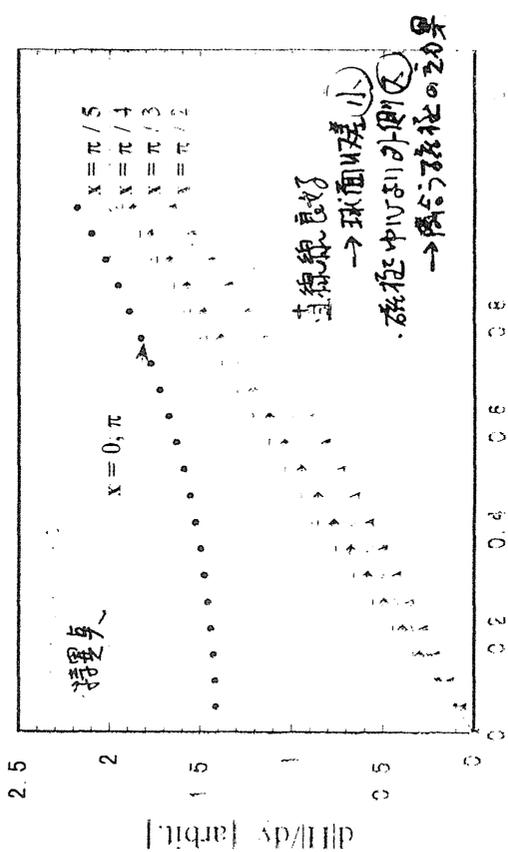
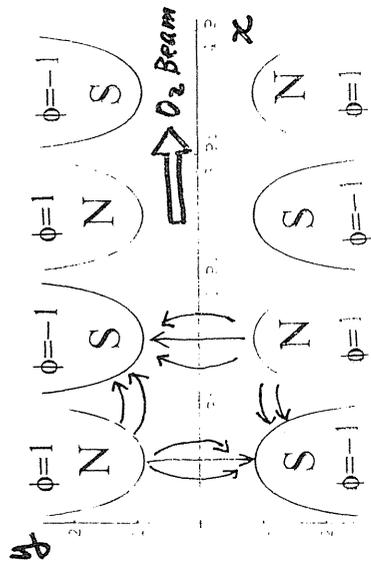
$$H_y = \cosh y \cdot \sin x \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = \sinh y \cdot \sin x \quad \frac{\partial H_y}{\partial y} = \cosh y \cdot \cos x$$

$\text{div} H = 0, \text{rot} H = 0$

$$H = \sqrt{(\sinh y \cdot \cos x)^2 + (\cosh y \cdot \sin x)^2}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\cosh 2y - \cos 2x}$$

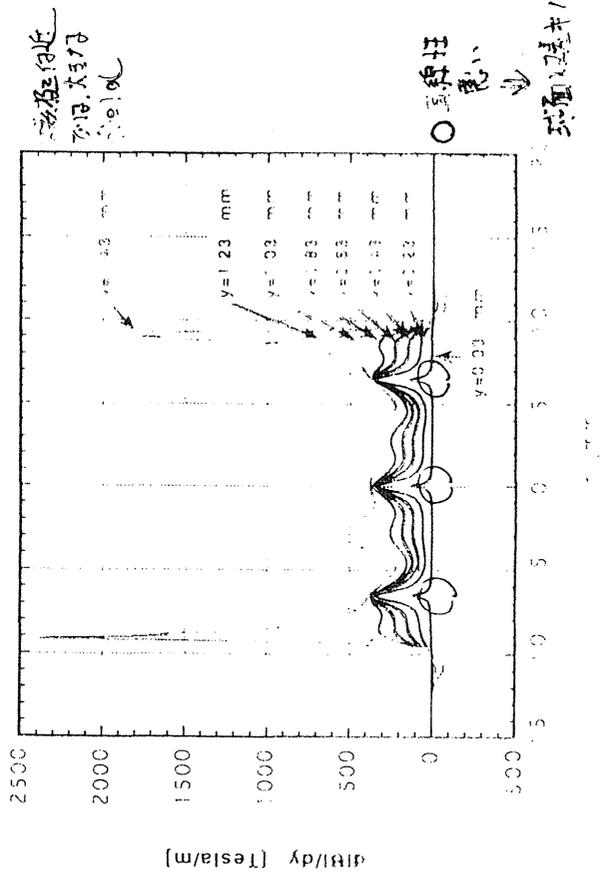
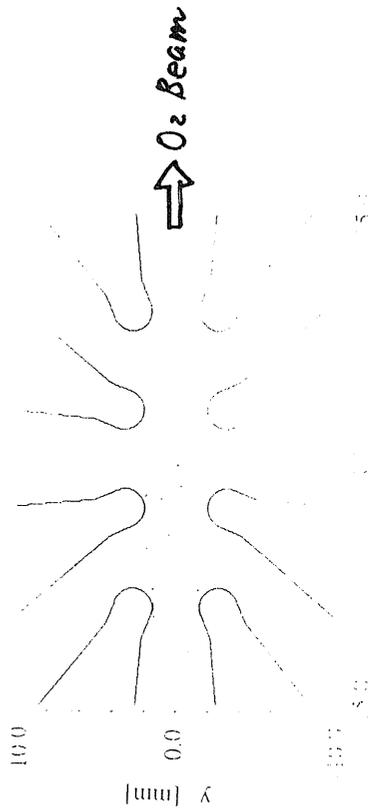
$$\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\sinh 2y}{\sqrt{2} \sqrt{\cosh 2y - \cos 2x}}$$



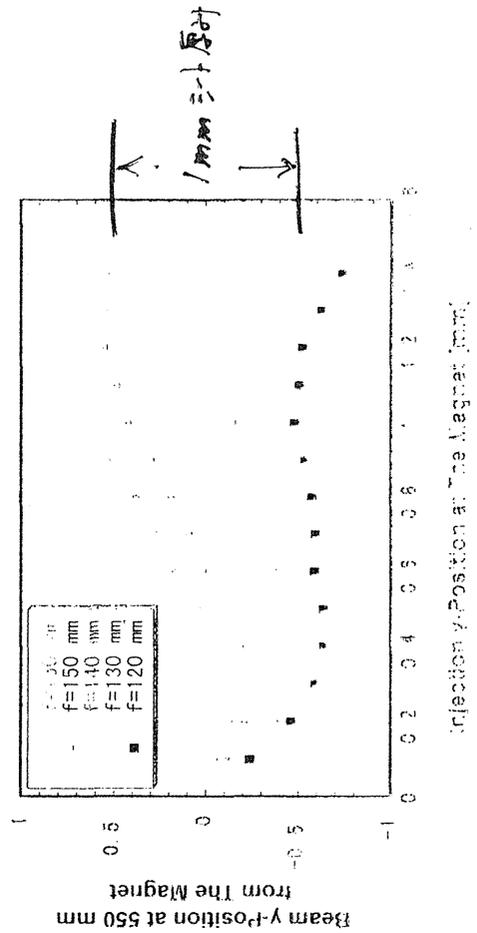
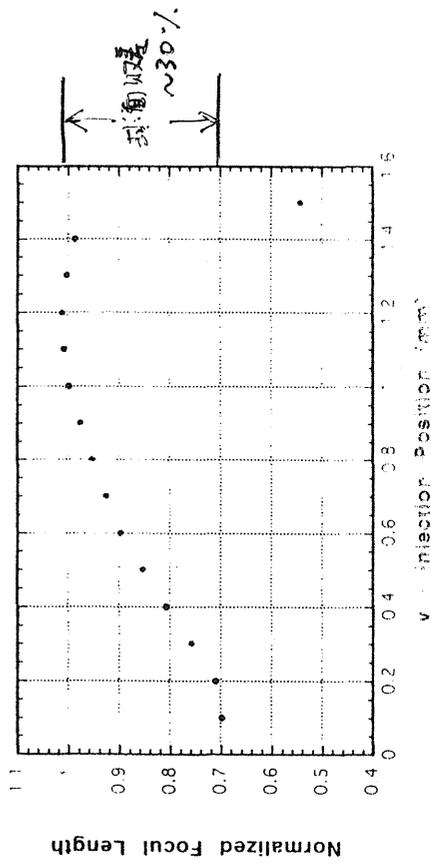
磁極形状の最適化計算の結果

酸素分子ビームのノット化と磁場の球面収差

- ・ 8 極構成：収束力を確保
- ・ コイルを巻くスペースの確保 → 磁極、ヨークに放射状の傾き
- ・ 300 [T/m] の磁場勾配を約 2 cm にわたり発生



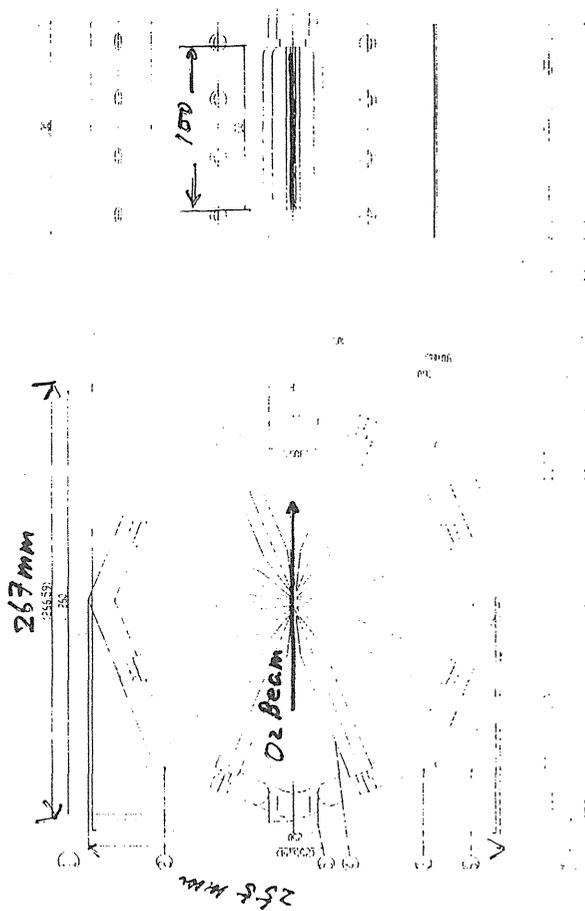
- ・ 焦点距離：4.2 cm @ $v_0=160$ m/s
- ・ 球面収差：±15%



極重磁石の仕様

- ・アパーチャ 3 mm
- ・真空中で使用 : $10^{-5} \sim 10^{-7}$ [Torr]
- ・起磁力 : ~ 1000 [A/Turn]
- ・磁場勾配 : 300 [T/m] $\times 2$ [cm] @ 1[Tesla]
- ・磁極、鉄芯材料 : 純鉄 SUY
- ・発熱 : ~ 60 [W]

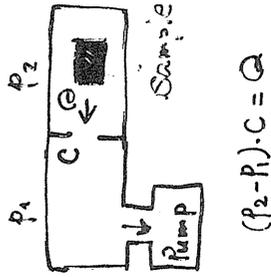
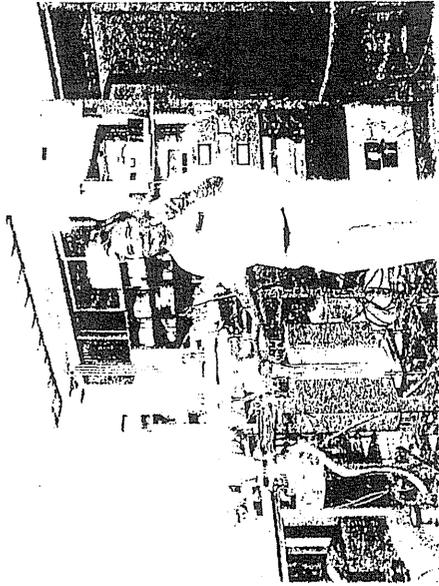
→ コイル冷却 : 焼鈍銅パイプ内部に冷却水



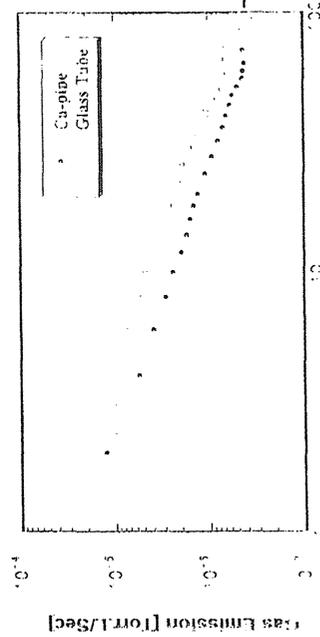
極重磁石に差けるコイルと絶縁素材の検討

- ・coil 素材 : 焼鈍銅管 $4 \text{ mm} \times 160 \text{ m}$
- ・coil 絶縁材 : ガラスウールチューブ $4 \text{ mm} \times 160 \text{ m}$

差動法によるガス放出特性の測定



Dev-Pipe
4mm径 x 10m
Glass Tube
4mm径 x 10m



$\rightarrow \sim 3 \times 10^{-7}$

$$\text{Total } Q = (3 \times 10^{-7} \times 2 \times 10^6) \times 2 = 2.6 \times 10^{-6} \text{ [corr. Q/sec]}$$

effective K 700 Q/s の排気系と等しい
 \rightarrow 到達真空度 $\sim 1.4 \times 10^{-8}$ [corr.]
 現在モリルコイルにてガス放出特性を測定中.

まとめ

- ・ 勾配磁場を用いての酸素ビームの収束法を検討し、 $v_0=460$ m/s 相当の酸素ジェット分子ビームを最短 4.2 cm で収束できる電磁石を設計できた。
- ・ 160 m に及ぶコイルには焼鈍銅管とガラスウールを組み合わせることで、アウトガスを少なくすることができ、 $10^{-4} \sim 10^{-7}$ [Torr] の使用環境に対する問題はなくなる見込みである。
- ・ 電磁石は現在製作中であり、来春から酸素ビーム発生装置とともに稼動を開始し、酸素ビームの特性試験を始める予定である。
- ・ 現在、後段に用いる電磁石を設計中である。より、球面収差の少ない磁石としたい。

11(C).酸素分子シートビームのためのレーザー測定装置

小石 裕之, 滝 慶行, 盛永 篤郎, 佐藤 幸夫^A, 本間寿広^A, 野田耕司^A, 山田聰^A
藤沢 高志^B, 及川 永^C, 大林哲朗^C, 藤田 雄三^D, 橋本 義徳^D, 森本照久^D

東京理科大学 ^A放射線医学総合研究所 ^B電気興業
^C大阪真空機器製作所 ^D高エネルギー加速器研究機構

1. はじめに

本実験で用いる酸素分子シート状ビームの形状は、厚さ1mm, 幅100 mm (添付fig.1) で、酸素分子密度は $10^{12}/\text{cm}^3$ 程度である。このシート内の分子数が空間的・時間的に一様であることを1%以内で計測できることが要求されている。そのため、本研究では酸素分子による光の吸収を利用してシートの形状を測定することを目的とする。

吸収媒体に強度 I_0 の光を透過させたとき、吸収係数を α , 媒体の厚さを d とすると、透過光量 I は

$$I = I_0 \exp(-\alpha d)$$

で与えられる。 αd を光学的厚さといい、気体の場合は光路中に含まれる単位面積あたりの分子数に比例する。したがって、吸収率を測ることにより、光路中に存在する分子数を知ることができる。標準大気中の酸素分子密度は $5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ で、赤外760nm 線の吸収係数は約 10^{-4}cm^{-1} 、吸収線の幅は約 1GHz である。一方、酸素分子シート状ビームの場合は、密度が $10^{12}/\text{cm}^3$ であるが線幅は1MHz程度に狭まっていると考えられる。したがって、吸収係数としては $2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ と推定できる。シートの厚さが 1mm であるので、光学的厚さは 2×10^{-9} に相当する。この吸収量は非常に小さく、通常測定限界 $10^{-6}/\text{s}$ を下回っている。

本研究で開発する多モード共振器内吸収分光法は、多モード発振レーザーの立ち上がり特性を利用し、小さな吸収量を時間的に増幅して検出する方法である。以下に研究の経過を報告する。

2. 酸素分子の吸収線

酸素分子は紫外域に強い吸収線があるが、光源に適したものがない。そこで、我々は酸素分子の可視赤外域の吸収のうち、もっとも強い0-0バンド762[nm]遷移について長光路吸収法により調べた。吸収ガスとしては大気中酸素を用いた。この方法は単一周波数発振のレーザー波長を回折格子により吸収線の波長にあわせて行う。しかし、吸収係数が小さいので吸収長を長くとらなければならない。EOSI社製の半導体レーザーを用いて測定を行った。吸収長は12[m]である。レーザー周波数を掃引し、基底状態 $^3\Sigma_g^-$ の振動準位 $v''=0$ 回転準位 J'' から励起状態 $^1\Sigma_g^+$ の振動準位 $v'=0$ 回転準位 $J'=J''+1$ への遷移であるR枝の吸収線をR(1)~R(46) まで計測した。R(10) がスペクトル幅3.5GHz、約25%の吸収として観測された(添付fig.2)。吸収の比

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\kappa \ell}$$

から吸収係数 κ を求めた。 κ は小さいもので $3 \times 10^{-6} [\text{cm}^{-1}]$ 、大きいもので $3 \times 10^{-4} [\text{cm}^{-1}]$

であった。R(10)の場合は $2.8 \times 10^{-4} [\text{cm}^{-1}]$ であることが確認できた。

3. 共振器内分光法の原理

多モードレーザーのレート方程式はモード数 n 中の q 番目のモードの光子数 M_q について Baev等により

$$\frac{\text{光子数の時間変化}}{M_q} = \frac{\text{共振器内損失}}{-\gamma M_q} + \frac{\text{利得}}{B_q N (M_q + 1)} - \frac{\text{吸収損失}}{\kappa_q c M_q} \quad (1)$$

$$\frac{\text{反転分布密度の時間変化}}{N} = P - \frac{N}{\tau} - N \sum_{q=1}^n \frac{B_q M_q}{\text{励起率}} \quad (1 \leq q \leq n) \quad (2)$$

自然誘導放出率

と表され、定常解は式(3)のようになる。

$$M_q(t) = \frac{M}{Q} \sqrt{\frac{\gamma}{\pi}} t \exp\left[-\gamma \left(\frac{q-q_0}{Q}\right)^2 t\right] \exp(-\kappa_q c t) \quad (3)$$

① M : 全モードでの光子数
 ② Q : 発振のモード数
 ③ γ : 共振器内損失
 κ_q : モード q の波長の吸収係数

この解の係数項が表す意味は①が発振スペクトルの強度、②がスペクトルの線幅、③はモード q と吸収線が一致した時の吸収線で起こる吸収であり、時間の経過とともに、利得中心の強度は増加し、スペクトルの形は鋭く、そして吸収が成長していくことを示している。しかし、この吸収の成長過程は種々の理由によって制限され、それが吸収係数の検出限界感度を定める。我々が用いる半導体レーザーの場合は(1)無反射(AR)コートの反射率の条件(2)自然放出時間(量子揺らぎ時間)により吸収の成長が制限されると考えられる。V. M. Baev等によると自然放出により決められる吸収の成長時間が約600ns、ARコート反射率 10^{-5} のもので感度限界として $10^{-9} [\text{cm}^{-1}]$ 程度と見積もられている。また、多モードレーザ

ーの吸収の時間進行性を用いることにより、コンパクトな装置を使用することができる。これは吸収セル長を長くして取り込む酸素分子の量を多くする必要がないからである。

4. 多モード半導体レーザーの作成

実際に外部共振器型多モードレーザーの作成を試みた。ARコートのしていない半導体レーザーチップの端面とミラーで共振器を構成しレーザー発振させた。共振器長は70[cm]で縦モード間隔は210[MHz]である(添付fig.3)。NDフィルターで減衰させた光の一部をフォトダイオードへ、透過光を分光器に入れ、発振幅を測定した(添付fig.4)。使用した分光器の分解能は0.3[nm]である。FWHMは単一周波数発振レーザー(本来は一本であるはずであるが分光器の分解能により幅をもって見えている)のものとは比べると広がっている。モード数は約2000と見積もられた。次にレーザー共振器内に音響光学変調器(AOM)を入れ、シャッターとして利用した。レーザー発振のON, OFFを行い、共振器の立ち上がり特性を調べた。このON, OFFに合わせてゲートパルスユニットにトリガーをかけ、レーザーが発振してから t 秒後の時間発展スペクトルを調べた(添付fig.5)。スペクトルは約700nsで形が定常的になった。また、時間と共にFWHMが減少するという多モードレーザーレート方程式の定常解式(3)が示す特性を確かめることができた。

5. 時間分解分光器と測定系の作成

スペクトルを時間分解して実際に微小吸収係数の気体を検出するにあたって、現在用いている0.3[nm]分解能の分光器では約数百本

のモード束が最小分割単位になり、細い線幅の吸収線の測定が不可能である。そこで、分解能0.01[nm]分光器の作成を考えた(添付fig.6)。

分光器の性能を決めるものは分光器の大きさ、スリット幅、ミラーの面精度、グレーティングの刻線数などである。そこで約1mの分光器を試作した。また、分光器スペクトルはCCDアレイにより検出する。CCDのピクセルの幅は18~25[μm]のものを考えているので、分解能0.012~0.016[nm]が実現できる。時間分解測定系はレーザーがONになってからある遅延時間(100[ns]~100[ms])においてCCDセンサーをON(100[ns]~1[ms])にし、その測定値をパソコンに取り込む。

6. まとめ

以上のような装置を用いて実験を行っていく。

参考文献：

1. **Intra-Cavity Spectroscopy with Diode Lasers**
V.M.Baev, J.Eschner, E.Paeth, R.Schüler,
and P.E.Toschek
Appl.Phys.B55, 463-477 (1992)
2. **P.E.Toschek "One is not enough" ,Lasers**
,(Springer, Berlin,1987) p.89 - 111
3. **Enhancement of the sensitivity of
a multimode dye laser to intracavity
absorption**
J.Sierks, V.M.Baev and P.E.Toschek
Optics Com 96 (1993)81-86

--- 添付figures ---

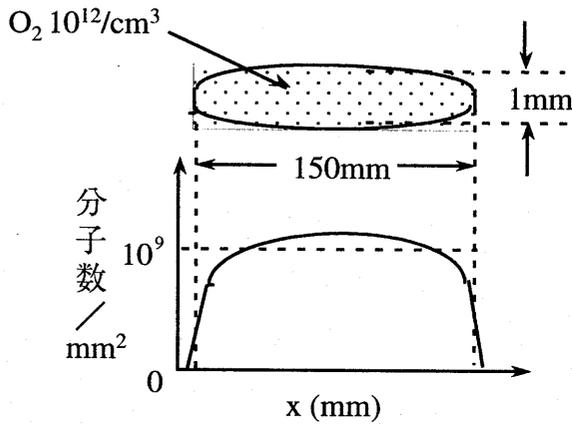


fig.1

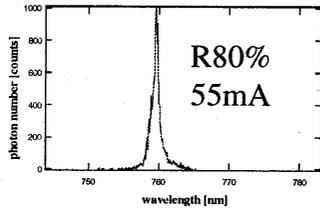
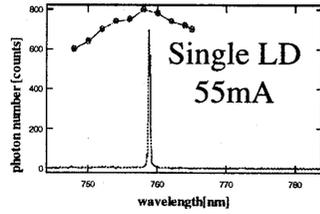
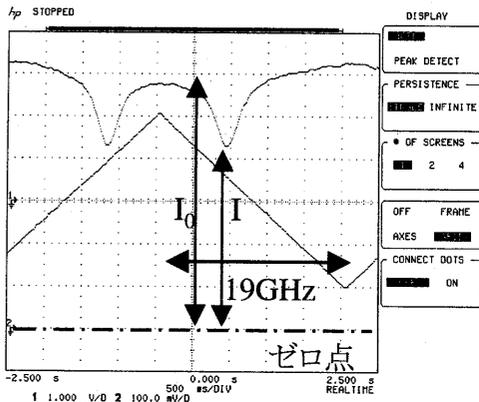


fig.4



R(10)
 吸収線 760.664 [nm]
 吸収係数 2.8×10^{-4} [cm⁻¹]
 約25%の吸収

fig.2

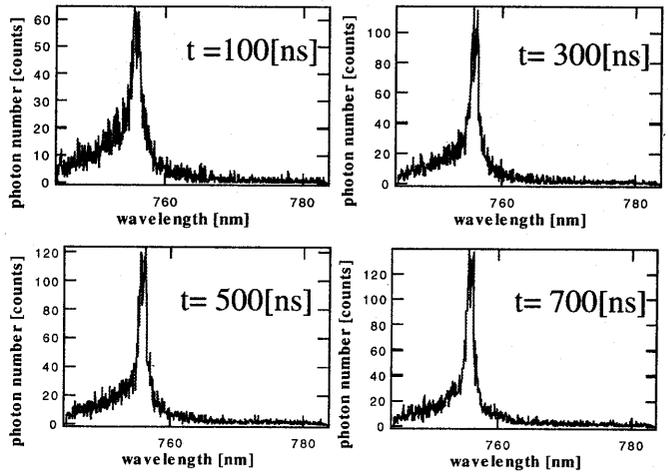


fig.5

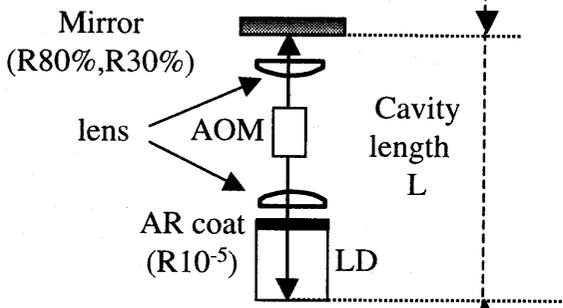
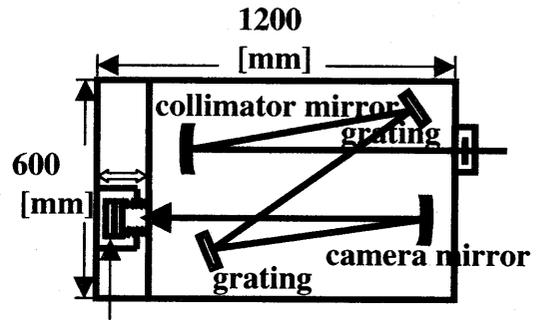


fig.3



CCD sensor holder

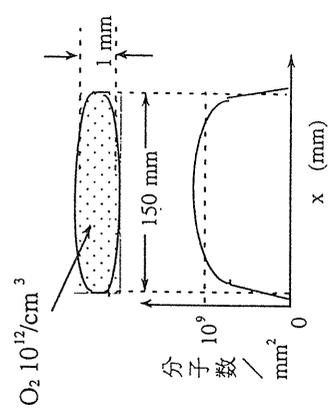
fig.6

11(C).酸素分子シートビームのためのレーザー測定装置

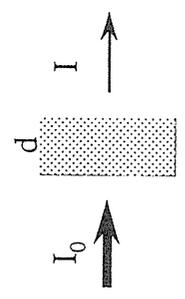
°小石 裕之, 滝 慶行, 盛永 篤郎, 佐藤 幸夫^A,
 藤沢 高志^B, 及川 永^C, 藤田 雄三^D, 橋本 義徳^D
^A東京理科大学 ^B放射線医学総合研究所 ^C電気興業
^D大阪真空機器製作所 ^D高エネルギー加速器研究機構

1.はじめに

シートビームの形状
 のモニター



酸素分子による光の吸収を利用してシート形状を測定すること



$$I = I_0 \exp(-\alpha d)$$

α : 吸収係数

吸収率から分子数を測定

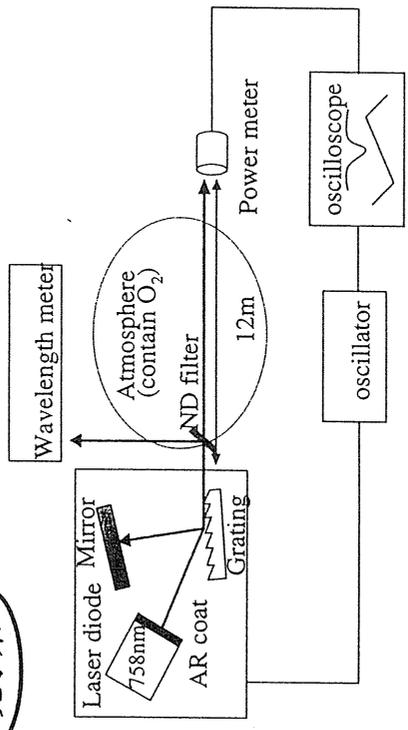
酸素分子シートビーム
 光学的厚さ 2×10^9

シヨット雑音 $10^{-6}/s$

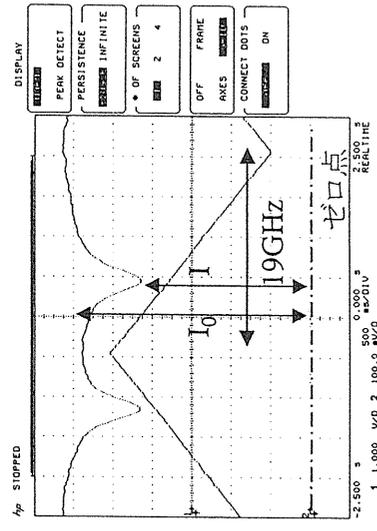
多モード共振器内吸収分光法

2.酸素分子の吸収線

光学系



$3 \sum g^- \rightarrow 1 \sum g^+ 0-0$ バンド 762 [nm] 遷移



R(10)	
吸収線	760.664 [nm]
吸収係数	$2.8 \times 10^{-4} [\text{cm}^{-1}]$
----- 約25%の吸収 -----	

3. 共振器内分光法の原理

モード数n中のq番目のモードの光子数 M_q

$$M_q(t) = \frac{M}{Q} \left[\frac{\gamma}{\pi} t \exp \left[-\gamma \left(\frac{q - q_0}{Q} \right)^2 \right] t \exp(-K_q ct) \right]$$

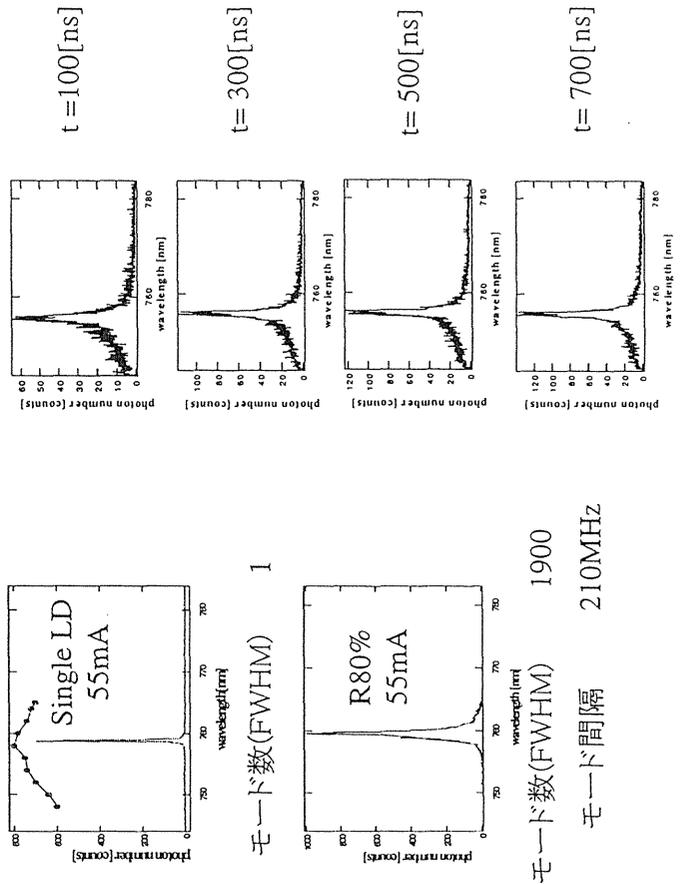
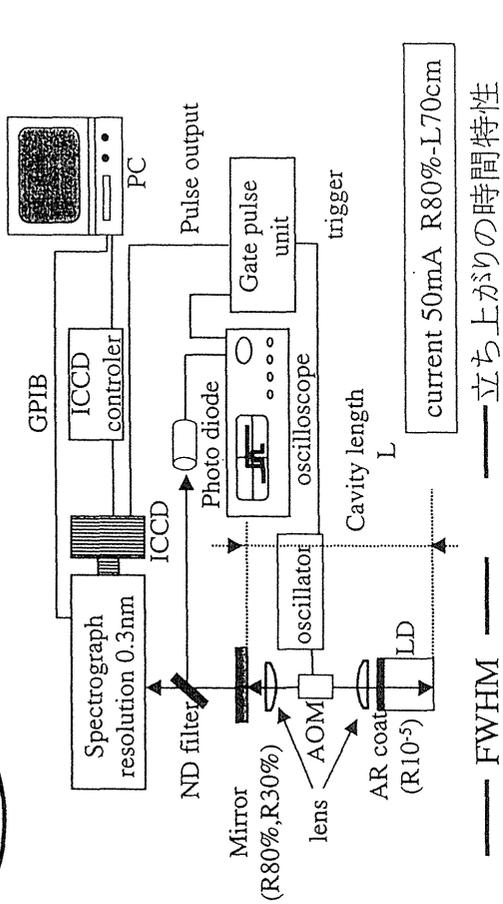
M : 全モードでの光子数 Q : 発振のモード数

γ : 共振器内損失 K_q : モードqの波長の吸収係数

Reference: Enhancement of the sensitivity of a multimode dye laser to intracavity absorption
 J.Sierks, V.M.Baev and P.E.Toschek
 Optics Com 96 (1993)81-86

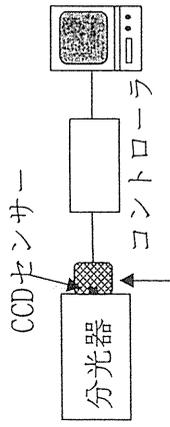
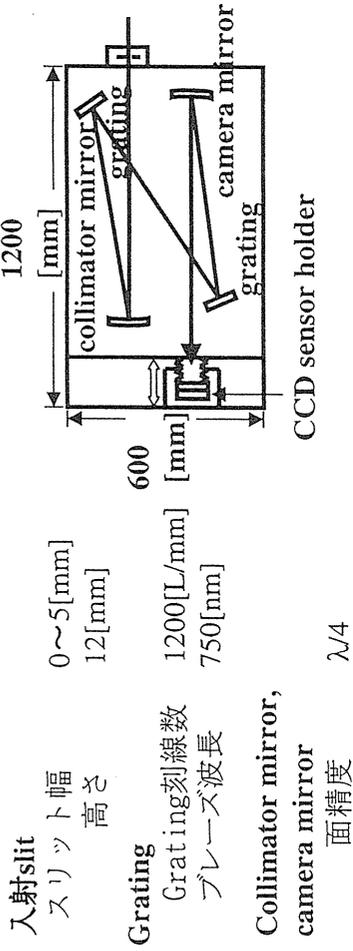
4. 多モード半導体レーザーの作成

光学系



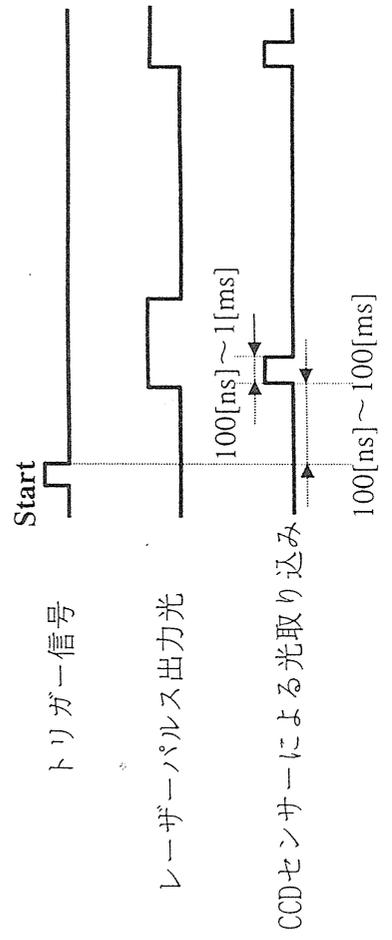
5. 時間分解分光器と測定系の作成

分光器光学系



測定系

タイミングチャート



ガン治療用入射重イオンIH型線形加速器の研究 (小型IH線形加速器の設計とAPF収束用プロト機)

東京工業大学・原子炉工学研究所 服部 俊幸

The Study of Heavy-Ion Injector IH Linac for Cancer Therapy (Design of Compact IH Linac and Prototype Linac for Test of APF focus and Acceleration)

Abstract

We are studying a heavy-ion IH linear accelerator for injector of cancer therapy. The compact IH linac was designed to accelerate C^{4+} ion from 65 keV/u to 6 MeV/u with an APF focusing and an operation frequency of 100 MHz. The geometrical dimension of the cavity is 68 cm in inner diameter and 3.1 m in length.

A prototype APF-IH linac was planned in order to demonstrate APF(Alternative Phase Focusing) structure. The APF-IH type linac was designed to accelerate $\epsilon=1/16$ ion from 12.5 keV/u to 100 keV/u with operation frequency of 70 MHz. The linac tank is 52 cm in length. Based on result of numerical calculation of beam orbit. A 1/1 scale model resonator was made of brass. The APF-IH type linac is manufacturing now.

1.はじめに

世界に先駆けて稼働を開始した放医研の重イオンガン治療装置は順調に治療を行っている。その入射用線形加速器システムは、研究用としては適当であるものの実用機としては大型である[1]。

医療用の実用機には安定性、小型、省電力が重要な要素とされ、これらの要求を満足する加速構造としてはIH型構造が考えられる。この加速構造は低・中エネルギー領域で高い電力効率を有し、アルバレ型やRFQ型の5~10倍という実績をもつ。

そこで小型化に必要とされる高い加速率を実現する入射器として、IH型線形加速器について検討することにした[2,3]。

2.小型高効率入射器へのアプローチ

重イオンガン治療シンクロトロン入射器は放医研や兵庫県の施設の例の様にRFQ線形加速器プラスアルバレ型加速器の2台の長大な線形加速器系である。しかし実用機として普

及するためには1台で小型の入射器が理想的である。

そこで低中エネルギー領域で電力効率の良いIH構造は従来型と同じ程度のRFパワーを投入することで高電力を発生することができ、高加速率の入射器を実現できる。現在東工大では1.12 mで実効加速率5.5 MV/mのテスト機空洞を製作して試験中である[4-6]。この電界強度はキルパトリック限界の2倍を採用している。

一方アルバレ型やIH型ではトランスバース収束のために収束Q磁石が必要である。しかし実用機として複雑なQ電磁石の無い方がより適当でかつ電力高率を上げることが出来る。

そこでガン治療用の入射器のビーム強度が C^{4+} で数100 μ Aであることから、APF収束のIH構造による加速を検討しはじめた。その結果 C^{4+} イオンを65keV/uから6MeV/uまで十分に加速できることが粒子シミュレーションの結果判明した。

医療用実用機としての安定、確実性を考慮し

て、低エネルギーからAPF収束で十分な量のイオンを加速出来るかをテストするプロトタイプ機を検討した。軌道計算後1/1スケールモデルを製作し現在電磁場測定中である。以上2つの実験結果を基に長さ1m程度で2MeV/u程度まで加速する実用機の前1/3程度の実験機を製作し加速特性を研究する予定にしている。その後最終的に3~4mでC⁴⁺を6MeV/uまで加速する実用機建設へのアプローチを考えている。

表-1 IH型入射用線形加速器及びAPFプロット機的设计パラメータ

	IH-Injector	APF-IH
Acceleration Particle (q/A)	p,He,C ⁴⁺ ≥1/3	1/16
Input Energy	65	12.5 keV/u
Output Energy	6	0.1 MeV/u
Operation Frequency	100	70MHz
Synchronous Phase	-90°,-30°,30°,30°,-30°,-30°	
Number of Cell	31	16
Cavity Length	310	52 cm
Cavity Diameter	68	60cm
Focusing Sequence	-30°,-30°,30°,30°	
Transverse Acceptance	102	270 π mm ² mrad
Longitudinal Acceptance	30°	60°
Transmission	70 % by Buncher	
Acceleration Voltage/Gap	100-1297	49-247kV
Acceleration Rate	5.9	2.7MV/m

3. 小型入射IH線形加速器

高加速率IH線形加速器と同じ設計方法で、C⁴⁺, ε=1/3のイオンを65 keV/uから6MeV/uまで加速する小型の線形加速器を設計した。

設計方法は

- ①粒子収束はAPFを使って軌道計算を行う。
- ②加速電圧はセル長に従って電圧が増加する電圧傾斜型の電圧分布を採用した。
- ③ガン治療用入射器では安定性を重視して加速電界をキルパトリック限界の1.5倍（高加速率IH線形加速器の場合は2倍）に押さえた設計とした。

軌道計算の結果の位相振動を図1に示す。図2に-5°から-100°までのトランスバース・アクセプタンスを示す。これらの計算より位相アクセプタンスは30°、トランスバース・アクセプタンスは102π mm²・mradであった。トランスバースはイオン源の規格エミッタンス

を0.6π πmm²・mradとすれば、51πであり十分アクセプト可能である。又バンチャーを付けることで十分な位相アクセプタンスに上げることが可能である。主要パラメータを表1に示す。

実際の加速空洞は3.1mと予想され、現在の放医研のHIMACに使われている入射線形加速器の31.3m比べて、加速電荷/質量数の比が異なるとは言え十分の一に抑えることが可能となる。現行ではRFQ型とAlvarez型線形加速器の2段階で加速されることを考えると、加速空洞が3m程度の1つの加速器でシンクロトロンに入射できるメリットは大きい。又必要高周波電力800kW程度で現在の放医研のRFQ型に300kW, Alvarez型に1MW級3台を必要とするのに、1台の800kW電源で良いことが分かる。

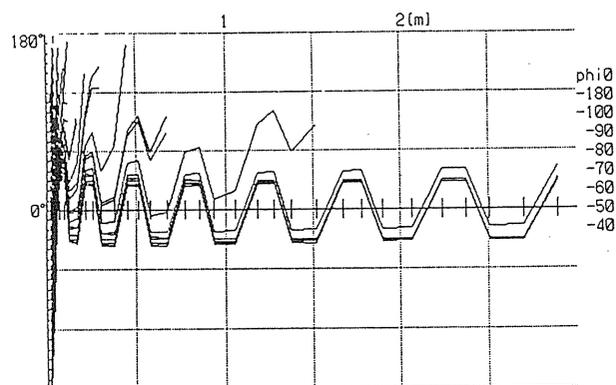


図1 Phase Acceptance

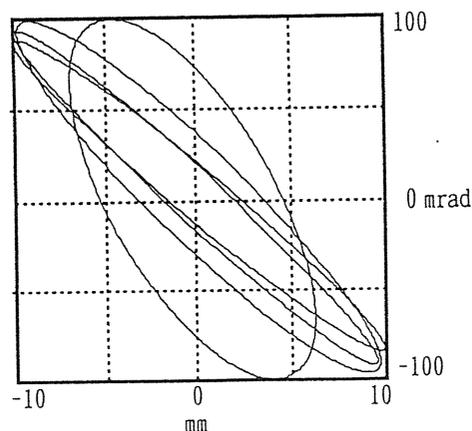


図2 Transverse Acceptance of Phase

4. プロトタイプAPF-IH線形加速器

低エネルギーから十分の量のビームを加速できるかテストするAPF収束テスト用IH線形加速器を小型入射IH線形加速器と同じ方法で設計を行った。実験室、既設装置の都合で $\epsilon=1/16$ 以上の粒子を 12.5keV/u から 100keV/uまで加速するテスト機を考えた。軌道計算の結果図3に粒子の位相振動を図4に-130°から-70°までのトランスバース・アクセプタンスを示す。その結果位相アクセプタンスは60°, トランスバース・アクセプタンスは270 π mm \cdot mradで十分加速可能なものとなった。主要パラメータを表1に示す。

加速空洞は全長52 cm で直径60 cm が予想される。加速電圧分布と空洞径を決定するために真鍮製の1/1スケールモデルを製作し、電磁場特性を測定中である。

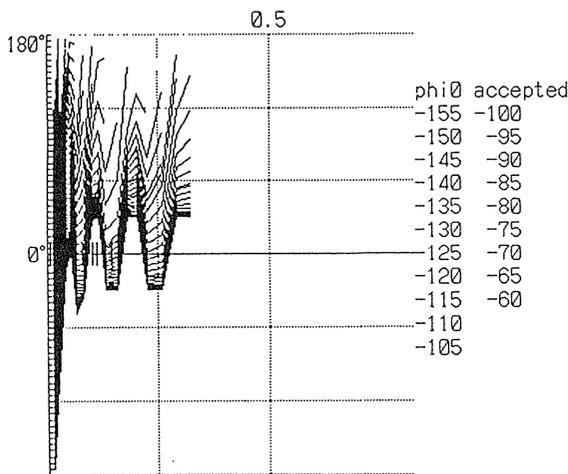


図3 Phase Acceptance

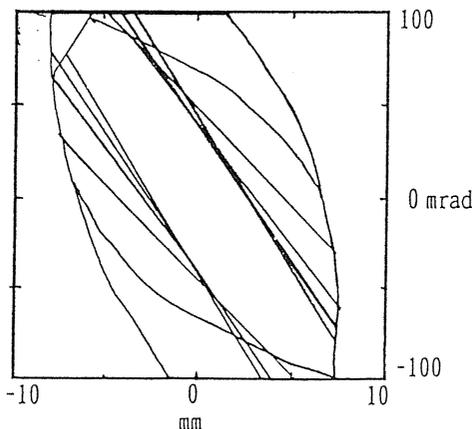


図4 Transverse Acceptance of Phase

5. まとめと将来計画

C⁴⁺イオンを6 MeV/uまで加速するガン治療用シンクロトロンの入射器としてAPF収束の小型IH線形加速器を設計した。加速空洞長は3.1 mで最大加速電界はキルパトリック限界の1.5倍で実効加速率は5.9 MV/mであった。実用機としての安定、確実性をチェックするために、12.5 keV/uから100 keV/uまで加速するAPF収束の限界をテストするプロトタイプAPF-IH線形加速器を設計し、1/1スケールモデルの電磁特性を測定中である。加速電圧の測定調整後、実機を設計製作し、加速試験をする予定にしている。

参考文献

- [1] S.Yamada, T.Hattori, et al.; Proc. 1990 Intn. Conf. on Linear Accelerator, Albuquerque NM, USA, LA-12004-C1990, pp.593-595
- [2] T.Hattori, K.Isokawa, K.Sasa, T.Ito, H.Tomizawa, N.Hayashizaki, T.Yoshida, S.Majima, S.Yamada and S.Yamaki: Proc. 21st Linear Accelerator Meeting, 21(1996)278-280.
- [3] T.Hattori, K.Isokawa, K.Sasa, T.Ito, H.Tomizawa, N.Hayashizaki, S.Majima, N.Sakamoto, S.Yamada and S.Yamaki: Proc. 22nd Linear Accelerator Meeting, 22(1997)22-24.
- [4] K.Isokawa, T.Hattori, S.Majima and S.Yamada: Proc. 21st Linear Accelerator Meeting, 21(1996)281-283.
- [5] K.Isokawa, T.Hattori, S.Majima and S.Yamada: Proc. 22nd Linear Accelerator Meeting, 22(1997)302-304.
- [6] K.Isokawa, T.Hattori, T.Ito, N.Hayashizaki, S.Majima and S.Yamada: Nucl. Inst. and Meth., A(1998) in printing.

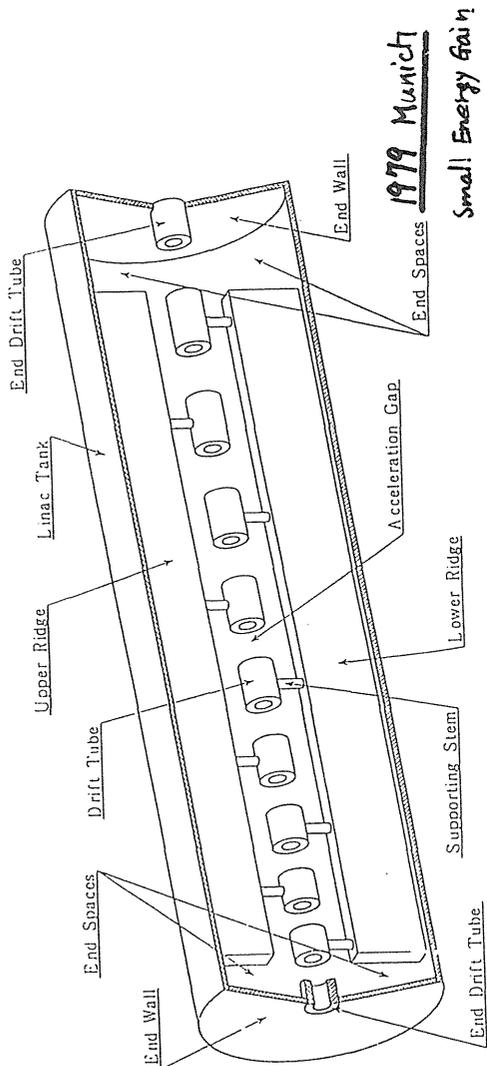
ガン治療用入射重イオン IH 型線形加速器の研究 (小型 IH 線形加速器の設計と APF 収束プロト機)

東京工業大学・原子炉工学研究所 服部 俊幸

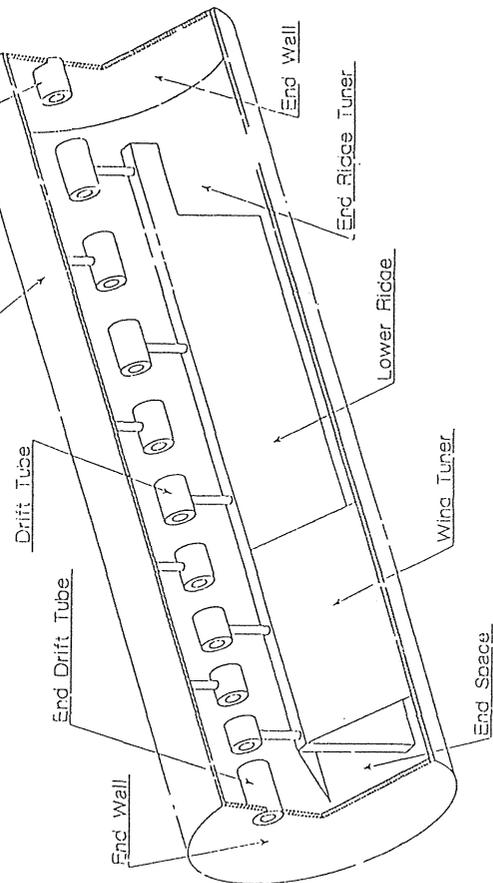
発表内容

- 1) IH 型線形加速器の高加速高率
- 2) 小型高加速入射器へのアプローチ
- 3) 6MeV 小型入射 IH 線形加速器
- 4) プロトタイプ APF-IH 型線形加速器
- 5) 2MeV テスト APF-IH 線形加速器
- 6) まとめと将来計画

1956 J.P. Blennett IH type Linac Propose BNL-AGS Injector
 Z → Low ext High Energy



IH Linac Structure
 Interdigital H



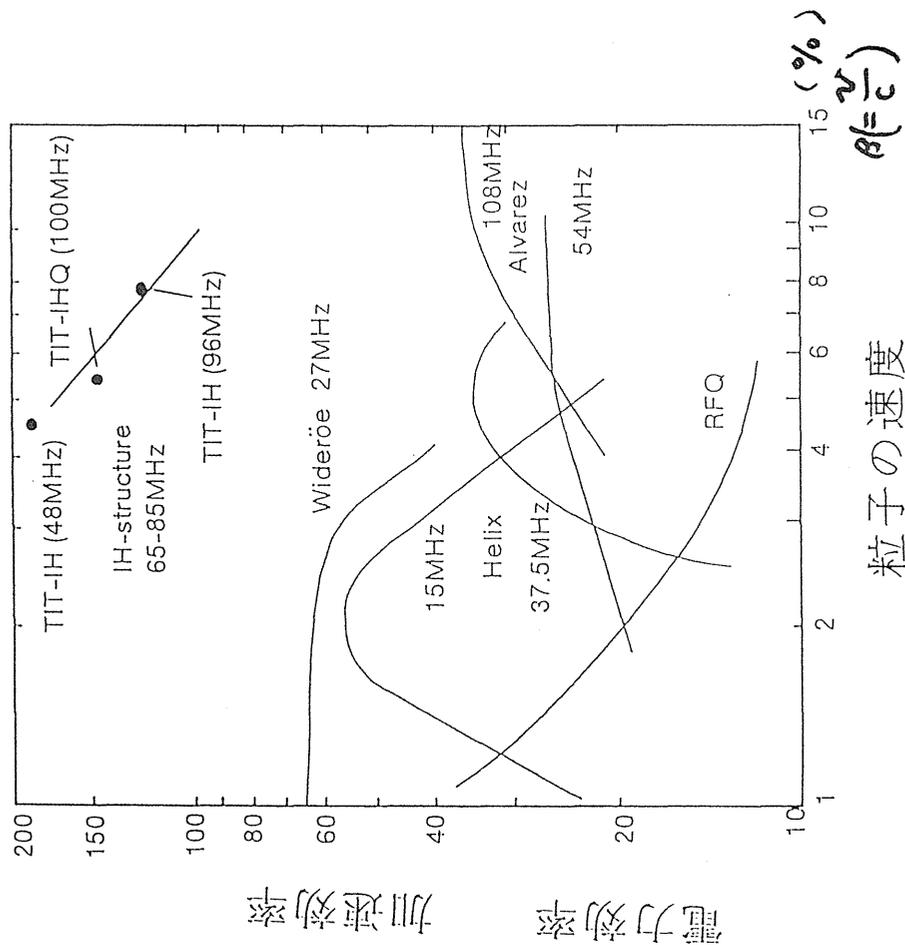
IH 型入射用線形加速機的设计パラメータ

Acceleration Particle (q/A)	p, He, C ⁴⁺ ≥ 1/3
Input Energy	65 keV/u
Output Energy	6 MeV/u
Operation Frequency	100 MHz
Synchronous Phase	-90°, -30°, 30°, 30°, -30°, -30°
Number of Cell	31
Cavity Length	310 cm
Cavity Diameter	68 cm
Focusing Sequence	-30°, -30°, 30°, 30°
Transverse Acceptance	102 π mm · mrad
Longitudinal Acceptance	30°
Transmission	70 % by Buncher
Acceleration Voltage/Gap	100-1297 kV
Acceleration Rate	5.9 MV/m

$$P = \frac{V^2}{Z \cdot I}$$

TIT&TUM (103MHz)

(M.S/m)



粒子の速度

$$\beta = \frac{v}{c}$$

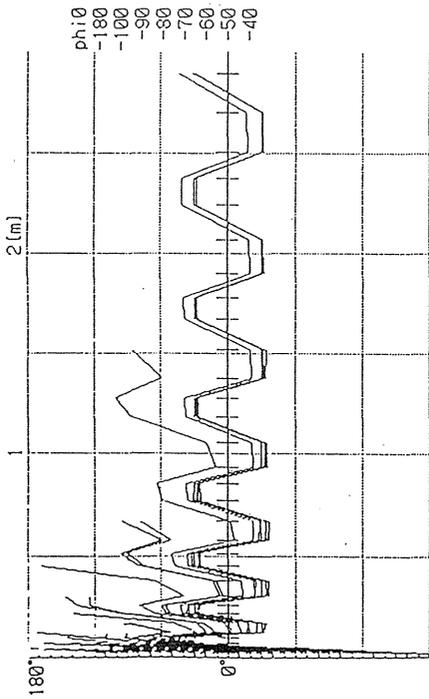


図1 Phase Acceptance

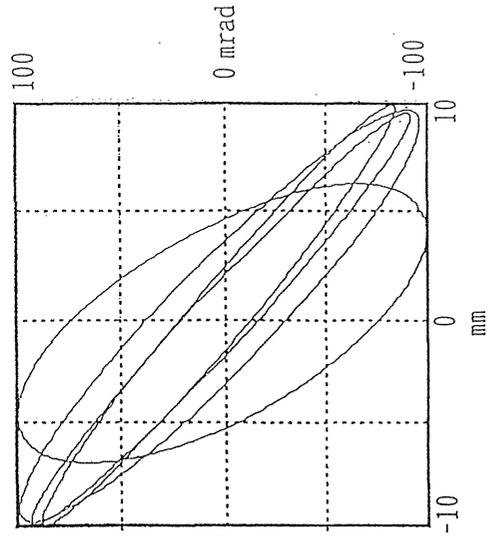


図2 Transverse Acceptance of Phase

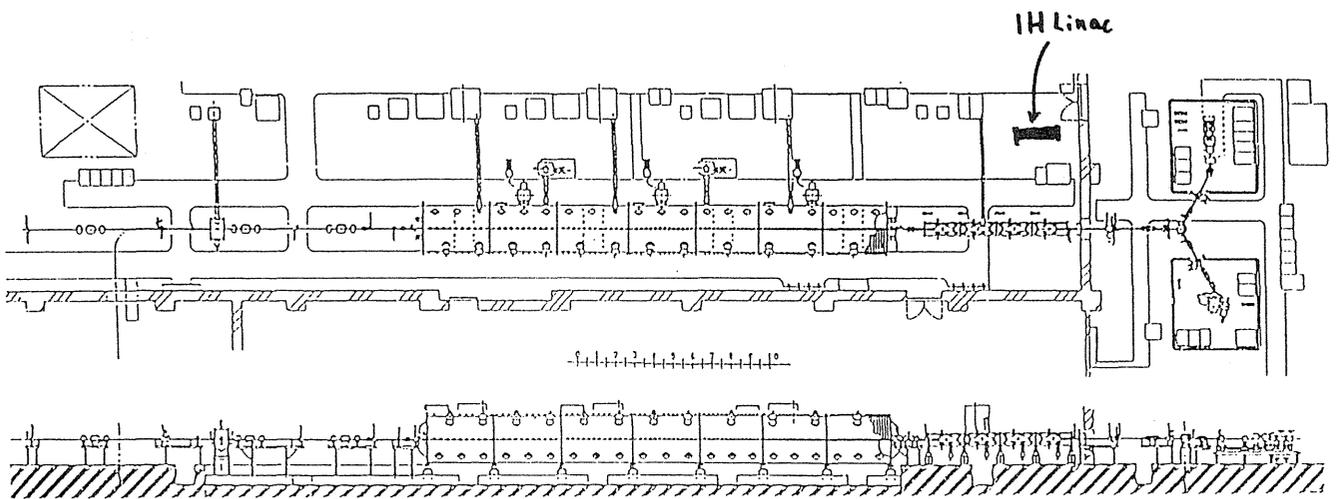
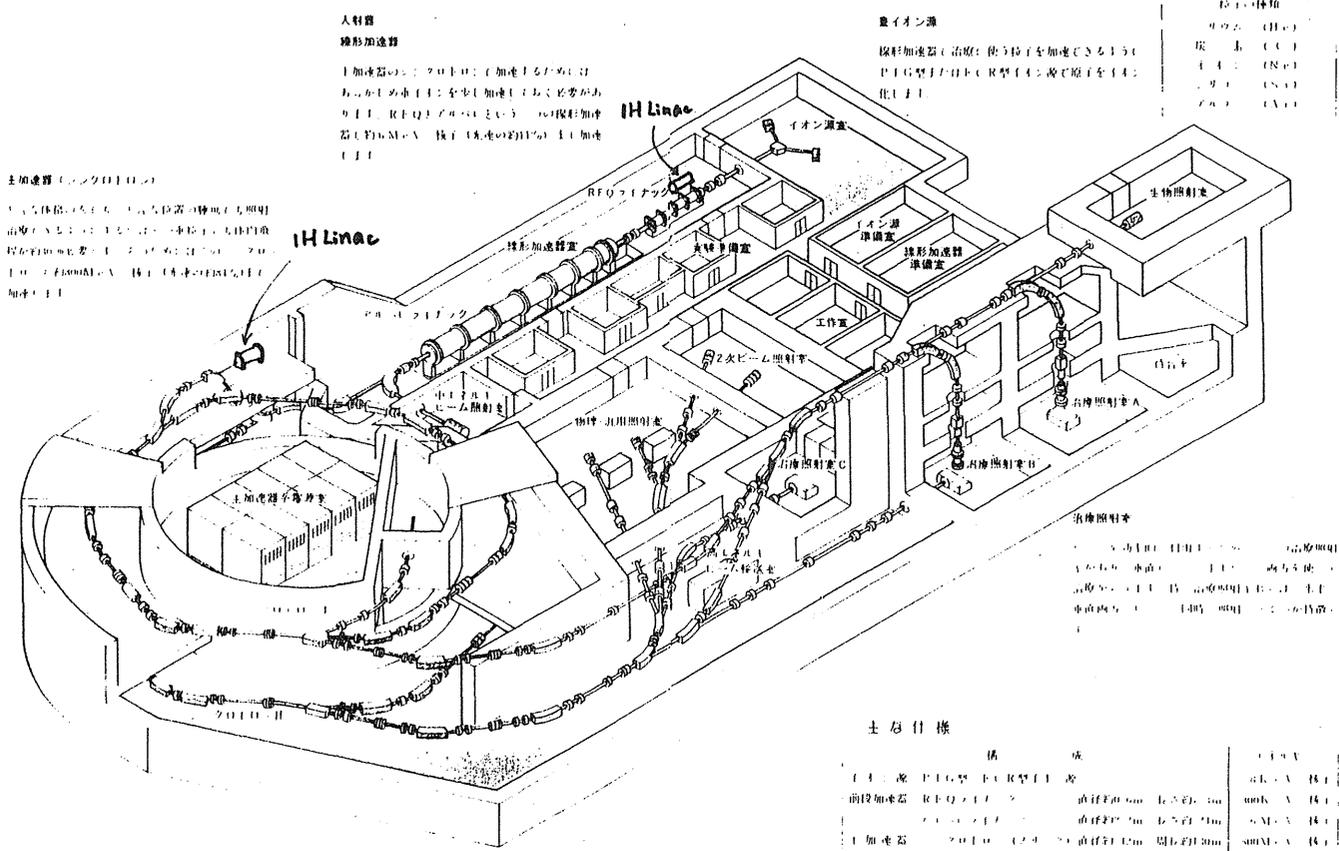


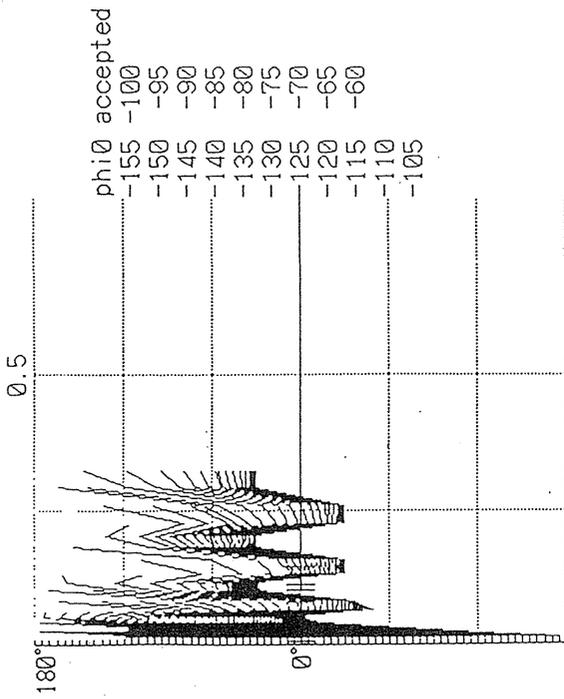
Fig. 2: HIMAC 入射器系全体配置図

21世紀に向けて、新しいがん治療時代の到来を告げる重粒子加速器 JHIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba)

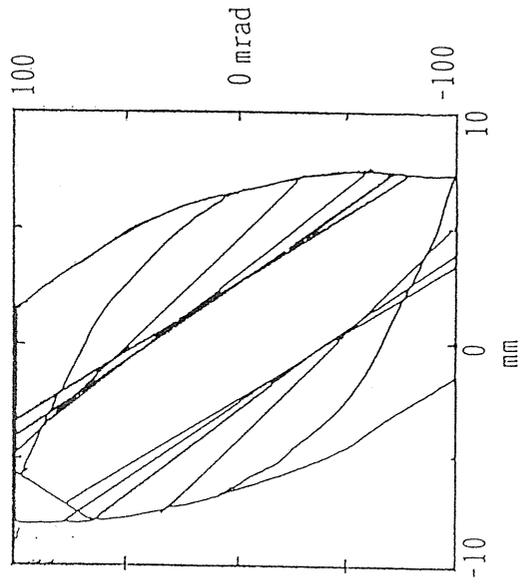


APF-IHプロット機の設定パラメータ

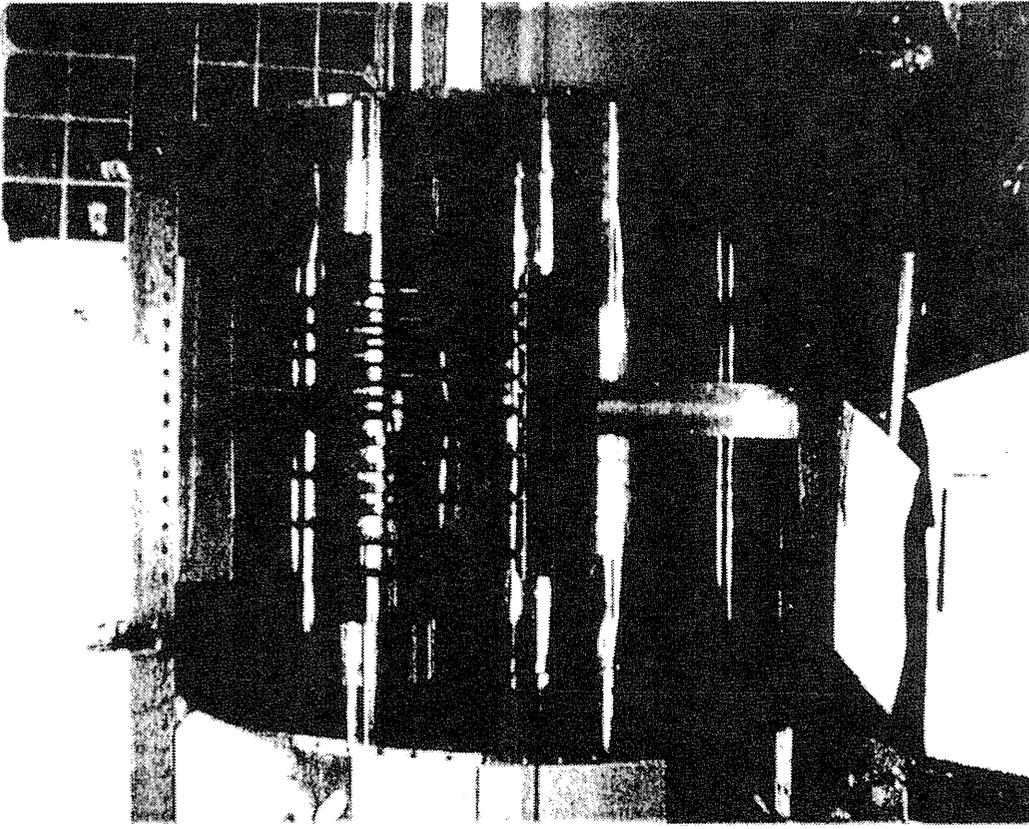
Acceleration Particle (q/A)	1/R6
Input Energy	12.5 keV/u
Output Energy	0.1 MeV/u
Operation Frequency	70 MHz
Synchronous Phase	-90°, -30°, 30°, 30°, -30°, -30°
Number of Cell	16
Cavity Length	52 cm
Cavity Diameter	60 cm
Focusing Sequence	-30°, -30°, 30°, 30°
Transverse Acceptance	270 π mm·mrad
Longitudinal Acceptance	60°
Transmission	70 % by Buncher
Acceleration Voltage/Gap	49 - 247 kV
Acceleration Rate	2.7 MV/m



☒3 Phase Acceptance

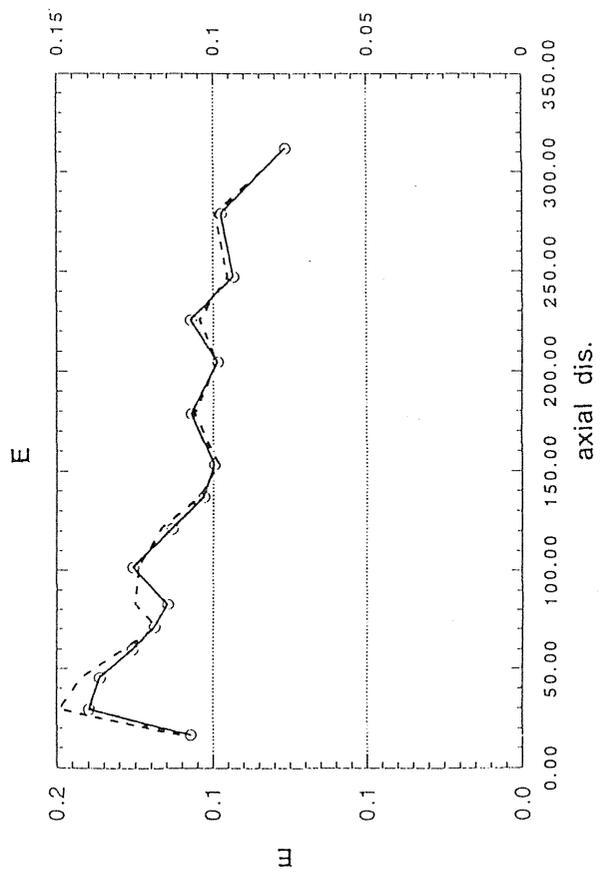
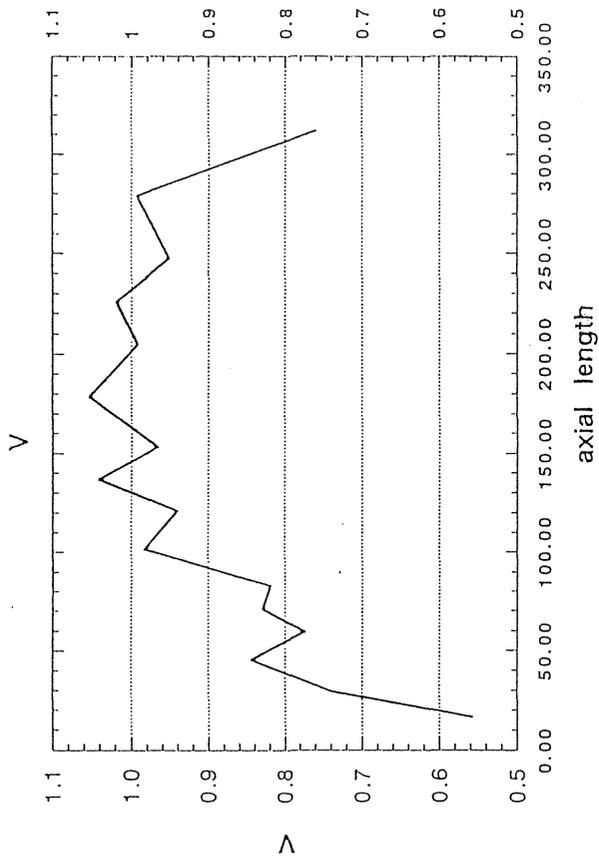
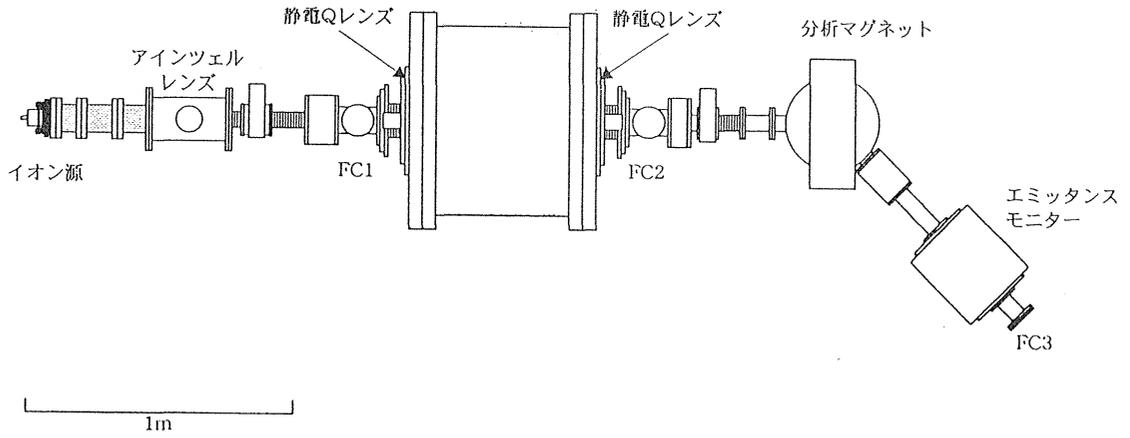


☒4 Transverse Acceptance of Phase



APF-IH Prototype Model Cavity

プロトタイプAPF-IH型線形加速器
加速システム概略図



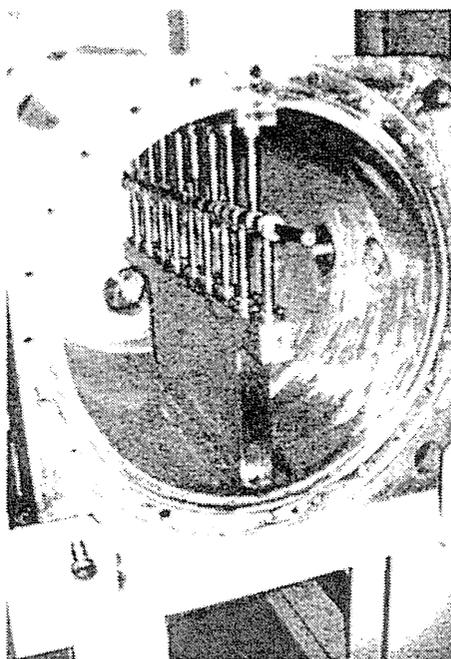
IH 型入射用線形加速機及び2MeV APF-IH テスト機の設計パラメータ

		Injector	2MeV APF-IH
Acceleration Particle (q/A)	p, He, C ⁴⁺ ≧ 1/3		1/3
Input Energy	65	35 keV/u	
Output Energy	6	2.0 MeV/u	
Operation Frequency	100	100 MHz	
Synchronous Phase	-90°, -30°, 30°, 30°, -30°, -30°		
Number of Cell	31	18	
Cavity Length	310	120 cm	
Cavity Diameter	68	64 cm	
Focusing Sequence	-30°, -30°, 30°, 30°		
Transverse Acceptance	102	150 π mm mrad	
Longitudinal Acceptance	30°	30°	
Transmission		70 % by Buncher	
Acceleration Voltage/Gap	100-1297	50-600 kV	
Acceleration Rate	5.9	4.9 MV/m	

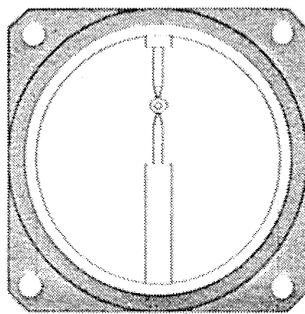
2nd Linac - High-Gradient IH Linac



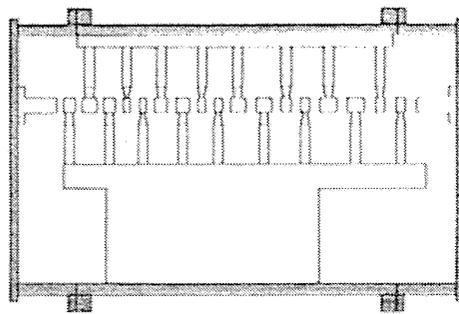
RNLN TUtech



High-Gradient IH Linac



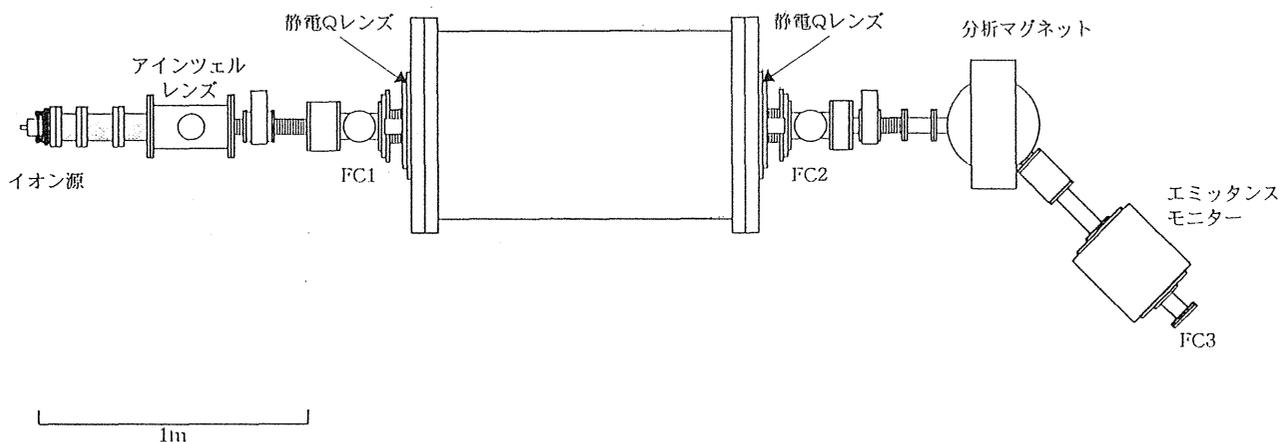
640



1120

220 KeV/amu ⇒ 600 KeV/amu

2MeVテストAPF-IH線形加速器 加速システム概略図

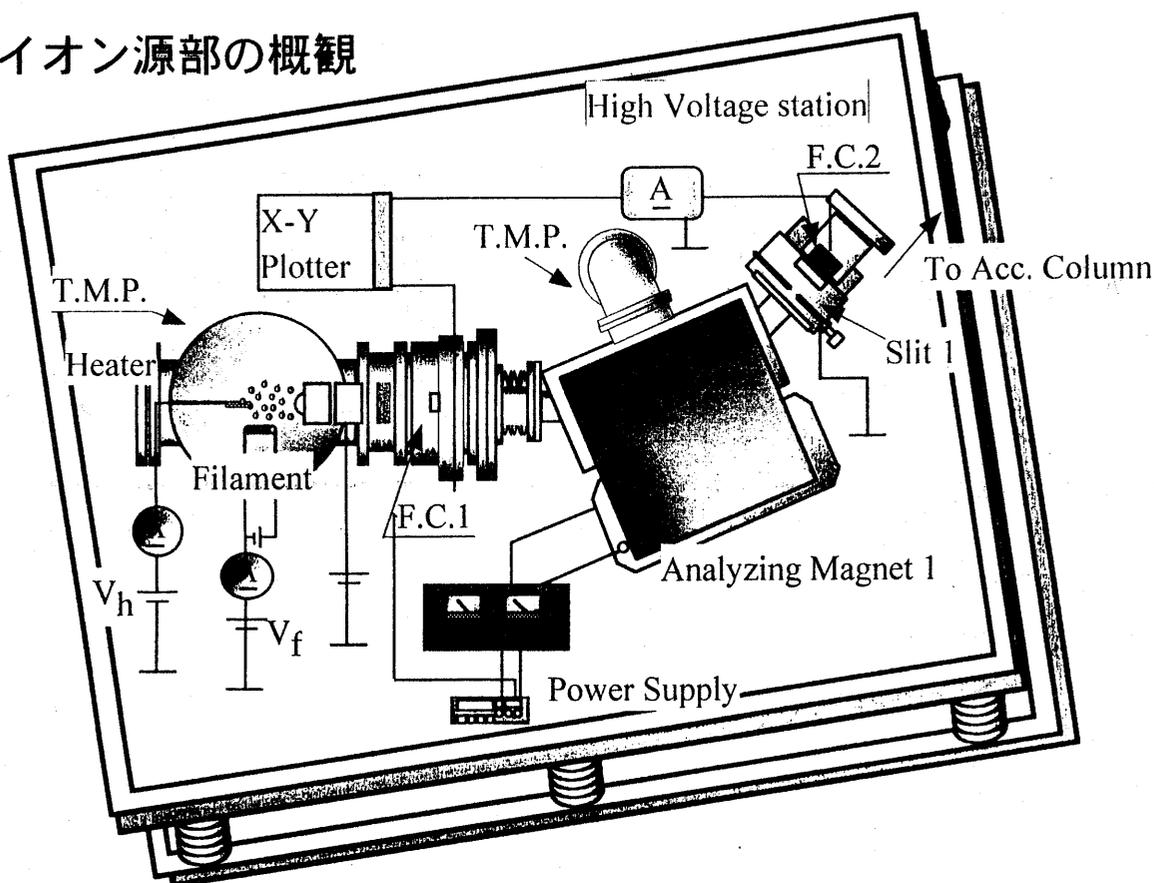


まとめと将来計画

- 1) ガン治療用小型線形加速器を設計した
- 2) プロトタイプ APF-IH 型線形加速器のモデル試験後
設計を行った
- 3) 99 年度に加速試験
- 4) 99 年度に 2MeV テスト APF-IH 線形加速器の設計と製作
- 5) 2000 年 2MeV テスト機の加速試験
- 6) 2000 年 6MeV 実機的设计、製作
- 7) 2001 年 6MeV テスト機の加速試験

3. クラスターのイオン化

3-1 イオン源部の概観



C60 フラワーレン小型リング(SR)

入射器の研究

東京工業大学 原子炉工学研究所
服部 俊幸

研究目的

- 1) クラスター (C_{60}) 多価イオンを生成し加速
- 2) 入射線形加速器の開発
- 3) 入射、蓄積してクラスターバンチビームを発生
- 4) 非線形インパクト反応の物理現象を開拓

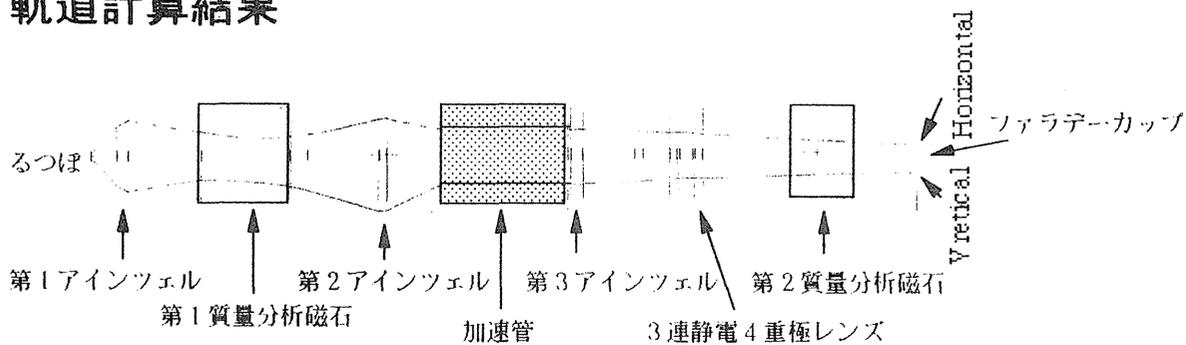
研究方法

- 1) C_{60} 多価イオン生成装置の開発
- 2) プレ加速と効率の高いビーム輸送系の開発
- 3) 小型リングに入射、蓄積、加速、取り出しの研究

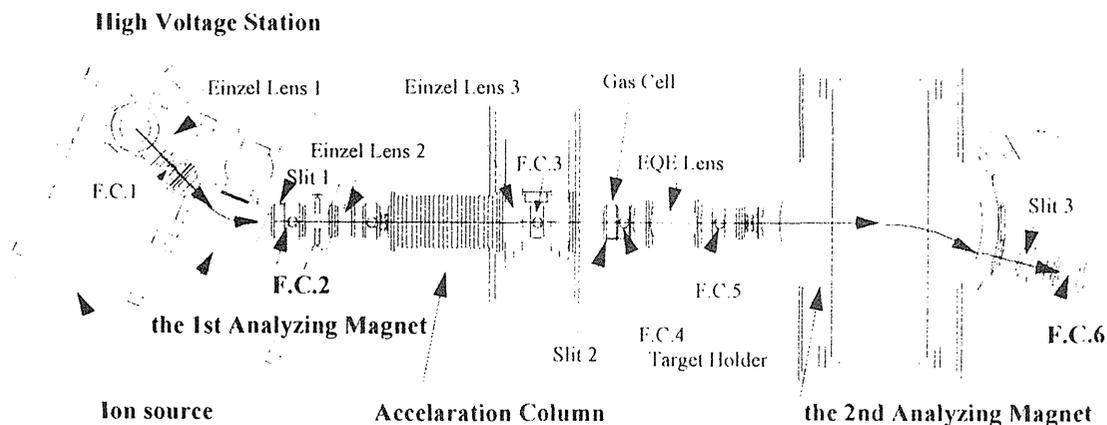
発表内容

- 1) C_{60} 多価イオン生成装置とスペクトル
- 2) プレ加速装置と100kV 加速結果
- 3) 入射線形加速器の設計
- 4) まとめ

3-2 軌道計算結果



3-3 装置全体図



1m

Relative Beam Intensity at F.C.2

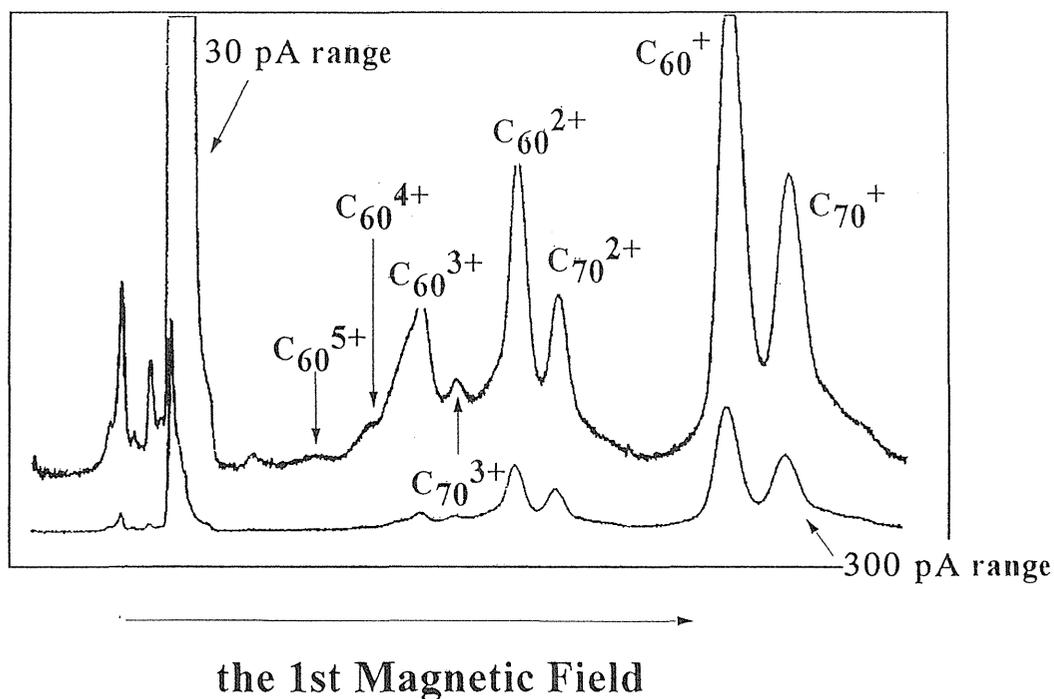


Fig.3 Spectrums of multiply charged fullerene ions

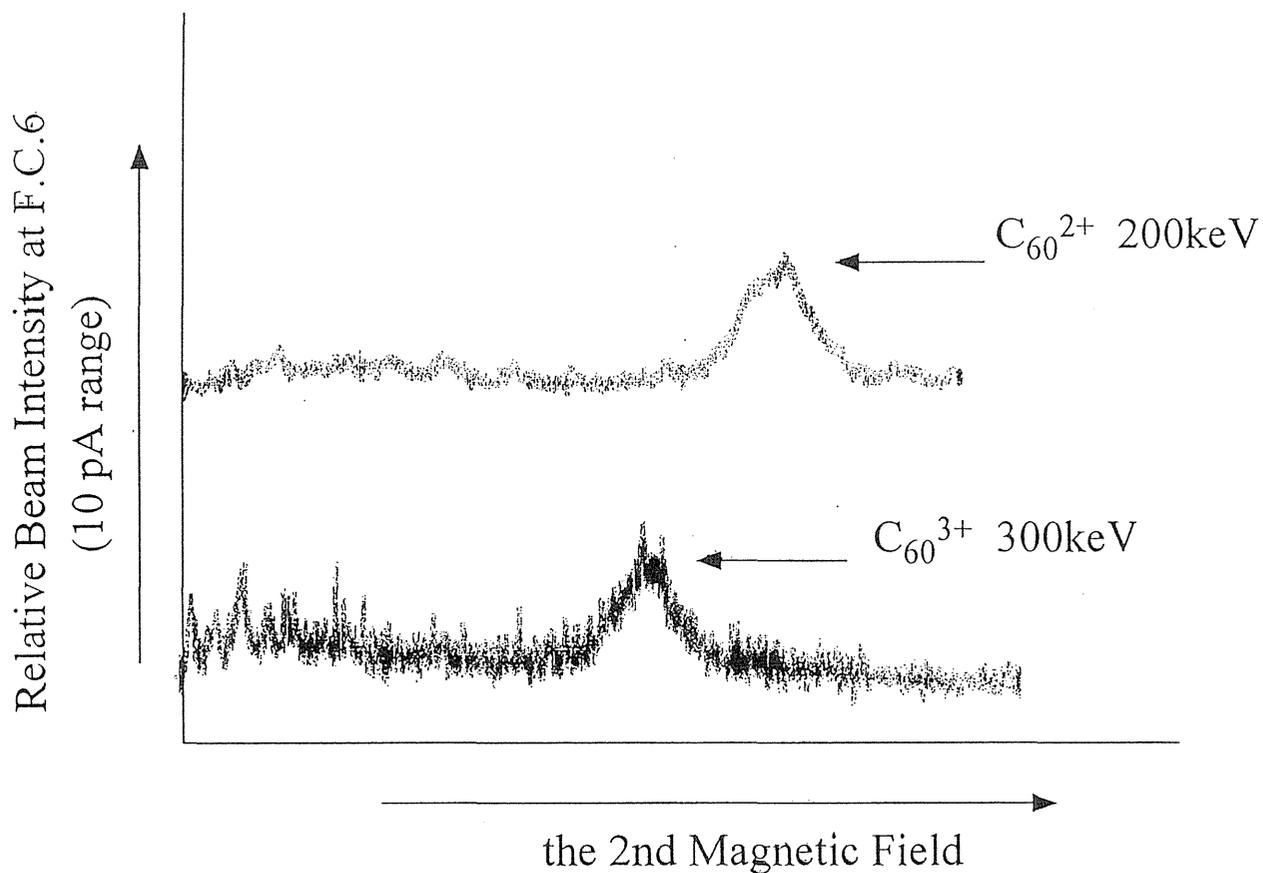
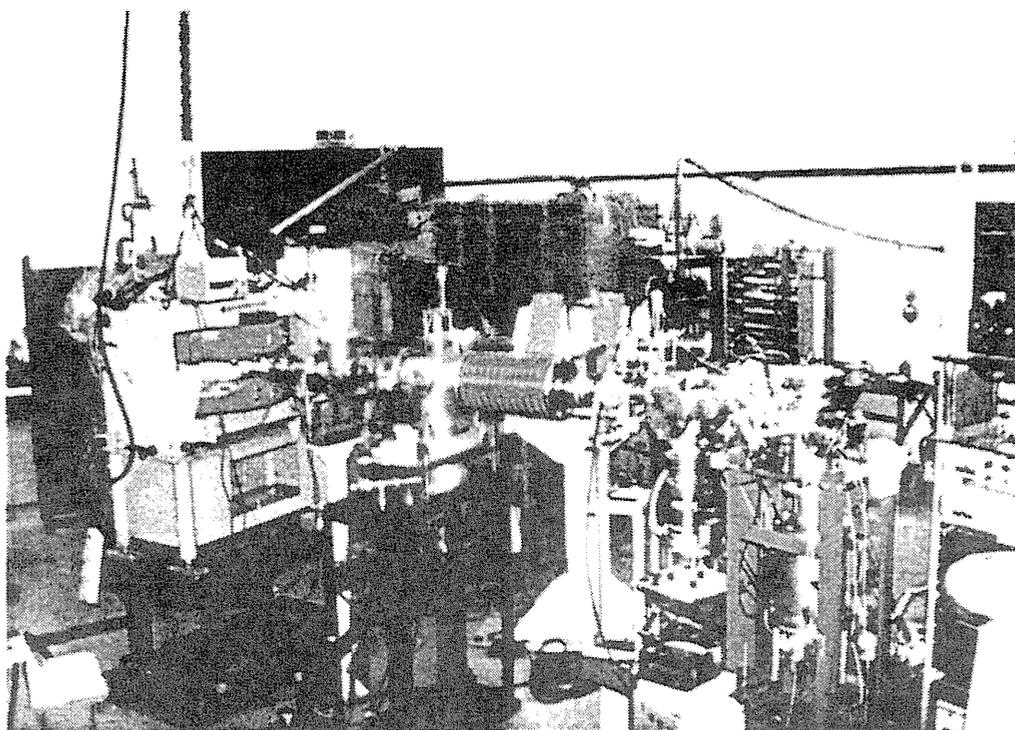


Fig.4 Spectrums of Accelerated Fullerene Ions

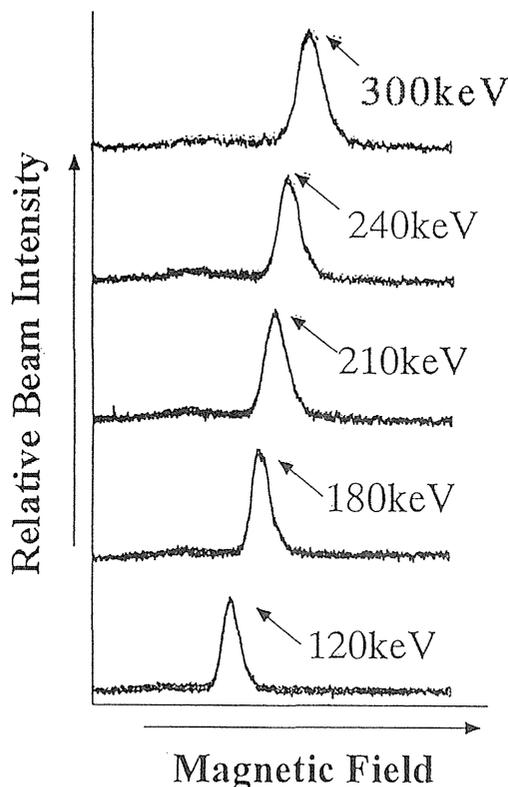


東工大 C_{60} 、 C_{70} 多価イオン100kV 加速装置の写真

フラールン加速線形加速器の設計パラメータ

Acceleration Particle (q/A)	$C_{60}^+, C_{70}^+ \cong 1/840$
Input Energy	0.2 keV/u
Output Energy	3.2 keV/u
Operation Frequency	10 MHz
Synchronous Phase	$-90^\circ, -30^\circ, 30^\circ, 30^\circ$
Number of Cell	24
Cavity Length	104 cm
Cavity Diameter	200 cm
Focusing Sequence	$-30^\circ, -30^\circ, 30^\circ, 30^\circ$
Transverse Acceptance	232π mm·mrad
Longitudinal Acceptance	30°
Transmission	60 % by Buncher
Acceleration Voltage/Gap	57~256 kV
Acceleration Rate	3 MV/m

高電圧加速されたフラールンのスペクトル

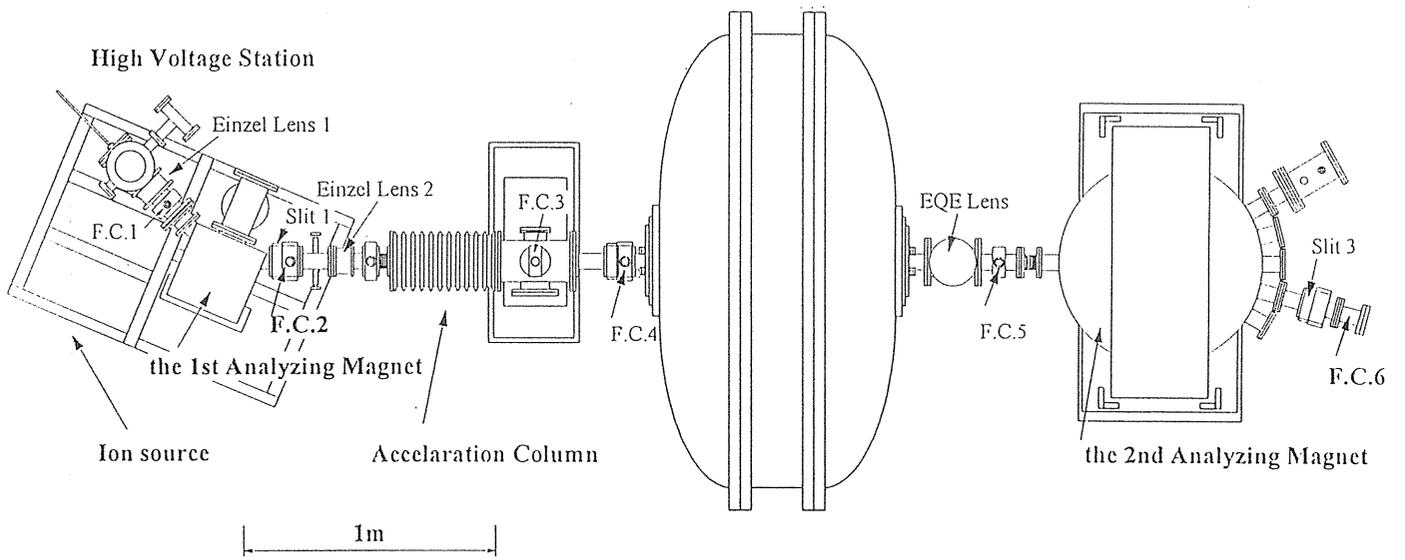


最高加速電圧

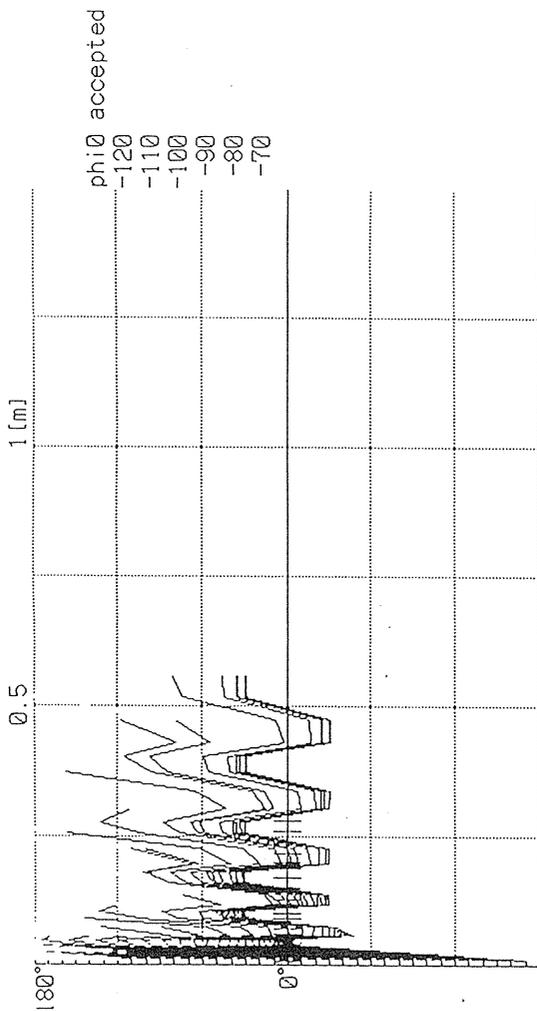
- 1 価 100keV
- 2 価 200keV
- 3 価 300keV

電流強度 数pA ~ 数十pA

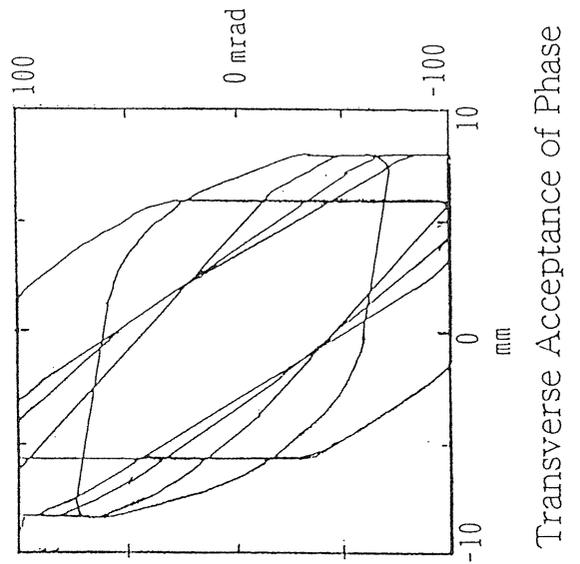
高電圧加速された C_{60}^{3+} のスペクトル



Layout of Fullerene Ion Acceleration system



Phase Acceptance



S-RINGによるC₆₀ フラーレンのエネルギーの比較

C₆₀ フラーレンのエネルギー

東工大 100kV 加速装置

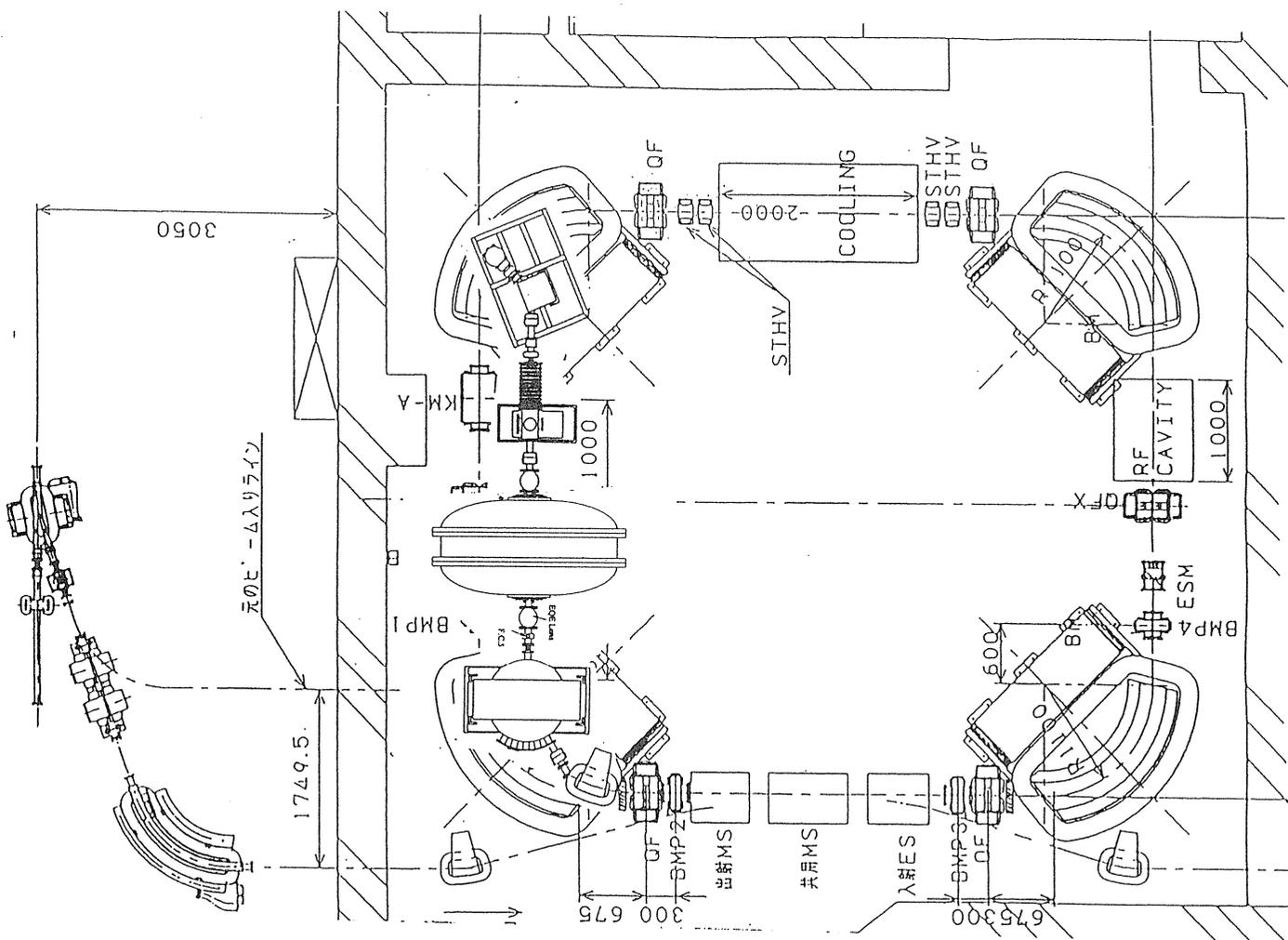
C ₆₀ ¹⁺	100keV (0.14keV/u)
C ₆₀ ²⁺	200keV (0.28keV/u)
C ₆₀ ⁵⁺	500keV (0.69keV/u)

東工大 200kV 加速装置

C ₆₀ ¹⁺	200keV (0.28keV/u)
C ₆₀ ²⁺	400keV (0.56keV/u)
C ₆₀ ³⁺	600keV (0.84keV/u)
C ₆₀ ⁵⁺	1000keV (1.39keV/u)

放医研 S-Ring

C ₆₀ ¹⁺	0.29MeV (0.41keV/u)
C ₆₀ ²⁺	1.18MeV (1.64keV/u)
C ₆₀ ³⁺	2.66MeV (3.69keV/u)
C ₆₀ ⁵⁺	7.38MeV (10.3keV/u)



S-Ringによるクラスターイオンの蓄積、加速装置案

まとめ

- 1) C60 多価イオンの 300keV 加速に成功した
- 2) 入射 IH 型線形加速器を設計した
- 3) S-Ring による C60 フラーレンイオンの蓄積、加速は十分可能である
- 4) 非線形インパクト反応の物理現象を開拓できそうだ

確率冷却装置のピックアップのR&D

稲辺 尚人^a、若杉 昌徳^a、片山 武司^b、金沢 光隆^c
^a理化学研究所 ^b東大原子核科学研究センター ^c放医研

1 序

本R&Dは、昨年報告¹⁾した理化学研究所の次期計画²⁾で予定されている確率冷却装置³⁾のピックアップ電極を開発するものであり、HIMACのビームを用い、この装置中のピックアップ電極の感度の、周波数、ビーム速度などに対する依存性を測定することを目的とする。HIMACに入れるピックアップ電極は実機に近い16対のピックアップからなるものを考えており、上記の測定のほか、各電極からの信号の取出し、合成などについても調べる予定である。今年度は、HIMACに入れるピックアップ電極系の準備として、ピックアップ電極の形状を決めるための電子ビーム装置の開発、および、ピックアップをいれる真空チェンバーに関する設計を行ったので、それらについて報告する。

2 電子ビーム装置

電子ビーム装置は、一対のピックアップ電極の特性を測定し、その形状を決定するために作られた。電子ビームのエネルギーは、将来計画で冷却されるビームの速度に対応するよう、最高100 keVとなっている。また、電子ビームのパルス幅は、ピックアップ電極の周波数依存性をおよそ1 GHzまで測定できるよう、200 psとしている。

図1に電子ビーム装置の様子を示す。発生された電子ビームは、ピックアップ箱に

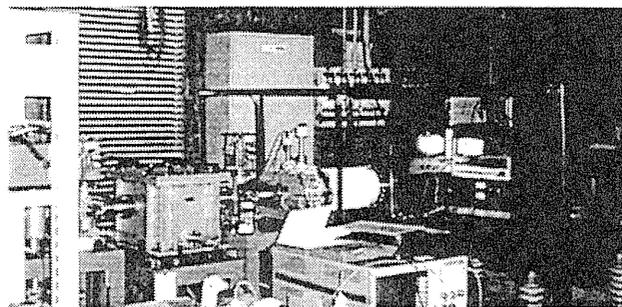


図1 電子ビーム装置

送られる。ビームの様子を知るために、ラインにはファラデーカップ、カレントトランスフォーマー、ZnSが用意されている。また、真空排気系としては、300 l/sのターボポンプが2台用意されている。特に1台は、電子銃のカソードの近くに設置されそこの真空がよくなるようにしている。測定の結果、ここでの真空度はベーキング後で 4.5×10^{-9} mbであった。

図2にこの電子ビーム装置のショートスタブ方式⁴⁾による短パルス電子ビーム発生 の原理図を示す。図にあるように、パルサーから出たパルスは、ショートスタブと出力側に分岐する。ここで、パルサー側、出力

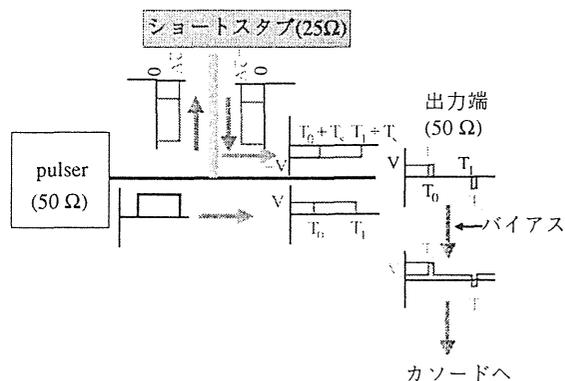


図2 短パルス生成の原理図

側のインピーダンスは $50\ \Omega$ 、ショートスタブのインピーダンスは $25\ \Omega$ である。このため、分岐により、ショートスタブ側と出力側には2:1の比でパルスが発生する。ショートスタブ側のパルスは、ショート端で極性が反転し、スタブの長さによる伝搬時間だけ遅れて、もとの分岐点に戻る。さらに、ショートスタブから見たパルサーおよび出力側のインピーダンスはマッチングがとれているため、ここで、パルスは等分されそれぞれパルサー側と出力側に伝わる。この結果、出力側では、パルサー側から来たパルスとショートスタブ側から来たパルスが合成され、両端にスタブでの伝搬時間の幅を持った極性の違う短いパルスが発生する。作られた短パルスは、さらにバイアス電圧（ $50\ \text{V}$ ）がかけられ電子銃のカソードに送られる。この結果、この電極の電位がマイナスになるのは、上記で示した短パルスのうちの一方の限られた領域だけとなり、非常に幅の短い電子ビームを引きだすことが出来る。引きだされたビームはカソード電極とアノード電極の間にかけた高電圧で加速され、所定のエネルギーとなる。

以上述べたパルスを作るため、パルスを作る機器は、すべて高圧部に置かれている。また、スタブは、2本の $50\ \Omega$ の同軸線を並列につなぐことにより製作した。色々な長さのパルスを作るため、同軸線の長さの違うスタブを作った。なお、最短パルス幅は $200\ \text{ps}$ である。図3にこのようなスタブを作って得られた短パルスの例を示す。図のケースでは、 $200\ \text{ps}$ のスタブが用いられた。図にあるように、予想される短パルスが得られている。

現在、電子ビーム引きだし部が完成し、間もなく電子ビームが引きだされる予定である。今後、このビームを使いピックアップ電極の特性を調べる。

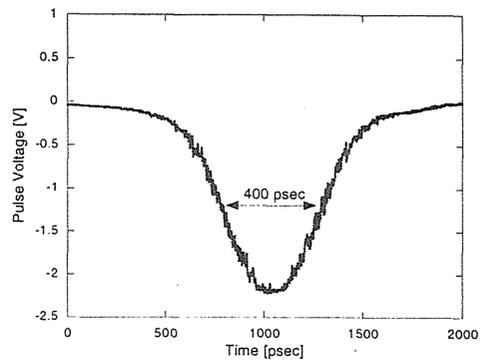


図3 ショートスタブを用いてつくられた短パルスの例

3 HIMACに入れるピックアップ系

現在、HIMACに入れるピックアップ系について検討している。HIMACに入れるピックアップ系で重要なことは、このピックアップ系を入れた際に、ビームのアクセプタンスを狭めないこと、真空度を悪くしないことである。前者は、これからの電子ビームを用いた測定によるが、現在検討しているものが使えれば、特に問題はないと思われる。後者については、16対の電極にそれぞれSMAケーブルが4本、合計64本のケーブル（合計で約30 m）が接続され、そのアウトガスが問題になる可能性があるため、真空によいとされているケーブルを選んで、そのアウトガス量を測定した。

測定は、電子ビーム装置の真空槽を用いて行った。ケーブルを入れたときと入れないときの違いからケーブルのアウトガス量を見積もった。使用したケーブルは、SMAケーブル（ディップソールCu-S5DDs-08）で、長さは10 mである。測定では、真空槽にヒーターを巻き、そこから、間接的ではあるが、ケーブルをベーキングした。なお、ヒーターの温度は $200\ ^\circ\text{C}$ であった。また、使用した真空ポンプの排気速度は $300\ \text{l/s}$ であった。

測定の結果、ケーブルのないときの真空

度は 4.5×10^9 mb、ケーブルを入れたときベーキングなしで、 2.5×10^7 mb、3日間のベーキング後で、 7.0×10^9 mbであった。これより、ケーブルのアウトガス量は、前者で 2.36×10^5 Torr l/s、後者で 6.75×10^7 Torr l/sと見積もられた。前者の結果は、購入業者のデータとほぼ一致している。

この結果より、HIMACに入れるケーブルのアウトガス量は、ベーキングをした場合、 2.03×10^6 Torr l/sと見積もられ、2000 l/sクラスのポンプを用いれば 10^{10} Torr台の真空に到達する。

今後は、電子ビームによるピックアップ形状の決定をし、HIMACに入れるピックアップ系の設計を詰めていく。

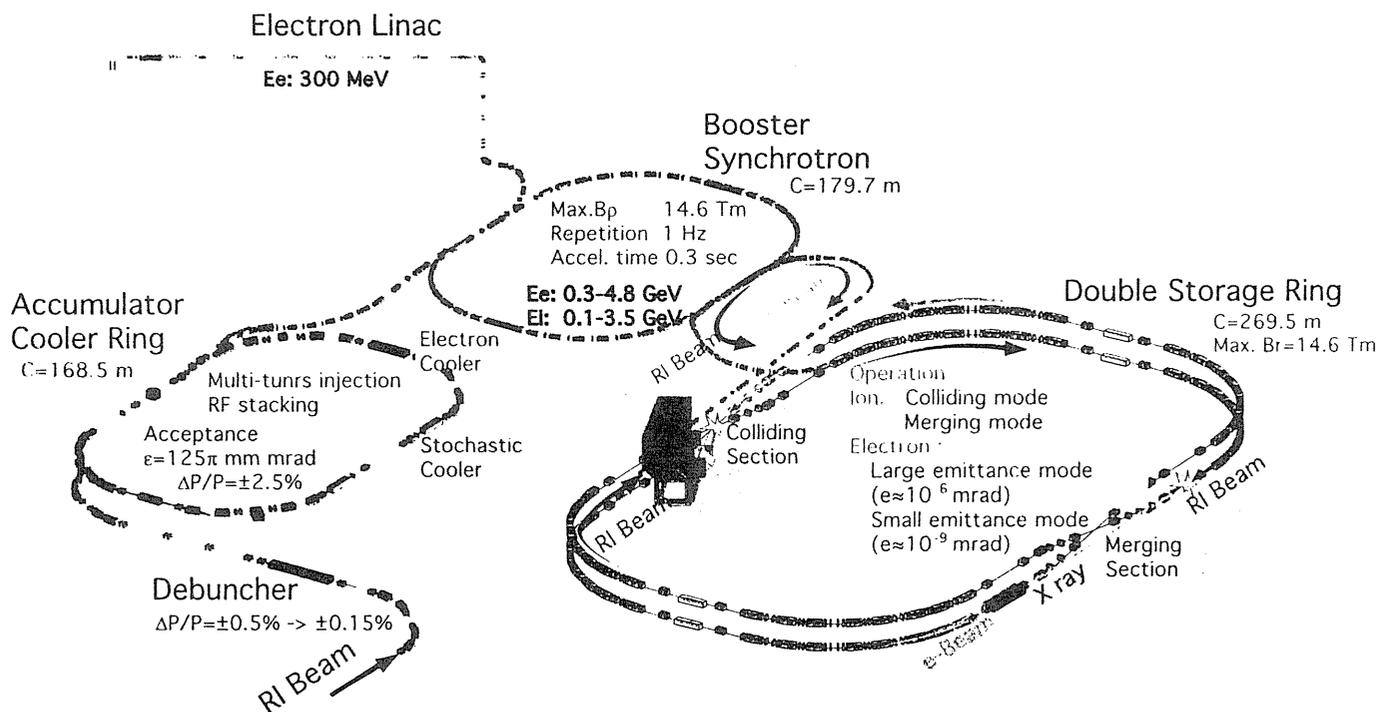
4 今後

HIMACには、来年夏のメンテナンス時期にピックアップ系をインストールする予定である。その後、ビームを用い、ピックアップに対する色々な測定を行うつもりである。

5 参考文献

- 1) N. Inabe. et. al. HIMAC Report (1997)
- 2) T. Katayama. et. al. Nucl. Phys. A 626, 545c-560c (1997)
- 3) S. Van der Meer, CERN report, CERN/ISR-PO/72-31 (1978)
- 4) T. Hori. et. al. Proc. 18th Linear Accelerator Meeting. 64 (1993)

MUSES計画



確率冷却用ピクアップ電極の開発

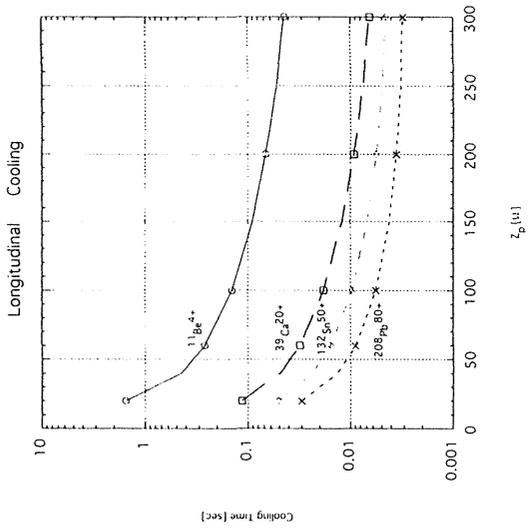
98/12/21 理研 種彦

本R&Dの目的

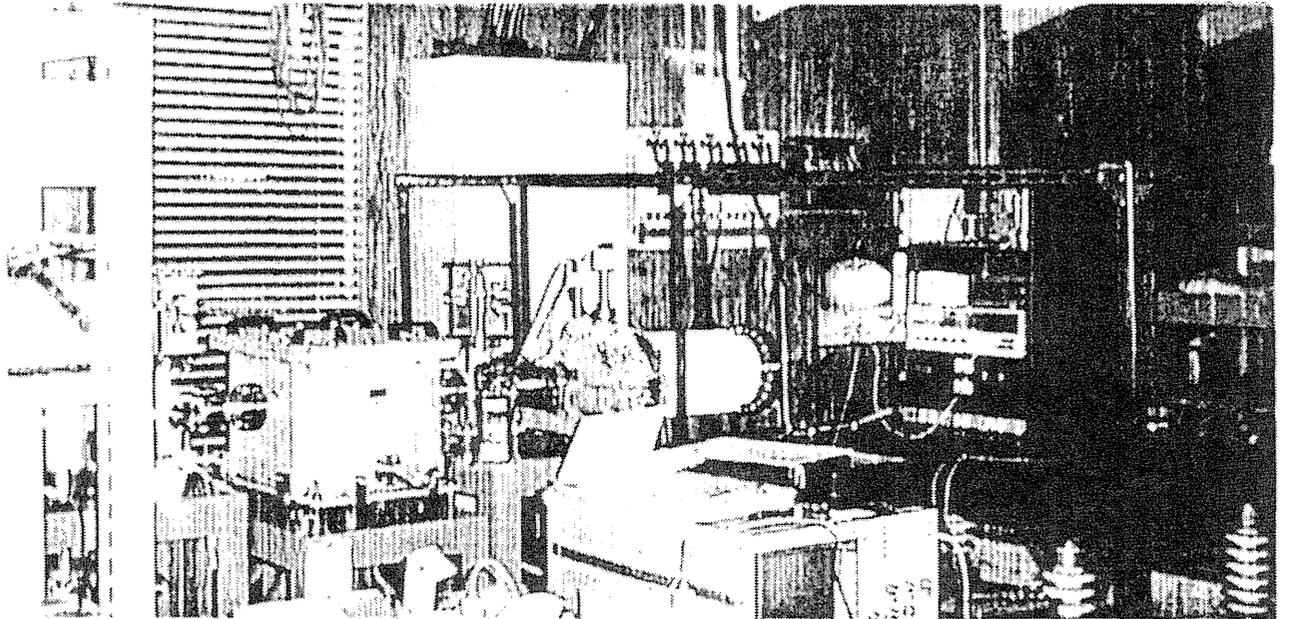
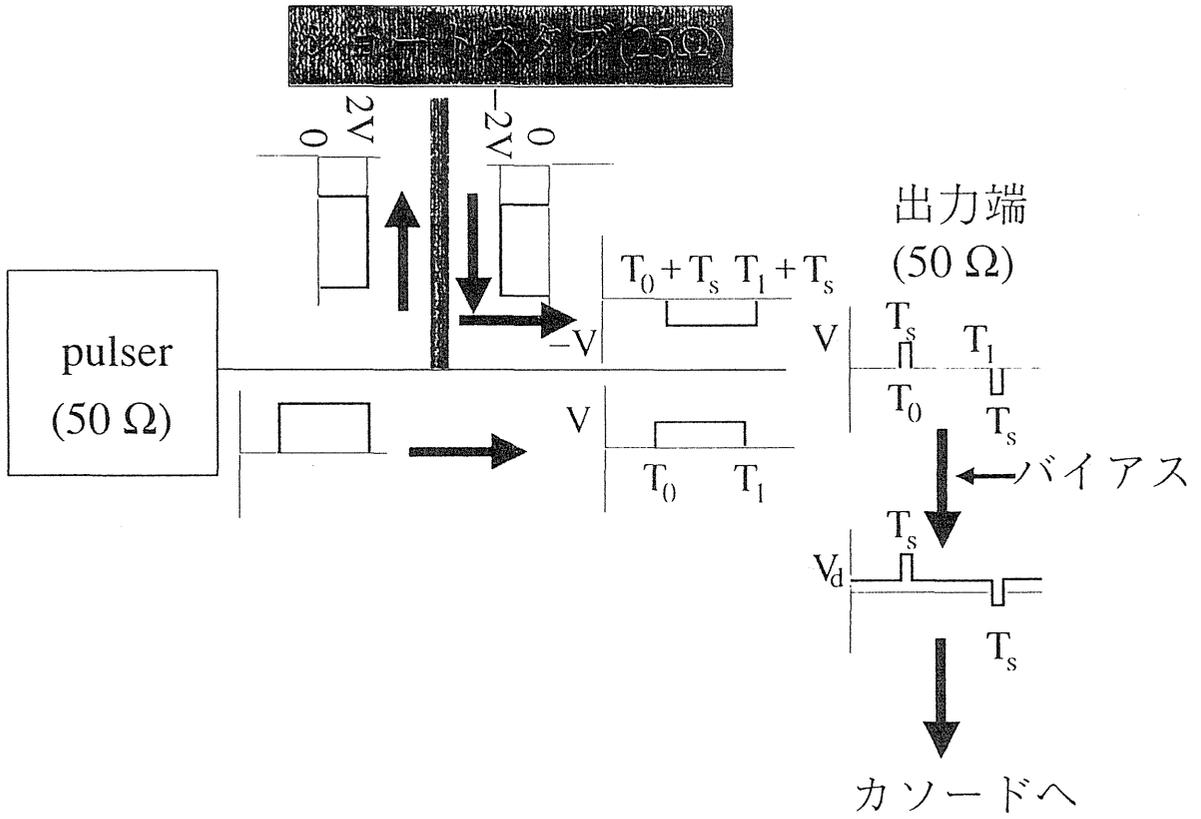
ACR中での速度と同じ速度の重イオンビームが得られるHIMACを用いた、ピックアップ電極の感度の実測

----->

ACRの確率冷却用の高周波領域で高感度、広い帯域のピックアップ電極の開発

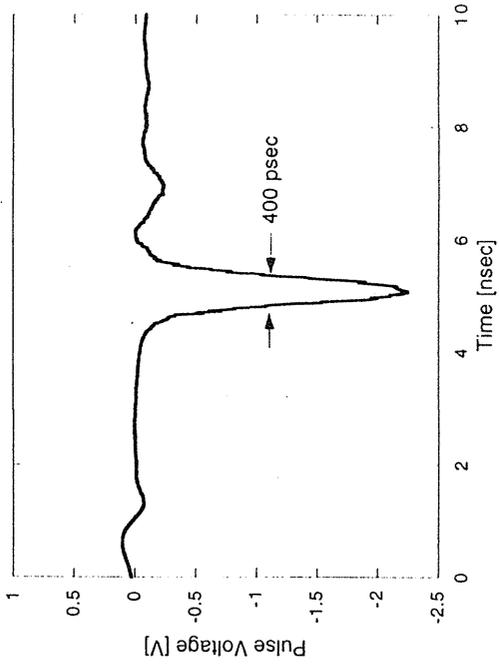


Z_p dependence of cooling time.
Number of particles is 10^5 .

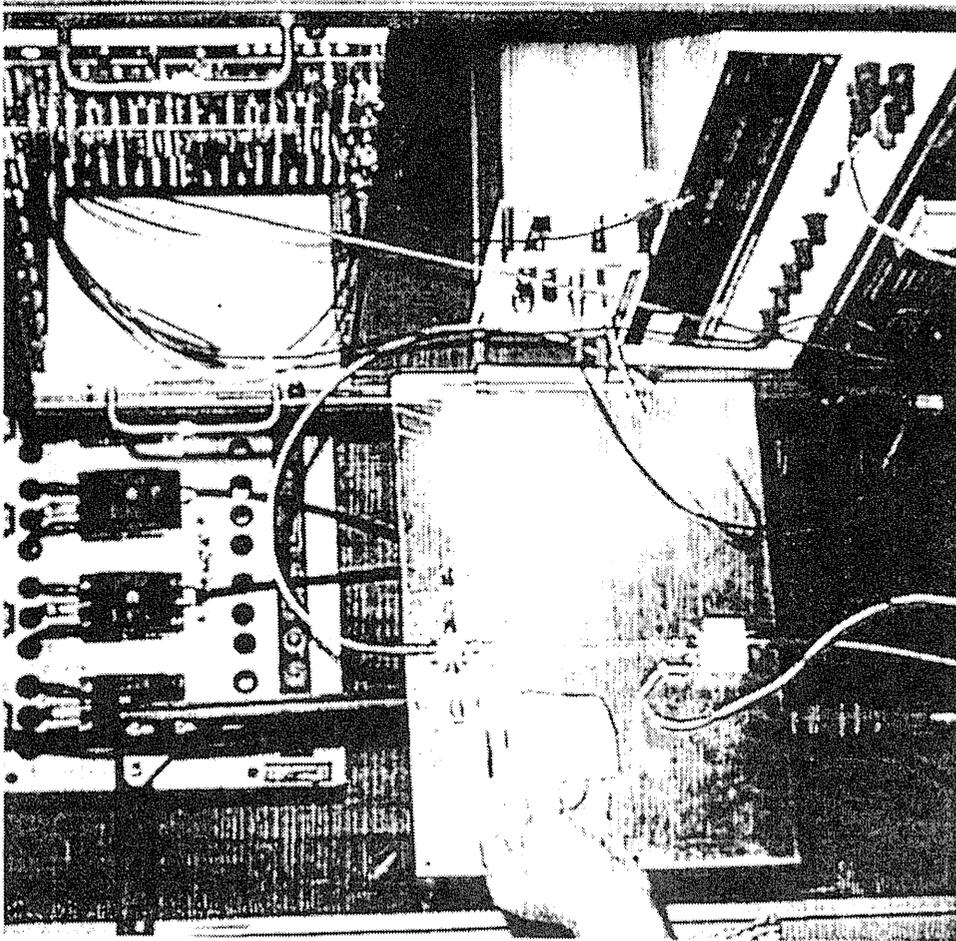
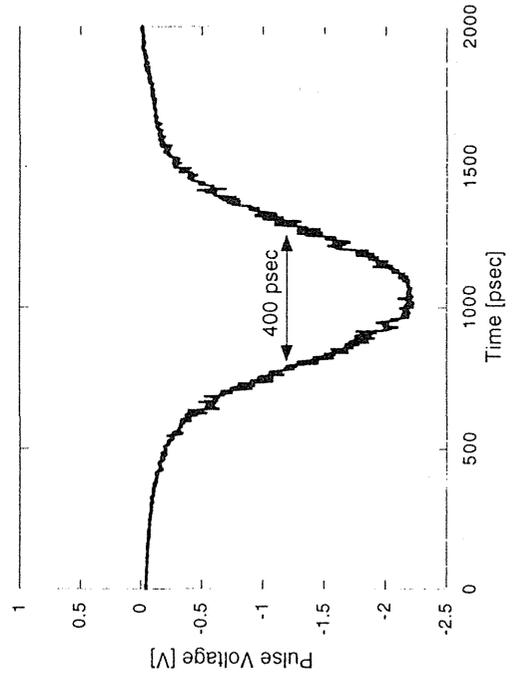


電子ビーム装置

生成された短パルス



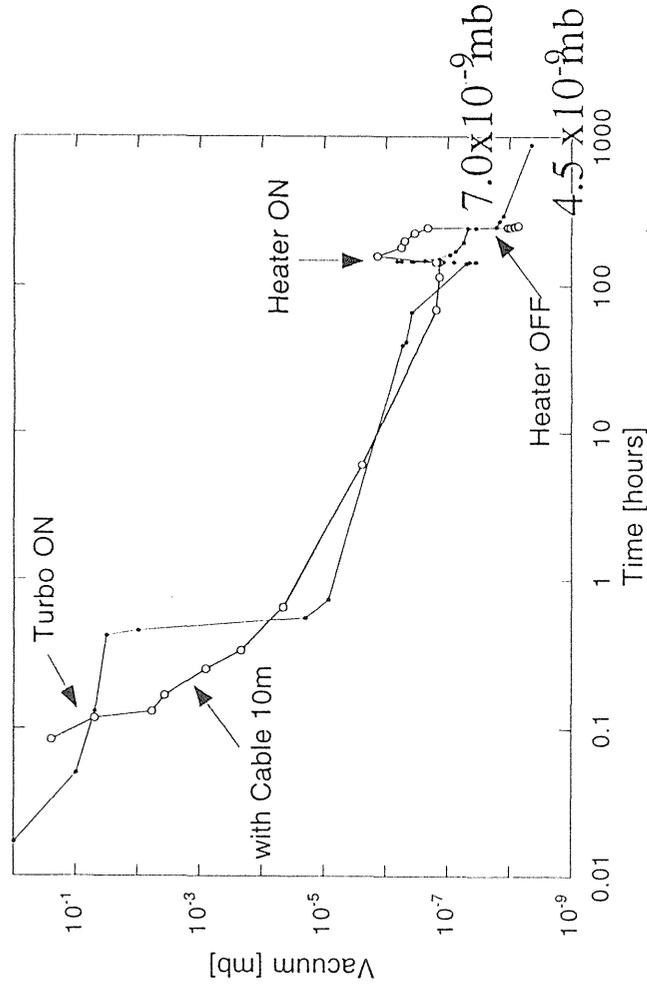
(拡大図)



シヨートスタブ

スタブは200 ps用を使用

到達真空度



ケーブル10 mのアウトガス量 6.75×10^{-7} Torr l/s

HIMACのピクアップ (ケーブル30 m)

2.03×10^{-6} Torr l/s

今後の予定

- (1) HIMACに入れるピクアップ系の設計、製作
 電子ビームを用いたピクアップ電極の特性測定
 ↓
 電極構造の決定 (99/1月)
 ↓
 製作、INSTALL (99/8月)
- (2) HIMACのビームを用いた測定

4) ビームに対する要求

エネルギー 核子あたり、200, 300, 400 MeV

粒子 C以上の原子番号のもの

粒子数 リング1周あたり 10^8 程度

バンチビーム、コースステイティングビームとともに測定

測定システム

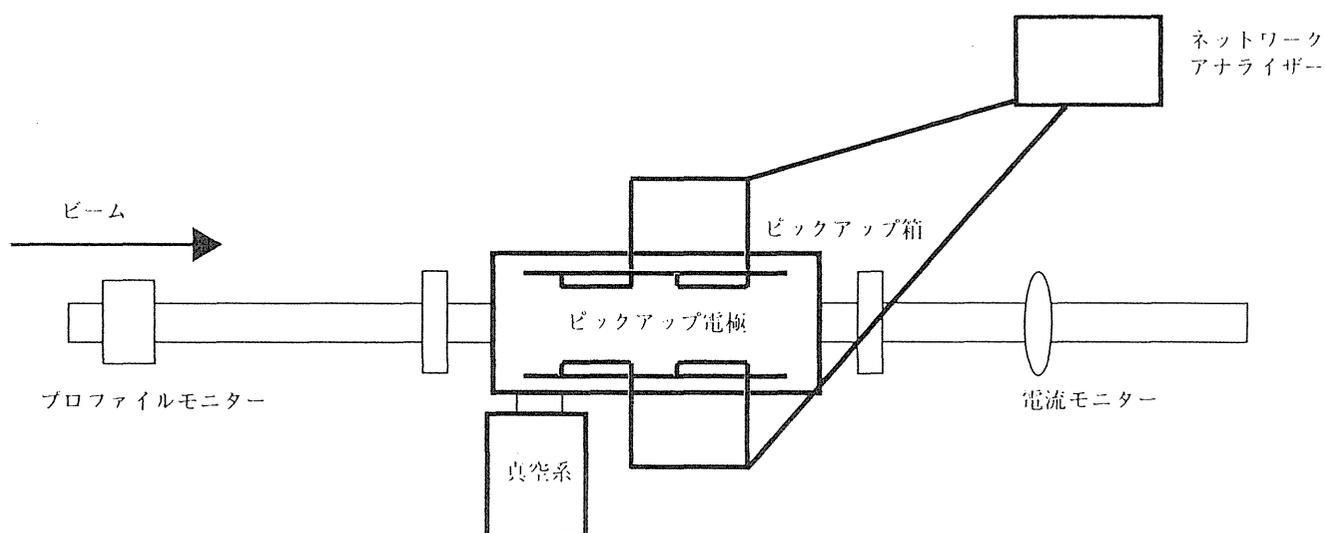


図3

5) マシントタイムに関する要求

99年9月以降

最初のマシントタイム

測定技術を確立 一週間程度

6) その他

ヒックアップ系の搬入、ケーブリング工事の際に協力をお願いしている。