

# 超初歩的線形加速器入門講座 (まったくの初心者もしくは一度挫折した方のために)

水野元

## 0) 前置き

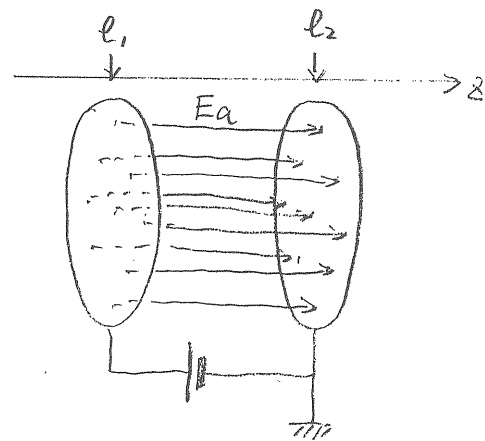
世の中には、多くの加速器の入門書みたいなものがあって、最初にそれらの書物もしくは論文を勉強するセミナーがこの業界の入門儀式みたいなものになっていて、その実態は新人いびりみたいな事をして喜んでるたちの悪い専門家と称するやからが横行しているからこんなことをやってみようと言う事では断じてありません。しかし小生が加速器を学んだ最初の段階で(そう昔じゃありませんが)非常に理解に困ったりニアックの基礎的性質について極めて初歩的な話をしてみたいと思っています。まともなニアックの教科書は今までもこのシリーズで紹介されていますし、目にする機会も多いのでわざわざ私ごときが新しく書く理由もないと思いますから、それらの名著、及びものされた諸先生方に譲るとして、ここではニアックはまるっきり初めてという人達への超初歩的入門講義としてみたいと思います。また、正直いってリニアコライダーというものは一般の電子線形加速器からかけ離れたいわば病理学的なパラメータを持っており加速器の入門としてはあまり適当な題材といえない面もあるのでそこに注意されるようお断りしておきます。

## 1) 静電加速器

御存じのように、あらゆる粒子加速

器は電場によって荷電粒子を加速、すなわちその運動エネルギーを増加させるものである。磁場にそういった性質はない。静電加速器の最も単純な模式図は図-1)に示した2枚の電極間に一様な電場を与えられているようなものである。

図-1) 静電加速器原理図



この加速器にエネルギー保存法則を適用すると次ぎの様になる。加速前の全エネルギーは、電極間の電場エネルギー、加速後は、電場のエネルギーと粒子の運動エネルギーの和である。

$$E_{全} = E_{場} + E_{粒子}$$

ここで、粒子の運動エネルギーが増加するか減少するかによって電場のエネルギーは減少(大抵の加速器たまたまうまく働いている場

合)、もしくは増大(クライストロンなどの電磁波エネルギーの発生)するわけである。次ぎの例を計算してみたりニアックにおけるビームローディングの意味とか、その大きさの程度を考えてみてください。

(例-1)

直径 15mm の電極板が 10mm 離れて 100MV/m の加速電場を供給している。この電極板間を  $10^{10}$  個の電子群が通過して加速されるときエネルギー関係を計算してみよ。更に、多くの数のこの電子群が連続して通過するとどんなことになるか?(100個の連続した  $10^{10}$  個の電子群(バンチ列)が続けて通過するとき何が生じるか考えてみよ)これはマルチバンチリニアコライダでバンチ間のエネルギー差を生じる原因とってよい。

この極めて簡単なモデルから判明するように、電場のエネルギーが荷電粒子に与えられるこの極めて単純な現象がリニアックの性質を決めてしまうのである。

## 2) 静電加速器から高周波を利用するリニアックへ

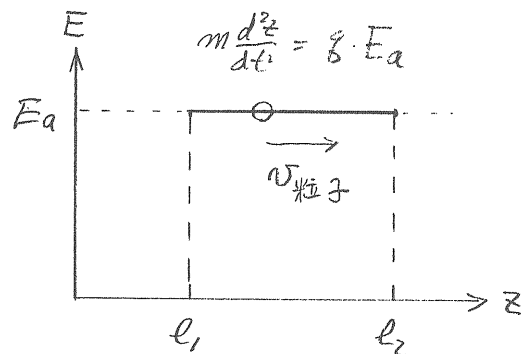
静電加速器で荷電粒子が加速されるのはまあ自明であるとしても、高周波を利用して加速するまでにはなかなか難しい関門がありそうである。そこでまず静電加速器の加速機構を記述するニュートン方程式を良くみてみよう。(と、力むほどのものではないが)、ニュートン方程式は相対論的な場合においてもは次のようなかたちのものである。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = q \cdot E_{a(z)} = F_{(z)}$$

固い事を言えばこれは場所に関する微分方程式であって、運動は粒子のその時

に存在している場所だけの性質で決まる事を意味している。過去と未来に粒子が占める場所の場の量にはまったく関係していないのである。これが徹底的なその場凌ぎの思想である微分方程式の特徴であるから(だから初期条件とか境界条件とか必要になるわけだ。また物理学者がその場凌ぎの考え方を実生活においても表わすのはこの微分方程式の性質に毒されているからだ、などというつもりはない)。したがって、粒子の存在する、その時々かつその場所場所で一定な加速を受けるのであれば加速の原因となる物は必ずしも静電場でなくとも荷電粒子に対して同じ効果をもたらす事ができる。

図-2) 静電加速器

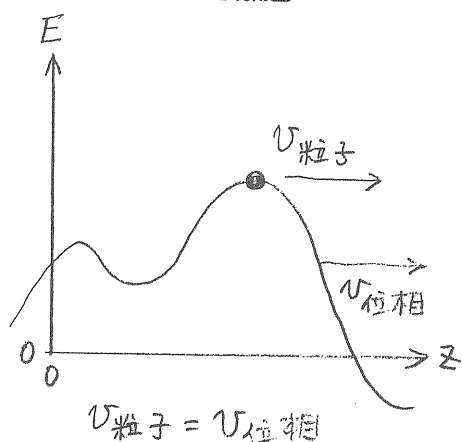


静電加速器の電場と場所との関係を図に示すと図-2)のようになる。図から明らかのように粒子は電極間ではいつも一定の加速を受ける。

ここで図-3)のように場所によって変動する電場があつて、その形を保ちつつ粒子の速度と同じ速度で同じ方向に移動すると考える、つまりはこれが進行波と称するものになっているのであるが、この場合であっても、電場は変動する波となっているにもかかわらず、荷電粒子は一定の加速を受ける事

になって、粒子の運動方程式自体は静電場による前述の単純な静電加速器と同じものになってしまう。

図-3) 進行波による加速



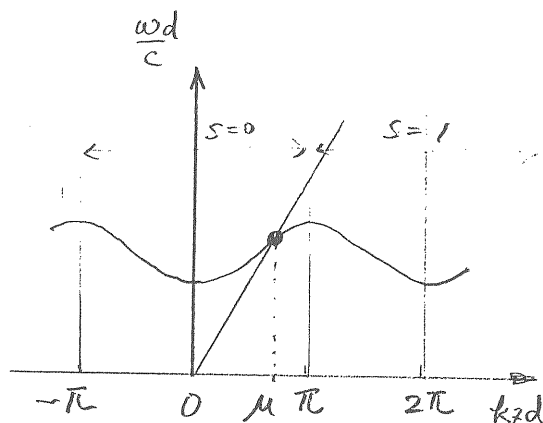
さて、ここでどんな静電場においても、電場の中に持ち込まれた荷電粒子には安定な平衡点はある得ない事（アーンショウ (Earnshaw) の定理というそうである、ガウスの定理と全く同一に思えるのだが、果たしてそう言い切ってよいか？）を思い起こせばリニアックにおいて必ず外部磁場などの何等かの収束システムが必要となる事が理解されるであろう。

実際の加速器における重要な違いは、前者、すなわち静電加速器においては、有限の距離を静電場によって加速できるだけであるが。後者の場合には高周波空洞を使用する事によって実用上任意の長さの加速器を作る事ができる点にあるのであって、加速される粒子の運動に差が生じるわけではないことに注意しておいて欲しい。

さて、実際に、電子線形加速器においてどのようにして進行波を電子の加速に利用しているかを理解するにあたっての、おそらく最大の難問は図-4) の様なものの理解

であろう。（小生にとり、リニアック理解の最大かつほとんど唯一の障害であった）図-3) のような状態が実現された後では粒子の運動は力学の問題になるわけで責任は力学の教科書という事になり、解析力学を少々勉強すれば基本的な理解を得るのにそれ程困難はないであろう。

図-4) これは何？



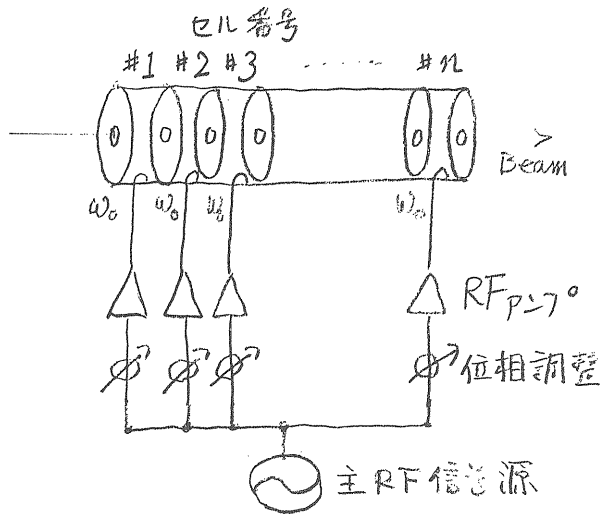
この図に示す内容を説明するにあたって、大抵の線形加速器の（優れた）教科書はスムーズな円形断面の導波管を出発点にとって、この導波管内に周期的な摂動を導入する方式を利用しているようである。この伝統的な、ある意味では理解しにくい方法はここではやめて、出発点として、独立な多数の単一セル空洞から構成された仮想的なリニアックを出発点としてその動作原理とこの図に示された内容について考えてみることにしよう。

### 3) 初歩的リニアックとその動作

いきなり図-5) のように独立した単一セルを多数直線上にならべた線形加速器

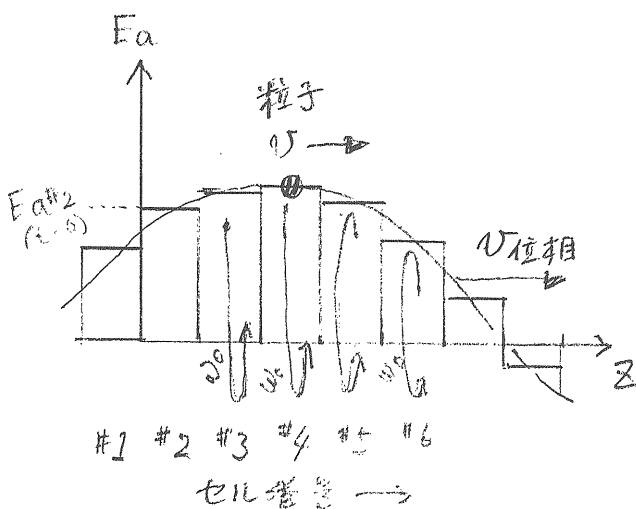
を考える事としよう。

図-5) 初歩的なリニアック原理図



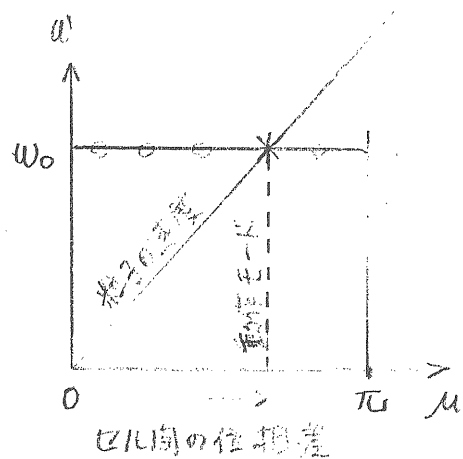
各々の加速セルは総て同一の動作周波数を持ち、かつ独立して位相を調整できる各々の高周波電源によって駆動されているものとする。粒子と同期した、すなはちおなじ位相速度を持つ進行波を作るには図-6) に示したように隣り合ったセル間の位相差をある一定値に保っておけばよい。

図-6) セル間の位相差を一定に保ち進行波を造る



このようにセル間の位相を調整する事によって、実線で示した空間的な分布を持った進行波が粒子とともに同じ速度で進む状態を実現できるはずである。すなはち、セルの長さを決め、動作周波数を決めれば、粒子の速度（電子リニアックでは光速度と思っておけばよい）によって隣り合ったセル間の位相差が決定される事になる。このセル間の位相差を決める事がすなはち、リニアックのいわゆる加速管の加速モードを決める事にほかならない。

図-7) 周波数一位相差平面



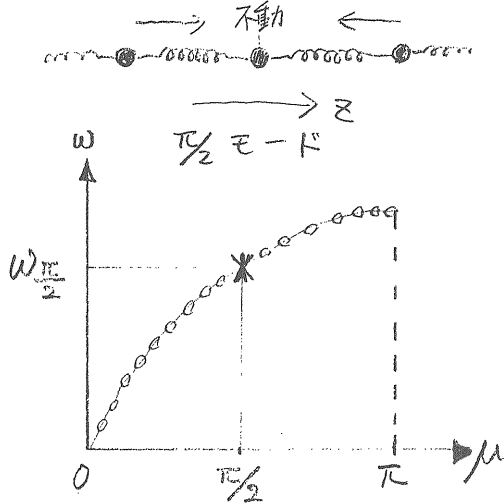
この動作点をあらわす点を図-7) の周波数一位相差面上にとれば\*点となる。水平な直線は位相差を変えた時の動作点のこの平面上の動きをあらわし、原点を通る直線とこの直線との交点が任意の速度の粒子を加速する動作点となり、原点と動作点を結ぶ直線の勾配が加速される粒子の速度を表現する事になる。したがって、粒子が重い場合、すなはち陽子、重イオンリニアック等では、図-7) の水平な直線を下げる、すなはち、リニアックの寸法(長さ)をそのままにして、動作周波数を下げる事になる。

(例-2) ここに示した横軸の範囲は何を意味し、またなぜこの範囲のみに限って考えるのか?

#### 4) セル間にカップリングを考える

前節の初歩的リニアックによって、リニアックの基本的な動作原理は理解されたものとおもうが、実際の電子リニアックをはじめとする加速器は連結した多数の加速セルからなる加速管を使用するものが大多数である。前節の初歩的リニアックでは長いものを作る事は制御の点から考えても、到底実現不可能であろう。そのため1つの高周波電源で多数の(100セル)加速セルを駆動する必要があるからである。ここではセル間にカップリングを考えてみよう。これによって初歩的リニアックの動作を表現する前節の図-7)がどう変化するかを理解できるはずである。

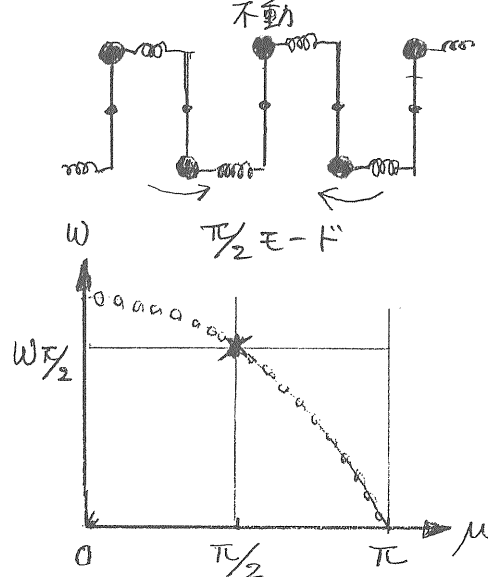
図-8) 連成振子



さて、セル間にカップリングが存在する場合に図-7)の形がどのように変化するかを考えるため、力学的なモデルで考える

事とする。図-8)に連成振子の模式図を示す。このモデルについては力学の教科書や固体物理学の教科書に詳しいのでここでは細かくは述べない(だからといって加速器を理解するために固体物理の教科書を勉強しようというだけそれた事は考えないほうがよい、加速器を直接勉強したほうがはるかに簡単である)が、この図の中に示した、質点が一つおきに反対方向に振動している場合について考えてみる。この状態を図-7)と同じ平面上に表現すると\*点となる。(何モードかわかりますね)さてこの状態から、振動モードをあらわす点をグラフ上で少し左に寄せたとすると、振動数は下がる事になる。これは左端が0モードであって、その固有振動数はこの場合0(けっきょく並進運動になってしまう)である事、および右端は隣り合った質点が反対方向に振動するモードであればねによる復元力が最強となり、もっとも振動数が高くなる事を思い出してもらえばわかる。それでも心配な人は図-8)の質点の動きと力の方向を丹念に考えてみればわかる。

図-9) 結合が逆の連成振子



逆に、図-9) に示した例では図-8) の場合とは逆に振動数一位相平面上で右下がりになることはみやすい道理であろう。そして振動子間のカップリングが次第に強くなるにつれてこの傾斜が次第に大きくなってゆく事は、まったくカップリングのない、すなわち独立な振動子の集まりであった場合にこの曲線は水平な直線であった事を思い出せば容易に想像できる事であろう。更に、懸命な読者諸氏におかれては、カップリングを強くする事は、とりもなおさず、振動子間のエネルギーのやり取りを増加していく事にほかならないから、この曲線の接線がいわゆる振動子のエネルギーを運ぶ群速度を表現するものである事も容易に想像できるであろう。互いに独立な振動子の集合の場合には図-7) にみたように水平な直線となって、エネルギーのやり取りは存在しない、すなわち群速度はこの場合0という事に対応している。

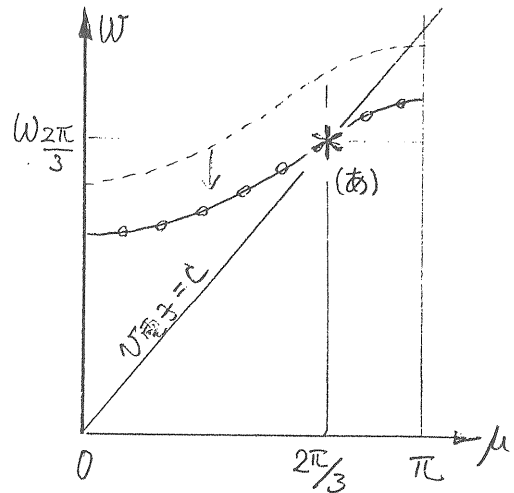
この2つの連成振動子のモデルは、普通の電子線形加速器の加速管に見られるように進行波の進行方向とエネルギーの流れが同じ方向になる場合と、進行波と反対方向にエネルギーの流れる場合に対応している。もちろん、この力学的モデルの場合には振動数に下限が存在しないなど、円形導波管(もちろん切断周波数以下の電磁波は伝わらない)を出発点とした加速管と違っていてもあるが、リニアックの動作原理の理解にはこの程度の単純なモデルでもそのいろいろな側面を理解できるものである。

#### 5) 電子リニアックを構成する

まず、もはやお馴染みとなった、(周波数一位相) 平面を用意し(図-10) この原点から加速される粒子の速度に対応する直

線を引き、目的の動作モード上の点を決める(図中の\* (あ) である)。

図-10)



そこでカップリングを適当な値、すなわち群速度を適当な値に決めると、点線のような曲線上にモードが分布した分散曲線が得られる。後は、加速空洞の寸法を調節する事によって目的のモードが点\*にピッタリ一致するように加速セルの直径を調節してやる事になる。この場合加速モード(TM010)の周波数はピルボックスの空洞の直径に依存して長さに無関係な事が事態を非常のわかりやすくする。かくして、目的の、(1) 加速モード、(2) 群速度、(3) 動作周波数を実現する電子線形リニアックを作り上げる事ができる。図中の実線で示された分散曲線とその上に\*で示した振動モードを有する加速器が出来上がった事になる。

# リニアコライダーのための X バンドクライストロン

小田切 淳一

## 1. はじめに

次世代のリニアコライダーでは、その全長を現実的な長さに押さえるために加速勾配を従来のリニアックで実現されている値の数倍に上げる必要がある。同時に、消費電力を現実的な範囲に押さえるために周波数を従来の 3 GHz 帯 (S バンド) よりも大幅に上げる

(あるいは超伝導加速を用いる) 必要が生ずる。ここで高周波源をどうするかが大きな問題となる。周波数を上げると大電力の高周波デバイスの実現が難しくなるからである。この問題に対するアプローチとして 2 通りの方法が検討されている。1 つは Two Beam Accelerator と呼ばれる方式であり、もう 1 つは、従来のリニアックの方式の延長線上に X バンド領域のクライストロンの開発を目指すものである。本稿では、後者について述べる。まず始めに、第 2 節でクライストロンの動作原理について定性的に述べ、第 3 節で、特に X バンドのような高い周波数領域での実現に伴う問題点とその解決に向けての開発の現状について述べる。

## 2. クライストロンの動作原理

### 2-1 クライストロンの構成要素

クライストロンは高電圧で加速された電子ビームの運動エネルギーを高周波のエネルギーに転換するデバ

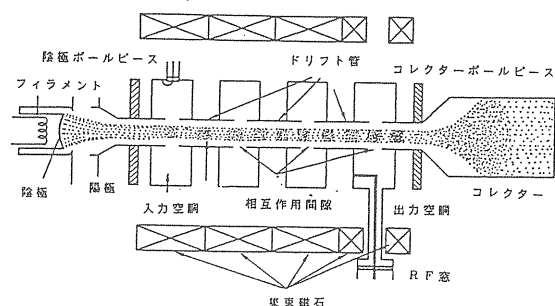


図-1 クライストロンの構成

イスである[1]。従って、その機能を大電力の電子ビーム流の形成、電子ビームと高周波の相互作用、の 2 段階に分けて考えることが出来る。前者を担うのが電子銃とコレクター、及びビームの集束に必要な磁場を供給する磁石 (通常、ソレノイド) であり、後者を担うのが幾つかの高周波空洞とそれらの間を繋ぐドリフト管である (図-1 参照)。

### 2-2 電子ビームの形成

通常、クライストロンの電子源は高温に熱せられたカソードからの熱電子放出に拠る。最近では、カソードとしてタングステンの基体に仕事関数の小さな金属の酸化物をエミッターとして含浸したもの (ディスプレイ型カソード) が使用される傾向にある。カソードからの放出電流は、カソード温度が低い場合はカソード温度で決まり (温度制限領域)、カソード温度が充分高い場合には電子銃の幾何学的形状と印加した電圧だけで決まる (空間電荷制限領域)。後者の場合、放出電流  $I_b$  は印加電圧  $V_b$  の  $3/2$  乗に比例し、比例定数  $K$  をパービアンスと言う。

$$I_b = K \cdot V_b^{3/2} \quad (1)$$

カソードから取り出された電流は、陰極と陽極の間で加速されながら断面積を圧縮されてドリフト管の入口まで導かれる。そのままでは電子ビームは空間電荷の反発力により、たちまち発散してしまい、高周波との相互作用に必要な距離を運ぶことが出来ない。そこで通常はソレノイドの作る外部磁場によりビームを集

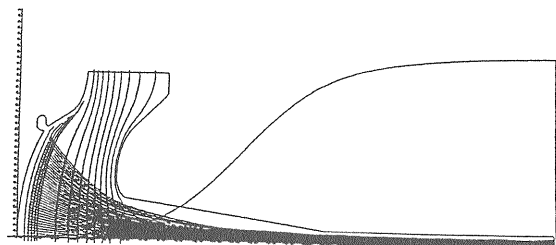


図-2 電子ビーム軌道の計算例 (XB72K 管)

束する。カソードから出たビームは、まずソレノイドの入口で動径方向の磁場成分により回転方向の速度を得る。この回転方向の速度成分と軸方向の磁場成分により、中心へ向かう集束力が得られる。ドリフト管内では、ビームは回転しながら磁場からの集束力を受けて進む。ドリフト管入口で適切な初期値が与えられればビームはリップルのない（少ない）スムーズな軌道を描く（図-2参照）。

### 2-3 高周波電力の増幅

簡単のため、始めに2空胴（入力空胴と出力空胴）から成るクライストロンを考える。入力空胴に外部から高周波電力を入力すると、入力空胴を通過する直流の電子ビームは、それがギャップを通過する時の高周波の位相に応じて、加速、又は減速される（速度変調）。入力空胴で加減速を受けた電子は、ドリフト管中を進行する間に加減速を受けなかった電子を中心として集群（バンチング）していく（密度変調）。集群が進むにつれて、これを妨げる空間電荷による反発力も次第に強くなり、やがて、集群が最大の状態を経て、その後はデバンチしていくことになる。この集群が最大となる位置に出力空胴を置くことにより、バンチしたビームから高周波電力を取り出すことが出来る。このとき、出力空胴の共鳴周波数はビームから見て空胴が純抵抗的であるように動作周波数に同調させておく。これによって、空胴内に励振される電磁場の位相がバンチの中心を減速するようになるからである。このようにして、出力空胴でバンチが失った運動エネルギーが高周波電力として取り出される。

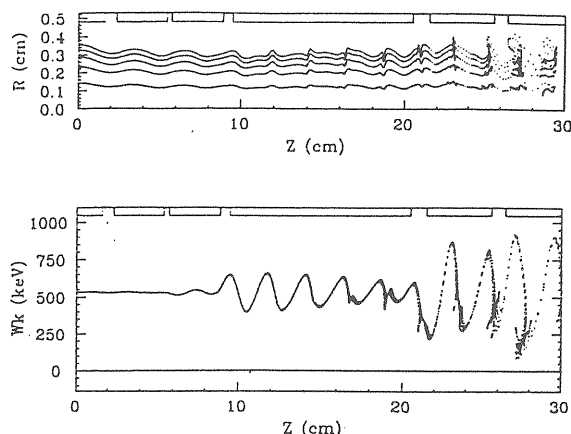


図-3 高周波で変調したときのビーム軌道（上）とエネルギープロファイル（下）（XB72K管）

以上が2空胴クライストロンでの高周波電力の増幅の原理であるが、大電力のクライストロンではゲインと効率を稼ぐために、入力空胴と出力空胴の間に幾つかの外部回路との結合のない中間空胴が配置される。このとき、中間空胴の共鳴周波数をインダクティブ側（動作周波数より高い側）に離調しておく。これにより、空胴内に励振される電磁場は、バンチの前半で減速、後半で加速する位相（つまり集群を促進する位相）となる。入力空胴の直後に置かれる数個の中間空胴は、多段増幅を行うことにより高いゲイン（飽和利得）を稼ぐために用いられ、出力空胴の直前に置かれる中間空胴は出力空胴の位置でのバンチングを最適化して効率を上げる役目を持つ（図-3参照）。

ここで重要なことは、個々の空胴はビームが運ぶ高周波電流を通じてのみ、相互に結合しており、高周波的には独立している（ドリフト管はカットオフになっている）ことである。

### 2-4 出力の上限を決める要因

クライストロン（以下、特にパルスクライストロンに限る）の性能を示す主な指標としては、ピーク出力、パルス幅、繰返し、ゲイン、効率等がある。ここでは、以下での議論のために特にピーク出力の上限を与える要因について述べる。効率 $\eta$ を固定すれば、ピーク出力 $P_{RF}$ はビーム電力、つまりビーム電流 $I_b$ とビーム電圧 $V_b$ の積で決まる。

$$P_{RF} = \eta \cdot I_b \cdot V_b \quad (2)$$

ここでは効率は与えられたものとして、ビーム電流、ビーム電圧の各々について、どのような技術的制約があるかを見ておく。

まず、ビーム電流を制限する要因を考える。ビーム電流はカソードローディング（平方センチ当たり何アンペア取るか）とカソード面積の積で決まる。カソードローディングを上げることはカソードの動作温度を上げることを意味するので、カソード寿命の犠牲を伴う。従って、カソード寿命に対する要求がカソードローディングを制限する。一方、カソードから取り出されたビームはドリフト管内を通せる太さまで圧縮されねばならないので、使用出来るカソードの大きさにも限度がある。ドリフト管の内径は周波数でほぼ決まってしまうので、陽極-陰極間でのビーム断面積の圧縮比が使用できるカソード面積を決めることになる。

次に、ビーム電圧を制限する要因について考える。



ビーム電圧を上げた場合、問題になるのは高電圧、高電界下で動作する部分、つまり電子銃と電力レベルの高い下流の空洞、特に出力空洞での絶縁破壊である[2, 3]。ビームから効率良く電力を取り出すためには、出力空洞の間隙の電圧  $V_c$  は、ビーム電圧  $V_b$  よりも幾分、高めにする必要がある。

$$V_b \leq V_c \equiv \int_{-\infty}^{\infty} E_z(r=0, z) dz \quad (3)$$

従って、ビーム電圧を上げると、出力空洞の電圧も上げる必要があり、放電が起こり易くなる。

以上が、ビームの電圧、電流を制限する要因であるが、それらとは独立にピーク出力を制限する要素部品として出力窓がある[2, 3]。出力窓は管内の真空を保ちながら高周波の取りだしを可能にするために必要であり、出力窓が通過させ得る電力がクライストロンの最大出力を制限する可能性がある。

要するに、クライストロンを構成する要素部品の中で、その最大出力を決定する部分は主に電子銃、出力空洞、出力窓の3つである。

### 3. Xバンド領域のクライストロン

#### 3-1 ピーク出力の周波数依存性

リアコライダーでは、高い加速勾配の実現と総電力を現実的な値に押さえるという相反する要求を満足するために、高い周波数が選ばれる。一方、高い加速勾配の実現には高いピーク出力を持つクライストロンが必要となるが、クライストロンにとっては高いピーク出力と高い周波数とは、やはり相反する要求である。なぜなら、空洞やドリフト管、出力窓のような高周波構造の寸法は周波数に逆比例するからである(図-4参照)。以下では、ピーク出力を制限する各要因の周波数依存性を見ることにする。

まず、ビーム電流  $I_b$  についてはドリフト管の内径(断面積)が周波数  $f$  の1乗(2乗)に逆比例することから(勿論、カソードローディングとビーム断面積の圧縮比を固定して)、

$$(I_b)_{\text{lim}} \propto l^{-2} \propto f^{-2} \quad (4)$$

が従う( $l$  は代表的寸法の意)。次に、ビーム電圧  $V_b$  を制限する要因として、電子銃での放電を考える。

電子銃の電極形状の設計の詳細に立ち入らなければ、

$$(V_b)_{\text{lim}}^{\text{Gun}} \propto f^0 \quad (5)$$

である。また、出力空洞での表面電界強度  $E_s$  の限界値(出力空洞の電圧  $V_c$  の限界値)が(3)式を通してビーム電圧を制限するとすれば、

$$\begin{aligned} (V_b)_{\text{lim}}^{\text{Cav.}} &\propto (V_c)_{\text{lim}} \\ &\propto (E_s \cdot l)_{\text{lim}} \\ &\propto (E_s)_{\text{lim}} \cdot f^{-1} \\ &\propto f^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

となる。但し、ここでは  $(E_s)_{\text{lim}}$  には周波数依存性がないと仮定している。

(4)、及び(5)又は(6)の何れか一方(マージンの少ない方)から、(2)によりビーム電力に由来するピーク出力の周波数依存性が得られる。

$$(P_{\text{RF}})_{\text{lim}}^{I_b \cdot V_b} \propto f^{-2} \sim f^{-3} \quad (7)$$

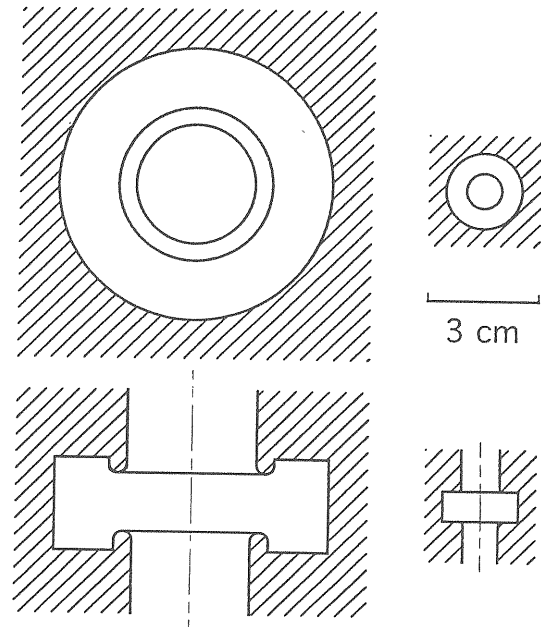


図-4 クライストロンの空洞寸法の比較  
左 Sバンド (SLAC 5045, 2.856 GHz)  
右 Xバンド (KEK XB72K, 11.424 GHz)



いる。動作温度は摂氏 1050 度程度であるが、バリウムの蒸発のみを考慮した場合の寿命（放出電流 4% 減少）は 2~3 万時間程度と推定される（図-6 参照）。

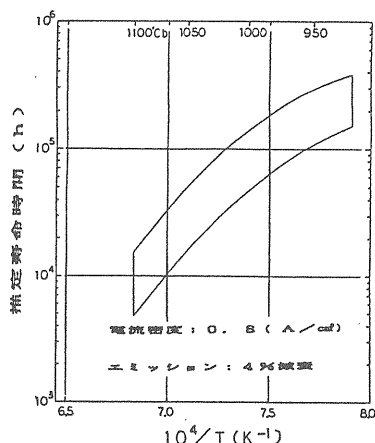


図-6 イリジウムのコーティングを施したディスペンサertypeカソードの動作温度と推定寿命時間（文献 [5] より転載）

## [B] 出力空洞

XB72K 管では空洞表面での電界強度を低減し、耐電力を改善する試みとして、入力空洞を除く全ての空洞に”ノーズコーンのないピルボックス型空洞 [6]”（図-4、右）を採用している。これにより、出力空洞での最大表面電界強度は、通常のリエントラント型空洞（図-4、左）を採用した場合のほぼ半分にまで下げることが出来る。以下でも重要になる内容を含んでいるので、このアイデアの要点を紹介しておく。

まず、そもそも何故、クライストロンの空洞にノーズコーンが必要であったのかと言えば、空洞電場とビームとの結合を上げるためである。空洞電場とビームの結合係数は、空洞電圧  $V_c$  と空洞を通過する間に実際にビームが感じる電圧（電場の積分値）の比であり、

$$M(r) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_z(r, z) \cdot e^{j\beta z} dz}{\int_{-\infty}^{\infty} E_z(r=0, z) dz}, \quad (10)$$

$$\beta \equiv 2\pi \cdot f / u, \quad u: \text{直流ビーム速度}$$

で定義される。因に (3) 式の意味する所は、

$$V_b \sim M \cdot V_c \quad (11)$$

である。以下、簡単のため  $r \sim a$  ( $a$  はドリフト管の半径) に限ればリエントラント型空洞の場合の (10) 式は、

$$M(r \sim a) \approx J_0(k_0 a) \cdot \frac{\sin(\theta_g / 2)}{\theta_g / 2} \quad (12)$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0, \quad \lambda_0: \text{自由空間波長}$$

$$\theta_g \equiv \beta \cdot g = 2\pi \cdot f \cdot g / u, \quad g: \text{ギャップ長}$$

となる（文献 [6] 参照）。(12) 式の右辺の第 1 因子（0 次のベッセル関数）は電磁場のドリフト管内への漏れ（カットオフ故、伝播はしない）による実質的な走行角の増大の効果を表し、第 2 因子は有限な（ゼロでない）ギャップ長に由来する因子である（図-7 参照）。昔の（大電力化がそれ程進んでいなかった）クライストロンでは、ドリフト管の口径  $a$  が波長  $\lambda_0$  に比べて充分小さく取れたため、第 1 因子は 1 に近かった。またビーム電圧（ビーム速度  $u$ ）が低かったため、第 2 因子による低減を押さえるためにギャップ長  $g$  を出来るだけ小さく取る必要があった。これがノーズコーンを付けた理由である。ところが、最近の大電力クライストロンでは、ビーム電圧（ビーム速度）が上がったため、ギャップ長に対する条件が緩くなった。一方、大電流化に伴い、ドリフト管の口径を大きくする必要に迫られ、電磁場のドリフト管への漏れによる効果が大きくなり、その結果 (12) 式の第 2 因子は第 1 因子に比べて相対的に重要ではなくなった。これがノーズコーンをなくせる理由である。

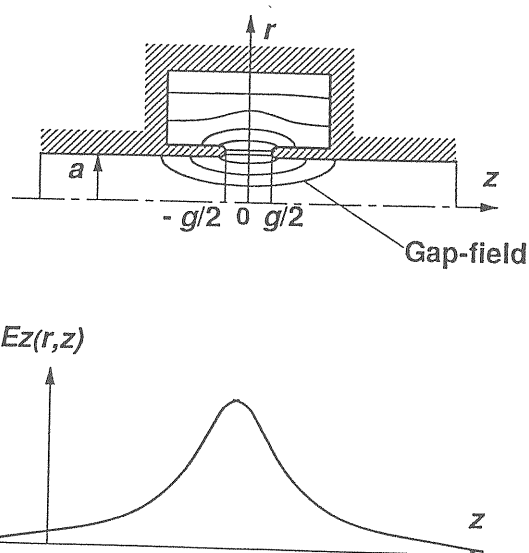


図-7 リエントラント型空洞と軸上の電場分布

この辺りの事情は周波数の高いXバンドではより一層、顕著である。実際、図-4（右）に示した”ノーズコーンのないピルボックス型空胴”の場合でさえも、ビーム結合係数の低減にはドリフト管の口径による因子がギャップ長による因子よりも強く効いている。これは、大電流のビームを通すために、ドリフト管の口径をギリギリまで拡げているためである。しかし、ビームを通すという観点からは、もっと拡げたいのである。何故なら、出力空胴ではビームが空胴に当たり易いからである。出力空胴では急激にバンチが減速されるため、動径方向にビームが発散する（図-3参照）。このとき、ビームの周辺部分が空胴表面を叩く（場合がある）。その結果、その程度に応じて放電開始のスレッシュホールドが影響を受けることが知られている。つまり、出力空胴での放電現象は表面電界強度が高すぎることに加えて、ビームの当り具合が関係している（場合がある）。特にビームとドリフト管壁との間のクリアランスを充分に取ることが難しく、しかもビームの電力密度が高いXバンドクライストロンでは、この問題は深刻である。

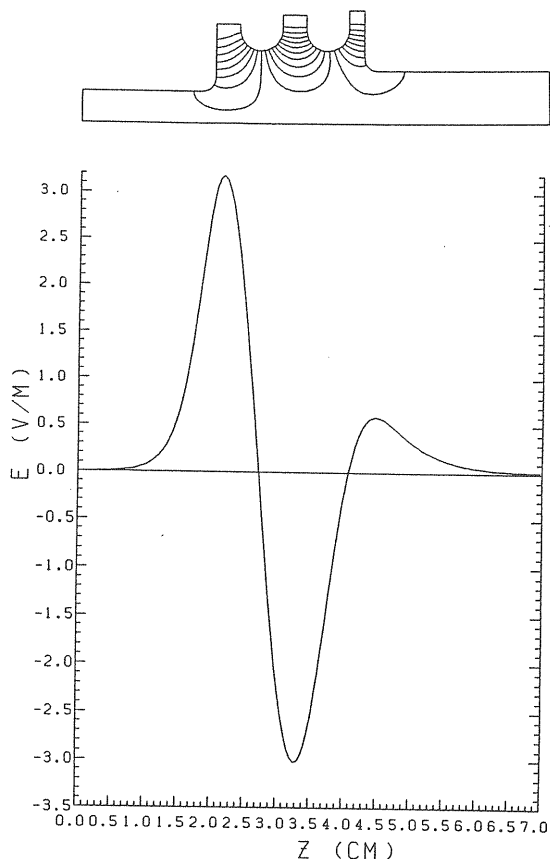


図-8 ドリフト管の口径（下流）を拡げた3セル空胴と軸上の電場分布（ $\pi$ モード）

何れにしても、電界強度を下げる努力は必要である。最近では、加速空胴のようなディスク装荷構造を出力空胴として用いる Extended Interaction Klystron (EIK) [7] に向かう方向にある。直感的にはインピーダンスを軸方向に長く分布させることにより、そのピーク値を下げるのが目的である。EIKの出力空胴は、さらに進行波を使うか、定在波を使うかにより2つに大別できる。最近、SLACでは、3セルの定在波（ $\pi$ モード）を使った出力空胴によって 50 MW x 1.5  $\mu$ s の高周波電力の取り出しに成功している[8]。以下、このタイプの出力空胴について簡単に述べる（図-8参照）。

まず、何故、3セル程度に留まるのか？ 電界強度を下げるという所期の目的からすれば、もう少しセル数を増やして軸方向に長くする方が良いはずである。実際、3セル程度では、”ノーズコーンのないピルボックス型空胴”の場合に較べて電界強度の低減は3割程度に留まっている。セル数（軸方向の長さ）をこれ以上増やさないと低次のモード（0モード）に起因する不安定性（発振）を避けるためである。この問題は0モードが大きな走行角を持ち、それがセル数（軸方

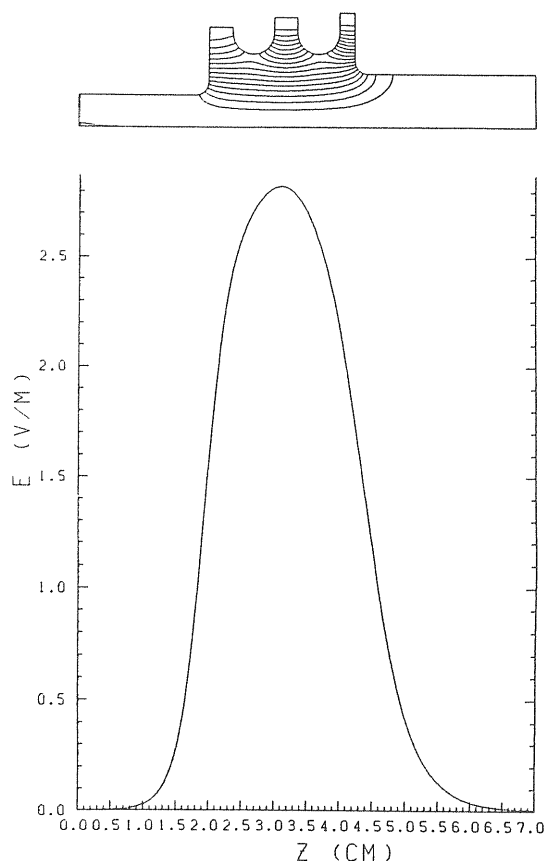


図-9 ドリフト管の口径（下流）を拡げた3セル空胴と軸上の電場分布（0モード）

向の長さ)の増大に伴って単調に増えることに起因する[7,9] (図-9参照)。走行角が大きくなると電子ビームの高周波アドミッタンスのコンダクタンス成分 $G_b$ が負の値を取り得るようになる[1]。もし $G_b$ が負の値を取り、しかもその絶対値が出力空洞の負荷 $Q$ に等価なコンダクタンスよりも大きければ、即ち

$$G_b + (1 + \beta) \cdot G_c < 0 \quad (13)$$

$\beta$  : 空洞と外部負荷との結合係数

$G_c$  : 空洞の無負荷 $Q$ に等価なコンダクタンス

であれば、電子ビームを等価的に含んだ出力回路全体が負のコンダクタンスを持つことになる(図-10参照)。負のコンダクタンスとは、回路に電圧が立ったとき負の電力が消費される、つまり電力が生成されることを意味する(勿論、この電力は電子ビームから供給される)。従って、出力空洞を直流の電子ビームが通過する場合でもノイズを種にして発振することになる。

電界強度の低減という意味ではこのような制限があるにも関わらず、このタイプの空洞には別な面で魅力がある。それは、良好なビーム結合係数を保ったまま、ドリフト管の口径を大きくすることが出来る点である。ドリフト管の口径を大きくした場合、ドリフト管への空洞電磁場の漏れが問題となることを思い起こして、図-7と図-8を見比べて頂ければ、理由は一目瞭然で、改めて説明するまでもないであろう。特に口径を大きく取りたいのは出力空洞の出口であるから、例えば3セルの場合、主に上流の2セルで電力の取りだしを行い、最も下流(出口側)の1セルは、上げたドリフト管への電磁場の漏れを押さえるだけの目的に使う(離調を大きくして強い電磁場を立てないようにする)ことも出来る。この場合、空洞出口での口径は単一の空洞の場合の1.5倍くらいまで上げることが出来る。

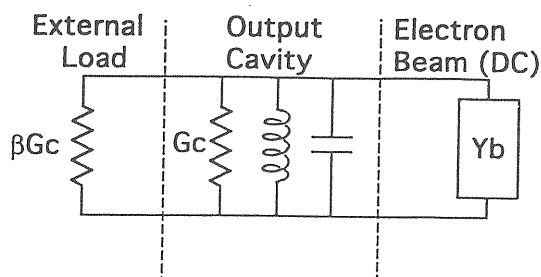


図-10 出力空洞(外部負荷、直流の電子ビームを含む)の等価回路

ある。但し、その場合はドリフト管のダイポールモード(TE11モード)がカットオフでなくなるので、それが新たな不安定性を引き起こさないかどうかの問題となる。もしこれが問題にならず、このような空洞が実現できれば、ビームフリーな状況での放電限界を見極めることが出来るのではないかと考えている。

## 4. おわりに

最後に、本文の中で触れられなかった集束電磁石の問題について簡単にコメントしたい。電子ビームの集束に必要な磁場強度はビーム径に逆比例するため、XバンドではSバンドの4倍の値が必要である。従って、消費電力(1.6倍)が大きすぎて常伝導電磁石は使えない。このためXバンドクライストロンでは超伝導電磁石、またはPeriodic Permanent Magnetによるビームの集束が必要となり、これらの開発も進められている。

## 参考文献

- [1] 福田茂樹 'クライストロンとその周辺' OHO'88.
- [2] A.E.Vlieks et al., BREAKDOWN PHENOMENA IN HIGH POWER KLYSTRONS, SLAC-PUB-4546, March 1988 (A)
- [3] 斉藤芳男 '高周波放電と表面' OHO'90.
- [4] H.Mizuno et al., "X-band Klystrons for Japan Linear Collider", Proc. of the 4th European Particle Accelerator Conference, London, U.K., June 1994.
- [5] 木村 栄、他 '電子管用含浸型カソード'、電子情報通信学会報、ED 89-120 (1989)
- [6] T.Shintake, "Nose-Cone Removed Pillbox Cavity for High-Power Klystron Amplifiers", IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL.38, NO.4, APRIL 1991, p.917.
- [7] D.H.Preist et al., "Experiments with High-Power CW Klystrons Using Extended Interaction Cachers", IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, 1963.
- [8] G.Caryotakis et al., "50-MW X-band Klystron Sources for the Next Generation of Linear Colliders", SLAC-PUB-6510, June 1994 (A).
- [9] E.L.Wright, private communication.

# リニアコライダーに应用するための高周波窓の開発

(Xバンドパルス大電力クライストロン用を中心に)

大竹 雄次

## I、高周波窓の概説

高周波窓は大電力クライストロン等を真空管として使用する為の封じきり用として、また導波管がある位置で真空中に分離するために挿入されるデバイスである。その構成材料は従来より高周波誘電損失 ( $\tan\delta$ ) の小さいアルミナセラミック及び脱ガスが少ない真空溶解銅が主に使用されてきた。

JLCで要求するような高い加速電界 (100MeV/m) [1]に対応するために、導波管コンポーネントには現在の技術水準より高い高周波電力密度を許容することが求められている。そのことは窓にとっても例外ではない。

大電力高周波が通過する窓はクライストロン等の大電力真空管が発明されて以来、技術的なキーポイントとして継続的に開発されてきた。具体的にはセラミック部の電界を下げたり、材質を検討したりして行われてきたが、最終的に図1のような角形導波管に円形導波管を接続したピルボックス型と呼ばれるものが完成した。ピルボックス型ではセラミックを含めた円形部全体が共振構造で、角形導波管に比較してその円形部の面積が増していることから、電界を角形部に対してセラミック部を下げる事が可能である。現在最も一般的にこの形の窓が使用されている。

Sバンドでの窓の開発および経験 (KEKの斉藤氏らの研究[2]) から、近年使用されているセラミックでは内部が8kV/mm程度の電界強度になると、破壊される傾向のあることが明確になりつつある。ピルボックス型窓での通過高周波パルスの限界としては、Xバンド用で、30MW、100nsである[3]。この値はJLCで目指す出力100MW、500ns以上のクライストロン用にはたりず、更なる大電力を許容する窓の開発

は急務となっている。この要請から上記の破壊限界以下の電界でセラミックを使用し、大電力が通過可能な高周波構造を持つ、本稿で紹介する各種の低電界型窓の開発が進められている。

以上のような電界を下げる努力の他に、セラミックでの放電や破壊の過程を研究することで、窓の材質をより欠陥の少ないものにし、さらなる大電力高周波に耐えうるものを作り上げる努力もなされてきた。

この講義では主に高周波窓の設計、開発に必要な電磁気学的な計算法の基礎を述べ、後に筆者が主に研究したセラミック部を低電界にする高周波構造を中心に議論する。そして図2に示す最近JLC用に開発したXバンドRF窓の他、KEKに関連して開発されている低電界型窓の例を紹介する。

セラミックの材質等の議論は、筆者の専門からはずれるので説明は必要最小限にとどめる。詳細については過去のOho加速器スクールに述べられたものや、他の文献を参考にさせていただきたい。また一般的に高周波窓の場合は、セラミック表面に窒化チタン (TiN) をコーティングする事で、電子のマルチバクタによる放電を抑止する事が可能である。この事は多くの窓に採用されているが、しかしここでは同じく詳述はしない。

## II、窓の等価回路及び電磁界解析

高周波窓を設計する上で、導波管で定義可能な特性インピーダンスにより、窓の等価回路を構成する事は以下の理由で有効である。等価回路による解析的な手法及び電磁界計算で窓の高周波的な振る舞いを理解することは、良い通過特性で耐電力の高い窓を開発する為に必要不可欠である。

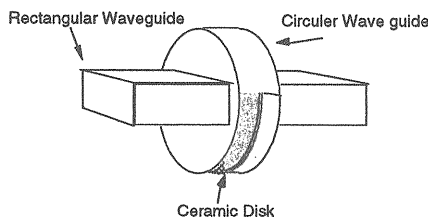


図1、ピルボックス型窓

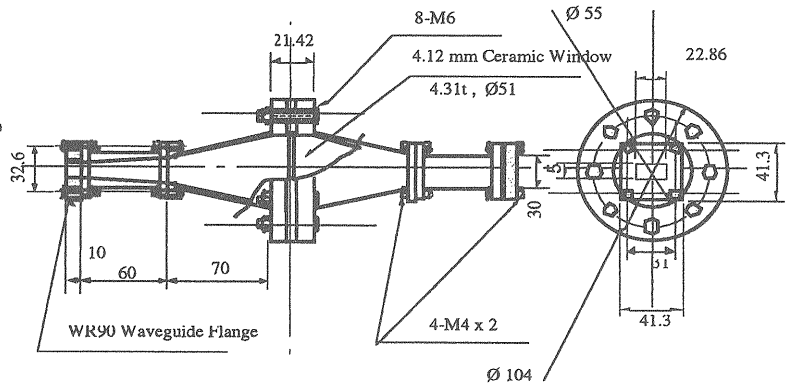


図2、TE11モードホーン型窓

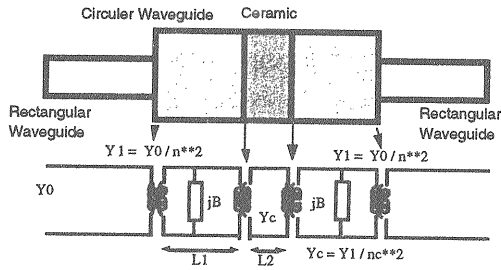


図3、ピルボックス窓の等価回路

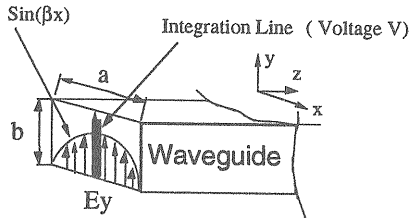


図4、角形導波管TE10モードでの電界パターン

特にインピーダンスの量は現実に窓を通過するマイクロ波が、ゆいいつ直接的に測定出来る物理量であり、検出器からの電圧/電流から算出可能である。このことは等価回路解析で窓の伝送原理や電磁界解析を、測定と結びつけて理解可能となることを意味する。また等価回路計算は精度の問題は残るものの速度を確保できることから、周波数に依存した窓の振る舞いを短期間に理解する為に有効である。

電磁界解析はセラミック破壊の直接的な原因である電界強度やパターン、セラミック等に共振的に蓄積される高周波（トラップモード）を、視覚的な物を含めた理解をする上で必要なものである。

### II-1、等価回路の構成

窓の等価回路の例として、まずピルボックス型のものを図3に掲げる。窓がある周波数で良い伝送特性を有する場合、等価回路は導波管の幾何学形状の変化に相当した特性インピーダンスラインの接続で表現され、そのラインの接続部はインピーダンス整合用トランスとなる。また導波管の不連続点（ステップ等）の場合は、そのトランスにサセプタンス成分が加わる。

以下に等価回路を構成する要素を説明し、その後、回路を伝送方程式で解き周波数応答を求める方法を解説する。

### II-2、特性インピーダンスの定義

一般的に特性インピーダンスは、同軸ケーブル等の電圧や電流が明確な2導体で定義可能なものであるが、導波管のような1導体では特殊な手法によ

る定義が必要になる。その方法は米国のシェルクノフ[4]により研究されたもので、以下に角形導波管の例を示す。

角形導波管における高周波の基本伝送電磁界モードは、境界値問題を解くことで図4の様な電界パターンが求められる。それはTE10モードと呼ばれ、導波管のy方向の電界Etは

$$E_t = E_0 \sin(\beta_x x) \quad 1)$$

で示される[5]。ここでE0は電界のピーク値、 $\beta_x$ 、 $\beta_y$ はx、y方向の波数または位相常数と呼ばれ、単位長さ当たりの波の数を表し $\beta_x = 2\pi/a$ である。

特性インピーダンス $Z_{wg}$ を求めるためには、導波管断面の電界Etを直交規格化した電磁界分布関数により、電圧V1に結びつけなければならぬ。それは

$$E_t = V_1 F(x, y), \quad 2) \text{ 及び}$$

規格化関数

$$F(x, y) = \sqrt{\frac{2\pi}{ab}} \sin \frac{\pi x}{a} \quad 3)$$

で表せられる。この関係からE0とV1の関係が導き出せ、

$$V_1 = E_1 \sqrt{\frac{ab}{2}} \quad 4) \text{ である。}$$

ここでa、bは導波管断面の横縦の寸法である。 $Z_{wg}$ の定義は伝送電力Pzと電界で導出される電圧および、磁界からだせる電流から以下の3つのものがある。

$$Z_{wg} = VI^*, \quad \frac{VV^*}{P_z}, \quad \frac{P_z}{II^*} \quad 5)$$

後述する議論の便宜上、2番目に示した電力、電圧定義の特性インピーダンスを採用する。この式から $Z_{wg}$ を求めるわけであるが、まず図4中のライン上の電界成分を積分し、式

$$V = \int_0^b E_0 dy = E_0 b = V_1 \sqrt{\frac{a}{2b}} \quad 6)$$

から電圧Vを求めなければならない。

次に高周波伝送電力は

$$P_z = \frac{V_1 V_1^*}{2Z_1} \quad 7)$$

で定義され、これから伝送電力を求めるためには電磁波が空間を伝送する上で規定される、波動インピーダンス $Z_1$ を求める必要がある。それはTEモードの場合は

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{E_x}{H_y}, \quad Z_1 = Z_0 \frac{\gamma_0}{\gamma} \quad 8) \text{ 示され、}$$

$$\text{TMモードの時は} \quad Z_1 = Z_0 \frac{\gamma}{\gamma_0} \quad 9)$$

が使用される[6]。 $\gamma$ は導波管中での波の伝搬常数で、減衰量+位相常数 ( $\gamma = \alpha + j\beta$ ) で表される（導波

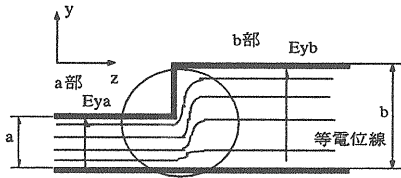


図5、平行平板導波路のステップ部  
(丸部分が局部高次モードを含んだ部分)

管の場合は、減衰が少ないので $\gamma=j\beta$ と近似する。)。  
ここで角形導波管でTE10モードの場合の波動インピーダンス $Z_{11}$ は、8)式と $Z_0$ (自由空間の波動インピーダンスで376.7 $\Omega$ )、伝送高周波の自由空間波長 $\lambda$ から

$$Z_1 = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}}} \quad 10) \text{ と求められる。}$$

$Z_{wg}$ は今まで述べた各式を5)式の2番目に代入して求められるが、以下に角形導波管のTE10モードと円形導波管のTE11モード伝搬時の具体的な式を示す。それは、

$$\text{TE10モードでは } Z_{wg} = \frac{2b}{a} Z_1 \quad 11) \text{ で、}$$

$$\text{TE11モードでは } Z_{wg} = \frac{764}{\sqrt{1 - \frac{\lambda}{\lambda_c}}} \quad 12) \text{ である[7]。}$$

ここで $\lambda_c$ は導波管中の高周波が、この波長以上では伝搬できなくなる遮断波長で、TE11モードでのベッセル関数の微分曲線が0点を横切る値 $P_{11}'$ から $\lambda_c = 2\pi a/P_{11}'$ で与えられるものである。以上から実際のXバンド用角形導波管WR90でTE10モード、11.424

GHz伝送時及び、同一周波数でTE11モード伝送時の51 $\phi$ 円形導波管WC-5での特性インピーダンスは、それぞれ409.46 $\Omega$ 、801.294 $\Omega$ になる。

### II-3、整合用トランス[8]

図3に示す等価回路で、導波管形状変化部及びセラミック表面などの異なったインピーダンスラインの接続部は、相互の特性インピーダンス比の平方根値を巻数比 $n=(Z_1/Z_2)^{1/2}$ とするトランスで接続される。また窓表面ではセラミックの比誘電率に逆比例した、 $n=1/(\epsilon_r)^{1/2}$ を持つものになる。

### II-4、サセプタンス成分[6]の定義

等価回路でのサセプタンス成分は導波管のステップや絞り等が相当し、ピルボックス窓の場合は角形と円形導波管の接続部等がそれにあたる。その意味するところは、不連続点を通る高周波がその点の前後で境界条件を満足し、連続的な電磁界を形成するために局部的に生じる、全ての非伝搬高次モー

ドを代表させる集中定数素子である。詳細説明を行うにはこの紙面では足りないので、概略の説明および過去の詳細な解析事例で得られたサセプタンス成分算出の近似式を示す[9]。

この成分を理解する簡単な例として、図5のような平行平板伝送線路を取り扱う(任意の導波管形状の場合は、形の細分化による平行平板近似で解析可能である。)

図にステップ部での歪んだ電位を示すが、これが局部高次モード成分に相当する。その部分の電磁界はa部から見た場合で

$$E_{yA}|_{z=0} = A_0 + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cos \frac{m\pi y}{a} \quad 13)$$

$$H_{xA}|_{z=0} = Y_{A0}A_0 + \sum_{m=1}^{\infty} Y_{Am}A_m \cos \frac{m\pi y}{a} \quad 14)$$

$$Y_{Am} = -j \frac{\omega \epsilon}{\gamma_m} \quad 15)$$

になり、b部からはA、aをB、bに書き換えたものになる。ここでA、Bは各モードの電界強度、m及びnはモード指数、 $\omega$ は角周波数(2 $\pi f$ )、 $\epsilon$ は媒質の誘電率である。ステップ(z=0)での境界条件として以下のものを仮定する。

$$E_{yA}|_{z=0} = E_{yB}|_{z=0} \quad 0 < y < a \quad 16)$$

$$E_{yB}|_{z=0} = 0 \quad a < y < b \quad 17)$$

$$H_{xA}|_{z=0} = H_{xB}|_{z=0} \quad 0 < y < a \quad 18)$$

ここで18)の境界条件に注目し14)式のa、b両領域の磁場の式を18)式に代入することで、

$$Y_{A0}A_0 + \sum_{m=1}^{\infty} Y_{Am}A_m \cos \frac{m\pi y}{a} = Y_{B0}B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{Bn}B_n \cos \frac{n\pi y}{b} \quad 19)$$

の式を得る。この19)式を電流に結びつける為に、0からaの範囲で積分すると

$$Y_{A0}A_0 = \frac{1}{a} \int_0^a \left( Y_{B0}B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{Bn}B_n \cos \frac{n\pi y}{b} \right) dy \quad 20)$$

式になり、 $Y_{A0} * A_0 = J_{0A}|_{z=0}$ 、 $Y_{B0} * A_0 = J_{0B}|_{z=0}$ とすると、

$$J_{0A} = J_{0B} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b}{n\pi a} Y_{Bn}B_n \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 21)$$

である。さらに右辺の第2項の高次モードはサセプタンス成分と結びつけられ、 $J_{0A} = J_{0B} + j\omega C_d V$ と定義する。この式中のVは13)式の電界を0からaまで積分する事で求め、 $V = a * A_0$ になる。以上の操作で $j\omega C_d$ を求めると、

$$j\omega C_d = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b}{n\pi a^2 A_0} Y_{Bn}B_n \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 22)$$

のサセプタンス成分が求められる。この式から実際に使用される $C_d$ の近似式を算出する訳であるが、



その方法として図5のaとbの領域で存在する全てのモードが、 $Z=0$ のステップ面で連続である個々の固有値を探すフィールドマッチングの手法を採用する。図5のステップでのサセプタンス成分の近似式は

$$C_d \cong \varepsilon \left[ \left( \frac{2}{\pi} \right) \ln \left( \frac{b}{a} \right) - 0.286 \right] \quad (23)$$

## II-5、等価回路による伝送路解析[8]

前節で説明した要素を使用して、等価回路解析による窓の設計（寸法決定）を行う。その為には伝送線路の散乱理論（Sパラメーター理論）を利用し、窓の周波数応答を調べる手法を取る。

伝送線路のある部分から別の特性インピーダンス部に信号が入射された場合、その不連続部での波の反射係数 $\Gamma$ (SパラメーターではS11)は、入射波Aと反射波B、不連続部前後の特性インピーダンス $Z_{0in}$ 、 $Z(l)$ 、伝送路での波の進行方向の長さ $l$ 、伝搬常数 $\gamma$ から

$$\Gamma = \frac{B}{A} e^{\gamma l} = \frac{Z(l) - Z_{0in}}{Z(l) + Z_{0in}} \quad (24)$$

と求められる。この式を変形して $l=0$ の場所から見たインピーダンスは、 $\gamma=j\beta$ の時、

$$\frac{Z(0)}{Z_{0in}} = \frac{Z(l) + jZ_{0in} \tan(\beta l)}{jZ(l) \tan(\beta l) + Z_{0in}} \quad (25)$$

この伝送方程式及び式(24)を使用し、窓の周波数応答を解くことになるが、実際に開発した窓の応答の具体例はIII項の図14に示す。ちなみに(24)式から(25)式への変形は、一般的な文献[5]のようなマイクロ波の教科書を参考にさせていただきたい。

## II-6、セラミック部、導波管ステップ間のトラップモードの解析[10]

セラミック部や導波管ステップ間に高周波がトラップされ、共振器のような振る舞いをする現象を解析的にチェックする必要がある。なぜならばトラップモードにより局部的に電界が上昇し、セラミック等の破壊や高周波伝送の障害を引き起こす可能性があるからである。このようなモードを解析的に算出する方法として、II-3項で述べたフィールドマッチングを応用する方法があり、以下にセラミック部について解説するが導波管のステップ間にも適用できる。

図6の様な導波管中に挿入されたセラミックでのトラップモードとして、セラミックの真ん中 ( $Z=0$ ) で電気的および磁氣的な短絡条件の2つのものがあり、ここでは電気的短絡条件でのTM-modeを取り上げる。

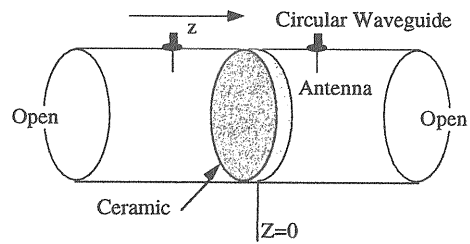


図6、セラミックトラップモード  
計算/検出用セットアップ

導波管及びセラミック部の波動インピーダンスの $Z_1$ と $Z_{1(cera)}$ は9)式から

$$Z_1 = \frac{k_{1n}}{k} Z_0 \quad Z_{1(cera)} = \frac{\beta_n}{\varepsilon_r k} Z_0 \quad (26)$$

$$\beta_n = \sqrt{\varepsilon_r k^2 - k_c^2} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (27)$$

であり、ここで $k$ は自由空間の波数で $k_c$ は遮断波長の波数である。セラミック表面での左右の波動インピーダンスの関係は、

$$Z_1 \left( \frac{l}{2} \right) = -jZ_{1(cera)} \tan \beta_n \left( \frac{l}{2} \right) \quad (28)$$

で表され、表面の接線方向の電磁界成分の連続性を考慮すると $Z_{1(cera)}(L/2)=Z_1$ になる。以上の(26)-(28)式からセラミック部の共振器モードの条件である

$$\tan \beta_n \left( \frac{l}{2} \right) = \frac{\varepsilon_r k_{1n}}{\beta_n} \quad (29)$$

を得る。この条件を満足する波数 $k_{1n}$ と長さ $l$ 、 $\beta_n$ の関係、すなわちセラミック表面左右での電磁界分布が整合する様な固有値を得ることにより、セラミックのトラップモードを解析することが可能になる。

ちなみにセラミックのトラップモードのことをゴーストモードとも言う。計算例に関しては開発した窓についての結果をIII項に示す。

## II-7、電磁界解析

窓を設計する段階で電磁界解析コードであるHFSS [11]やMAFIA [12]の使用の有効性は、等価回路解析の確認及び導波管不連続部で生じた高次モードの伝搬、セラミック部や導波管ステップ間でのトラップモードのチェックが可能であることである。つけ加えれば視覚的に理解できることの意義は大きい。

このことは局部的な定在波に起因する電界の増大や損失による、放電や加熱を避ける設計が可能になる事を意味し、また3次元コード使用で具体的な窓の寸法決定も可能である。HFSS等の計算例についてはIII項に述べる。

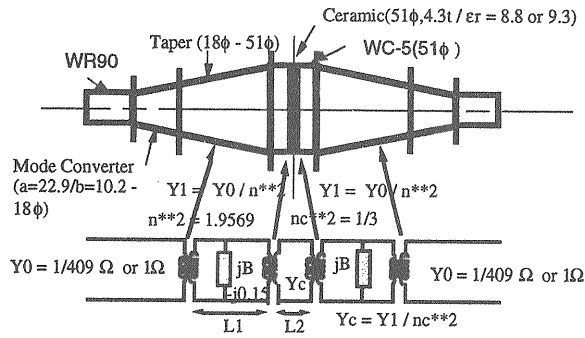


図7、ホーン型窓の等価回路

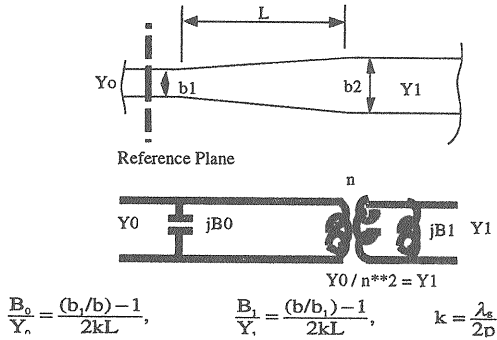


図8、テーパの等価回路

### III、低電界型XバンドRF窓の実例

現在開発中または終了したXバンド用大電力低電界型窓は、主に3種類ある。一つはKEK/BINP(ロシア)で開発中のホーン型[13]のもの、2つめはロシアのカザコフ氏により提案され、KEK/BINPの研究協力で開発中のカザコフ型窓[14]、3つめはSLAC (Stanford Linear Accelerator Center) で開発された角形から円形導波管変換のTE10 - TE01モードコンバーターを使った窓である。ここでは筆者が詳細を理解している最初の2つについて説明する。3番目については文献[15]等を参考にして下さい。

#### III-1、ホーン型窓

KEKで開発したホーン型窓は図2の様な構成で、角形導波管のTE10モードから円形導波管のTE11にモードに変換し、円形導波管テーパで導波間断面を広げ、その先に接続された波長に比較して大きな円形セラミック部の電界強度を低減する窓である。セラミックとしては日本特殊陶業製HA997、51φ、厚さ4.1t、を使用し、80nmのTiNコーティングを施している。円形導波管径が大きいことはセラミック部での遮断周波数が1.125GHzと低いので、高次モードの発生による伝送特性の阻害や局所的な電界上昇が考えられる。その為にモード選択等が問題なるが、設計

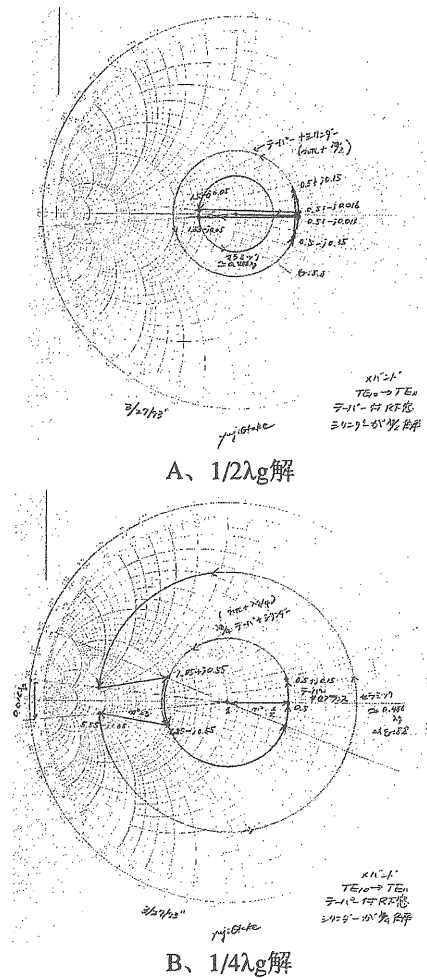


図9、ホーン型窓の適正アドミタンス変換解

段階で角形導波管は既定条件(クライストロン等の出力がそれである。)で、製作やモード変換の容易さから前記のように決定した。

この等価回路は図7である。この窓の特徴であるテーパ部に関しては、導波管ステップ等とは異なりサセプタンス成分が元来分散している。一般的にその等価回路は、図8の様な2個のサセプタンス成分で定義されており[16]、ホーン型窓の場合はその大きさも問題になるほどではない(図2のテーパの場合、S11が-22dB程度)。また測定を行っても分散したパラメーターが1つに見えてしまうので、図7のような1個のサセプタンス成分とした。この成分の解析方法はステップの場合と同様に、フィールドマッチング等を使用するか電磁界コードによって行うが、ここでは詳述しない。興味のある方はフィールドマッチングについては文献[17]を参考にして下さい。

ちなみにサセプタンス成分はコンデンサーで表されることから、後述するスミスチャートの作図及び計算等の便宜上、アドミタンス定義 $Y=1/Z$ を使用する。

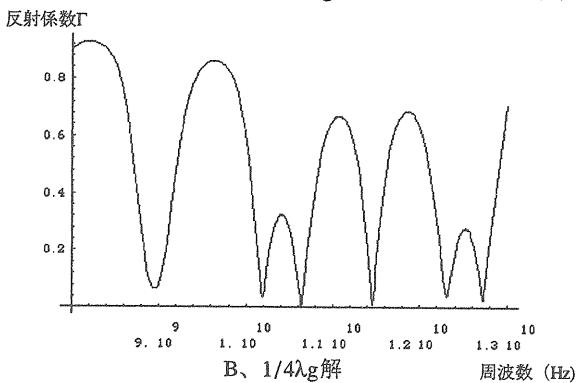
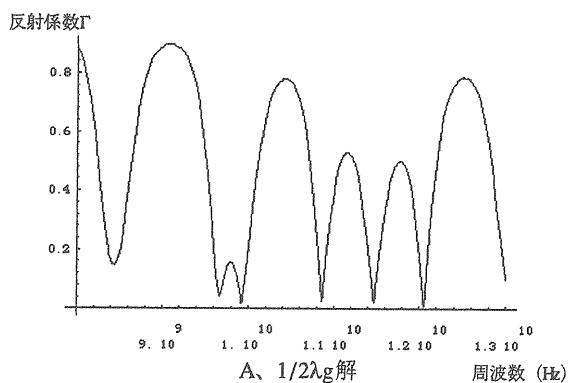


図10、等価回路計算による  
ホーン型窓の周波数応答

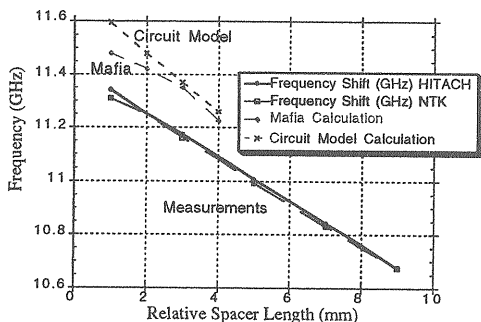


図11、シリンダー部の相対的な長さ変化に依存した窓の通過周波数の変化  
(等価回路、MAFIA、測定値)

スミスチャートによる等価回路の表示及びホーン型窓の適正解

図7の等価回路を解析することにより、良い伝送特性を与えるアドミタンス変換の解は、基本的に図9のスミスチャート(アドミタンス平面のグラフを双1次変換により円形にし、反射係数 $\Gamma(\theta)$ のグラフに結びつけたもの。)に示すような2種類のものが示される。それはセラミックが挿入された $51\phi$ 導波管で、セラミック表面からテーパーまでの距離が $1/2\lambda_g$ (管内波長)、 $1/4\lambda_g$ のものである。その周波数応答はII項の解法により図10のように求められた。

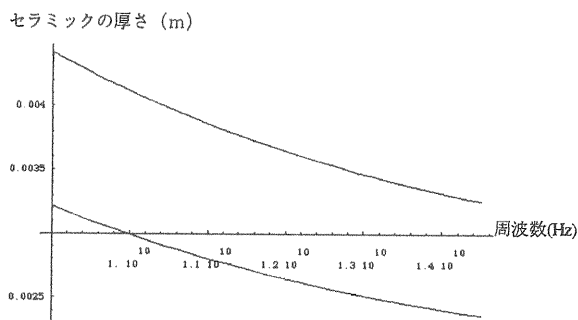


図12、セラミックトラップモードの計算例  
(セラミック中央で電氣的な短絡条件のTE-likeなモード、  
上がTE141で下がTE131)

表1、ホーン型窓の11.424GHz付近のトラップモード

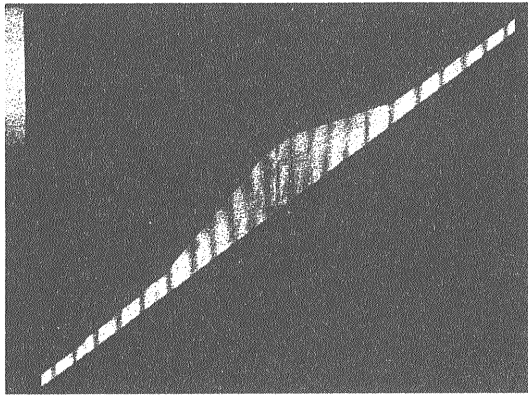
	計算	測定
テーパー間	10.5GHz	10.9GHz
	11.3GHz	11.23GHz
	11.7GHz	10.65GHz
セラミック部	10.1GHz(TE221 like)	10.8GHz
	11.5GHz(TE131 like)	11.3GHz

この結果から次のことが言える。1:最適解を与えるセラミックの厚さは、テーパのサセプタンスの補正分だけ $1/2\lambda_g$ より短い、2: $1/2\lambda_g$ 解のほうが $1/4\lambda_g$ のものより通過帯域が広い、3:また $1/2\lambda_g$ 解(1/2λg-1とする。)は近傍にもう1つの解を有しており、それは円形導波管部が若干長いものである(1/2λg-2とする。)。4:それぞれの解は1/2λgごとの周期解である。5:シリンダー部の長さ変化の周波数依存性は約100 MHz/mmで、それは図11に示すように等価回路計算と実験がほぼ一致している(シリンダーの長さの絶対値はそれぞれの計算及び測定で異なるが、グラフでは相対的な変化に規格化してある)。

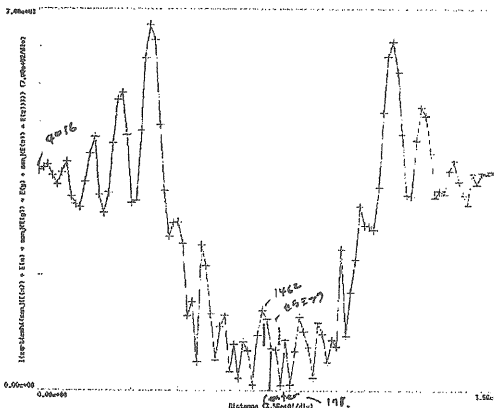
フィールドマッチングによるセラミックトラップモードの解析

セラミックトラップモードは、図6に示す $51\phi$ の両端解放円形導波管に窓用のセラミックを挿入したモデルで計算した。また計算を検証するために、検出アンテナ(電界結合)を両セラミック表面の近傍に取り付け、図と同一の構成で実験を行った。

図12は計算結果の一例で、横軸が周波数で縦軸はセラミックの厚さを示し、モード毎の曲線がプロットされている。さらに表1には使用周波数である11.424GHz近傍のトラップモードの計算結果と、実験値を示す。



A、ホーン型窓のシミュレーションによる電磁界分布（進行波のある位相）



B、ホーン型窓導波管の中心軸上（Z方向）の電界強度（ExE\*）

図 1 3

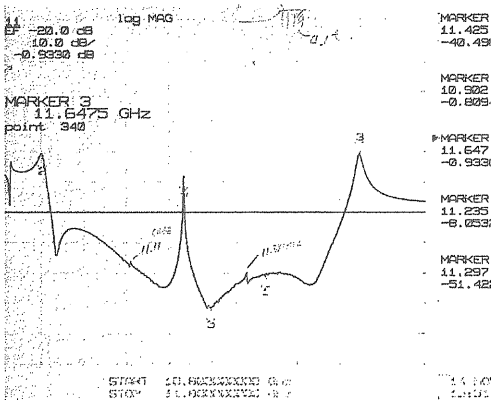


図 1 4、ホーン型窓の周波数特性  
(低電力モデルによる。1/2λg-2解、HA997,4.1t)

### 電磁界解析による結果

HFSSで窓のシミュレーションを行うと、図 1 3 の様なA,電磁界分布（進行波のある位相）及びB,マイクロの波伝送方向に沿った電界強度が得られる。この解析から解ったことは、1:1/2λg解の方が1/4λg解よりもセラミック部での電界が低い。これはスミスチャートで、セラミック部のアドミタンスが中心付近に変換される方が、その部分の定在波があまり立たないことを意味する。

表 2、各種窓のセラミック部での電界強度  
(導波管での電界に規格化してある。)

型	セラミック部電界強度	通過周波数帯域 (20dB以下)
ビルボックス	0.868	500MHz
ロングビルボックス	0.414	300MHz
ホーン型 (TE11-mode、1/4λg解)	0.424	250MHz
ホーン型 (TE11-mode、1/2λg-1解)	0.400	300MHz
ホーン型 (TE11-mode、1/2λg-2解)	0.369	700MHz
カザコフ型	0.362	300MHz

2:1/2λg-1はセラミック部の伝送モードが主にTE11モードであるが、1/2λg-2はTMモードが若干まざっており前者より電界が低い、3:伝送路解析をMAFIAで行った結果、シリンダー長さ変化の周波数依存性は等価回路計算等とはほぼ同一の結果となった。参考としてセラミック部の電界強度を、色々な窓について計算した結果を表 2 に示す。

またトラップモードに関してもMAFIAによりテーパー間、セラミック内に発生するものを確認し、特にセラミック部に関してはその結果がほぼ表 1 のフィールドマッチングの結果と同一であった

### ホーン型窓の低電力モデルの測定結果と大電力試験

大電力RFコンポーネントの場合、実機を製作する前段階として真鍮やアルミ等の材料で、設計による寸法を確認するために低電力モデル（非真空仕様）を製作する。ホーン型窓に対してもそれを製作し、伝送特性やシリンダー長さの変化による周波数依存性を測定した。その結果は図 1 1 に示し、窓の周波数特性の測定例（1/2λg-2解）を図 1 4 に示す。この低電力モデルの測定で-30dB以下のリターンロス(S11)が得られ、前記した窓のシミュレーション結果はほぼ確認された。

この事実から大電力用のモデルを、日立電線製の真空溶解銅（CLASS1）とHA997セラミックを使用し、銀/金ろう付けにより製作した。高周波コンポーネントの大電力試験は、通常レゾナントリングと呼ばれるデバイスにより行われる。このデバイスは図 1 5 に示すような角形導波管をリング状に接続し、-10dB程度の方向性結合器でこのリングと入力導波管を接続したものである。

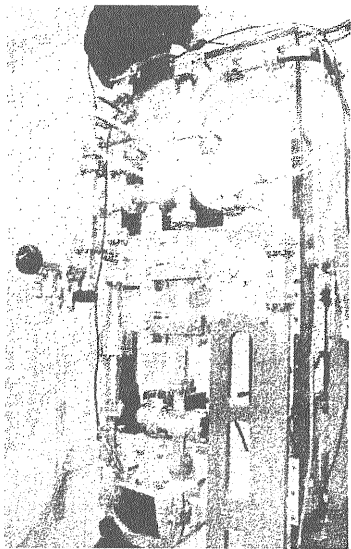


図15、レゾナントリングによる  
ホーン型窓の大電力試験

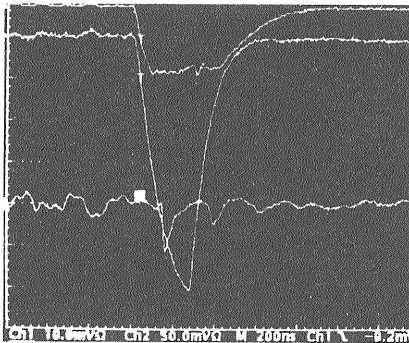


図16、ホーン型窓の大電力試験での通過高周波  
電力 (レゾナントリング周回電力100MW、300ns入力パルス幅)

これよって入力高周波パルスの電力は10dB程度増倍される。詳細に関してはOho'95"の徳本氏の講義を参考にしていただきたい。

このリングにホーン型窓を挿入し、過去2回の大電力試験を $1/4\lambda_g$ と $1/2\lambda_g-1$ のモデルについて行った。それぞれ72MW、700ns (リング入力パルス幅)と100MW、300ns及び84MW、700nsと132MW、300nsのリング周回電力を記録した。1回目の周回高周波電力の写真を図16に掲げる。この結果からホーン型窓は目標電力を許容したと言え、また72MWと84MWの1割強の差は、表2に示したセラミック表面での両者の電界強度差にほぼ一致している。さらにこの電力付近のセラミック表面での電界強度は、概要で説明した8kV/mm程度である。

### III-2、カザコフ型

通常のピルボックス窓に代表されるほとんどの高周波窓の場合、セラミック部にはなながしかの定在波が存在する。図17に示すカザコフ型窓では、

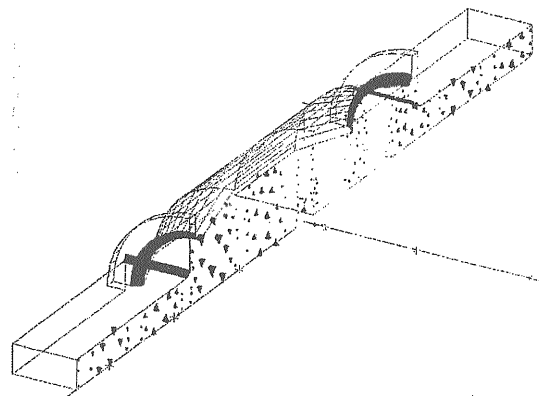


図17、カザコフ窓の形状 (全体の1/4) と導波管軸上の電界ベクトル (ある位相)

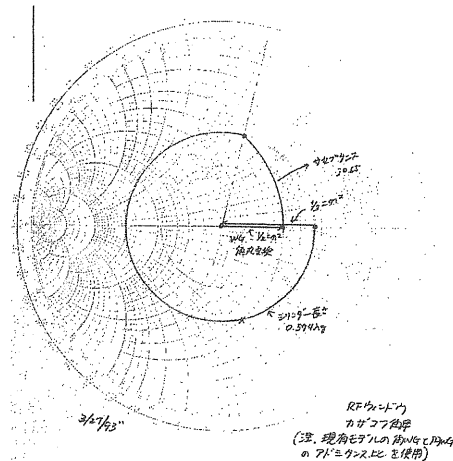


図18、カザコフ窓のアドミタンス変換

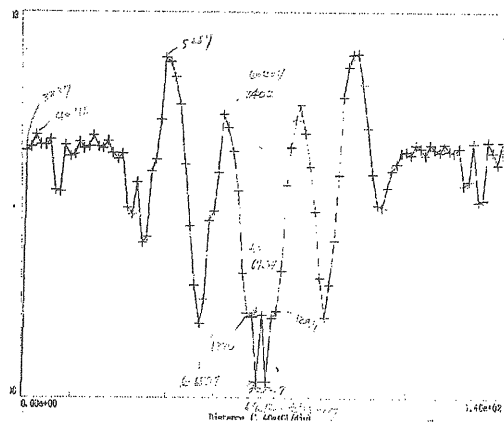


図19、カザコフ窓の導波管軸上の電界強度 (ExE\*)

外見はピルボックス型の延長とも考えられ等価回路も図3と同様である。しかしながら窓のアドミタンス変換を図18のスミスチャートのように選択してやると、セラミック部で純粋な進行波を再現でき定在波の存在する場合に比べて低電界にできる。さらにセラミックの厚さを理想的には任意に選べる。この変換のキーポイントは、セラミック部でのアドミタンス変換がスミスチャートの中心にくることで

ある。そのことはセラミック表面で定義されるトランスの巻数比 $n$ に対応するアドミタンスの逆変換が、サセプタンス成分を含んだ形で角丸導波管変換部で行われれば良いことを示す。また別な表現を使えば、セラミック表面とサセプタンス成分を大きくとった角丸導波管変換部間で定在波を積極的に立て、その定在波でセラミック部に対してアドミタンス整合をさせることを意味する。

図19にカザコフ型窓の導波管ながて方向軸上の電界強度の計算結果を示す。この結果から明らかなように、セラミック部での電界は低くなっており、またセラミック表面近傍の電界はピルボックス型と比較して高くなっている。その具体的な数値は表2に示す。

この窓はXバンド用の大電力試験が計画中で、Sバンドでのみレゾナントリングにより試験が行われた。その結果として窓の通過ピーク電力がピルボックス型の200MW、数 $\mu$ sパルス幅にたいして、2倍以上の400MWでまだ破壊に到らない結果を示し[18]、上記の計算結果を間接的に証明している。

#### IV、セラミック部で低電界を得る手法のまとめ

基本的に2つの手法があり、セラミック径を大きくすることと、カザコフ型の窓を使用することである。しかしながらホーン型窓の $1/2\lambda_g$ 解は前記の2つの手法を混合したもので、不完全ながらカザコフ的な動作をしているといえる。それは円形導波管径をある程度の範囲で適正に選ぶこと及びセラミック表面からテーパーまでの距離を約 $1/2\lambda_g$ にする事で可能になっている。この事はピルボックス窓でも可能で、導波管の特性インピーダンスの適正化とセラミック表面と導波管ステップの間を $1/2\lambda_g$ 弱の寸法に選ぶことで、多少の定在波は残るもののセラミック部での低電界化が可能である（ロングピルボックス）。

#### 参考文献

マイクロ波の基本的な事項に関しては文献[5]–[8]を参考にしてください。

[1]Proc. of the Fifth Int. Workshop on Next-Generation Linear Collider, SLAC, 1993, SLAC-436.

[2]Y. Saito et al., "Surface Flashover on Alumina rf Window for High-power Use", IEEE Transaction on Electrical Insulation, Vol. 28 No. 4, August 1993.

[3]J. Odagiri et al., "Development of X-Band High Power Klystrons", Proc. of 18th Linear Accelerator Meeting in Japan, Tsukuba, 21-23 July 1993.

[4]S. A. Schelkunoff, "Impedance Concept in Waveguides", Quarterly of Applied Mathematics, Vol. II,

April 1944.

[5]藤澤 和男, "マイクロ波回路 (電気通信学会編)", コロナ社, 昭和55年7月10日。

[6]John. C. Slater, "Microwave Electronics", D. Van Nostrand Company Inc., Jan. 1963.

[7]S. A. Schelkunoff, "森脇 義雄訳、電磁波論", 岩波書店、1973年6月。

[8]R. E. Collin, "Foundations of Microwave Engineering", McGRAW-HILL.

[9]J. R. Whinnery et al., "Equivalent Circuits for Discontinuities in Transmission Line", Proc. of I.R.E., Feb. 1944.

[10]M. P. Forrer and E. T. Jaynes, "Resonant Mode in Waveguide Windows", IRE Trans. of Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-8, Number 2, March 1960.

[11]"HFSSマニュアル", ヒューレットパッカード社製、1995年。

[12]"MAFIAマニュアルVer3.2", Technische Hochschule.

[13]Y. Otake et al., "Design and High-Power Test of a TE<sub>11</sub>-Mode X-Band RF Window with Taper Transitions", KEK Preprint 95-30, May 1995.

[14]S. Yu. Kazakov, "Increased Power RF-Window", BNIP Preprint 92-2, Protvino 1992.

[15]"NLC Test Accelerator Conceptual Design Report", SLAC-Report-411, Aug. 1993.

[16]W. B. W. Alison, "A Hand Book for The Mechanical Tolerancing of Waveguide Components", Artech House INC., 1987.

[17]C. H. Tang, "Optimization of Waveguide Tapers Capable of Multimode Propagation", IRE Trans. of Microwave Theory and Techniques, P 442-452, September 1961.

[18]Michizono et al., "High Power Test of Pill-Box and TW-In-Ceramic Type S-Band RF Window", Proc. of the International Linac Conference, Tukba, Aug. 1994.

# リニアコライダーの大電力高周波システムにおけるモジュレータ (特に電力効率について)

水野元

## 1) はじめに

大型加速器においては、電力の使用量は膨大なものになっていて、加速器1台で人口10万の都市の使用量にあたる200MW程度を計画するような状態である。リニアコライダーにおいて、大体どの程度の消費電力に関連するパラメータを想定しているかをまとめたものが、表-1)に示す世界各国のリニアコライダーの250GeVvs250GeVの場合の設計想定値である。(表-1、2、3は“Linear Collider Technical Review Committee Report(DRAFT)”より引用)この表中の電力使用量の大きさから大電力高周波システムの各構成部分の電力効率向上の重要性が想像できるであろう。

## 2) 高周波電力源の構成とその概説

電力会社から商用電力を買って、リニアックの加速管のインプットカプラーに高周波電力を供給する迄の大まかなエネルギーの変容を模式的に示すと、図-1)に示したものの様になるであろう。商用50Hzを受電してリニアックを駆動するまでにはいろいろな形にエネルギーを変化させる必要があって、その各段階においてエネルギーのロスを見込まなければならない事がわかる。現在の計画ではおおむね商用電力の30%をリニアックに供給する電力効率を目標として各研究所が開発研究を行っている。高周波電力源システムの構成については各リニアコライダーの設計思想にしたがって変化があり。またそ

の開発重点の起きかたが違うので、Xバンドの主リニアックに限ってみても、いまだ決定版といえる形式があるわけではなく、各々プロトタイプの実証試験を目指して居るのが各国の現状であるといえよう。

表-2)に各計画の電力効率関係のパラメータが一覧表となっているが、3-5列がXバンド付近の通常型リニアックの形式をとるコライダーの場合である。基本的には図-1に示されたような基本構成、すなわち商用50Hzからパルサーとパルストランスを使用してクライストロンを駆動し、高周波出力をパルスコンプレッションシステムによって短縮した後リニアックを駆動する方式である。現在の技術レベルで問題となっており、かつ開発努力が払われているのは、(1)リニアック動作パルスの2-6倍程度の短パルスモジュレータの開発、(2)クライストロンの効率向上、(3)パルスコンプレッションシステムの効率、の3点が主要な点である。JLCとSLACのNLCでは、表からわかるようにパルスコンプレッションシステムとクライストロンの効率に顕著な差があってその開発方針の違いが目立つ。

クライストロンとパルスコンプレッションシステムに関しては他の方が詳しく述べているので、そちらを参照していただく事とし、次にクライストロンの駆動電源としてのモジュレータについて簡単に述べる。

## (2) モジュレータについて

表一 1) 主リニアックパラメータ

Table 2.3.1

General RF Design Parameters for Main Linac

	TESLA	SBLC	JLC	NLC	TBNLC	VLEPP	CLIC
RF frequency (GHz)	1.3	3.0	11.4	11.4	11.4	14	30
Accelerating Gradient							
Unloaded/Loaded (MV/m)	25/25	21/17	73/53	50/37	100/74	100/91	80/78
Active Linac Length <sup>1)</sup> (km)	20	30.2	9.5	14.2	7.1	5.8	6.3
Total Linac Length <sup>2)</sup> (km)	29	33	10.3	15.6	7.8	7.0	9.4
Peak Power per Meter (MW/m)	0.206	12.2	100	50	200	120	144
Structures per Power Unit	32	2	4	4	1	4	2
Structure length per PU (m)	33.2	12	5.2	7.2	1.8	4.0	0.56
Total Number of Power Units <sup>3)</sup>	604	2517	1804	1970	3938	1400	11233
Total Number of Klystrons	604	2517	3608	3940	—	1400	—
Total Number of Modulators <sup>4)</sup>	604	2517	3608	1970	26	140	2
Repetition Rate (Hz)	10	50	150	180	120	300	2530/ 1210
RF Pulse Length at Str. ( $\mu$ s)	1315	2.8	0.23	0.240	0.242 <sup>5)</sup>	0.11	.0116
Peak Beam Current <sup>6)</sup> (A)	.0083	0.30	0.80	0.74	1.49	SB	SB/1.94
Total Ave. RF Pwr. at Str. (MW)	54	51.6	32.4	30.5	41	22	26.5

1) Active length = [(500 GeV - 2 × injection energy)/(loaded gradient)] × [factor for BNS damping and energy management].

2) Total linac length = Active length plus allowance for beam line components, including cryostat.

3) Number of power units = number of klystrons for TESLA, SBLC and VLEPP, = number of pulse compression units for JLC and NLC, = number of transfer structures for TBNLC and CLIC. For VLEPP there are two pulse compressors per power unit.

4) Number of drive beams for TBNLC and CLIC and number of high voltage sources (supermodules) for VLEPP.

5) Equivalent length for a rectangular pulse.

6) SB = single bunch acceleration.

表一 2) 高周波システム仕様

Table 2.3.2

RF System Efficiencies and AC Power Requirement: Design Goals

	TESLA	SBLC	JLC	NLC	TBNLC	VLEPP	CLIC
Klystron Electronic Efficiency <sup>1)</sup> (%)	70	50	45	60	92	60	75
Klystron Auxiliary Power <sup>2)</sup> (MW)	2.4	2.5	7	1	—	1.4	—
Pulse Compression Efficiency (%)	—	—	98	77	—	74	—
Power Transmission Efficiency (%)	96	97	95	94	98	95	90
Modulator Efficiency <sup>3)</sup> (%)	86	80	82	72	44	95	55
Modulator Auxiliary Power <sup>4)</sup> (MW)	—	3.5	5	3	3	0.4	1
Cryogenic Power (MW)	58	—	—	—	—	—	24
Total Aux. plus Cryo. Power (MW)	62	6	12	4	3	2	25
RF System Efficiency Excluding Auxiliary & Cryogenic Power (%)	58	38	34	31	40	40	35
AC Power Excluding Auxiliary and Cryogenic Power (MW)	94 <sup>5)</sup>	133	102	98	103	55	75
Total AC Power (MW)	154 <sup>5)</sup>	139	114	102	106	57	100
Net Efficiency for Production of RF Power <sup>6)</sup> (%)	35	37	30	30	39	39	26
Efficiency for Conversion of RF Power to Beam Power (%)	21	10.4	5.6	7.4	16.7	8.3	1.6/8.0

1) For TBNLC/CLIC: efficiency for conversion of drive beam power to rf.

2) Cathode heater plus solenoid power.

3) Drive beam production efficiency for TBNLC/CLIC.

4) Thyratron cathode and reservoir heater power (drive beam focusing for CLIC).

5) Does not include regulation reserve.

6) Including cryogenic power for TESLA and CLIC.



表-3) クライストロン駆動電源仕様

Table 2.3.4

Modulator Parameters: Design Goals and Achieved to Date

Modulator Type <sup>1)</sup>	TESLA		SBLC		JLC		NLC		VLEPP	
	Storage cap. with bouncing		PFN		Blumlein PFN		Blumlein PFL		Gridded Gun	
	Design	Ach.'d	Design	Ach.'d	Design	Ach.'d	Design	Ach.'d <sup>5)</sup>	Design	Ach.'d
Flat Top Pulse Length, $T_k(\mu s)$	1314	2010	2.8	3.0	0.5	0.7	1.2	1.5	0.50	0.50
PFN Voltage (kV)	9	10	65	43	120	80	455	400	1000	960
Transformer Ratio n	1:13	1:13	1:18	1:23	1:5	1:7	1:7	1:20	—	—
Rise/Fall Energy Efficiency (%)	—	—	86.5	≈ 65	89	70	80	≈ 60	—	—
Scaled Energy Efficiency <sup>2)</sup> (%)	99	—	70	65	79	70	81	58	—	—
I <sup>2</sup> R/Thy./Core Loss Efficiency (%)	—	—	97	95	97	—	97	—	—	—
Energy Stored on PFN <sup>3)</sup> (J)	—	—	1000	1650	174	—	258	—	—	—
Power Supply Efficiency (%)	—	—	95	90	95	—	93	≈ 90	—	—
Mod. Eff. without Aux. Power (%)	—	—	79.5	≈ 60	82	—	72	≈ 52	95	—
Auxiliary Power <sup>4)</sup> (kW)	—	—	1.5	3	1.5	—	1.5	1.5	0.3	—
Net Modulator Efficiency (%)	86	86	77.5	59	80	—	70	—	92.5	5
Ave. AC Input Power (kW)	155	—	54.2	88	29	—	51.5	—	40.5	—
(Including Auxiliary Power)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

- 1) PFN = lumped element pulse forming network; PFL = pulse forming line (transmission line).
- 2) See text.
- 3) Energy switched per pulse from storage element for TESLA and VLEPP.
- 4) Includes thyatron cathode heater, reservoir heater and other control power.
- 5) Standard (not Blumlein) PFN.

図-1) 電力効率の概念図

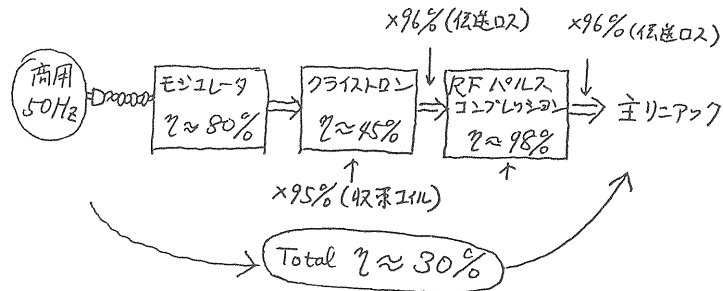
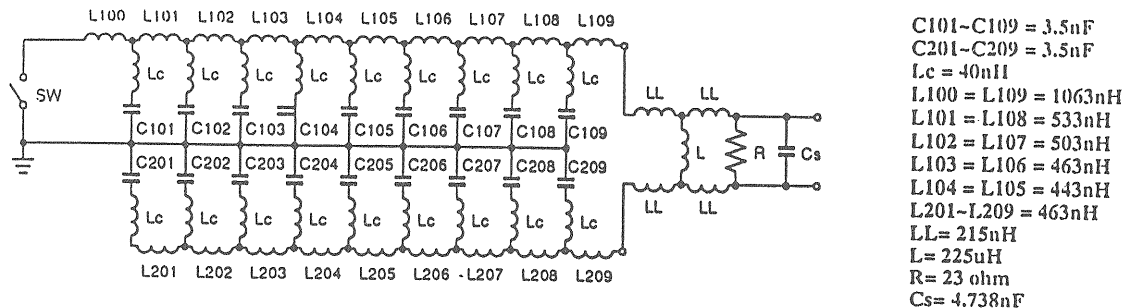
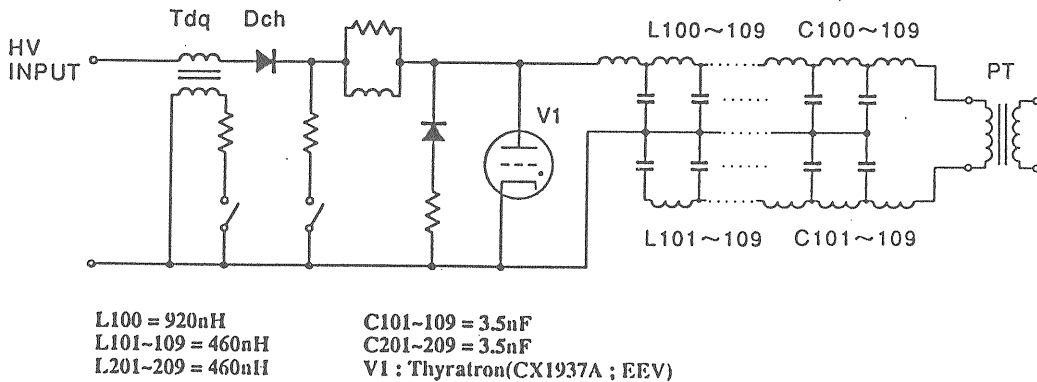


図-2) 回路構成および“SPICE”用等価回路



クライストロンを駆動する方式としては、パルサーと昇圧用パルストランスの組み合わせが広く使われており、この形式を元にして短パルス用に改良を加えたもので80%くらいのモジュレータ効率、すなはち平坦な高周波出力を得られる部分とモジュレータからパルスとして供給される全エネルギーとの比率、を目指すのがXバンド主リニアックの共通した方針となっている。表一3)に、各国のクライストロン駆動電源のパラメータ一覧表を示しておく。この表からわかる事は(1) SBLCはsバンドの既存技術を最大限利用する方針からモジュレータに特に厳しい要求を求められるわけではない事。(2) TESLAはパルスが長くこの点は問題とまらない事。(3) VLEPPはクライストロンをグリッド制御方式としてこの問題を逃れている事。ただしこれによってクライストロンに新たな問題が当然の事ながら生じる事になる。(4) JLCとNLCはブルームライン型パルサーによって必要な短パルスを実現しようとしている。この点は従来技術の素直な延長である事。等々が読み取れるであろう。また、表中に併記されている、現在までに実現された値から、これら電源の大電力試験が差し迫った課題となっている事もわかるであろう。

### 3) 試作ブルームラインモジュレータ

簡単にJLC用の100MW級クライストロン用のモジュレータとパルストランスの試作システムについて述べる。(H.Mizuno et.al.; "A Blumlein type modulator for a 100MW class X-band klystron"; Proc. of the 4th European Particle Accelerator Conf. (EPAC94)) この設計方針としては、新しくサイラトロン等を開発する必要のない様、現在存在する高電圧仕様のコンデン

サ、サイラトロン等を使用する事を前提条件とし、かつ、パルス立ち上がり時間を決めるのは主にパルストランスの漏洩インダクタンスと浮遊容量の積であって、この影響を減らすためには、パルストランスの昇圧比の小さいほうがより有利である事から、同じ耐電圧の部品を使用して通常のPFN方式の倍の一次電圧を出力できるブルームライン方式PFNを採用した。これによって今までと同じ直流電源およびサイラトロン等を使用しなお昇圧比を1:7に押さえる事ができた。なお、短パルスのためPFNのインダクタンスおよび容量が普通のモジュレータに比較すると極めて小さく、部品間の配線とうに付随する浮遊容量や余分のインダクタンスによる悪影響を押さえるため、パルストランス一次側を設置せず、充電電圧に保つ回路構成をとった点に特徴がある。これにより接地ラインを動作中常に接地電位に保つ事ができ配線の浮遊容量等の影響を最小限に押さえる事が可能となる。表一4)にこのPFNおよびパルストランスの設計仕様を示す。

表一4) PFN Specifications

Impedance	23 Ohms
Charging voltage(Max.)	86 kV
Pulse Width(Total)	700 ns
No. of stages	9 stages (x2sets)
Inductance/one stage	460 nH
Capacitance/stage	3.5 nF

### Pulse transformer

Step-up ratio	1/7
Leakage L.	830 nH
Stray capacitance	4 nF
Loss at 200pps(Hysteresis) (Eddy Current)	100 W 1000 W
Rise time(Trans. only)	~100 ns
Fall time(Trans. only)	~200 ns
Sagging(500ns width)	2.8%
Core material	Si-Fe 25microns

鉄芯となるコア材の厚さが25ミクロンとなっている点を除けば新たに開発が必要な部品は何一つ不要である。図-2)にこのブルームライン型 PFN の回路構成およびパルストランスを含むシミュレーション回路を示す。シミュレーション回路におけるインダクタンスの値はトランスによるサギングを補正するため一部変化させている。図-3)に市販の低インダクタンス型容量を使用して9段の PFN を組み立てた状態の写真とパルストランスをタンク内に設置した様子を示す。図-4)に、パルストランス2次側に抵抗負荷を接続して動作試験を行った時のパルス波形を示しておく。パルストランス2次側で測定した立ち上がり時間としておおむね250nsを実際に得る事ができた。空気中において必要な絶縁距離を確保するために各部の配線が相当長くなっている事等に起因する各部の余分なインダクタンス、浮遊容量等によってパルス立ち上がり時間が制限されているものとおもわれる。現在、PFN 段数の増加及びこの部品間の配線を極力短縮してこのインダクタンスや浮遊容量による悪影響を押さえ更に立ち上がり時間を短縮する目的で、16段 PFN と新パルストランスを大型の油タンク中に設置したタイプの試作機を完成、高圧試験の準備中である。

図-3) パルストランス及び PFN

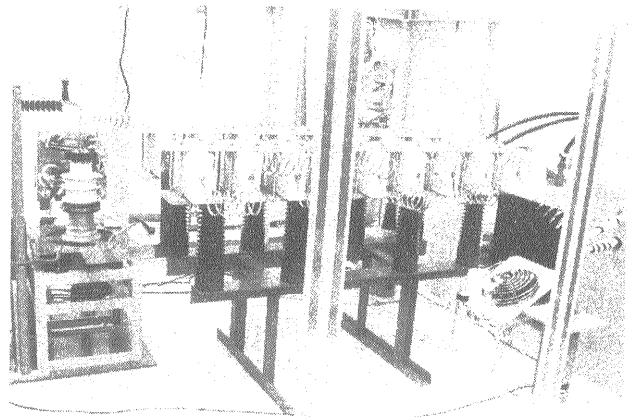
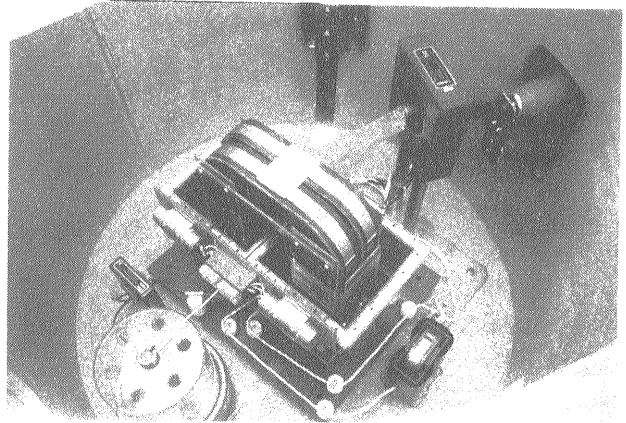
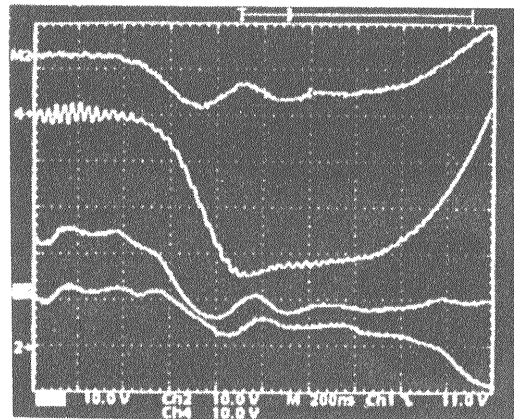


図-4) 高圧パルス波形

Fig-4) 9-stages PFN's output  
(Ch4 350kV peak)



# RFパルス圧縮技術

徳本修一

## 1. はじめに

JLC計画では、Xバンド主ライナックは100 MV/m以上の加速勾配を要求される。この様な非常に強力な加速勾配の実現には、加速管の長さ1 m当り100 MW以上、100ns程度の大電力高周波パルス（RFパルス）を供給する必要がある。現時点では、大電力高周波源、例えば大電力クライストロン等の1台当りの出力は、加速器に要求される値を満たさない。このため、何等かの方法でRFパルスのピーク出力を相対的に高くすることが要求される。簡単には、加速管の単位長さ当りの高周波源の台数を増加させることが考えられるが、装置の大きさを考えれば、現実的ではない。そこで、パルス長を短くするかわりに高いピーク値のRFパルスを得ることができるRFパルス圧縮が考えられた。この技術は、ピーク値が相対的に低く、パルス長の長いRFパルスの一部のエネルギーを一時的に伝送線路上に蓄積して、それを開放すると同時に、もとのRFパルスと足し合わせることで、結果的に高いピーク値を得るものである。必然的に、得られるパルスのパルス長はもとの長さの半分以下となる。

RFパルス圧縮では、大電力パルスを合成し、また増幅されたRFパルスを少ない損失で負荷側へ伝送する方法も良く考慮されていて、大電力用の結合器、空胴共振器、導波管伝送線路等の受動的回路が利用される。したがって、エネルギー形状の変更（例えば大電力クライストロンにおける、ビーム電流→高周波、直流→交流）は伴わない。高周波の重ね合わせによる増幅を効率的に実行するために、すなわちエネルギーの蓄積と開放を都合よくコントロールするために、高周波の位相切替の技術が用いられる。この様な、エネルギーの形状の変更を行う能動的なところは微小電力で行うことが可能であり、そのため比較的容易に出力を数倍に増強できる。

RFパルス圧縮の利点は、

- 1) 位相切替等の高周波を制御する部分は微小電力回路で出来るため、大電力においてエネルギー変換部分の増強の必要が少なく、

出力増大に伴う技術的困難さを軽減できる。

- 2) エネルギー蓄積のための装置が受動的回路で構成されるため、信頼性が高く安定に運転できる。
- 3) 高周波源から加速器への伝送線路の一部の変更を必要とするだけで、その他には大きく改造することがなく、比較的容易にピーク出力の増大を計ることができる。

この利点により世界中の線形加速器の高周波源の多くに採用されている。

エネルギーの一時的蓄積の方法は、空胴共振器を用いるもの：SLED、VPM、遅延回路（線路）を利用するもの：RELS、BPM、DLDS、等の方式が考案され、それぞれ加速器側の要求と高周波源の出力特性に応じて、効率良く高い出力を得るためのたねとしかけが十分に工夫されている。

本稿では、Xバンド（11.4 GHz）の周波数領域で研究されるRFパルス圧縮技術について、当研究所での開発の具体例の紹介も適宜差し挟みながら、大電力伝送線路上のたねとしかけの解説を試みる。

## 2. SLED

SLED（SLAC Energy Doubler or Development）は、SLACで開発されたパルス電力圧縮法の一種で、理論的には9倍の、現実の装置では4倍程度にピーク電力を増幅する。この方式の基本的な技術は、伝送線路と密結合させた空胴共振器を用いて、エネルギーの蓄積を行うことである。クライストロンのRFパルスによって空胴内に蓄積されるエネルギーを、一定時間の後、入力位相を反転させることにより取り出す。その時、空胴からの放射電力と、位相反転の結果生じる空胴結合口からの反射電力を合成することにより、理論的にはもとの電力の最大9倍のピークを持つパルス電力を得る。実用のRFパルス圧縮として、Sバンドライナックで使用されていて、効率の向上、出力限界の改善等、具体的な技術について研究が進められている。

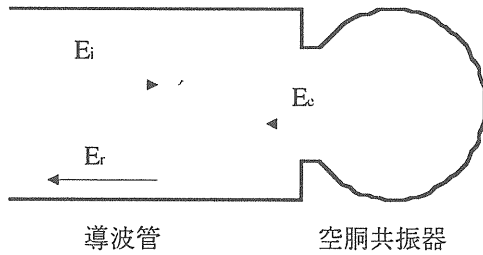


図1 導波管に接続された空洞共振器

今、図のように伝送線に接続された空洞共振器について伝送線路を左方に進む波について考える。

$$E_c(t) = E_{ef} - [E_{ef} - E_{ci}]e^{-\frac{t}{T_c}} \quad (1)$$

ここで、 $E_c$  は空洞からでてくる波の電圧で、 $E_{ci}$  は時間  $t = 0$  のときの  $E_c$  の値、また

$$E_{ef} = E_c(\infty) = \alpha E_i, \quad (2)$$

$$\alpha = 2/(1 + Q_c/Q_0), \quad (3)$$

$$T_c = \alpha Q_c/\omega \quad (4)$$

である。 $Q_0$  と  $Q_c$  は空洞共振器の無負荷Q値と外部Q値である。導波管を左に進む波  $E_r$  は

$$E_r = E_c - E_i \quad (5)$$

となる。 $Q_c/Q_0 \ll 1$  の時、十分な時間後即ち定常状態においては  $E_{ef} = 2E_i$  であるから、このとき線路を右に進んでくる波の位相を反転させると、

$$E_r = E_c + E_i \quad (6)$$

となる。よって、 $\alpha=2$  の時  $E_r = 3E_i$  となり、電力  $P_g$  は、 $P_g = kE^2$  から9倍のピークパワーゲインを得ることができる。ただし、(1)式から判るように出力は時間と共に急速に減少し実効のパワーゲインを減少させてしまう。 $E_i = 1$ 、 $\beta = Q_0/Q_c = 5$ 、 $t_1/T_c = 2$ 、 $t_2/T_c = 2.4$  の場合の  $E_c$ 、 $E_r$  及びそれを加速管に供給した場合のエネルギー利得  $V$  のそれぞれの波形を図2に示す。

合成された電力は、そのままでは伝送線路を通過してクライストロンに戻ってしまい、これを負荷側へ導くには、何等かの仕掛けを必要とする。

SLEDでは、この伝送線路上でスイッチの役割にマジックT、Riblet short-slot coupler 等の3dB結合器を用いる。これらの結合器は、入力された

高周波を1/2づつの電力にして、同位相または90度(180度)異なる位相で出力する。回路は可逆であるから、同位相で入力される2つのRFパルスと異なる位相で入力されるそれとは、出力されるポートが異なる結果となる。すなわち、クライストロンからのRFパルスは、結合器で一旦半分ずつとなって、それぞれ空洞共振器で増幅されて結合器まで戻り、今度は合成されて負荷側へのポートに出力される。この理由により、SLEDは2個の同じに造られた空洞を必要とする。

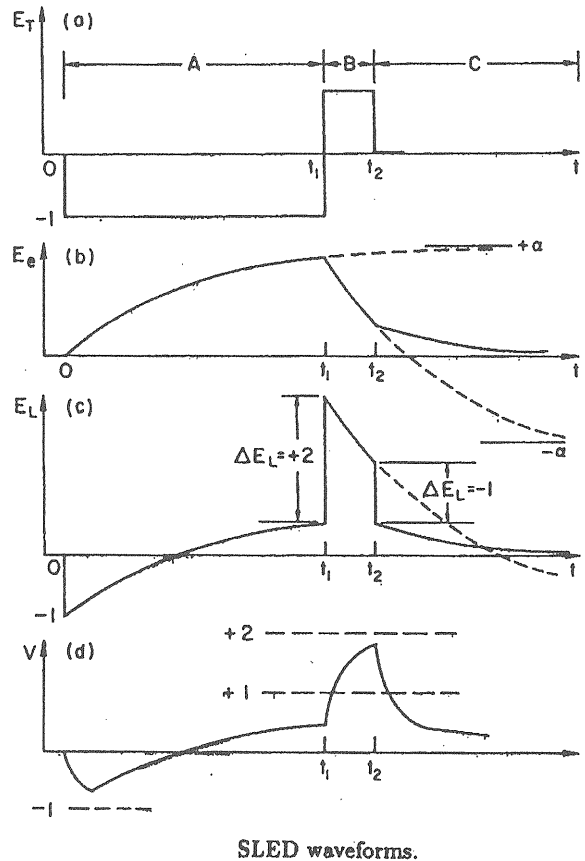


図2 SLEDの波形(文献5より転載)

- (a) クライストロン出力
- (b) 空洞出力
- (c) 合成された波形
- (d) 加速管を通過する波形

ところで、実際の装置ではどのように配慮されているかをXバンドの具体例で見てみよう。

#### 空洞共振器

現実の空洞共振器は有限のQ値を持ち、(3)、

(4) 式から判るように結合係数  $\beta$  とフィリングタイム  $T_c$  を同時に大きくすることは出来ない。無負荷Q値はSバンドで  $10^5$  程度、Xバンドでその半分が最大であることから、SLACの例を参考に  $TE_{015}$  モードの円筒空洞が採用された。

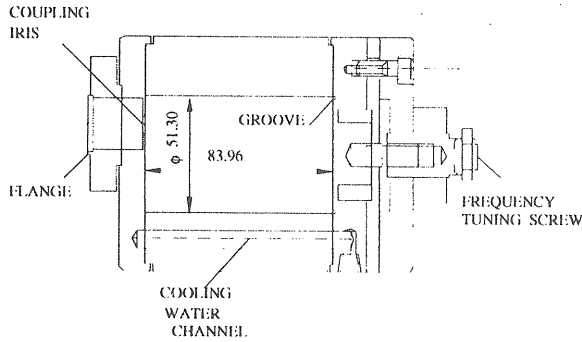


図3  $TE_{015}$  空洞

Q値の低下の原因となる縮退モード ( $TM_{115}$  モード) は、空洞側壁に設けられた深さ 1.5 mm、幅 1.5 mm の溝によって、約 45 MHz 離調された。外部回路との結合は、8.5 mm 径の丸孔で厚さは 1.5 mm である。空洞の周囲には、水路を設けてあり、循環水の温度を調節することで、共振周波数の微調整を行うことが出来る。また、片方の端板には共振周波数調整のためのねじを設けてある。

測定された2個の空洞の無負荷Q値は、各々

52400, 52300

また、結合係数は

4.5, 4.55

であった。

#### 結合器

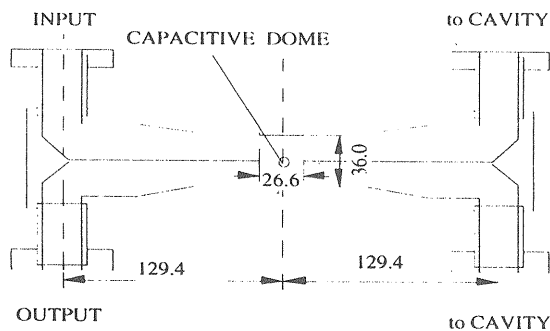


図4 Riblet short-slot coupler

XバンドSLEDでは、Riblet short-slot coupler が使用された。この結合器は隣り合った2本の方形導波管が共用する狭いほうの壁面に結合孔を設けた形式のもので、INPUTのポートから入力された高周波はCAVITYへの2つのポートにそれぞれ  $1/2$  ずつ90度の位相差で出力される。

#### 大電力試験

30 MW級クライストロンを用いて大電力での性能と放電の有無について調べた。5日間延べ32時間のコンディショニングの結果約60 MWの出力を得ることが出来た。この時の電力増幅係数は約4であった。この後、加速構造の大電力試験にも使用された。図5にコンディショニングの結果を、図6に観測された波形を示す。

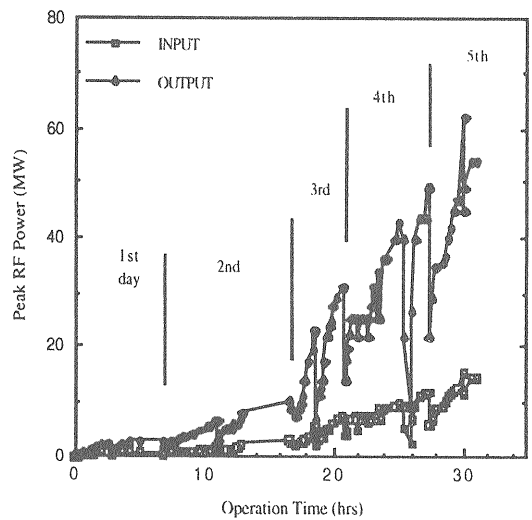
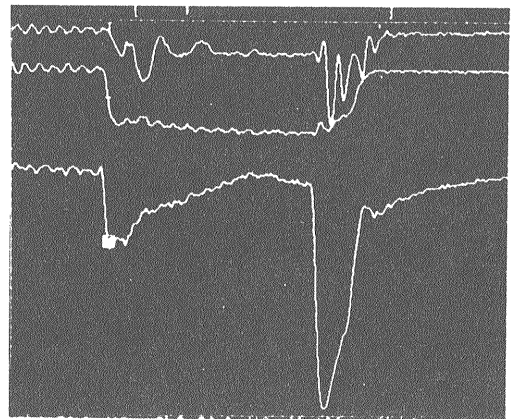


図5 SLEDのコンディショニング



100 ns/div  
SLED output  $\sim$  30 MW

図6 大電力試験で観測されたSLED出力波形

### 3. RELS

RELS (Resonant Line SLED : SLED II) は、SLED の出力が時間と共に急速に減少する点を改善して、フラットな出力パルスを得られるように、空洞共振器を遅延 (共振) 線路で置き換えたものである。ここでは共振線路がエネルギーを蓄積する役割を果たす。

遅延線路の断面の寸法が周波数に比例し、かつ必要な遅延時間 (= 出力パルス長) を考慮すれば Xバンド以上の周波数が実用的である。

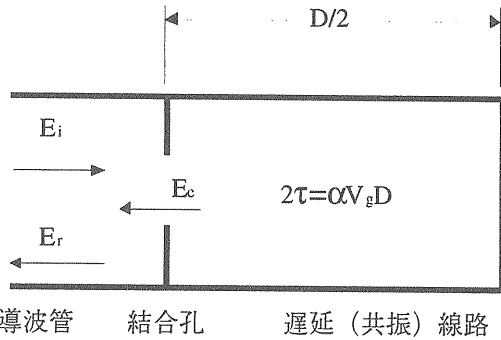


図7 導波管に接続された遅延 (共振) 線路

図に示す様に片側終端を短絡し他方を結合孔を介して伝送線路と接続された共振線路について、伝送線路を左方に進む波について考える。

$t = 0$  の時、結合孔を介して共振線路よりでくる波は明かに、

$$E_o = 0$$

また、 $nD$  時間後の出力電圧は、

$$E_c(n) = E_i (1 - s^2) e^{-2\tau}$$

$$\left[ 1 + s e^{-2\tau} + s^2 e^{-4\tau} + \dots + s^{(n-1)} e^{-(n-1)2\tau} \right] \quad (7)$$

$$n=1,2,3,\dots$$

$$\begin{aligned} E_c(n) &= E_i \frac{(1 - s^2) e^{-2\tau}}{1 - s e^{-2\tau}} \left[ 1 - s^n e^{-n2\tau} \right] \\ &= E_{ef} \left[ 1 - s^n e^{-n2\tau} \right] \quad (8) \end{aligned}$$

$$n=0,1,2,3,\dots$$

となる。いま、 $s = e^{-\ln s}$  とおいて往復の整数倍時間を  $t_n = nD$  として上式を時間の関数として表すと、

$$\begin{aligned} E_c(n) &= E_{ef} \left[ 1 - e^{-n(2\tau - \ln s)} \right] \\ &= E_{ef} \left[ 1 - e^{-(t_n/D)(2\tau - \ln s)} \right] \quad (9) \end{aligned}$$

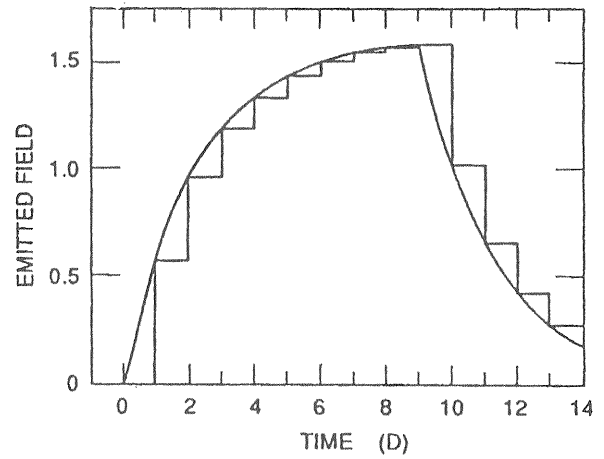


図8 RELS 共振線路からの出力 (文献5より転載)

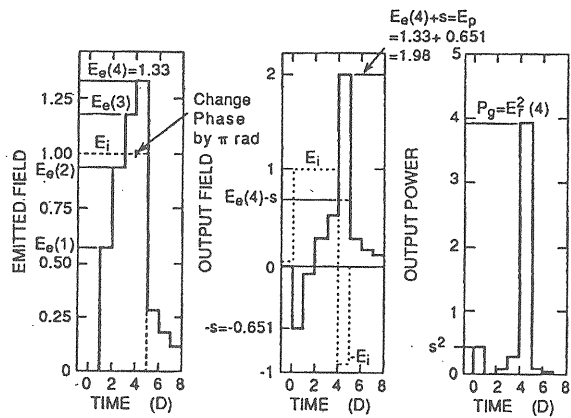
合成された波  $E_r$  は、

$$E_r(n) = E_c(n) - E_i \cdot s \quad (10)$$

なので、SLED と同様に、伝送線路を右に進む波の位相を最後の1往復の直前に反転させたときは、入力のパルス長を  $n_0 D$  とすると、

$$E_r(n_0 - 1) = E_c(n_0 - 1) + E_i \cdot s \quad (11)$$

となる。



Emitted field, reverse field and reverse power.

図9 RELS 出力波形 (文献5より転載)

### 4. VPM

VPM (VLEPP Power Multiplier) は、SLED と同じく空洞共振器にエネルギーを蓄積する方式でパルス圧縮を行う。しかし、空洞共振器が進行波還流型であるため伝送線路との結合は方向性結合器の原理を用いて、 $\lambda g / 4$  毎に設けられた結合孔を介して行われる。VPMでは空洞共振器は1個でよく、そのためゲインの調整が容易となる。



図10 Open Cavity

VPM に用いられる進行波還流型の空洞共振器 (Open Cavity) では、円筒空洞の両側の端板を取り払い使用するモード  $TM_{25,1,0}$  近辺の他の共振モードの周波数をシフトさせている。

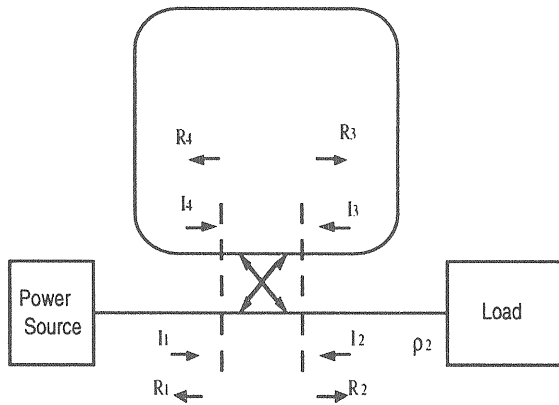


図11 方向性結合器により伝送線路に接続された還流回路

図の様に、高周波源から負荷への伝送線路の途中に方向性結合器を介して接続された周回線路について考える。

進行波と反射波の関係は、

$$I_4 = R_3 e^{-(\alpha + j\beta)} \quad (12)$$

$$I_2 = R_2 \rho_2 \quad (13)$$

$$I_3 = R_4 e^{-(\alpha + j\beta)} \quad (14)$$

ここで、

$I_1$  = 進行波の振幅

$R_1$  = 反射波の振幅

$\rho_2$  = 負荷の反射係数

$e^\alpha = 10^{A/20}$  = 周回線路の減衰定数 (AはdBで表示したときの値)

$\beta$  = 位相定数

周回線路の長さを適当に選んで、1周してきた波と結合器を通過してくる波の位相がちょうど合致する様にすれば、共振線路となって周回する波は増幅される。この時方向性結合器 (結合係数C) の場所の散乱マトリックスは、

$$\|S_i\| = \begin{vmatrix} 0 & \frac{\sqrt{C-1}}{\sqrt{C}} & j\frac{1}{\sqrt{C}} & 0 \\ \frac{\sqrt{C-1}}{\sqrt{C}} & 0 & 0 & j\frac{1}{\sqrt{C}} \\ j\frac{1}{\sqrt{C}} & 0 & 0 & \frac{\sqrt{C-1}}{\sqrt{C}} \\ 0 & j\frac{1}{\sqrt{C}} & \frac{\sqrt{C-1}}{\sqrt{C}} & 0 \end{vmatrix} \quad (15)$$

となり、周回線路の電圧増倍係数は次のようになる。

$$N = \left| \frac{R_3}{I_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{C} - \sqrt{C-1} \cdot e^{-\alpha}} \quad (16)$$

$$C_{opt} = \frac{1}{1 - e^{-2\alpha}} \quad (17)$$

$$N_{max} = \frac{1}{\sqrt{1 - e^{-2\alpha}}} = \sqrt{C_{opt}} \quad (18)$$

結合器を高周波源の側から見たときの反射係数  $\rho_1 = (R_1/I_1)$  は、式を使って、

$$\rho_1 = (R_1/I_1) = \left[ \frac{\sqrt{1 - \frac{1}{C}} - e^{-\alpha}}{1 - \sqrt{1 - \frac{1}{C}} \cdot e^{-\alpha j}} \right]^2 \rho_2 \quad (19)$$

となり、最適な結合度の場合0となる。すなわち、結合器を通過して出てくる波は、高周波源から伝送される波と同じ振幅で位相が反転したものとなる。見方を変えれば、高周波源の出力は全て共振線路のエネルギー蓄積に使われる。



SLEDと同様に、一定の時間後に高周波源の出力の位相を反転すればこれらの合成された波が負荷側へと伝送される。

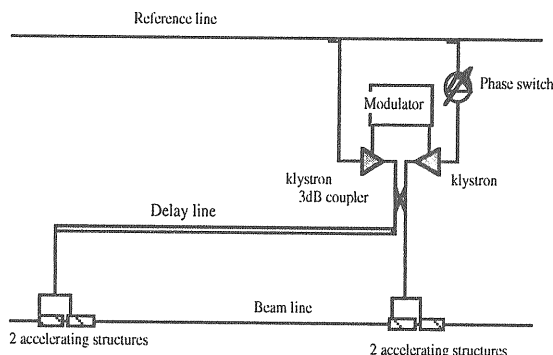
一方、周回線路を周回する波も(16)式に示されるように、高周波源の出力の $N^2$ 倍にぞうふくされる。これを利用するために設計されるものもあり、これらは、レゾナントリングまたはTWR (Traveling Wave Resonator) と呼ばれる。

### 5. BPM (Binary Power Multiplier)

この方式では、2つのパルスを一定時間毎に細かく分割し、それらを順次足し合わせていく。遅延回路(線路)と3dB結合器により構成され、1段毎に出力は2倍になりパルス長は半分になる。SLEDのところでも述べたように3dB結合器によるパワーの合成は直観的であり理解し易い。結合器の2つのポートからの出力は片方のパルスがそのパルス長だけ先行する。そこでこのパルスを遅延回路を用いて調整し他方と同時に到達させる。すなわち遅延回路でエネルギーを一時的に蓄積したこととなる。この方法では、今迄に紹介した共振器を使用するものと比較して、エネルギーを蓄積する間の損失が少ない、多段の増幅が可能である等の利点を持つ。2<sup>n</sup>倍のピーク出力を得たければ、n段のBPMを用いればよい。

### 6. DLDS (Delay Line Distribution System)

BPMが必要となる遅延時間を遅延回路だけで作るのに対して、加速管のフィリングタイムを考慮して、先行するパルスを伝送線路を介して前方(上流)の加速管に入力し、加速管での遅延を含めて必要な遅延時間に調整する方法である。



A possible X-band RF system unit

図12 DLDS

### 参考文献

本稿をまとめるのに参考にした文献を記載する。Xバンドライナックとその高周波源に関しては、今回の他の講義を参照していただきたい。

○高周波伝送線路、空洞共振器、高周波源等  
 [1] 山崎良成 OHO'84 「高周波加速装置」  
 [2] 設楽哲男 OHO'90 「高周波源」  
 [3] 影山達也 OHO'94 「高次モード減衰型空洞」  
 [4] P.A.Rizzi "Microwave engineering", 1988, Prentice-Hall, Inc.

#### ○SLED に関して

[5] Z.D.Farkas, T.L.Lavine, A.Menegat, R.H.Miller, C.Nantista, G.Spalek and P.B.Willson, "Radio Frequency Pulse Compression Experiments at SLAC", SLAC-PUB-5409, (1991)

[6] Z.D.Farkas, H.A.Hogg, G.A.Loew and P.B.Willson, "SLED: A Method of Doubling SLAC's Energy", SLAC-PUB-1453, (1974)

#### ○RELS に関して

[7] P.B.Willson, Z.D.Farkas, and R. D. Ruth, "SLED II: A New Method of RF Pulse Compression", Proc. 1990 Linear Accelerator Conference

#### ○VPM に関して

[8] V.E.Balakin and I.V.Syrachev, "Status of VLEPP Power Multiplier (VPM)", Proc. 3rd Int. Workshop on Next-Generation Linear Collider, (1991)

#### ○TWR に関して

[9] L.J.Milosevic and R.Vautey, "Traveling-Wave Resonators", IRE.Trans.on Microwave Theory and Techniques, (1958)

#### ○BPM に関して

[10] Z.D.Farkas, "Binary Peak Power Multiplier and its Application to Linear Accelerator Design", IEEE Trans. MTT-34, p. 1036, (1986)  
 [11] D.L.Birx, Z.D.Farkas and P.B.Wilson, "A Look at Energy Compression as an Assist for High Power RF Production", AIP Conf.Proc.no.153 (1987), vol II, p1572

#### ○DLDS に関して

[12] H.Mizuno and Y.Otake, "A New RF Power Distribution System for X band Linac Equivalent to An RF Pulse Compression Scheme of Factor  $2^{**}N$ ", KEK PREPRINT, 94-112, (1994)

# 減衰型 & 離調型加速管

肥後 寿泰

## 1. 序

リニアコライダー[1]の主ライナックに課せられている基本特性は、本稿の水野[2]により述べられているが、そのような主ライナックを実現するためには、用いるRF加速管に対して、以下に述べる特性が要求されることになる。

加速器全体で小型の原子力発電所にも相当する20万キロワット(200MW)級の電力を必要とすることが予想され、また20キロメートルを越す直線確保できる土地が必要となることから、少ない電力で効率良く、しかも高電界で加速することが重要である。また、長距離にわたり、おそらく数千台に及ぶ多数の加速管を必要とするため、信頼性に長けており、低コストで量産可能であることも重要になる。更に、リニアコライダーにとって不可欠の極低エミッタンスのビームを、そのエミッタンスを増大させずに加速することが、この加速管に必要な基本性能である。この基本性能を満足させるためには、第一に先行バンチと残留ガスとの衝突による後続バンチでの収束パラメータ変化によるエミッタンス増加、第二に先行バンチが周囲の構造に残していくウェーク場による後続バンチの偏向、加速減速によるエミッタンス増加を抑えねばならない。前者のメカニズムを抑制するには、運転時に $10^{-8}$ Torrより良い真空度である必要がある。後者に対しては、後続バンチ到着前にウェーク場を減衰させるか、バンチが1台から数台の加速管を通過する間にウェーク場によるキックがキャンセルされてしまうようにする方法が考えられている。

本章では以上の特性のうち後者、空洞のウェーク場のコントロール方法に絞って解説する。

## 2. ウェークフィールド

### § 2-1 短距離ウェークフィールド

一様なビームパイプ内での電磁場はバンチの運動方向に垂直な平面内にローレンツ収縮して安定であるが、加速空洞のビームホールの様な不連続部分にくると、不連続面からの散乱による電磁波が発生し、電磁場分布に乱れが生ずる。バンチ長は100ミクロン程度と非常に短い、その先頭部分による散乱電磁波が末尾部分へたどり着くことができると影響を及ぼすことになる。これが短距離ウェークフィールドである。加速空洞が軸対称性をもつていてもビームがセンターを通過していないと、散乱電磁波に横方向アンバランスが生じて、横方向へのキック力となる。このウェークフィールドは、十分短い時間(例えばバンチ内程度)では、リニアに増加し、その傾きは不連続部分が近いほど厳しく、ビームホール半径  $a$  に対する依存性は[3]

$$\frac{\partial W_r}{\partial z} \propto a^{-3.5} \cdot x$$

である。 $x$ はビームと空洞のずれ量であり空洞をビームに対してアラインすることが重要であることも分かる。この、短距離ウェークフィールドの観点からは、ビームホール径を大きくすることが望まれる。しかし、ビームホール径を大きくすることは、同じ加速フィールドを得るためにより高いピークパワーが必要になり、あまり大きくは出来ない。RFピークパワー、加速フィールド、ウェークフィールドなどのバランスから、実効的なビームホール径を決定し、それが実現可能なアラインメント精度などと矛盾無く設計することが必要である。

空洞のビームに対するアラインメントを標準偏差で $10\mu\text{m}$ 程度にできるとすれば、Xバンド(11.4GHz)の加速管では、 $a/\lambda$ の平均値を0.16程度にとることが可能である。ここで、 $a$ はビームホールの半径、 $\lambda$ は自由空間での波長である。

空洞自身の設計には、これ以上の詳細は必要ないので、本講ではこれ以上ふれないことにする。

### § 2-2 長距離ウェークフィールド

マルチバンチ運転のリニアコライダでは、短距離ウェークフィールドの他に、先行バンチが励起した電磁場が後続バンチに作用するという、長時間にわたる、長距離ウェークフィールドも問題となる。バンチトレイン構造は、図1に示すように、次のバンチまでは16RFバケットの距離で、最後のバンチは約100バンチ後である。即ち、最も厳しい横方向キックモードでみると、20回から2000回程度振動する時間範囲でのウェークフィールドに関係した問題ということになる。従ってウェークフィールドのコントロールとしては、3章に示す様な20振動内での早い減衰が必要であったり、4章で示すような、2000回までの長時間のコントロールが必要であったりする。また、4章に示すような、バンチ間に作用するウェークフィールドの重ね合わせが重要となる設計では、図1に示した例のように、空洞のミスアラインメントによりバンチトレイン全体は空洞中心からずれているが、各バンチのずれ量のばらつきは平均のずれ量に比べて十分小さいという条件が満たされているとして設計する事になる。

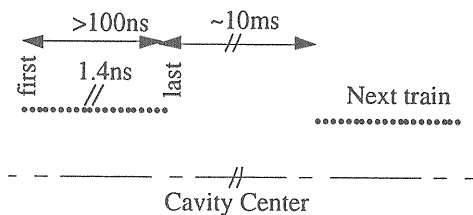


図1 バンチ構成

加速空洞に励起されるウェークフィールドは、加速空洞内の全ての共振モードからの寄与の和として表すことができる。さて、励起するバンチは、Xバンド主ライナックの場合バンチ長100マイクロン程度のガウス型で近似でき、

$$h(t) \propto \exp[-t^2/2\sigma_t^2]$$

であるので、そのバンチの持つ周波数スペクトルはフーリエ変換から

$$h(\omega) \propto \exp[-\sigma_t^2 \omega^2 / 2]$$

とかけ、 $\omega/2\pi = 1\text{THz}$ で1/10におちる程の広いスペクトルを有することが分かる。これに対して、ビームパイプのカットオフ周波数は、横方向の伝送モードに対しては、ビームパイプの半径  $a=5\text{mm}$  として

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \frac{\rho_{11}}{a} \approx 18\text{GHz}$$

である。ビームパイプへの電磁場のリークを考えると、実際考慮すべき周波数領域は、バンチのもつスペクトルに比べて十分低い範囲でよく、ビームパイプのカットオフ周波数の数倍程度、即ち数十GHzまででよいであろう。

以下の章では、「減衰」及び「キャンセレーション」という、長時間ウェークフィールドの影響の抑制を目指した、2つのHOM (高次モード、Higher Order Mode) 対策方法による空洞設計とそれを実現するための実際の技術現状を示す。

### 3. 減衰型加速管

#### § 3-1 スロット型減衰空洞

最も単純な方法はウェーク場を減衰させることであろう。リング加速器ではリニアコライダの開発研究以前から、マルチバンチビームの安定性向上のために、共振空洞にループやアンテナを備えて特定の空洞モードのパワーを空洞外部に引き出しビームとのカップリングを小さくする努力がなされてきていた[4]。この方法により空洞モードのQ値は、数万から1000~100程度に落とされビームの安定性向上に貢献した。しかしこの方法では、加速モードの特性をあまり落とさずに、危険な空洞モードと減衰機構とのカップリングを極端に大きくとること、即ちそれ以上にQ値を落とすことが困難である。

然るにリニアコライダでは、16RFバケット後に次のバンチがいて、しかもそこでエミッタンス増加に最も寄与するTM110型の偏向モードのウェーク場を1/100程度まで落とすことが必要とされている。これは、この偏向モードが20回振動するうちに1/100に減衰することに対応するので、

$$1/100 = \exp(-\omega t / 2Q)$$

であり、 $Q \sim 10$ に相当して、スロット型の減衰方法では実現困難である。そこで1988年にR. Palmer [5]により、加速セル同士を区切っているディスク上に、加速モードの壁電流に並行なスリット構造をつくり、このスリットにより偏向モードの壁電流をカットして電圧をたて、モードのエネルギーを減衰導波管に放射することが考えられた(図2)。この方法で実際、 $Q \sim 10$ が可能であることが確かめられた。

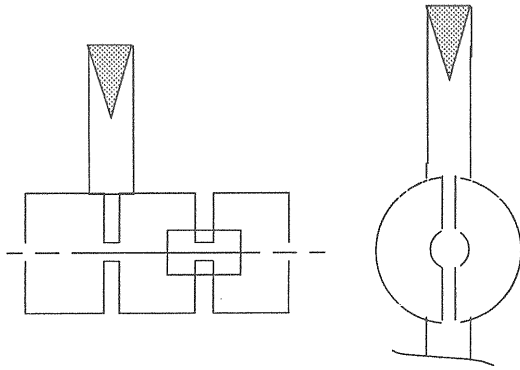


図2 スロット型減衰空洞

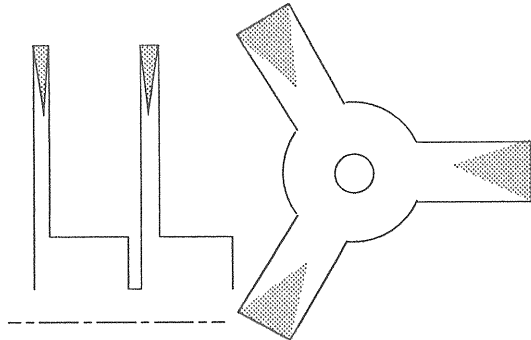


図3 周方向スリット型減衰構造

この減衰構造に端を発して開発研究が遂行されたが、構造が複雑であることや、全てのモードに対する減衰特性が十分ではなさそうであるとの判断により、現在は特殊な場合を除いて研究されていない。

これに対してもっと簡単な構造を目指して、空洞の壁に適度な大きさで回転方向のスリットを開け、加速モードの周波数より高いカットオフ周波数の導波管をつなぐ減衰構造が検討された(図3)。この方法でも、最も危険なモードに対しては、十分低いQ値を実現できることは分かった。しかし、有限角度の開口部では、壁電流は簡単に迂回してしまい、スリットのギャップ部に電界を効率よく誘起できない。Qを更に落とすには、スリットの幅を長く、即ち、空洞内から見たスリット開口部の見込む角度を十分大きくとることが必要になる。そのため、Q~10を実現するためには加速モードのインピーダンスが20%程も劣化して、主ライナックに用いるのは得策でない。(Q~100程度の単一空洞等への適用は可能であり、実際ATFダンピングリングの減衰空洞に用いられている[6].)

### § 3-2 チョークモード型減衰空洞

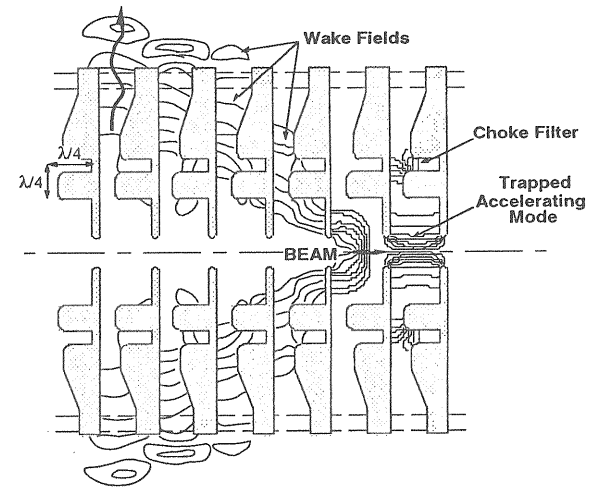
この様な状況のなか、非常に強力な解決策が

新竹により提案された[7]。

周方向のスロットによる外部導波管へのカップリングを増やして、全てのHOMモードに対してQ値が十分低くなるようにするには、HOMによる壁電流が迂回できないように、スロットを全周に広げてしまえばよいであろう。図4のように、加速空洞の外周部の角にこのスロット(ギャップ)を開けると、殆どのHOM電流がこのギャップをよぎることになる。すると、このギャップ入り口で、平行平板における放射状伝送路でのフィールドパターンを励起できる電磁場分布を形成し、HOMエネルギーは外向きに伝送、放射されることになる。

さて、このギャップには当然、HOMだけでなく加速モードも外向きに伝送されようとするが、図4に示すように、加速周波数でギャップ入り口部が仮想ショート面になるようなチョーク構造を設けると、これが阻止され加速モードは加速セル内に閉じこめられる。

この状況は、下図に示した電気力線の様子から容易に理解できるであろう。



HOM-Free Linear Accelerating Structure for e+ e- Linear Collider  
T. Shintake  
July 1992

図4 チョークモード空洞概念図

### § 3-3 チョークモード空洞の特徴

加速モードに対してチョーク構造を機能させるためには、その周波数でチョーク部分にフィールドを形成する必要がある。これにより、同一加速電場を得るのに、通常のディスクロード型空洞と比べて、蓄積エネルギーの増加10%、パワーロスの増加30%、即ち、R/Qの低下10%、Q値の

低下15%程が代償として必要となる。但し、リニアコライダのような、高いビームローディングの加速の場合は、同一入力電力に対する加速フィールドの低下はそれほど大きくなく、必要パワーは15%増し程度となる。

また、このチョーク構造は、フィルターとしてはたらくが、チョーク自身の持つ周波数が加速運転モード周波数から $\pm 0.16\%$ 離調されてもQ値の低下は2%におさまる程度である。この離調量は、チョーク構造の深さ（Z方向長さ）の公差 $\pm 40\mu\text{m}/25\text{mm}$ （Sバンド空洞の例）に対応し問題となる量ではない。

さて、以上のように定常状態では、チョーク特性で加速モードをトラップしている空洞は問題なくはたらくことが分かるが、では立ち上がり、立ち下がりのある進行波パルスが歪みを受けずに伝送されるかを、次に考えてみよう。Sバンドの空洞例で考えてみると、郡速度1%程度に対応するサイドバンドは $\pm 0.5\%$ 程度であり、過渡応答で必要な周波数はこの程度である。この範囲でチョーク空洞のQ値は10000以上あるので、空洞固有のQ値とたいしてかわりなく、パルスの大きな歪みは起こらないであろう。しかしXバンドの様に、例えば5%もの郡速度をとる加速管の場合には、サイドバンドは $\pm 2.5\%$ 程度必要となり、Q値は1/5

に減ってしまうので、パルスの過渡応答での歪みが大きくなることが予想され、定量的解析が必要であろう。

チョークによる若干の損失電力と引き替えに、HOMのQ値は10またはそれ以下におとすことが可能となる。図5に、Sバンドの構造例(a)に対して、バンチ長 $\sigma=5\text{mm}$ のバンチが通過したときの横方向ウェークフィールドをTBCIにより計算した結果(b)を示したが、これから充分早いダンピングが可能であることがわかる。しかし、単純なチョーク構造だと、3倍や5倍の周波数に高次の阻止帯が存在し、その付近にビームと結合する空洞モードがあると、このモードのQ値、インピーダンスは高くなり、減衰空洞として働かない。しかし、たまたまこれが起こっても、チョークの構造を調整することで、基本周波数の特性は保持したまま、高次の阻止帯の周波数を微調することができ、Q値の増加を抑えることが可能である

チョーク空洞のもう一つの大きなメリットは、空洞が真空的に筒抜けのかたちで真空容器にすっぽり入ることである。そのため真空コンダクタンスが大きく、真空特性はきわめて良い。従って、空洞の高電力運転での安定性が予想でき、また残留ガスとビームとの散乱によるビーム特性劣化の抑制に都合が良い。

### § 3-4 チョークモード空洞の製作

空洞の運転モードとしては、 $3\pi/4$ モードが考えられている。これは、図4,5から分かるように、チョーク構造長がz軸方向に $\lambda/4$ 必要で、空洞構成上なるべくセル長を長くとりたいがために、通常用いられる $2\pi/3$ モードより $\pi$ モードに近づけているためである。

ろう付け後は空洞の周波数チューニングは構造的に難しいので、最終加工前に旋盤機上で $\pi/2$ モードなど分散曲線上の何点かを測定し追加工を行う方式としている。

HOMパワーをビームと相互作用する場所から引き出し、逆流しないようにチョーク構造の外側には吸収体を配置することが検討されている。これは、真空容器内の励起モードが加速空洞内に影響しないようにも作用する。実際は、小型のSiCボタンを円周上に配置し、ろう付けすることが考えられる。

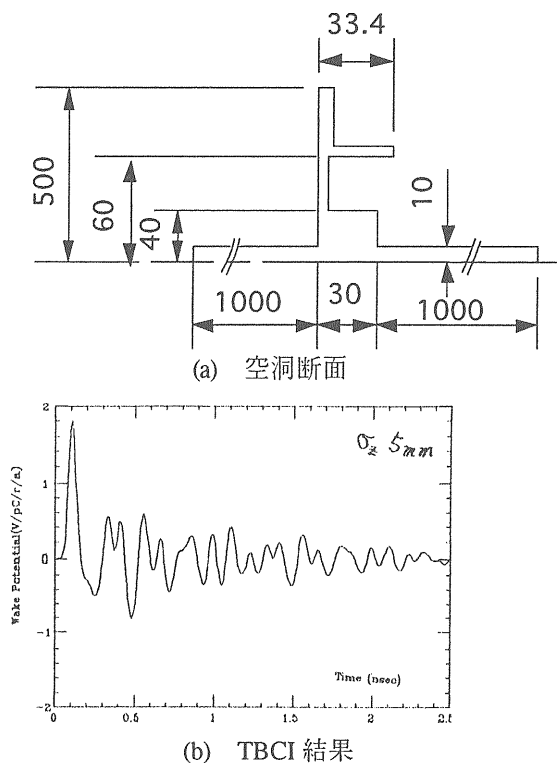


図5 ウェークフィールド計算例

### § 3-5 高電力特性

この空洞では、熱発生がすべてチョーク構造よりビーム軸側になるが、冷却パイプは外周近辺を通す必要があるため、熱はチョーク底の狭い部分を通り、長いパスを通過して冷却する必要がある。そのため、ディスク先端部での温度上昇が大きくなるので、通常高繰返し型の加速管に用いられるRF等のフィードバックでの加速位相制御が行われる。

チョーク部分は、2枚の平行平板を形成しており、そこでの電界はゼロから100kV程度まで分布するので、マルチパクタリング（放出電子の共鳴増幅現象）の評価をしておく必要がある。実際の設計例によると、

$$f \cdot d = 5.7\text{GHz} \cdot 2.5\text{mm} = 1430\text{MHz} \cdot \text{cm}$$

となり、最低次のマルチパクタリングは避けることがわかる。それ以上の高次に対しては原理的には避けられないが、高次であるが故に増幅率が大きくないことが予想され、安定にチョークとして働くかどうかの実験的評価は非常に重要である。Sバンドのモデル空洞を製作し、高電力試験した結果では、困難無く120MW入力パワー、52MV/mの加速電界発生が得られ、問題なきことが分かった。

### § 3-6 アラインメント

長距離ウェークフィールドは十分減衰することが期待できるので、空洞アラインメントは、殆どシングルバンチウェークフィールド対策の意味を持つ。このとき、1~2m長の空洞内で、セル同士のミスアラインメントはキャンセルしあって効かないので、空洞全体のアラインメントのみが重要である。空洞本体が真空容器内に封じられるので、空洞のレファレンス、即ちシングルバンチウェークフィールドを支配するビームホール中心のラインを外部に移して使用することになる。非常に精密なアラインメントが必要な場合には工夫が必要である。

## 4. 離調型加速管

チョークモード空洞は、長距離ウェークフィールドの減衰に対して非常に有効であるが、3章に

議論したように若干の犠牲は払わねばならない。そこで、加速モード特性を損なうことなく実効的に長距離ウェークフィールドの効果を抑制することを求める研究も行われている[8]。

### § 4-1 短時間キャンセレーション

長距離ウェークフィールドは、空洞の各モードからの和として考えられることは2章で述べたが、空洞の各モードが陽に現れるのは、先行バンチにより残された各加速セルのウェークフィールドがセル間の電磁場カップリングを通じて影響しあい、空洞全体のモードとして扱うことが良い近似となった時である。

一方そうなるまでの時間では、各セル内に励起されたセル固有の周波数を有するフィールドによるキックの単純和が良い近似になっているはずである。最もキックの大きいTM110型モードの各セルのキック因子kの周波数分布をガウス型に分散させることができれば、

$$k(\omega) = \text{Exp}\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega - \omega_t}{\sigma_\omega}\right)^2\right]$$

であり、ウェークフィールド $W(t)$ はそのフーリエ変換なので、同じくガウス型の減衰

$$W(t) = \int d\omega \cdot k(\omega) \cdot e^{j\omega t} \\ \propto \text{Exp}\left[-\frac{(\sigma_\omega t)^2}{2}\right]$$

をすることになる。

さて、16RFバケット後につぎのバンチがやってくるので、減衰空洞の時と同様に $Q \sim 10$ 相当が必要であり、そのためには、

$$\frac{1}{100} = \text{Exp}\left[-\frac{(\sigma_\omega t)^2}{2}\right] \longrightarrow \sigma_\omega t = 3.0$$

従って、もっとも厳しい第一ダイポールパスバンド(TM110型)に対して、

$$\sigma_\omega t \approx 1.5 \cdot f_0 \cdot \frac{\sigma_\omega}{\omega} \cdot t \longrightarrow \frac{\sigma_\omega}{\omega} = 0.1$$

即ち、10%もの周波数初期分散が必要であることがわかる。

この分散を如何に得るか？ビームホール付近の電磁場パターンを考えると、加速モードでは電界が集中しており、危険なダイポールモード(TM110- $\pi$ 型)では磁場が集中している。従って、

ビームホール径を変化させると加速モードの周波数を固定したままTM110- $\pi$ 型ダイポールモードの周波数を変化させられる。また、TM111型ダイポールモードもインピーダンスが高く、TM110型の1/5程度もあるので、このモードも十分に分布させる必要がある。加速モードやTM110型ダイポールモードの周波数は、セルの間隔に鈍感であるが、TM111型ダイポールモードは、セル内でノードをうつので敏感である。この特徴を利用し、ディスク（セルを仕切る壁）の厚さを変えることによるセルギャップの変化により、TM111型ダイポールモードの周波数分散を実現できる。以上の2個のパラメータを適当に組み合わせることにより、16RFバケット後の時点でウェークフィールドを十分落とすことができる。

#### § 4-2 長時間キャンセレーション

HOMパスバンドのセル間カップリングは1%オーダーであるので、100回程度の振動時間があれば、いくつかのセルにわたって空洞モードを形成できる。長時間のキャンセレーションをおいかけけるには、こうした空洞の共振モードをベースに評価するのが理にかなっている。

図6のように各セルの寸法を広くしかも入力セルから出力セルへ規則的に単調増加（減少）でなると、各セルの周波数も単調に変化し、各共振モードの電磁場はその周波数と近い周波数をもつセル近傍のみに分布する。こうして、空洞全体の共振モードは、各々空間的に局在するとともに、周波数的にもガウス型に近い分散を持たせることが可能となる。

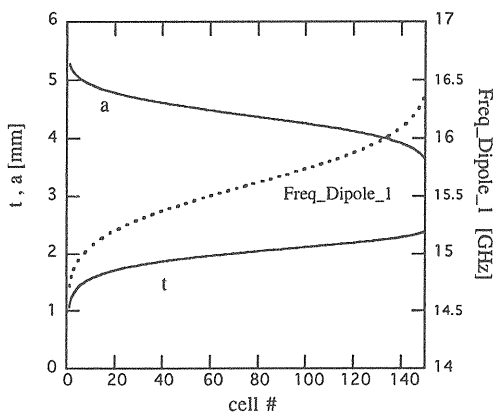


図6 周波数離調型空洞の一例

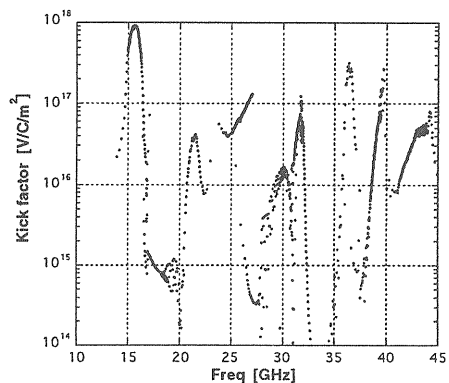
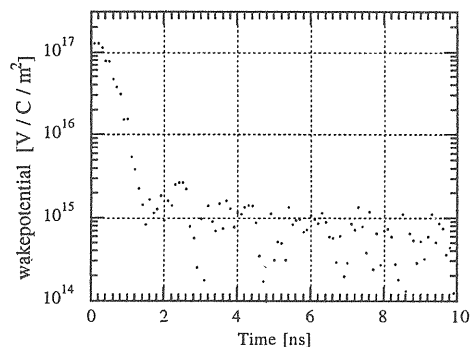


図7 キック因子の周波数分布

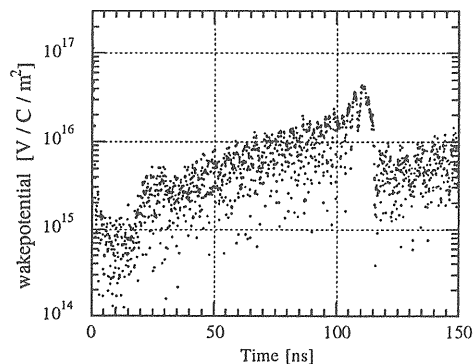
実際この空洞の共振モードを解析した結果を図7に示したが、第一パスバンドはほぼガウス型の分布をしていることがわかる。

この様に、ガウス型に近いキック因子分布ができると、ウェークフィールド  $W(t)$  は

$$W(t) = \int d\omega \cdot k(\omega) \cdot \text{Sin}(\omega t)$$



(a) 短時間領域



(b) 長時間領域

図8 ウェークフィールドの大きさ

と計算できる。結果を図8に示した。同図(a)が示すように、ウェークフィールドもガウス型に近い落ち方をすることが確かめられた。

しかし、実際の空洞は有限個の空洞モードから成り立っているため、キック因子の分布も離散的であり、そのフーリエ級数和であるウェークフィールドは、ある時間の後に再び各モードの位相が揃ってきて再帰する。再帰までの時間はほぼ、一番密に分布している周波数領域の隣り合うモードの周波数差で決まっており、

$$T_r = \frac{1}{|f_n - f_{n+1}|} = \frac{1}{\sim 9\text{MHz}} \approx 110\text{nsec}$$

と推定でき、図8(b)はそれを示している。再帰時間がバンチトレインに比べて短すぎるときは、いくつかの空洞のHOM周波数を、分布形状は正確に保ったまま、中心周波数を少しずつずらして(インタレース)、実効的にモード数を増やすことも可能であり、再帰時間を大きくすることが可能である。

#### § 4-3 必要な周波数コントロール

4つのすこしずつ周波数をずらした空洞を用いる現実的な場合を考えると、最近接モード間は3MHz程度となり、長時間キャンセレーションを実現するためには、1MHz程度のHOM周波数コントロールが必要とされる。

ところがこれまでの加速管の代表的な製作方法では、セルのろう付け後に、2~3 MHz / 11.4GHz程度のデンプルチューニングを行い加速モードに対しては修正をかけてしまう。すると、HOMにたいしては1MHzの精度での離調が崩れてしまう可能性がある。一方、加速モードも接合後はチューニングをとらず、セルの切削寸法精度を維持できれば、HOMに対しても同程度の周波数コントロールが期待できる。

この方法を実現するために、ろう付け時のギャップ等による高温時の変形を抑制すべく、セル同士はフラットの面を介してスタックし、接合時に液体がセル間に入り込まないように、拡散接合する方法が開発中である。図9に34セル空洞の製作時に測定した拡散接合による周波数の変化を示した。1MHzがかるうじて達成出来、なんとか条件を達成できるところにいることがわかる。接合時の温度を下げて更に変形、周波数変化を小さく抑える

ことができればさらに信頼性も向上するので、現在研究中である[9]。

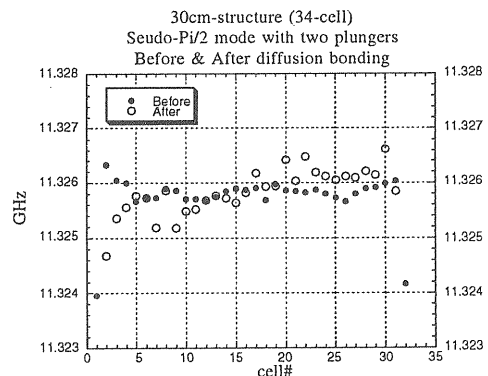


図9 接合前後の各セル周波数変化

#### § 4-4 中程度の減衰付加

長時間のキャンセレーションを維持するため、再帰時間を長くする方法を前に述べたが、共振モードのQ値を2000程度に落とすことができれば、100バンチ程度(Xバンドで100ns級)のバンチトレインに対応する時間内で図8(b)にみられた再帰現象をおさえることが可能である。加速モード特性を落とさずHOMのQ値のみ落とすいくつかの方法が提案されているが、いくつかを紹介してみよう。

{1} ビームホール付近の電磁場の違いに着目して、ビームホール部にのみ高抵抗体をコーティングする[10]。

{2} 加速モードに影響のない程度のカップリングホールを開けてそこにHOMを導き、吸収体をおく。

{3} セルに隣接してマニホールドをはしらせ、そのカットオフ周波数を加速周波数以上、HOMの周波数以下として、HOMへのカップリングを実現する。マニホールド内伝搬モードの位相速度を加速セル部での加速モードの位相速度からずらして加速モードへの影響をおさえる[11]。

これらの具体的な開発研究が現在進行中である。



## 参考文献

- [1] JLC-I, KEK-Report 92-16.
- [2] 水野元、OHO'95.
- [3] P. B. Wilson, "Linear Accelerator for TeV Colliders", SLAC-PUB-3674 (Rev.), 1985.
- [4] 影山達也、"高次モード減衰空洞"、OHO'94
- [5] R. B. Palmer, SLAC-PUB-4542, 1988.
- [6] 坂中章悟、OHO'95.
- [7] T. Shintake, "HOM-Free Linear Accelerating Structure for e+e- Linear Collider at C-Band", KEK Preprint 95-48, 1995 及びこの文献内の引用文献.
- [8] K. Thompson et al., "Design and Simulation of Accelerating Structures for Future Linear Colliders", SLAC-PUB-6032, 1993.
- [9] 東保男、OHO'95.
- [10] M. Dohlus, Proc. Int. Workshop Next Generation Linear Collider, Tsukuba, Japan, 1995.
- [11] N. Kroll et al., Proc. 1994 Int. Linac Conf., Tsukuba, Japan, p260, 1994.

# 超 精 密 加 工

東 保 男

## 1. 序

リニアコライダー[1]の主ライナックに用いるRF加速管として加速周波数11.4 GHzのX-バンド加速管を想定した場合、実際に加速管を製作するためには前章で肥後が述べたように高精度の加工技術や接合技術、及びアライメント技術が必要であることが理解できる。現在、行われているウエークフィールド等の計算[2]と実際の加速器によるビームの振る舞いが一致するかどうか検証できない限り現実の加速器とは成りえない。

そこで先に述べた検証をするためには加速管を設計に忠実に製作する必要がある。実際に製作するためにはどのような製作技術が必要かどうかも検討しなければならない。特に検討する上で、既存の技術でどこまで可能であり、どこから新しく研究開発しなければならないかを理解することは非常に重要である。

X-バンド加速管を開発するためには加速セル100万枚をサブミクロンの精度で加工でき、約130枚の加速セルとインプット、アウトプットコプラーをワンセクションにした加速管を約10ミクロンの真直度を保持した状態で、各セルの寸法変化を極限まで少なくした接合ができなければならない。一方では、空洞表面からのアウトガス、ダークカレントの少ない表面の加工及び表面処理も非常に重要である。最終的には、20Kmに及ぶ加速管を高精度にアライメントする技術が必要になってくる。更に、上記の性能を備えた低コスト加速管を開発することは必要不可欠である。

本章では、現在行っている離調型加速管の開発研究の中で特に重要である加速セルの精密加工方法及び低エネルギー拡散接合について解説する。

## 2. 超精密加工

### # 2-1 加工のメカニズム

ここでは、単結晶ダイヤモンド工具を使用した加工について述べる。まず加工の究極は、「あた

えられた工作物材料の性質を損なわないまま、加工精度をその最小単位である原子に近づけることである。言い換えれば、幾何学的、表面物性的鏡面を得ることである。」と言える。単結晶ダイヤモンド工具は高い強度と鋭利な刃先を持つ超精密切削加工用の工具材料として理想的な特性を備えているが、一方では、ぜい性質でチッピング等の突発的な損傷を生じ易い。また結晶方位により磨耗しやすい面が存在し注意が必要である[3]。ダイヤモンド工具を使用した加工方法は機械的加工方法であり、図1[4]に示すように大きな応力場によって、転移の増殖、集積の結果生ずるクラックおよび先在するクラックの先端に応力集中が起こり、それを起点として変形、破壊がおこることによる加工である。

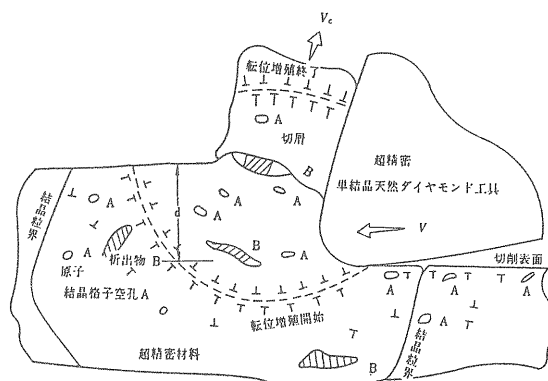


図1 切削機構の概念図 文献[4]

しかし、非常に刃先の鋭利なダイヤモンド工具を使用すると応力場を小さくすることができ、最近の報告では数nmの鋭利な刃先を有するダイヤモンド工具で1nmの加工を行った例もある[5]。また、分子動力学法による解析[5]も势力的におこなわれている。

ダイヤモンド工具は自然界の物質のなかでは非常に硬い物質であるが、加速管の材料である無酸素銅を加工しても磨耗する。なぜ磨耗するかについてはPate[6]により詳細に研究されており、銅についてはダイヤモンドを最もグラフアイト化しやすいが、炭素を固溶せず、炭化物をつくらな

め、凝着や拡散による磨耗は生じないがダイヤモンドのグラフアイト化が進行し、膜が厚くなれば、機械的な磨耗が生ずると結論づけている。しかしながら、まだ完全に磨耗に関して理解されていないわけではない。実際に多量の加速セルの加工を達成するためにはダイヤモンド工具の磨耗は特に考慮する必要がある。

## # 2-2 超精密加工機

切削加工は、バイトに強制的な切り込みを与え、刃先の運動を工作物に転写するもので、形状精度は、工具：工作物間の相対運動の奇跡で決定されると言っても過言ではない。

超精密工作機械が開発されてから、すでに20年あまり経過した。有名な開発例として米国LLNLにおける大型光学部品を加工する加工機が挙げられる。図2は江田[7]によって工作機械の加工誤差に影響する要因を分析した結果である。

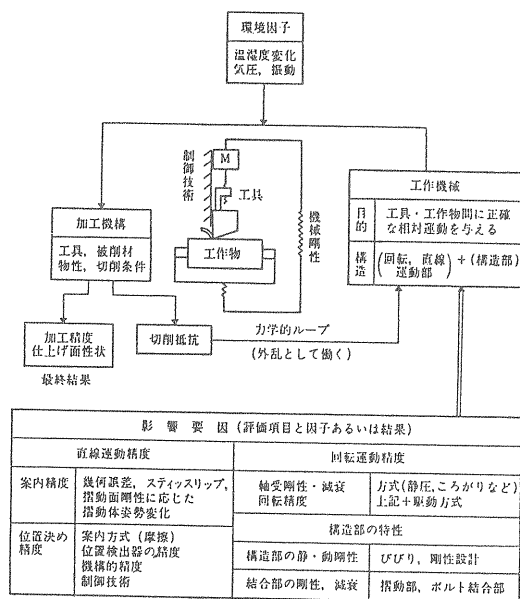


図2 切削機構と加工精度への影響因子文献[7]

基本的には運動機構によって得られる回転精度、真直度及び位置決め精度が加工精度を大きく支配する。その他、工作物のチャッキング方法、切削液、振動対策等も誤差要因に挙げられる。実際に加工する場合、必要とする加工精度に対し、使用する加工機の加工誤差に影響する支配的な要因を分析し、これをコントロールすることが重要である。

## # 2-3 形状測定方法

今回、加工する加速セルの加工精度を0.5 μm以下に設定した。一般的には要求される精度の5倍以上の精度を有する測定機を使用するのは常識である。つまり0.1 μm以下の絶対寸法が測定できなければ加工R&Dにならない。そこで筆者らは、Rusel D.Young 等が開発したフィールド エミッション ウルトラマイクロメータ[8]の測定原理を応用して非接触で比較的簡単に10 nmの比較測定ができる装置を開発した。Young等の実験によると金属表面にエミッターをちかづけるとファウラ。ノルドハイム理論により、加える電圧、エミッション電流及びギャップ間隔の間には

\* ギャップが0.1 μm以下だとエミッターの形状にほとんど関係なくギャップとエミッション電流の関係がほとんど同じである。

\* 10<sup>-5</sup>の感度を持つ電圧、電流計を使用すればギャップのほぼ10<sup>-5</sup>のエミッターの位置を測定することができる。

加速セルの測定は、電氣的に他と絶縁されたスチール製のプローブ(直径4 mm)をエミッターにして10 nmの位置決めが可能な装置に取付けセルの内径と外形の測定を行っている。図3は測定装置の概念図を示す。[9]

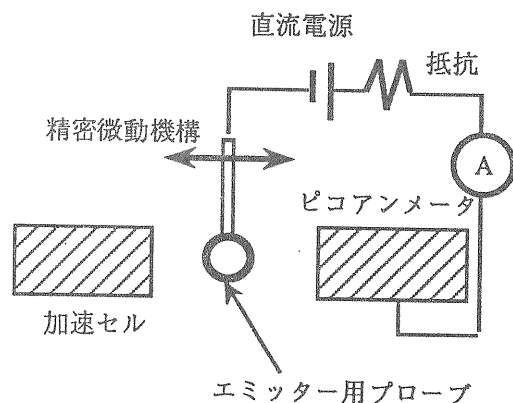


図3 フィールド エミッションによる形状測定方法の概念図

また、図4は電圧1.5 V、抵抗7.5 Mオームを使用したとき、プローブを測定面にちかづけ

たときのエミッション電流の変化を示す。図5はセルの内径(約2.1mm)の左右の面にプローブをちかづけエミッション電流が20 nAになった時を基準として繰り返し測定精度を測定した結果を示す。セル内径の絶対値はブロックゲージとの比較測定で行った。

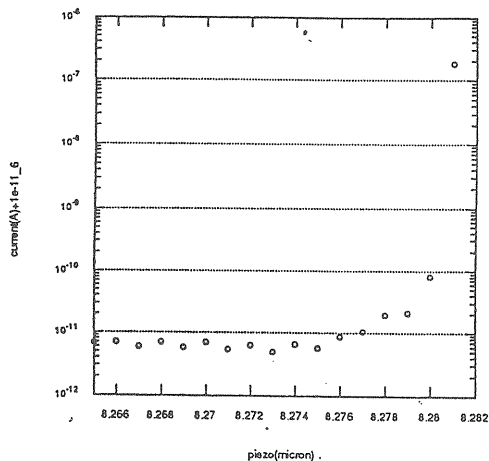


図4 プローブと測定面間距離とのフィールドエミッション電流

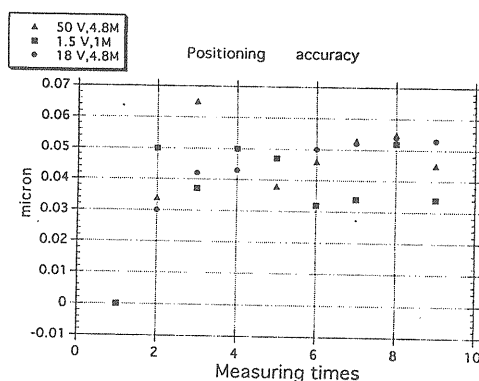


図5 フィールドエミッション電流を一定にした時、微動装置の繰り返し位置決め精度

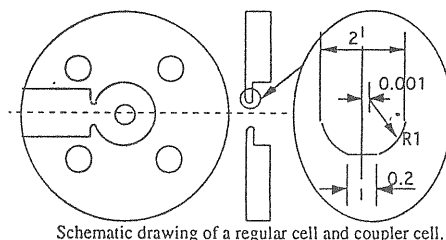
その他、加速管製作に必要な測定は、各セルの平面度、表面粗さがある。平面度測定は後述する拡散接合のパラメータとして非常に重要であるため光干渉法を利用しておこなっている。表面粗さは寸法精度を高くするために必要であるが、加速空洞として表皮深さ(skin depth)、ダークカレントの問題がある。現在の加工技術からすると表皮深さ~60 nm (11.4 GHz、銅 20°C)は難無くクリアできる粗さである。筆者らは触針式の粗さ

計(Talystep)を使用して測定している。

## # 2-4 超精密加工例

今迄述べてきた加工原理及び測定原理を使って実際に加工実験を行った結果について紹介する。図7は、KEKで設計されたXバンド加速管用加速セルである形状精度の目標を0.3µm以下に設定し、加工システムを構築した。

加工室は、クラス10000、1日の温度変化を0.3°C以下になるように設計した。また、測定室はクラス1000、温度コントロールは加工室と同じ設計にした。材料は電気銅第1種の無酸素銅を使用した。図6は試作したレギュラーセルの形状と必要加工精度を示す。



Schematic drawing of a regular cell and coupler cell.

Table 1. Dimensions, sensitivities and tolerances.

parameter	value [mm]	sensitivity [MHz/µm]	tolerance [±µm]
2b	21.6682	-0.60	1.0
2a	8.3974	+0.25	2.5
t	2.0	+0.13	4.6
g	6.7474	-0.090	6.6
OD	80.000		0.2

図6 レギュラーセルの形状

図7はセルを35枚連続で加工した時の形状精度測定結果である。

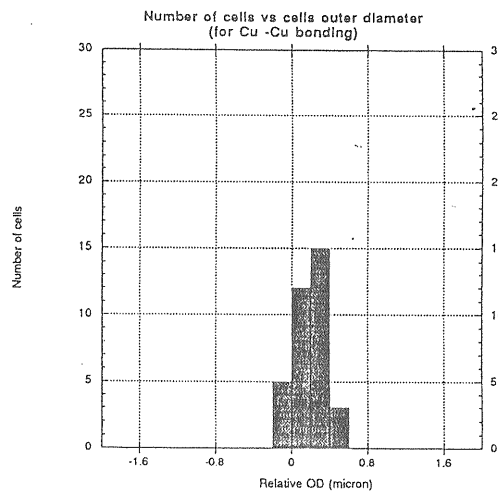


図7-(a) 外形加工精度

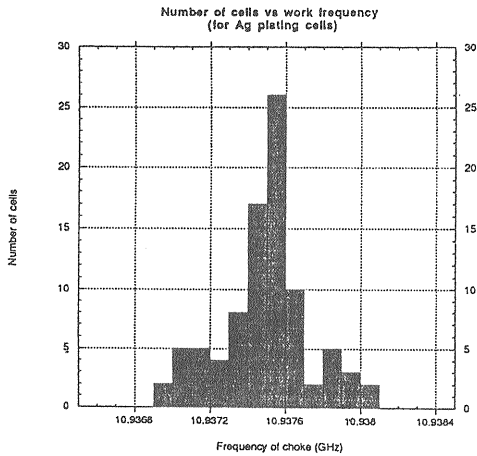


図7-(b) 各セルのRF測定結果

当初の加工精度の目標を完全にはクリアーしていないが、十分将来の可能性を秘めた結果であると言えよう。ここまで来るのにはかなりの道のりをへてきた感がある。このことは、加工誤差の要因を感と経験で考えるのではなく、物理現象としてとらえることを再認識させられた。

### 3. 拡散接合

#### # 3-1 銅同士の拡散接合

従来は加速管は加速セル同士の接合をロー付けや電鋳によって行われ、すばらしい性能の加速管が日本はもとより外国に於いて運転されている。

将来、X-バンド、C-バンド、その他の加速周波数の加速管を建設するにしても先に述べた超精密加工技術とともに歪みの少ない接合方法は必要不可欠と言える。なぜならば、加工後の周波数調整が不必要であるためコストの低減と電気的な設計に非常に忠実な加速器を製作することができるからである。もし、銅同士の拡散接合が精密加工された加速セルの形状を損なわずに達成できたならば、ロー材費、ロー付け時間や加熱炉の温度制御等に費やす時間が不必要になり大幅なコストダウンにつながる可能性がある。以下、銅同士の低温拡散接合について解説する。

#### # 3-2 金属の拡散現象

拡散現象は、多くの粒子からなる系が熱平均に到達しようとするときに必ず見られる一般的な現象である。拡散現象についての問題は、

\* 熱平均に内系の中で粒子の流れがどのようにして生ずるのか。

\* 熱平均にある系の中での熱的な揺らぎによって粒子にどのような運動が生ずるのか。

\* 個々の系において粒子に移動がどのように起きるか(拡散機構)。

ということになる。マクロな立場からみると溶質の流れは、その濃度勾配に比例して濃度分布を一様化するように起きる。これを記述するのが拡散に関するフィックの拡散方程式で下記のようになる。

$$J = -D \text{grad } c \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \text{div } J = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad } c) \quad (3)$$

それぞれフィックの第1法則、保存則及び第2法則と呼ばれている。ここでJは単位面積を通る溶質物質の流量(atoms cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>)、cは溶質物質の濃度(密度、atoms cm<sup>-3</sup>)、Dはcm<sup>2</sup> sec<sup>-1</sup>の単位を持つ拡散係数である。時間 tの間に粒子が拡散する平均距離は、距離を x とすると

$$x = (Dt)^{1/2} \quad (4)$$

であたえられる。一般に、等方製結晶において原子の拡散の基礎過程が最隣接格子点への単位ジャンプであり、多数回のジャンプの結果として巨視的に観測できる拡散がもたらすとすると

$$D = F f d^2 / 6 \quad (5)$$

が成り立つ。ただし、dは単位ジャンプの距離、fは単位時間当りの拡散ジャンプの回数、Fは相関係数であり、一般に F<1である。液体や固体中では、原子が位置を変える過程には活性化エネルギーが必要であり、Dの温度依存性は

$$D = D_0 \exp(-E/kT) \quad (6)$$

のようなアレニウス型の式で表される。ただし、 $E$ は拡散の活性化エネルギー、 $k$ はボルツマン定数、 $D_0$ は一般に定数とみなされる。金属結晶中で原子空孔機構によって拡散が起こる場合には、 $E$ は原子空孔移動のための活性化エネルギーの和に等しいと考えられている。その他、結晶粒に選択方位（組織）があったり、結晶粒界にそっての拡散（粒界拡散）が起こったりして実際の拡散現象は非常に複雑である。

上式を使用して銅同士の拡散距離を25、490、800°Cで拡散時間を1時間として計算すると下記ようになる。ここで、 $D_0$ 、 $E$ の値はMetal reference book値を使用した。

拡散温度 (°C)	25	490	800
拡散距離(μm)	$5.2 \times 10^{-12}$	0.2	0.8

### # 3-3 現実の低エネルギー（低温） 拡散接合

# 3-2では理想的な拡散について概略を述べてきたが、実際は表1のように無酸素銅といえども不純物が混入している。

Cu	Pb	Zn	Bi	Cd	Hg	O	P	S	Se	Te
99.99	4	<1	<1	<1	<1	2	2	8	<1	<1

表1 無酸素銅の化学成分 (%) 不純物 (ppm)

また、接合する面の形状は原子オーダーからみるとデコボコしているのは現実である。その上、接合しようとする面は超高真空中で加工するか、不活性ガスによるイオンミリングを行わないかぎり酸化するであろう。100万枚の加速セルをこのような方法で加工することは非現実的である。そうすると、加工によるコンタミネーションや表面酸化をなくすために加工後、表面処理が必要になってくる。筆者らは加工によるコンタミネーションを極力少なくするために、薬用ケロシンを加工液として使いアセトンで超音波洗浄している。その後、いくつかの方法により洗浄し、その直後の表面についてESCAにより分析してみた。図8に分析結果を示す。

最表面から検出された元素

No	洗浄方法	最表面から検出された元素とそのat%			
		Cu	O	C	Cl
①	加工のまま	26.25	21.85	50.45	1.45
②	3%希硫酸浸漬	48.95	19.06	31.43	0.56
③	3%希硫酸ワイピング	10.63	5.35	83.23	0.79
④	硫酸-過酸化水素浸漬	54.56	17.88	26.98	0.58
⑤	真空アニール	42.00	13.56	44.10	0.34

各サンプルの酸化層のおよその厚み

No	洗浄方法	酸化層の厚み (nm)
①	加工のまま	1.2
②	3%希硫酸浸漬	0.6
③	3%希硫酸ワイピング	0.6
④	硫酸-過酸化水素浸漬	1.2
⑤	真空アニール	1.8

図8 洗浄直後のESCA分析結果

測定精度限界にちかいが、酸化層が数十レイヤあることがわかった。

次に、酸化層を挿んだ銅同士の接合の場合、温度をあげていくと酸化層はどうふるまうか考えてみる。接合するとき、接合面はほぼ外界からとどざされていると考えられるから、温度上昇とともに酸化膜は活性化され、# 3-2で述べたように銅内部と酸化層間に濃度勾配ができ、接合面の酸素は銅内部に拡散すると考えるのは必然的である。図9は800°C1時間の拡散処理をおこなった後

接合断面をオージェ電子分光法により、接合界面に酸素が停留しているかどうか測定した結果で界面には酸素のピークはみられなかった。また、銅内部の酸素濃度が上昇したかどうかはみいだせない。一方、原子オーダーからみるとはるかに粗い面同士を拡散接合する場合どうなるのか。

大橋 [10] 等の実験によると、突起の部分がまず相手方の表面酸化層を破壊し、その部分が核となって拡散が広がっていくと考察している。つまり表面粗さが粗いと強い押しつけ力と高い温度が必要になる。よって、低エネルギー拡散接合を達成するためには、超精密加工が必要になってくるわけである。また大橋等は、銅内部の不純物の影響についても考察している。特にイオウは接合界面に残留している酸素と化合して硫化物を形成すると言っている [10]。それゆえ、もっと不純物の少ない材料が望まれる。

### # 3-4 低エネルギー拡散接合試験

現有の加工システムを使用して下記の要領で拡散接合試験を行った。試験の目的は実際にX-バンド加速管の接合を想定して実際の加速セルを使った。

- (1) 外径80 mm 厚さ8.6 mmを表面粗さ 30nm Rmax 平面度0.3 $\mu$ mに加工
- (2) 加工後、アルコール、アセトンにより超音波洗浄
- (3) 酸、アルカリ洗浄、超純水による洗浄
- (4) 2枚をスタック
- (5)  $\sim 10^{-5}$ Torr (常温時) の真空加熱炉で1時間、拡散処理  
加熱温度と荷重の値を下記に示す。

温度( $^{\circ}$ C)	300	500	700
荷重(gf/mm $^2$ )	5,10,15	5,10	0.5,1,5

拡散接合が行なわれているかの判断は引張り試験をおこなうのが有効である。図9は接合したセルを6 mm x 6 mmの大きさに切り出して試験を行った結果である。

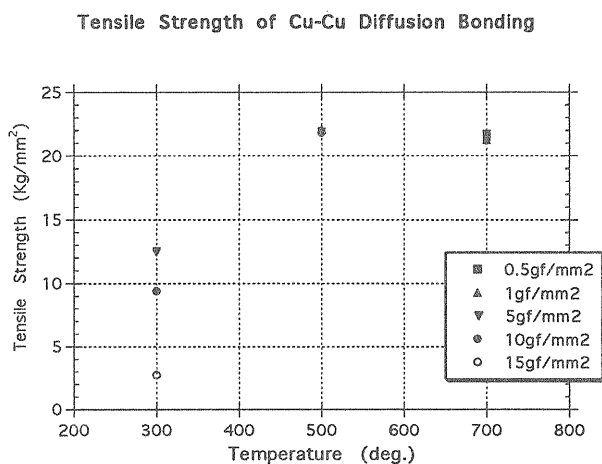
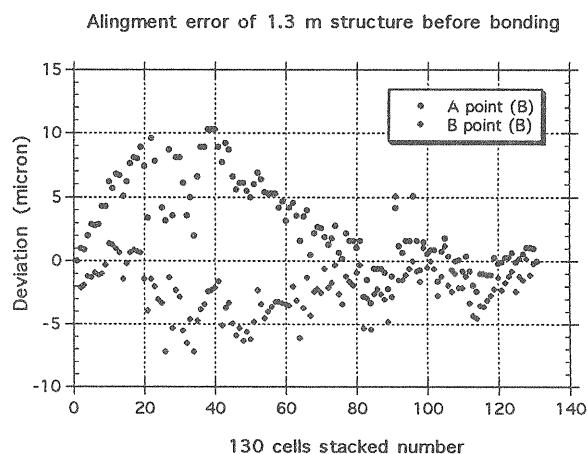


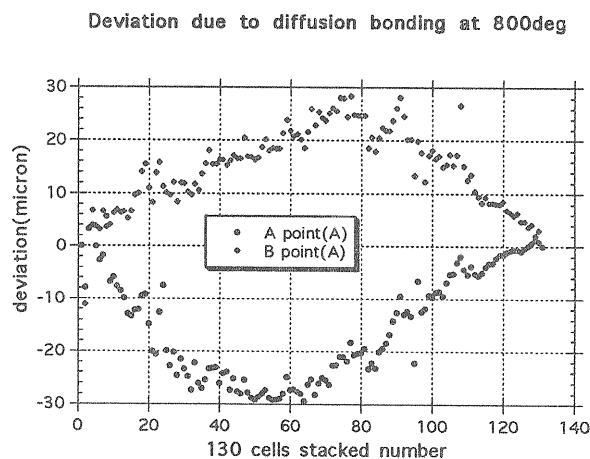
図9

500、700 $^{\circ}$ Cに関しては、ほぼバルクの強度に匹敵する。このことは、温度がかなり高いため変形が起り、接合面全体が原子オーダーで密着した結果と思われる。しかし300 $^{\circ}$ Cに関しては、変形がほとんど起こらず突起の部分だけ拡

散が起こったと考える。図10は130枚の加速セルをVブロック上でアライメントしたあと、800度、1時間の条件で接合による曲がりの試験を行なった結果を示す。



(a)



(b)

図10 130セルの拡散接合による曲がり  
(a)接合前 (b)接合後

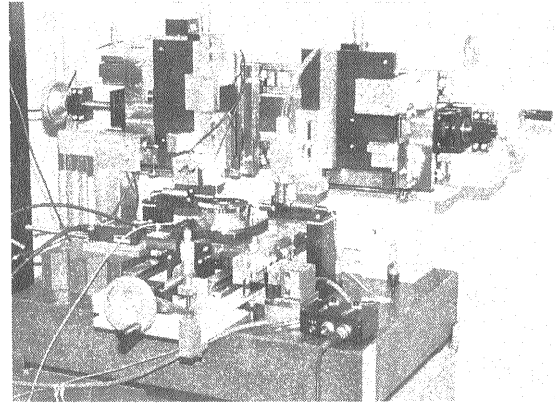
接合前後で曲がりが約2.5倍になっているが、この程度であれば修正可能である。なお、この試験で真空リーク試験、アウトガスの試験を同時に行なった結果、実用に耐える数値であった。

以上、精密加工及び拡散接合について簡単に述べてきたが、接合時のクリープによる変形等まだ理解していない物理現象がある。今後の課題である。

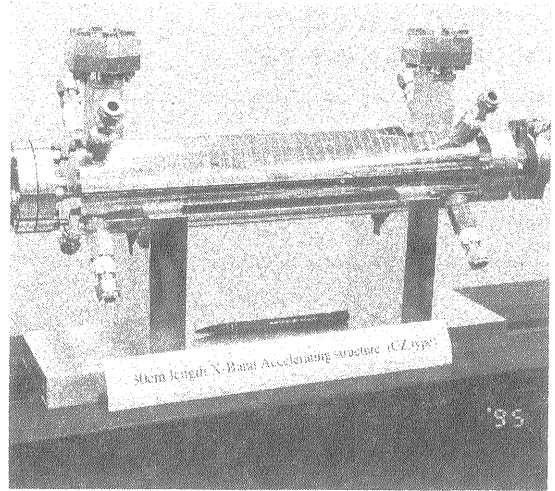
参考文献

- (1) JLC-I, KEK-Report 92-16
- (2) K.Bane et al., "The Transverse Wake Field of a Detuned X-band Accelerator Structure"
- (3) たとえば前田幸男 他：ダイヤモンド工具によるAl合金の鏡面切削に関する研究（第2報）、精密工学会誌、55（1989）P、847
- (4) 江田 弘：超精密上作機械の設計、発行所 工業調査会
- (5) N.Ikawa and S.Shimada: Cutting Tool for Ultraprecision Machining, 3rd Int. Conf. Prec. Engg, Kyoto (1977) p.357
- (6) B.B.Pate: The Diamond Surface : Atomic and Electronic Structure, Surface Science, 165(1986) P. 83
- (7) (4) と同じ
- (8) Russel D. Young: Field Emission Ultramicrometer, R. S. I., Vol. 37, No. 3, (1966)
- (9) 東 他：フィールドエミッションによる内径測定、1994年度精密工学会秋季大会論文集、P. 745
- (10) 大橋 他：拡散溶接部の表面被膜のオージェ解析、溶接学会誌、3-1、（1985）、129-135

付録 : いくつかの写真を載せておきます。



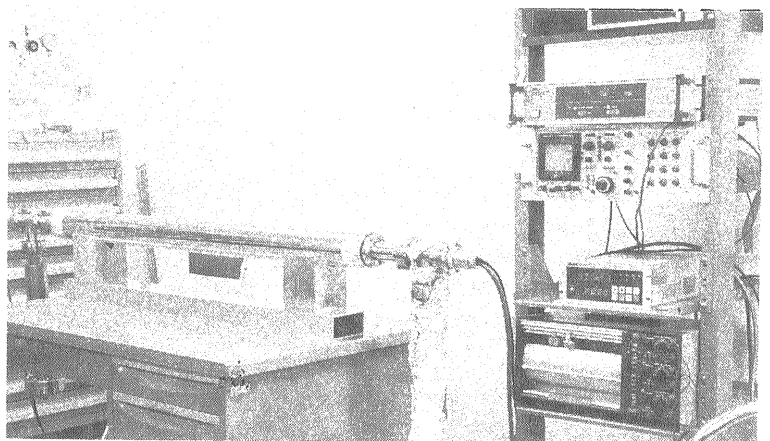
フィールドエミッションによる形状測定装置



30cm長のX-バンド加速管



超精密加工されたレギュラーセル



130セル、接合された加速管の真空リーク試験とアウトガス分析（横向きの写真です）



# 加速空洞と清浄表面技術

齋藤 健治

高エネルギー物理学研究所

## 1. はじめに

本講は、最新の洗浄方法を紹介しながら、清浄表面技術が加速空洞の性能上いかに重要な役割を果たすかを示すことが目的である。空洞の洗浄技術は超伝導空洞の分野で長年の歳月をかけて開発されてきた経緯がある。また、最近では超伝導空洞を使ったリニアコライダ( TESLA)の実現のために、高電界超伝導空洞の研究としてさらに精力的に研究されている。ここでも、超伝導空洞を中心に話をしたいと思う。超伝導空洞はこのOHOシリーズで過去3回[1, 2, 3]取り上げられており、ここで改めて詳しく触れる必要はないが、この講義では超伝導空洞の性能測定によって洗浄法の効果を議論するので、空洞にまつわる専門用語が頻繁に現われる。また、OHO95は、常伝導空洞によるリニアコライダに関するものがほとんどであり、知らない人には超伝導空洞が異様に思われるかも知れない。講義に入る前に、簡単に超伝導空洞について復習しておく。

### 超伝導空洞とは

図1に横型クライオスタットに収められたトリスタンの五連ニオブ超伝導空洞を示す。一般に、金属で作られた空洞にマイクロ波を供給すると空洞内にマイクロ波が蓄積され、空洞内を進行する波と空洞開口端から反射された波が重なって定在波が立つ。この時、TM010モードのように空洞の中心軸(ビーム軸とも呼ばれる)方向に電界を持つモードを立たせれば荷電粒子を加速することができる。一方、空洞内に蓄積されたマイクロ波は、金属の電気伝導度とマイクロ波の周波数で決まる表皮深さ程、金属表面に侵入し、その部分にマイクロ波の作る表面電流が流れる。その結果、(1)式に示すように、表面抵抗( $R_s$ )によってマイクロ波の電磁エネルギーが熱損失( $P_{loss}$ )となって失われる。ここで、 $H_s$ はマイクロ波の表面磁界であり、積分は空洞の全内表面に渡ってなされる。

$$P_{loss} = \frac{1}{2} \cdot R_s \cdot \int_S H_s^2 ds \quad (1)$$

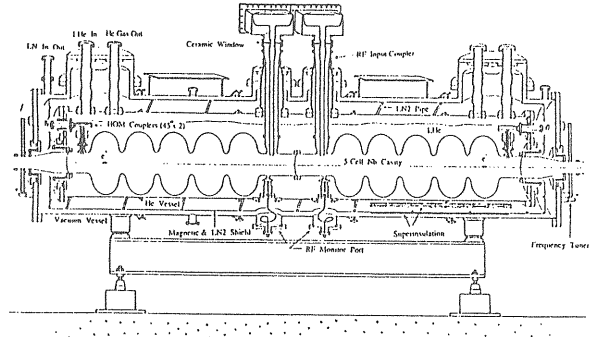


図1. トリスタン五連ニオブ超伝導空洞。

超伝導体のマイクロ波への応用でも表面抵抗が発生する。これは、DCの場合と大きく異なる点である。その理由は、有限温度の超伝導状態ではクーバー・ペアーを組まないノーマル電子が残っており(二流体モデル)、この電子がマイクロ波で揺さぶられるためである。超伝導空洞の表面抵抗は、BCS理論から(2)式のように表わされる[4]。ここで、 $A$ は定数、 $f$ はマイクロ波の周波数、 $T$ は冷却温度、 $\Delta$ はバンドギャップ(本当は $2\Delta$ )、 $k_B$ はボルツマン定数を表わす。この式の指数関数部は温度 $T$ に対するノーマル電子の存在確率を示している。

$$R_s(BCS) = A \cdot \frac{f^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B \cdot T}\right) \quad (2)$$

実際には、(3)式に示すように $R_s(BCS)$ だけでなく表面汚染等が原因となって発生する温度に依らない残留抵抗 $R_{res}$ が付け加わる。

$$R_s = R_s(BCS) + R_{res} \quad (3)$$

しかし、いずれにしても超伝導空洞の表面抵抗は、常伝導空洞に比べ、5-6桁小さく(例えば、Lバンド空洞では、2Kで $10n\Omega$ )、液体ヘリウムによる冷却効率を考慮に入れても尚、100-1000倍利得がある。空洞のQ値(空洞のみの無負荷のQ値という意味で $Q_0$ と表記することもある)は、(4)式のようにマイクロ波の角周波数 $\omega$ 、空洞内のストアード・エネルギー $U$ と空洞の表面熱損失で定義される。一方、これは、空洞内の電磁場分布を使って計算される形状因子 $\Gamma$ (超伝導空洞ではほとんどの場合、この値は $270\Omega$ 程度)と $R_s$ に結びつけられる。

$$Q = \frac{\omega \cdot U}{P_{loss}} = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (4)$$

また、空洞のビーム軸での加速電界 $E_{acc}$ は、空洞のシャント・インピーダンス $R$ 、 $Q$ 値、 $P_{loss}$ および空洞の有効加速長 $L$ によって(5)式のように計算される。

$$E_{acc} = \sqrt{\frac{R}{Q}} \cdot \frac{\sqrt{P_{loss} \cdot Q}}{L} \quad (5)$$

超伝導空洞でのマイクロ波の侵入深さは、ロンドン侵入長であり、500-1000 Å程度で非常に浅い。そのために空洞性能は、金属の最表面状態に大きく影響される。超伝導空洞技術の一つのむつかしさは、空洞性能に敏感な超伝導体金属表面のコントロールにある。そのために、電解研磨や化学研磨による表面処理を施して表面欠陥の少ない表面を作る努力がされている。表面処理技術は空洞製作において重要な位置を占めている。

性能コントロールのむつかしい超伝導空洞技術ではあるが、1960年代半ばスタンフォード大学で研究が開始され、その20年後、トリスタンで世界で初めて大型規模の実用化に成功した。その後、DESY, CEBAF, CERNと大型プロジェクトが完成、あるいは進行中である。現在、これらの成功を背景にリニアコライダを超伝導空洞で作る計画

(TeV Energy Superconducting Linear Accelerator: TESLA)が、DESYを中心に国際協力で始まっており、500MeVのテストライナックが建設中である。ここでは、詳しく触れないが、TESLAを実現するためには、 $E_{acc} > 25\text{MV/m}$ 、 $Q > 5 \cdot 10^9$ の高電界、高 $Q$ 値の超伝導空洞を開発する必要がある。KEKでもトリスタン超伝導空洞で培われた技術をベースにLバンド空洞でTESLAの研究が行われている。

さて、いよいよ本題に入ろう。高電界超伝導空洞を開発するためにはいろいろ課題があるが、表面処理技術ではフィールドエミッションやマルチパクターリングの問題を克服しなければならない。

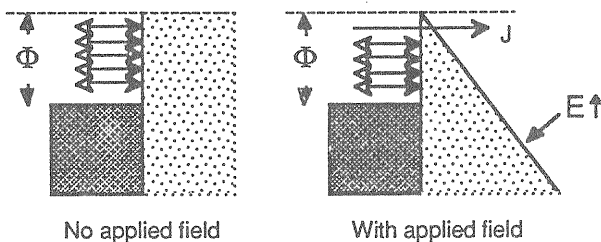


図2. 電界が印加された金属表面のポテンシャル。

これらの問題は、表面処理で清浄表面をいかにして作るかに係っている。そのためには、処理工程の中で特に水洗洗浄工程が重要で、空洞内表面のゴミを徹底的に除去しなければならない。ここでは、この二つの問題を取り上げ、メカニズム、その対策法の話をする。

## 2. フィールドエミッション

これは、空洞内表面から電界放出された電子がマイクロ波と相互作用するために、空洞性能が制限されてしまう現象である。また、フィールドエミッション電流がキャッチアップされ加速されてしまうとダーク電流となり、リニアコライダのビームの質を落としたり、バックグラウンドの発生原因になるので大きな問題である。電界放出電子の発生原因に表面の清浄度が大きく影響する。以下にこの現象を超伝導空洞性能から説明し、その対策法として我々の現場で行っている最先端の清浄表面製作技術を紹介する。

### 2-1 フィールドエミッションの現象

金属表面に電界が掛かると図2に示すように、表面ポテンシャルが歪む。そして、表面電界により金属内部の電子が量子力学的トンネル効果で外に飛び出す。これが、フィールドエミッション(電界放出現象)と呼ばれる現象である。DCフィールドエミッションでよく知られたFowler-Nordheim理論をマイクロ波に適用するとフィールドエミッション電流は(6)式の様に見える [5]。

$$I_e = s \cdot (\beta E_p)^{2.5} \cdot \exp\left(\frac{-6830\phi}{\beta E_p}\right) \quad (6)$$

$$E_p = a \cdot E_{acc} \quad (7)$$

ここで、表面電界は、空洞の最大表面電界( $E_p$ )で代表されており、(7)式に示すように空洞のビーム軸上の加速電界に比例する。 $s$ は、エミッターの大きさ、あるいはその数を表わす。 $\phi$ は、仕事関数である。マイクロ波の場合、DCフィールドエミッションに比べ5MV/m程度のかかなり低い電界からこの現象が起きる。それを説明するためにフィールドエンハンスメント因子( $\beta$ )が導入される。これは、表面の突起等が原因で電界が局部に集中するために表面電界が $\beta$ 倍大きくなると考える。しかし、 $\beta$ には、突起のような形状効果の他に表面の清浄度も反映する。

超伝導空洞内でフィールドエミッションが起こる

と、空洞のQ値と加速電界の関係を示す $Q_0$ -Eaccカーブ上で、加速電界の増加に対しQ値が指数関数的に急激に低下する。図3は、L-バンド単セル超伝導空洞での例を示している。図中A、Dはフィールドエミッションであり、B-CのフィールドエMISSIONの無いカーブに比べてQ値が激しく低下している。このQ値の低下は、加速電界と共に表面電界が増加する結果、トンネル効果で表面バリアーをすり抜けてくる電子の数が指数関数的に増え、これらの電子が空洞内のマイクロ波により加速され対向面に衝突して、電磁エネルギーを衝突エネルギーとして消費するためである (field emission loading)。また、多連空洞では、隣のセルに入ってビーム軸方向に加速されてダーク電流になり得る。空洞の外壁にカーボン抵抗で作った温度計を付けておくと電界放出電子が空洞壁に衝突する時の発熱状況を観察できる。また、X線センサーを付けておくと衝突時に発生するX線から同様な衝突軌道が観察できる。図4は、空洞外壁に $10^\circ$ 毎の子午線上に19個づつ、全周で計684個の温度センサーを配置した様子を示している。図5はこの温度計の位置と空洞内表面の電磁場 ( $E_s, H_s$ ) の強さの分布を示している。図6は、このシステムを使って図3のD点での発熱状態を観察した結果である。 $80^\circ$ の子午線上にフィールドエMISSION電子の衝突軌道が観察される。フィールドエMISSIONは、表面電界の大きな所で起きやすい。空洞表面の電磁界は図5のような分布をしており、アイリスと呼ばれるビームチューブの首根っこ付近で最大値を持つのでこ

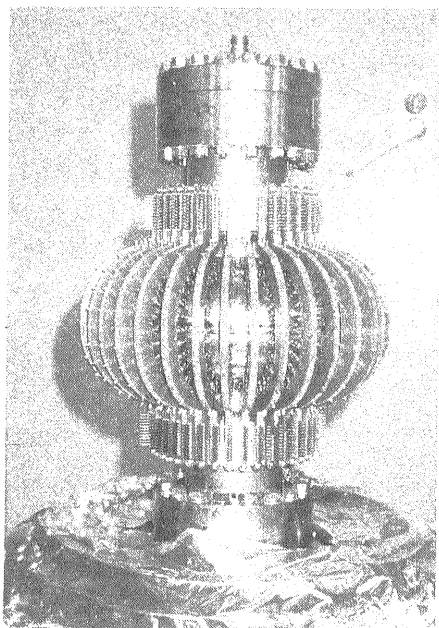


図4. 温度計が取り付けられたL-バンド単セル空洞。

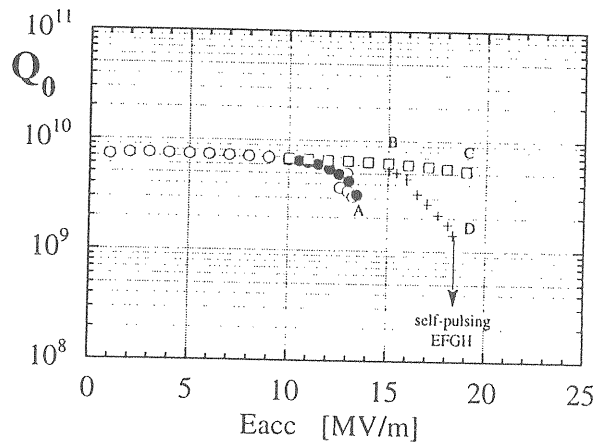


図3.  $Q_0$ -Eaccカーブに見えるフィールドエMISSIONの現象 (L-バンド空洞)。

の辺りで最も起こりやすい。表面から飛び出した電子はどれも、マイクロ波の作る電場で加速されると同時に、マイクロ波の作る磁場のローレンツ力で壁面の方に曲げられる。電子の飛び出すタイミングとマイクロ波の位相の関係で電子の貰う運動エネルギーは異なるが、ローレンツ力によって同一子午線上の壁面に衝突する。図6は、まさにこのような状況を捕えている。

超伝導空洞では、空洞の熱損失が常伝導空洞にくらべ小さく、field emission loading が起こると著しく加速電界の上限を制限されるので、早い時期から精力的に研究されてきた。一方、JLC等、常伝導空洞によるリニアコライダーは非常に高い加速電界 (ショートパルスであるが $E_{acc}=100\text{MV/m}$ ) を要求し、電界の制約と言う意味とフィールドエMISSION電流によるダーク電流の問題から最近、熱心に研究され始めた。

## 2-2 フィールドエMISSION対策

フィールドエMISSION対策は、これを特徴づけ

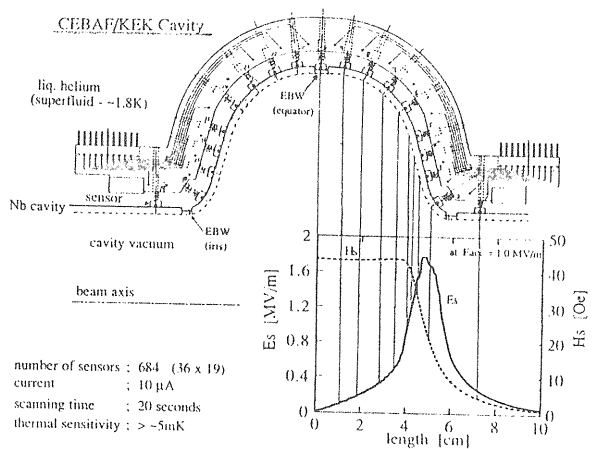


図5. 温度計の位置および空洞表面の電磁場分布。

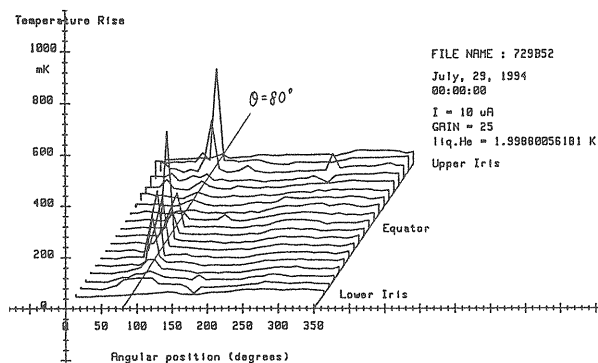


図6. フィールドエミッションでの発熱状況。物理量から考えて次の三つの方法が考えられ、それらの対策が複合的になされている。1) 最大表面電界を抑えるために、(7)式で与えられた  $E_p/E_{acc}$  の比 (a) を出来るだけ小さくする。aは空洞の形状によって変わるが、主にビームパイプの径の影響が大きく、径を小さくする程小さくなる。しかし、ビームパイプ径が小さいと表面処理がやりづらいこと、多連空洞の場合セル間のカップリングが弱くなるので、ある程度で妥協せざるを得ない。一般的には、 $a=2$ 程度に選択されている。次の対策は、2)  $\beta$  をできる限り小さくするために、滑らかな表面を作ることである。そのためには、空洞の表面処理として電解研磨を施すことも一つの方法である。トリスタン超伝導空洞では、そのような研磨法を採用することで加速電界 10MV/mまでフィールドエミッションが克服された。最後に最も直接的な方法は、3) フィールドエミッションの種の数減らすことである。フィールドエミッターとして金属性のゴミの影響が大きいので、要するにゴミの少ない清浄表面を製作することである。清浄表面の製作に当たっては、特に洗浄法が重要であることを強調しておきたい。我々は、清浄な空洞表面を得るために、最近の半導体技術を応用した最先端の洗浄法を使っている。以下にこれらの洗浄法とその効果を示しながら、清浄表面技術が空洞製作技術でいかに重要であるかを紹介する。

### 1) クリーン環境 (超純水、クリーンルーム)

清浄な空洞内表面を製作するには、外部から空洞内へのゴミの侵入を防ぐと同時に空洞内表面に存在するゴミを積極的に除去しなければならない。空洞内へのゴミの侵入の可能性は、化学的表面処理(電解研磨、化学研磨)の洗浄工程で使用する水と空洞組立時の環境からの侵入が考えられる。半導体技術の進歩に合わせて、1980年代始めころから超伝導空洞分野でゴミの侵入を防ぐために超純水やクリーンルームが使用され始めた。超純水やクリーンルームに関して筆者はその専門家でないし、半導体分野で多くの文献[6]があるので深く立ち入らない。ただ、この分野に慣れない人のために、それらの特徴を簡単に述べておく。超純水とは、水中の化学成分や、有機物、微粒子、微生物を除去し非常に厳しく管理された水のことで、その代表的な水質を表1に示す。こうした水は、イオン交換水(純水)から、紫外線殺菌装置(UV)で微生物を殺菌し、カートリッジポリシャーで電解質を完全除去し比抵抗率が  $18M\Omega\text{cm}$  の理論値に近い水質にした後、メンブラン・フィルター(MF)や限外ろ過装置(UF)を使って  $0.2\mu\text{m}$  以上の微粒子を除去して作られる。表1は、我々の使用している超純水の水質である。クリーンルームとは、HEPAフィルターと呼ばれる、 $0.3\mu\text{m}$  以上の粒子を99.97%以上捕集するフィルター(クラス100用)や、 $0.1\mu\text{m}$  の粒子に対し99.999%以上の捕集効率を持つULPAと呼ばれるフィルター(クラス10用)に空気を循環させ微粒子を除去し、粒径  $0.5\mu\text{m}$  以上の粒子の数が  $1\text{ft}^3$  当たり、10個(クラス10)、100個(クラス100)、1000個(クラス1000)といったゴミの少ない部屋のことである。この清浄度の定義は、アメリカの規格(Fed. Std. 209D)であるが、最近、日本のJIS規格では  $1\text{m}^3$  中に含まれる  $0.1\mu\text{m}$  以上の大きさの粒子を10の指数で表わし、その指数の値でクラスが定義されるようになった。例えば、粒子の数が100個の場合、 $10^2$ であるからクラス2と

Terms	Sampling Date '87 7/21	Sampling Date '88 2/18	Guarantee Value
Particles( $\geq 0.2\mu\text{m}$ ) [piece/ml]	1 6	1 9	$\leq 5 0$
Bacteria [piece/ml]	2 7	0	$\leq 1$
SiO <sub>2</sub> [ppb]	1 2	2 5	$\leq 5 0$
TOC [ppb]	1 8 0	< 5 0	$\leq 2 0 0$
Resistivity [ $M\Omega \cdot \text{cm}$ ]	1 7.6	1 7.6	$\geq 1 8$

表1. トリスタン超伝導空洞用超純水の水質。

なる。当然、JIS規格のほう厳しい(図8参照)。ここでは、よく慣れたアメリカの規格を使う。図7にトリストラン超伝導空洞のクリーンルーム内の空洞組立の様子を示す。図8には、最近、我々が建設し、L-バンド超伝導空洞組立用に使用しているクリーンルーム(Class 10)内のゴミの大きさとその数の分布を示す。

超伝導空洞では、特に高電界 ( $E_{acc}=20-30 \text{ MV/m}$ ) において以下に示すようにクリーン環境だけでは、必ずしもフィールドエミッションが克服できない。しかし、この方法がそれ自体非常に効果的であることが、吉岡博士を中心とする最近のJLCのS-bandの常伝導空洞を使った高電界発生の研究で明らかとなった[7]。図9は、その実験装置を示す。この装置全体がクラス100のクリーンルームに収められ、内面洗浄してゴミを除去した空洞を装置に組み込む際、組立環境からのゴミの侵入を防いでいる。

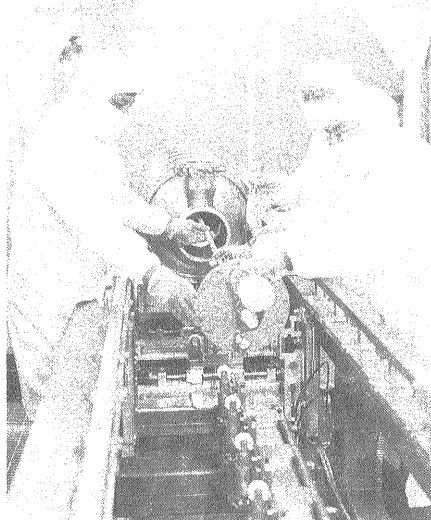


図7. クリーンルームでのトリストラン超伝導空洞の組立状況.

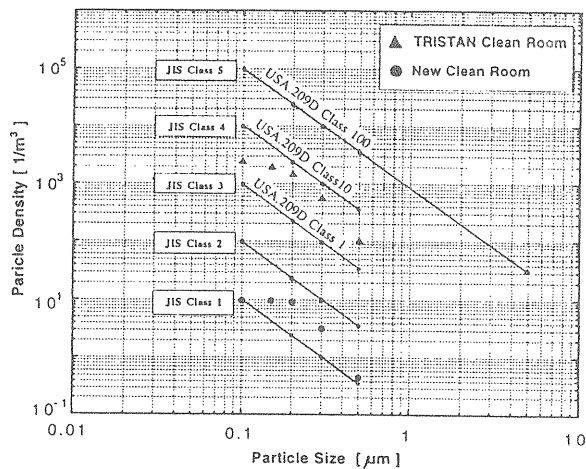


図8. TESLA空洞用(KEK)クリーンルームの性能.

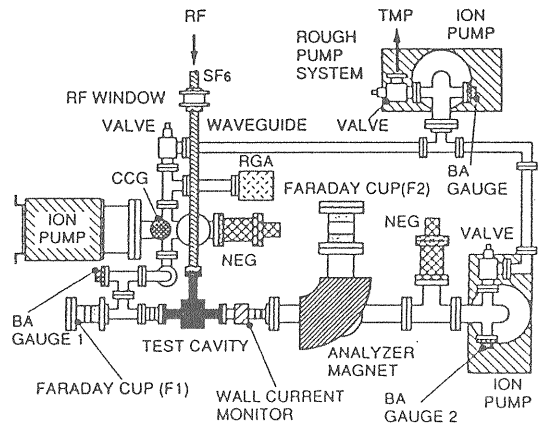


図9. S-band常伝導空洞の高電界実験装置(KEK). S-band 空洞は、トリストラン超伝導空洞で使用している超純水を使用し、10-30 kg/cm<sup>2</sup>の比較的マイルドな圧力でシャワー洗浄し、酸化防止のため0.2 μmメッシュフィルターを通したアルコールで洗浄した後、実験装置に組み込まれた。5MWのクライストロンを使って、非常に注意深く時間を掛けてRFプロセッシングを施した結果、図10に示すようにパルス幅2-4 μsで最大表面電界  $E_p = 337 \text{ MV/m}$  ( $E_{acc} \sim 100 \text{ MV/m}$ ) を達成することができた。βについても通常、銅の常伝導空洞で得られる値

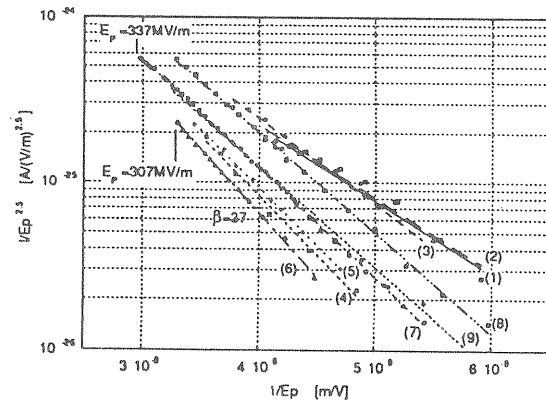


図10. 水洗洗浄されたS-band常伝導空洞のRFプロセッシング中のβの変化.

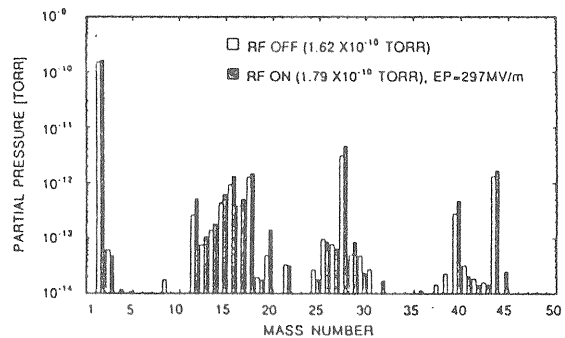


図11. RF-on, off時のアウトガスの比較.

$\beta = 50-60$  よりも小さな値  $\beta = 37$  に達することができた。最も、この実験では、空洞の内面洗浄の他にシステムの真空度の改善にも大きな努力が払われたことを強調しておかなければならない。図11は、 $E_p = 297 \text{ MV/m}$  でのRFパワーを入力した時とオフした時の残留ガスの分析結果である。RFが入っているときのガス発生量が非常にわずかであることが分かる。この実験では、ダーク電流の値は  $E_p = 307 \text{ MV/m}$  で  $400 \text{ nA}$  であった。

## 2) 高圧洗浄

空洞表面に付着しているゴミを高圧の超純水ジェット洗浄で積極的に除去する方法が最近開発された[8,9]。このアイデアは、1983年のSRF Workshop (at CERN) でCERNのD.Bloss博士によって提案され[10]、1991年のSRF Workshop (at DESY) でその効果がCERNの1.5GHzのNb/Cu空洞で示された[11]。

表面のゴミを積極的に除去することについて、アイデアから実現までにこれだけの期間を要したことには、その間、超純水やクリーンルームの使用でフィールドエミッションが克服できるとの期待が強く、いろいろな思考錯誤があったからである。実際、表面処理として電解研磨を採用したトリスタン超伝導空洞では、フィールドエミッション無しで500MHz空洞で世界最高の10MV/m以上の加速電界を高い確率で達成できた[12]。これは、電解研磨によって得られる滑らかな面と電解研磨後のcarefullな水洗方法が効を奏したものと考えられる。一方、化学研磨を採用した他の研究所では、超純水やクリーンルームの使用にもかかわらずこの問題に手を焼いていた。そんな中でCornell大学では、

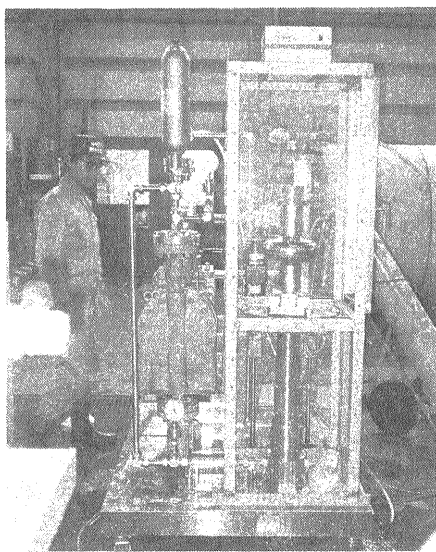


図12. L-バンド単セル超伝導空洞用高圧洗浄装置。

空洞に1500°Cの高温真空熱処理を施すことでフィールドエミッションの起こり始める電界を向上させたり[13]、最近では、超伝導状態で大電力のショートRFパルス空洞に入れて、エミッターに大きなエミッション電流を発生させ、この電流でエミッター自身を蒸発消失させる方法が取られている[14]。これは、一種のパルスエージングであり加速器の中でもできるメリットがある。

一方、CEBAFやKEKでは、高圧洗浄を使って洗浄表面を製作することでフィールドエミッションのエミッターの数を減らす戦略を取っている。我々は、この方法による効果を詳しく調べつつある。図12に我々のL-バンド単セル空洞用の高圧洗浄システムを示す。超純水装置から毎分14ℓの流量で高圧ダイヤフラムポンプに超純水が供給され、 $85 \text{ kg/cm}^2$ の圧力でシャワーノズルから噴射される。空洞は、回転し、上下に移動しながら洗浄される。洗浄中、回りの環境からのゴミの侵入を防止するために洗浄室には $0.2 \mu\text{m}$ のフィルターを通したエアが洗浄室の上部からダウンフローされている。

### 高圧洗浄によるゴミの除去効果

まず最初にシリコンウエハーを使って、高圧洗浄によりゴミがどれ程除去できるかを評価する実験を行った[15]。実験では、半割可能なステンレス製のモデル空洞内に100φのシリコンウエハーが取り付けられた。図13は、シリコンウエハーにトリスタン超伝導空洞の表面処理と同じ工程を施し、図14はその工程の中に高圧洗浄を追加した処理を施した結果である。ただし、シリコンウエハーには電解研磨が行えず、代わりに電解研磨液に10分間浸した。ウエハーは、処理後クラス100のクリーンブース内で乾燥された後、厚木の半導体工場

(SONY)にあるレーザースキャナー装置で表面分析され、表面に残留するゴミの数とその大きさ分布が測定された。結果は、歴然であり、高圧洗浄によってトリスタンの処理工程の結果の1/10にゴミの数を減らせることが確認できた。

### 高圧洗浄による空洞性能向上の効果

KEKでは、1992年から高圧洗浄を導入したが、L-バンドニオブ空洞のRF入力カップラーのセンターリング・セラミックで真空放電が起き、加速電界が $20 \text{ MV/m}$ 辺りに制限される事態が続き、それ以上の高電界でのフィールドエミッションの研究ができなかった[16]。トリスタン超伝導空洞の表面処理法がフィールドエミッション対策としてどのフィー

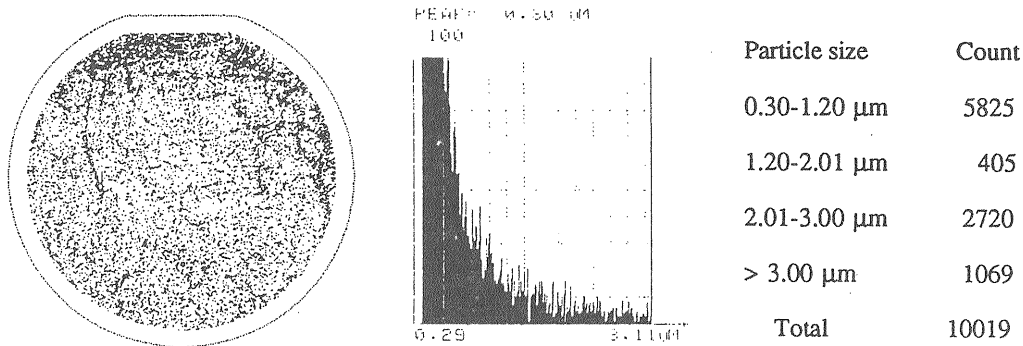


図13. トリスタン洗浄工程で処理されたシリコンウエハー上のゴミの分析結果.

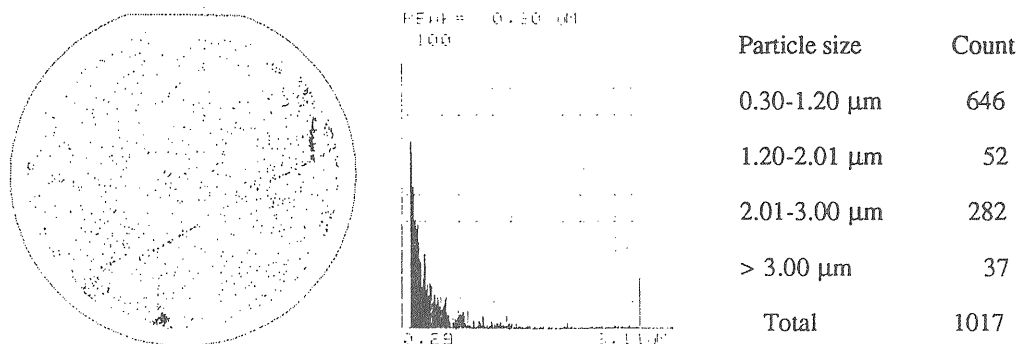


図14. 高圧洗浄されたシリコンウエハー上のゴミの分析結果.

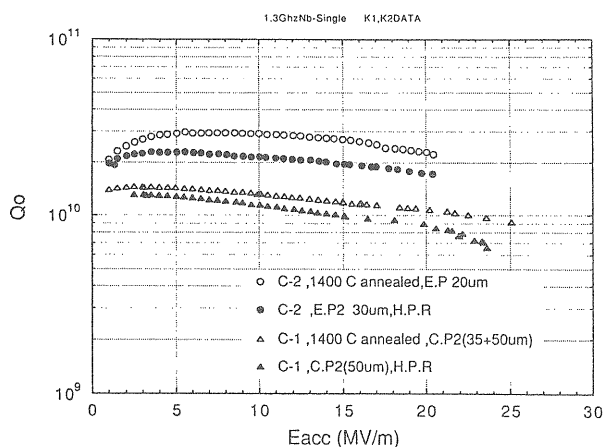


図15. トリスタン超伝導空洞の処理方法で高圧水洗の有無での空洞性能比較 (L-バンド単空洞). ルドまで通用するのか、あるいは、高圧洗浄を追加することでどれだけ空洞性能が向上するかを検証する試験は、真空放電の問題が解決した現在に於いても十分なデータが無く、現在、実験を計画中である。図15は、この研究に関する数少ない実験結果である。C-2空洞は、真空放電の問題を抱えていた時代の結果であり、C-1空洞に関してはその問題解決後である。これらの結果から、高圧洗浄を導入しなくてもトリスタンの処理法で少なくとも加速電界25MV/mまでフィールドエミッションの発

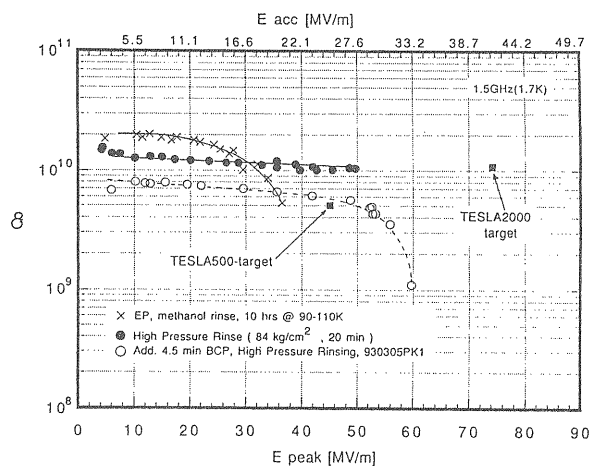


図16. CEBAF/KEKの共同研究での高圧洗浄効果. 生はなさそうである。

一方、図16に示すようにCEBAFのP.Kneisel博士との共同研究では、高圧洗浄は著しい効果を示した。この研究では、KEKでCEBAFの1.5GHzニオブ単セル空洞にトリスタン空洞並みの処理を施し、真空に封じ切ってCEBAFに送った。まず最初に電解研磨したこの空洞をCEBAFのプロダクション用クリーンルーム (クラス100) 内でメタノール洗浄を施して測定すると加速電界12MV/m( $E_{\text{peak}}=22\text{MV/m}$ ) 回りからフィールドエミッションが始まり、RFパワー不足のため20MV/mに制限された (X印)。こ

の測定後、 $84\text{kg/cm}^2$ で20分間超純水高圧洗浄を施すと全くフィールドエミッション無しで $27.6\text{MV/m}$ の加速電界が達成された(●印)。その後、4.5分の化学研磨と高圧洗浄を施し測定した結果、 $33\text{MV/m}$ の加速電界を達成し $28\text{MV/m}$ 辺りまでフィールドエミッションが無いことが再確認された(○印)。

#### 真空熱処理のコンタミに対する高圧洗浄効果

ニオブ超伝導空洞は、化学的表面処理の後、水素の脱ガスのために $700\text{-}900^\circ\text{C}$ で真空熱処理しなければならないが、この処理工程で表面汚染が発生する。トリスタン超伝導空洞では、この表面汚染を除去するために再度軽い電解研磨を施した。図17は、このコンタミネーションを高圧洗浄のみで除去できるかどうかを調べた結果である。真空熱処理後、なにも処理しないで測定すると $6\text{MV/m}$ 辺りから著しいフィールドエミッションが発生し(●印)、コンタミが起こっていることが確認された。これをクラス10のクリーンルーム内で、後に述べる高周波数の超音波洗浄(メガソニック洗浄)を施しても大きな改善は得られなかった(○印)が、1時間の純水高圧洗浄を施すと大きく改善された(X印)。ここで超純水の代わりに純水を用いたことを強調しておこう。図19に示すように他の実験で高圧洗浄で、超純水と純水ではほとんど同じ結果が得られている。純水で済ませれば大きなコストダウンに繋がる。しかし、この実験では洗浄方法、あるいは純水に若干問題があり、 $30\text{MV/m}$ で何度か測定中にエミッターが発生してしまい、最終的に $17\text{MV/m}$ 辺りからフィールドエミッションが起きてしまった(図で $E_{\text{acc}}=23.5, 26\text{MV/m}$

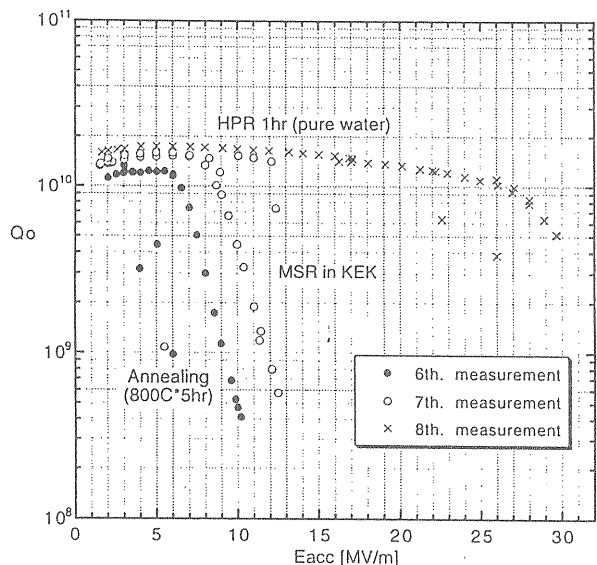


図17. 真空熱処理の表面汚染への高圧洗浄効果。

でのX印)。

#### 空洞分解・組立のコンタミに対する高圧洗浄効果

図18は、空洞の分解・組立の際に発生するコンタミに対する超純水高圧洗浄の効果を示す。まず、一度コールドテストを済ませ、クリーンルーム内で分解し、そこに一ヵ月半置いてあった空洞をなにも処理せずに組立て測定した。結果は、 $3\text{MV/m}$ 辺りから著しいフィールドエミッションが発生し、かつ低いフィールドでQ値が著しく低い値を示した(●印)。このフィールドエミッションの原因には、1) 空洞性能測定後、空洞内を高真空から大気圧に戻す際、真空リークが早すぎてゴミが空洞内に侵入したこと、2) 空洞分解の際、真空シール用インジウム取り作業中その破片が空洞内を汚染したことが疑われる。この空洞性能測定の後、空洞を分解し1時間の超純水高圧洗浄を施し性能

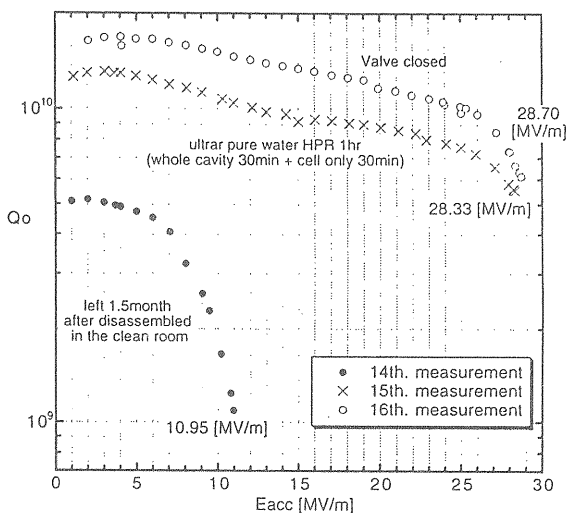


図18. 高圧洗浄の空洞分解時のコンタミに対する効果。

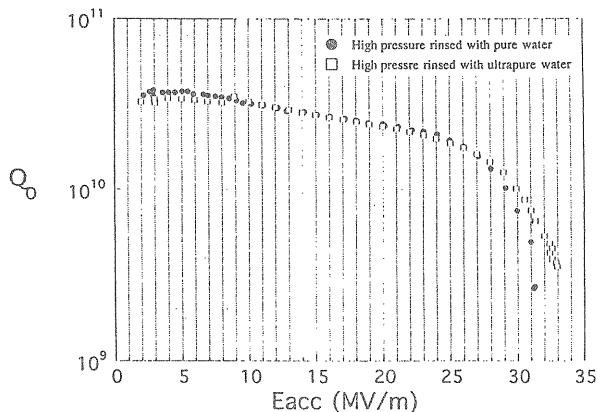


図19. 超純水、純水高圧洗浄の空洞性能上の差。



測定するとQ値、加速電界とも著しく回復した（X印）。

### 3) メガソニック洗浄

高圧洗浄は、表面汚染に対して大きな効果を発揮することが分かった。しかし、我々のL-バンド超伝導空洞の測定では、高圧洗浄を施しても尚、25MV/m以上の高電界でフィールドエミッションの発生が見られる。このような高電界では、さらに強力な洗浄法が必要と思われる。その方法として最近、半導体技術で開発されているメガソニック洗浄が有望視される。半導体分野ではフロンの代替として、全て水を使って洗浄しようとする考えの下にサブミクロンの小さなゴミを有効に除去する方法としてこの装置が開発された。市販の超音波洗浄装置の周波数は、28KHzから100KHzの間である。このように周波数が低いと、キャピテーションが起こり金属の表面腐食が発生する。一方、周波数が1MHz近くなり非常に高くなると振動エネルギーが小さな領域に集中し、その結果小さなゴミが効率良く除去され、且つ、キャピテーションが発生しない。図20は、この洗浄装置をカイジヨウ（株）から借りてシリコンウエハーを洗浄し、前と同様の方法で表面のゴミの分析をした結果であ

る。清浄なウエハーをクリーンルームの外の環境に2時間曝し、その後クラス100のクリーンルーム内で950KHz,600Wのメガソニック洗浄装置で10分間洗浄して乾燥後分析した。図21は、その効果を高圧洗浄と対比するため、同様の工程でメガソニック洗浄を10分間の超純水高圧洗浄に置き換えられた結果である。結果が歴然と示すように、メガソニックでは、高圧洗浄の1/5にゴミの数が減った。

メガソニック洗浄では、ゴミの除去に非常に期待が持てるが、市販の物は超音波洗浄槽タイプの物である。周波数が高くなると超音波が金属を貫通しにくくなる。したがって、空洞外面からのメガソニック洗浄で内面のゴミの除去は期待できない。我々は、空洞の中に発振子を直接挿入できるような物が必要である。このタイプの物を使えば、図17で示したメガソニックの効果がさらに改善すると期待される。現在、カイジヨウ（株）との協力でこの種の物を開発中である。

#### メガソニック洗浄の空洞性能効果

空洞挿入型が無いとは言え、この洗浄法の効果を調べたくて50℃の超純水をメガソニック洗浄槽に入れ、その中に空洞を吊し、空洞内に石英ガラスでできた反射板を挿入して空洞のビームパイプ

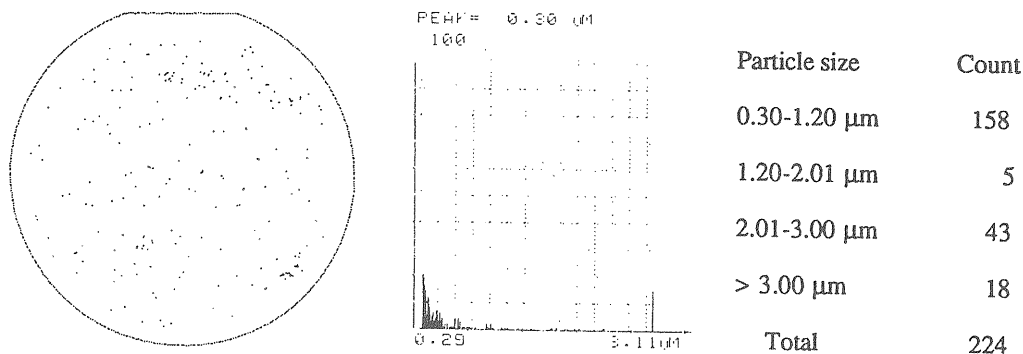


図21. メガソニック洗浄されたシリコンウエハー上のゴミの分析結果.

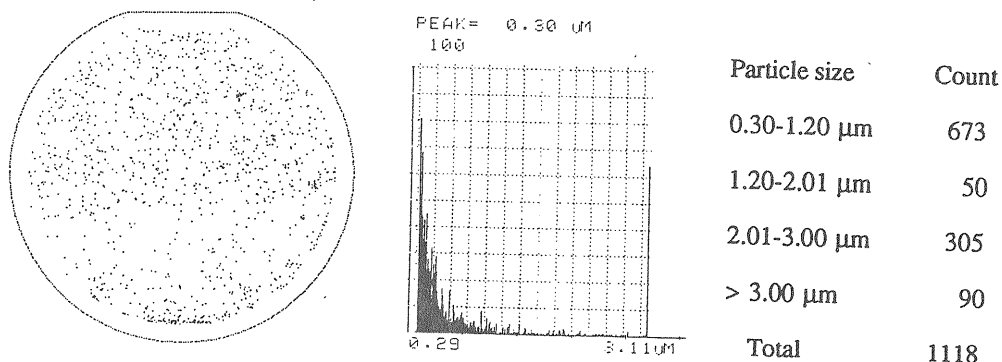


図22. 高圧洗浄されたシリコンウエハー上のゴミの分析結果.

開口部から来る超音波を空洞胴部に反射させることで洗浄を試みた。図22はこの実験結果を示す。K-3空洞を使って、バレル研磨を55 $\mu\text{m}$ 施し、電解研磨で250 $\mu\text{m}$ 表面を研磨し、760 $^{\circ}\text{C}$ で5時間の真空熱処理を施した後、50分の純水高圧洗浄行って測定した結果が●印である。この測定の後、分解し52 $^{\circ}\text{C}$ の超純水温水で32分間メガソニック洗浄し、2時間の超純水高圧洗浄を行った結果が○印である。二つの結果を比較するとメガソニックを施した方が25MV/m以上でフィールドエミッションが抑制される傾向が見える。最も両者の高圧洗浄に違いがあり、この効果を全てメガソニックの効果と見るわけにはいかない。しかし、この他にもメガソニックの効果が見えるものが観測されており、挿入型の新しい装置への期待が寄せられている。

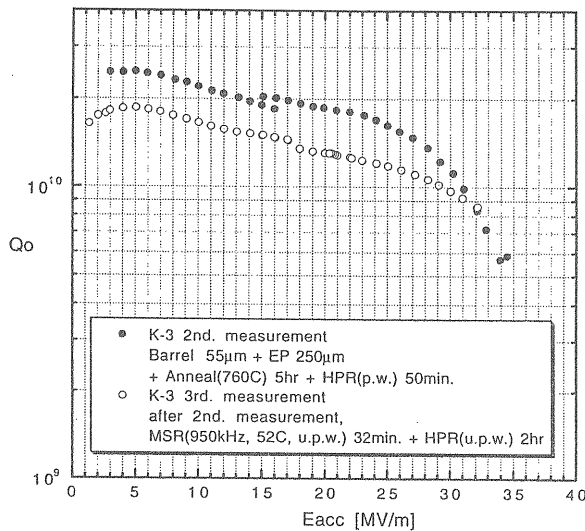


図22. メガソニック洗浄の空洞性能への効果。

### 3. マルチパクタリング

超伝導空洞の性能を制限する問題で、表面の清浄度と深く関わるもう一つの現象として、マルチパクタリングがある。次にこの問題に触れよう。スタンフォード大学で作られた初期の超伝導空洞では、図23に示すように低い飛び飛びの加速電界でQ値が急激にドロップし、加速電界が安定に発生できない現象が観測された[17]。より高い加速電界に達成するためには、長時間かけてRFプロセッシングしなければならなかった。これは、図23にその電子軌道の計算結果が示されるように空洞表面から飛び出した電子が、マイクロ波と同期して運動を繰り返すためである。同様の現象は、CERNの500、350MHzの単セル空洞でも観測された[18]。

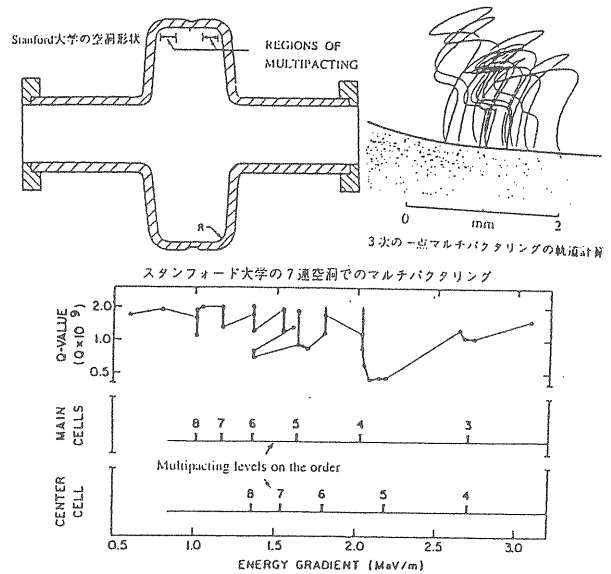


図23. スタンフォード大学の初期の空洞での一点マルチパクタリング。

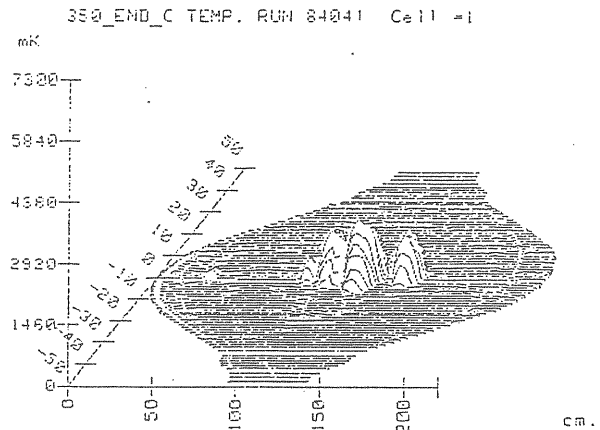


図24. CERN350MHz空洞の二点マルチパクタリングでの空洞外壁での発熱状況。

図24は、この運動が起きた時の空洞外面での発熱状況を示している。以下に詳しく説明するようにこの現象もまた、空洞内表面から飛び出した電子と空洞内に蓄積されたマイクロ波との相互作用の結果起こるものであり、空洞性能に著しい制限を与える。この現象の克服は、空洞形状の最適化、清浄表面の製作によってなされた。ここでは、この現象のメカニズムを説明し、現場での対策方法を具体的に紹介する。

#### 3-1 マルチパクタリング現象とそのメカニズム

マルチパクタリングが起きると既に述べたように飛び飛びの加速電界でQ値が急にドロップする。また、図25のCERNの結果が示すように胴部で発熱やX線の発生が観測される。これらの観察事実からこの現象は、図26に示す様になんらかの原因で電

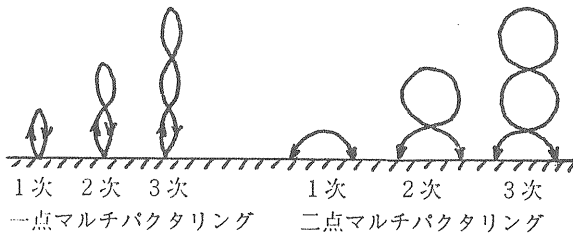


図25. マルチパクタリング電子軌道の基本モード。電子が表面から飛び出し、マイクロ波と相互作用し運動エネルギーを貰った後、マイクロ波の作る磁場で曲げられ再び同じ放出点に衝突する（一点マルチパクタリング）、あるいは、赤道面に対して対象な別の点に衝突する（二点マルチパクタリング）運動であることを示している。この運動はマイクロ波の作る磁場によって電子が曲げられて元の放出点に戻るの、空洞内の表面磁界の強い所で起こる。空洞内表面の磁場は、図5に示すように胴部で最大値を取るのこの現象は胴部で起こる。図26に示すように衝突表面の二次電子放出係数 $\delta$ が1より大きいと一次電子衝突でさらにたくさんの二次電子が放出され、この運動に参加する電子の数が増殖される。そして、これらの電子が益々空洞内の電磁エネルギーを吸収するために空洞内の蓄積エネルギーが減少してQ値が低下する。この運動周期がマイクロ波の周期に同期する、つまりマイクロ波の周期の整数倍ならば運動は継続できる。胴部で観察される発熱やX線の発生は、電子が空洞内表面に衝突する際に発生するものである。また、飛び飛びの加速電界でのQ値のドロップは、以下に説明するように、この運動周期とマイクロ波の周期の関係から理解できる。図25から分かるように一点マルチパクタリング（1MP）の

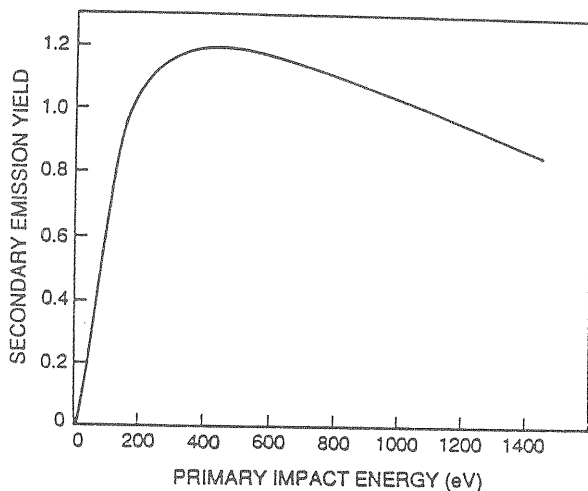


図26. ニオブの二次電子放出係数の一次電子の衝突エネルギー依存性。

運動周期は、マイクロ波の周期の整数倍でなければならない。

$$T(1MP-nth) = n \cdot T_{RF}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

ここで、 $n$ は、 $n$ 次のマルチパクタリングであることを示す。 $T_{RF}$ はマイクロ波の周期を表わす。同様に、図25から二点マルチパクタリング（2MP）の運動周期は、マイクロ波の周期の奇数倍でなければならない。

$$T(2MP-nth) = (2n-1) \cdot T_{RF}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

一方、質量 $m$ 、電荷 $q$ を持つ粒子は一様磁場 $B$ の中では（10）式のサイクロトロン周期 $T$ で旋回運動することがよく知られている。

$$T = 2\pi \frac{m}{q \cdot B} \quad (10)$$

マルチパクタリングの運動もこの運動と同様で、マイクロ波の作る磁場の強さに逆比例するような周期で運動する。マルチパクタリング電子の感じる磁場の強さを最大表面磁場 $H_p$ で代表してよい。 $H_p$ は、（11）式に示すように空洞の加速電界に比例する。

$$H_p = \alpha \cdot E_{acc} \quad (11)$$

これらのことと（8）、（9）式を使うと $n$ 次のマルチパクタリングの起こる加速電界は、次のように飛び飛びのレベルで起きることが分かる。

$$E_{acc}(1MP - nth) \propto \frac{1}{n \cdot \alpha \cdot T_{RF}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

$$E_{acc}(2MP - nth) \propto \frac{1}{(2n-1) \cdot \alpha \cdot T_{RF}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

（12）、（13）式の比例係数は、空洞の形状によって決まる。マイクロ波の周波数が異なっても相似形状であれば、同じ値を取る。

### 3-2 マルチパクタリング対策

マルチパクタリングは、加速器技術では古い問題である。この現象を左右する物理パラメータは、表面の二次電子放出係数 $\delta$ である。いかなる一次衝突エネルギーでも $\delta$ が1よりも小さければ、二次電子の放出される確率は1より小さく、マルチパクタリング電子の増殖は起きない。常伝導空洞

のRF入力カップラーのセラミック周辺で起こるマルチパクタリングについては、セラミックに $\delta$ の小さい窒化チタンを薄くスパッターして、 $\delta$ を下げる方法が取られる[19]。超伝導空洞では、空洞の表面抵抗が $10\text{n}\Omega$ と非常に小さいので、この方法は表面にコンタミを発生してしまい、Q値の低下を招く。超伝導空洞では、次の対策を取っている。1) 空洞形状を丸くする。これは、一点マルチパクタリングに特に有効である。2) 空洞内表面を出来るだけ清浄にする。これは、二つの意味を持つ。一つは、清浄表面を作ることで $\delta$ を小さくすることである。もう一つは、マルチパクタリングのトリガーとなる空洞内の浮遊電子を少なくすることである。

#### 一点マルチパクタリングの克服

一点マルチパクタリングは、図27の電子軌道の計算シミュレーションの結果が示すように、空洞形状を丸くするとマルチパクタリング軌道を不安定にし、この運動が継続できなくなる。円形空洞の赤道部では、表面電界が0である(図5参照)。浮遊電子が衝突して発生したマルチパクタリング電子の軌道を赤道部に移動させ、法線方向の加速を無くすることで運動を終息させる。多くの軌道計算の結果、この方法が一点マルチパクタリングに有効であることが、シミュレートされ実験でも確認された[20]。トリスタン超伝導空洞が世界に先駆けて $10\text{MV/m}$ の加速電界を発生できた背景には、空洞形状に円形形状を選択したことが上げられる。

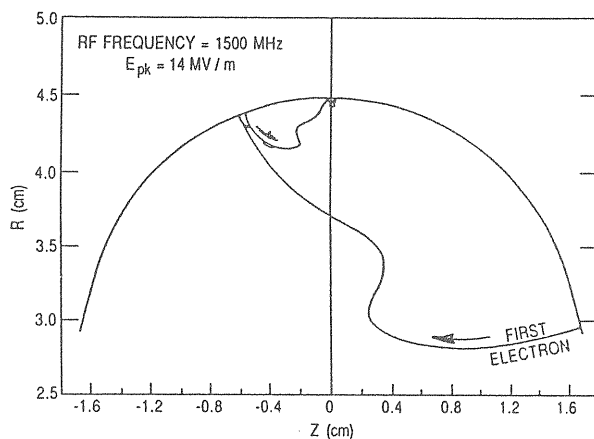


図27. 円形空洞に於ける一点マルチパクタリングの減衰。

#### 二点マルチパクタリングの問題

円形形状の採用と清浄表面技術のおかげで一点マルチパクタリングが克服され、この方法が二点

Cavity Type	$\alpha$ [Gauss/(MV/m)]	Ist. Multipacting level [MV/m]	Processing level or Multipacting level [MV/m]
CERN 305 [MHz]	39	5.5	5.4 - 5.6
KEK 508 [MHz] 円形形状	40.6	7.7	6 - 9
KEK 1300 [MHz] 円形形状	43.8	18.2	15 - 20
KEK 1300 [MHz] 非対称形状	43.3	18.3	16 - 19
KEK 1300 [MHz] 楕円形状	45.2	17.6	16 - 21

表2. 予測される一次の二点マルチパクタリング・レベルと観測されるプロセッシングレベル。

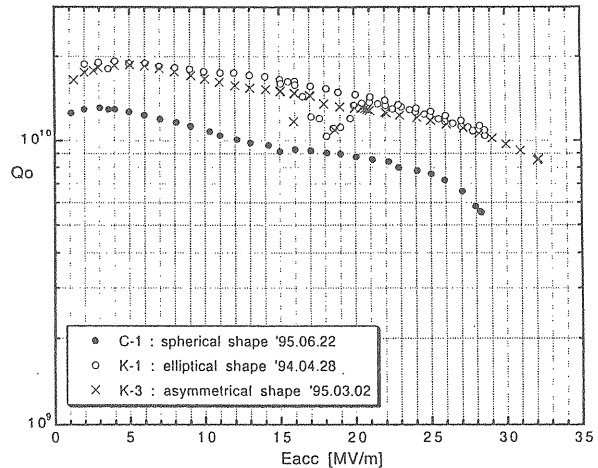


図28. L-バンド超伝導空洞に観察されるプロセッシングレベル。

マルチパクタリングにも有効であると考えがちである。CERNでの実験結果やC.Hess博士によるスタンフォード大学の研究[21]では、円形空洞でも二点マルチパクタリングの存在が確認されているにもかかわらず、さほど問題にされていない。CERNの350MHz空洞で $E_{acc}=5.5\text{MV/m}$ に一次の二点マルチパクタリングがある事実を下に、(13)式を使って508MHzのトリスタン超伝導空洞、1.3GHz空洞での一次の二点マルチパクタリングの起こる加速電界を計算すると表2のようになる。図28は、それぞれCEBAF1.5GHzの単セル空洞に相似な楕円形状、トリスタン超伝導空洞に相似な円形形状、楕円のものと円の二つ形のハーフセルを溶接した非対称形状の三種類の1.3GHzL-バンド単セル空洞の性能測定結果である。楕円あるいは、非対称空洞では $E_{acc}=16\text{-}21\text{MV/m}$ の間に連続的なRFプロセッシングレベルが存在し、この領域でX線の発生が観測されている。円形空洞でも $E_{acc}=15\text{-}20\text{MV/m}$ の間に数箇所パルス的なプロセッシングのレベルが存在する。まだ温度マッピングの測定が行われて居らず、発熱場所を確定していないが、これらのプロセッ

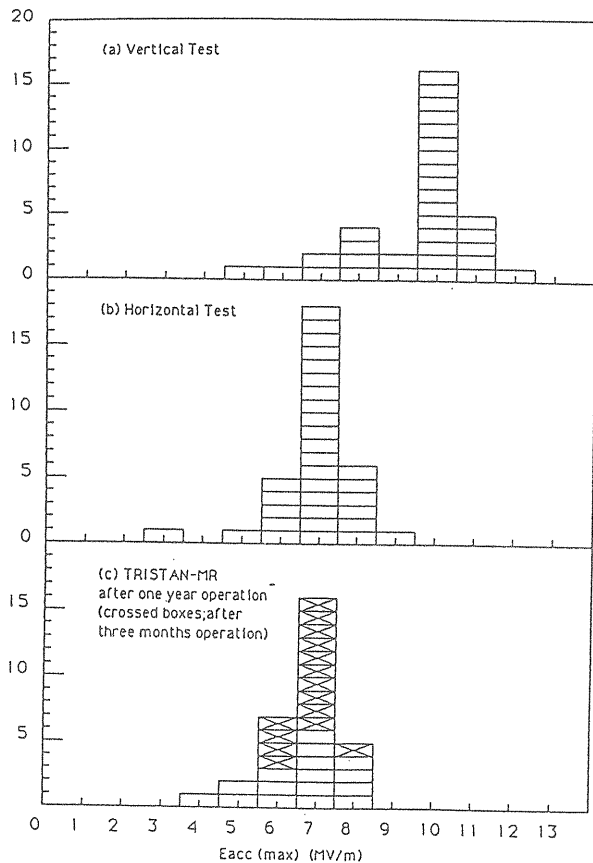
シングのレベルの値が表2に示される値と非常に近いこと、X線が発生することなどから、これは1次の二点マルチパクタリングである可能性が強い。これらのレベルはほとんどの場合、RFプロセッシングで克服される。克服深刻度の度合は経験的に(14)式のようにあり、円形状が最も容易である。

$$\text{楕円形状} > \text{非対称形状} > \text{円形状} \quad (14)$$

#### トリスタン超伝導空洞の横組立後の性能劣下と二点マルチパクタリング

超伝導空洞をリニアコライダに使用する場合、解決すべき問題がいくつか存在する。トリスタン超伝導空洞で経験した空洞の横組立後の性能劣下もその一つである。図29は、この問題を示している。個々の空洞の性能を測定(縦測定と呼ばれている)した後、2台の5連空洞を1台の横クライオスタットに入れるために空洞の真空を破ってクリーンルーム内で空洞を結合したり、

RF入力カップラーの取り付け作業等が行われた。この作業では、空洞の真空リークの速度、インジウム取り作業等に細心の注意が払われたが、組み込み作業後の横測定では図29中段に示すように加速電界が、7MV/m辺りに下がってしまった。トリスタン超伝導空洞は、7MV/m辺りに1次のマルチパクタリングが予想される。縦測定ではRFプロセッシングで簡単に克服されたマルチパクタリングであるが、横組立作業中の表面汚染がひどく、横測定ではもはや克服できなかったのではないかと予想される。この問題は、L-バンド空洞でシュミレートする予定であるが、空洞横組立後、空洞性能を保持するためには空洞にカップラーを取り付けた状態で高圧洗浄等を施して、ゴミを除去する必要がある。そのためには、空洞とヘリウム槽を一体化したような構造を考える必要があり、クライオスタットの設計に絡む。しかし、特に高電界の空洞ではそうした方法をとらなければならないと考えている。



Distribution of field gradients measured (a) in the vertical test, (b) in the horizontal test and (c) after one year operation for 16 cavities and three months operation for 15 cavities in TRISTAN-MR.

図29. トリスタン超伝導空洞の横組立での性能劣下。

#### 4. まとめ

空洞内表面上に残留するゴミ等のコンタミネーションで空洞性能が制限される現象として、フィールドエミッションとマルチパクタリングの問題を取り上げ、これらの問題克服にいかんにかんして清浄表面技術が重要であることを紹介した。最近開発された高圧洗浄やメガソニック洗浄等の強力な洗浄技術とクリーン環境技術を組合せることにより、加速器技術において古くからの懸案問題であるこれら二つの問題の解決が期待される。また、これらの問題解決により、将来X線のでない放射線について「クリーン」な加速器が作れる可能性があることを強調しておきたい。

トリスタンで問題になったダスト・トラッピングなど加速器のなかでゴミが原因となる問題が多く、加速器がその性能をフルに発揮しながら長期間安定に運転されるためには、加速空洞のみならず、加速器システム全体をクリーンにする必要がある。特に、清浄表面技術を真空ダクトなどに適用する必要があるだろう。今後、そうした分野でこの技術が発展することを期待したい。

#### 参考文献

- [1] 野口修一；"超伝導空洞"，OHO'87 講義録
- [2] 光延信二；"超伝導空洞"，OHO'92 講義録
- [3] 古屋貴章；"超伝導空洞"，OHO'94 講義録

- [4] D.C.Mattis and Bardeen, Phys. Rev., 111(1958), P.412.
- [5] H.Schopper et al. KfK Report 3/68-6, Kernforschungszenrum Karlsruhe, 1968.
- [6] 例えば、「クリーンルーム技術と材料」、シーエムシー。
- [7] M.Yoshioka et al., "High Gradient Studies on UHV Room Temperature Cavities at S-band for Linear Colliders", Proc. of the 1994 International Linac Conference, 1994, Tukuba, Japan, P.302-304.
- [8] H.Miwa et al., "Application of High Pressure Rinsing for Superconducting Niobium Cavities", Proc. of the 17th LINAC Meeting in Japan, 1992, Tohoku Univ., P82-84.
- [9] P.Kneisel et al., "Experience with High Pressure Ultrapure Water Rinsing of Niobium Cavities", Proc. of the 6th Workshop on RF Superconductivity, CEBAF, 1993, P.628-636.
- [10] D.Bloess, "Chemistry and Surface Treatment", Proc. of the 2nd Workshop on Superconductivity, CERN,1984, P.409.
- [11] Ph. Bernard et al., "Superconducting Niobium Sputter-coated Copper Cavities at 1500 MHz", Proc. of the 5th Workshop on Superconductivity, DESY, 1991, P.487-496.
- [12] K.Saito et al., "R&D of Superconducting Cavities at KEK", Proc. of the 4th Workshop on Superconductivity, KEK, 1989, P.635-694.
- [13] H.Padamsee et al., "New Results on RF and DC Field Emission", *ibid.* ref.12, P.207-247.
- [14] J.Graber, et al., "A Summary of High Peak Power (HPP) RF Processing Studies of 3 GHz Niobium Accelerator Cavities", *ibid.* ref.9, P.776-793.
- [15] K.Saito et al., "Study of Ultra-Clean Surface for Niobium SC Cavities", *ibid.* ref.9, P.1151-1159.
- [16] E.Kako et al., "High Gradient Test of 1.3 GHz Superconducting Cavities", *ibid.* ref.7, P.251-253.
- [17] C.M. Lyneis et al., "Elimination of Electron Multipacting in Superconducting Structures for Electron Accelerators", Appl. Phys. Lett., vol. 31, P.541,1977.
- [18] Weingarten, "Electron Loading", *ibid.* ref.10, P.551-582.
- [19] 斎藤芳；"高周波放電と表面"，OHO'90 講義録。
- [20] U.Klein and D.Proch, "Multipacting in Superconducting RF Structures", Proc. of the Conf. on Future Possibilities of Electron Accelerator, Charlottesville, U.S.A.,1979.
- [21] C.E.Hess," LINAC Structure Design for High Brightness Beams", Doctor 's thesis, Stanford Univ. 1987.

# エミッタンス保存

久保 淨

はじめに

ここでは、リニアコライダの主ライナックでビームの質（主にエミッタンス）をどのように維持するかについて述べている。しかしながら、重要なことを全て述べている自信はなく、逆に、必ずしも重要でないことまで詳しく書きすぎた部分もあるかもしれない。以上のことをあらかじめ断っておきたい。

なお、ここで「エミッタンス」と呼んでいるのは、すべて横方向の運動に対する投影エミッタンス (projected emittance) のことである。また、簡単のため横方向については一次元の運動しか考えていない。

## 1. 入射誤差によるエミッタンスの増大

ビームがライナックに入射される時位置や角度に誤差があると衝突点でのずれができる。パルス毎の変化がゆっくりしたものであれば、誤差を補正できるが、早い変化に対しては補正が効かない。単純に入射誤差そのまま衝突点でのずれになると考えると、この誤差はビームサイズに比べて小さくなくてはならない。

### (1. 1) wakefield の影響

加速構造がビームにたいして横方向にずれていると横方向の wakefield (主に二重極モード) が励起され、同じバンチ内の後方の粒子や、あとからくるバンチが横方向に蹴られてエミッタンスの増大やバンチの振動をひきおこす。wakefield の強さは励起した粒子の位置のずれと電荷量に比例し、比例定数 (wakefunction) は後から来る粒子までの距離に依存する (wakefield についてはOHO'91「ビーム不安定性」等を参照されたい)。

ここでは簡単のため、2つのマクロ粒子を考える。初めの粒子と後の粒子の間の距離を  $z$  とし、ライナック内の位置  $s$  での横方向の位置をそれぞれ  $x_1(s)$ 、 $x_2(s)$  とする。初めの粒子の電荷を  $q$ 、 $s$  での横方向の wakefunction (二重極モード) を  $W_T(z)$  とすると。後の粒子 (電荷  $e$ ) は、

$$F_T(s) = eqx_1(s)W_T(z) \quad (1)$$

の力を受ける。

2つのマクロ粒子が同じ入射エラーを持ち、他のエラーはないものとし、連続的な収束力を仮定すると、運動方程式は

$$\frac{1}{\gamma(s)} \frac{d}{ds} \gamma(s) \frac{d}{ds} x_1(s) = -\beta^{-2}(s)x_1(s) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma(s)} \frac{d}{ds} \gamma(s) \frac{d}{ds} x_2(s) = -\beta^{-2}(s)x_2(s) + \frac{1}{m_e c^2 \gamma(s)} F_T(s) \quad (3)$$

となる。ここで  $\gamma(s)$ 、 $\beta(s)$  は、それぞれ  $s$  でのローレンツファクターとベータ関数である。第一式から、 $\gamma(s)$ 、 $\beta(s)$  の変化が緩やかという近似を使うと、初めの粒子は以下のようにベータatron振動をする。

$$x_1(s) = x(0) \sqrt{\frac{\beta(s)\gamma(0)}{\beta(0)\gamma(s)}} \cos \psi(s) \quad (4)$$

$$\psi(s) \equiv \int_0^s \frac{ds}{\beta} \quad (5)$$

ただし

$$\left. \frac{dx_1(s)}{ds} \right|_{s=0} = 0 \quad (6)$$

と仮定した。一方後の粒子は、

BNSダンピング、AUTO-PHASINGという方法でバンチの発散をある程度抑えることが。

### (1. 2) BNSダンピング

前節の運動方程式 (2) (3) をみると、前方粒子の振動の周期、すなわち後方の粒子への強制力の周期と、後方粒子の固有振動数が同じである。そのため、後方粒子の振動の振幅が共鳴によりどんどん増大してしまう。2粒子の固有振動数が異なれば、共鳴がおこらず、振幅は小さいままになるはずである。

別の見方として、2粒子が同じ振幅とフェイズで振動するベータ関数の条件を調べてみる。第二の粒子のエネルギーが、第一の粒子のエネルギー(設計値とする)の  $1+\delta$  倍であるとすると、同じ磁場による収束力は  $(1+\delta)^{-1}$  倍になるので式 (3) は、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\gamma(s)} \frac{d}{ds} \gamma(s) \frac{d}{ds} x_2(s) \\ &= -(1+\delta)^{-2} \beta^{-2}(s) x_2(s) + \frac{1}{m_e c^2 \gamma(s)} F_T(s) \end{aligned} \quad (10)$$

となる。

$$-(1+\delta)^{-2} \beta^{-2} + \frac{eqW_T(z)}{m_e c^2 \gamma} = -\beta^{-2} \quad (11)$$

ならば、

$$x_2(s) = x_1(s) \quad (12)$$

は、この方程式の解になる。すなわち、第二の粒子は、第一の粒子と同じ振動をする。これは、強制力は余分の収束力と見做せるため、これとキャンセルするように磁場よる収束力を変えたことに相当する。この方法を、「AUTO-PHASING」と呼び、式 (11) は、そのための条件である。バンチ内の効果を考えると、 $W_T(z)$  は正なので、 $\delta$  は負、すなわちバンチの後方にいくほどエネルギーを低くすることになる。ベータ関数がエネルギーの平方根で変化するとすると、この条件を満たす  $\delta$  はエネルギーによらず一定である。 $q=1 \times 10^{10} e$ 、 $20 GeV$  で  $\beta(0)=10m$ 、

$$\begin{aligned} x_2(s) = x(0) & \sqrt{\frac{\beta(s)\gamma(0)}{\beta(0)\gamma(s)}} \{ \cos \psi(s) \\ & + \frac{eqW_T(z)}{2m_e c^2} \left( \int^s \frac{\beta(s)}{\gamma(s)} ds \right) \sin \psi(s) \} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。 $W_T$  は、場所によらないと仮定した。括弧内の第二項が wakefield による振動で、振幅が  $s$  と共に増大していく。

$\beta(s) = \beta(0) \sqrt{\gamma(s)/\gamma(0)}$  のようにベータ関数がエネルギーの平方根で変化するとすると、

$$\begin{aligned} & \frac{eqW_T(z)}{2m_e c^2} \int^s \frac{\beta(s)}{\gamma(s)} ds \\ &= \frac{eqW_T(z)\beta(0)(\sqrt{\gamma(s)} - \sqrt{\gamma(0)})}{g\sqrt{\gamma(0)}} \end{aligned} \quad (8)$$

となる。

加速勾配が  $30 MeV/m$ 、 $20 GeV$  から  $250 GeV$  のライナックで、 $q=1 \times 10^{10} e$ 、 $W_T(z)=2 \times 10^{15} V/C/m^2$ 、 $\beta(0)=10m$ 、 $\beta(s)=\beta(0)\sqrt{\gamma(s)/\gamma(0)}$  とすると、これはライナックの最終点で約 2.6 となる。つまりあとから来る粒子の振幅は先の粒子の 2.6 倍になる。

マルチバンチの効果を考えると、前のバンチに励起された振動が、後方のバンチに次々に影響を与えるのでさらに厳しくなる。他のパラメーターが同じならバンチ間の wakefunction を少なくとも  $1 \times 10^{15} V/C/m^2$  より十分小さくする必要がありそうである。バンチ間の wakefield を抑える方法については「ディチューン&チョークモード空洞」の項を参照されたい。

シングルバンチの効果の場合、式 (7) は、二粒子モデルの式なのでそのままは使えないが、 $z$  をバンチ長、 $q$  をバンチの電荷と置き換えればおおまかにバンチの変形を評価できる。バンチの長さ程度の短い範囲の wakefunction の値は、加速管のアイリスの大きさでほぼ決まってしまう。ほとんどの場合、wakefield を小さくするためにアイリスを極端に大きくすることは、加速の効率の観点から好ましくない。しかし、次ぎに述べるような



$W_T(z) = 2 \times 10^{15} V / C / m^2$ 、の場合の条件は

$$\delta \approx -8 \times 10^{-3} \quad (13)$$

となる。

第二の粒子の振動は第一の粒子によって励起される振動とそれと周波数が $\delta$ 倍だけずれた固有振動の重ね合わせになる。AUTO-PHASINGの条件は、固有振動の成分をゼロにすることに相当する。エネルギーの差がAUTO-PHASINGの条件からずれていると、2つの周波数の異なる振動の重ね合わせとなりビートをおこし、振幅が時間的に変動する。エネルギーの差がAUTO-PHASINGの条件より大きいと、2つの周波数の異なる振動の成分の符号が逆になり、はじめの部分で振幅が減少し始める。ライナックが長くなればいずれ振幅は再び増大し始めるが、 $\delta$ をうまく選ぶことにより、入射時の振動を減衰させることができる。これを、BNSダンピングと呼ぶ。

BNSダンピングは、シングルバンチの振動を抑制するのに有効な手段である。これまでは2粒子モデルで考えてきたが、実際には電荷は連続的に分布しているので話は複雑になる。バンチ内の進行方向の位置に依存したエネルギーの最適なずれは、電荷分布と横方向のwakefunctionの形に依存する。一方、エネルギーのずれはwakefieldによるエネルギー損失と加速電場の傾きの和でつくられる。実際には、加速電場のどのphaseにバンチをもっていかによって、進行方向の位置に依存したエネルギーのずれをコントロールする。これによって得られるずれは、完全に最適な形にはならないが、シミュレーションなどの結果から、かなりの効果を期待できることがわかる。

BNSダンピングのためのエネルギーのずれは、そのままでは最終収束系の許容範囲外になったり、物理実験にとって好ましくないエネルギーの広がりになったりする可能性がある。このような場合には、ライナックの前半ではエネルギーのずれを大きくし、後半でこれを打ち消すように、加速電場のphaseを場所によって変えるといった方法を取る。ただしあまりphaseを大きくすると加速効率が落ちるので、必ずしもBNSダンピングにとって最適のエネルギーのずれが全体としての最適な設計になるとは限らない。

### (1-3) filamentation

ライナックのある距離をビームが進むとき、ビーム内の粒子によって phase advance が異なる (収束力が異なる) と、横方向の運動についての phase space 上での初めの分布が中心からずれていたりライナックの optics と matching がとれていなかったりする場合、phase space 上で異なる回転をするため結果としてエミッタンスが増大する。これを「filamentation」と呼んでいる。実際、ビームにエネルギーの広がりがあると収束力に差が出来る。また、残留ガスがイオン化したものとの相互作用によってビームの前方と後方で異なる収束力を受ける可能性がある。

filamentation があると、入射誤差などは、重心のずれだけでなく、エミッタンスの増大をひき起こす。filamentation が大きく、phase space で360度いっばいに回り込んでしまうとすると、このときのエミッタンスの増大は、

$$\Delta \epsilon = \frac{1}{2}(\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2) \quad (14)$$

となる。ただし $\alpha, \beta, \gamma$ は twiss parameters、 $x, x'$ は、入射誤差 (phase space 上での) である。

filamentation は入射時のエラーだけでなくライナックの途中で発生したビーム軌道のずれに対してもおこる。また、「グローバルな補正」のところでも述べるように、filamentation の大きさによって、軌道補正の方法なども変えなくてはならない場合がある。

## 2. 設置誤差によるエミッタンス増大

四極マグネットや加速構造などライナックのなかでビームに直接影響を及ぼすものは、なるべく直進してくるビームがその中心を通るように正確に設置しなければならない。四極マグネットの位置が横方向(ビームの進行方向にたいして垂直)にずれていると、ビームが曲げられて衝突点でのビームの位置がずれてしまう。また、これを二極マグネットなどで補正しても、軌道がジグザグになって主にディスパーションの影響によってエミッタンスが増大する。加速管の横方向のずれは横方向のwakefieldを引き起こし、シングルバンチのエミッタンス増大やマルチバンチの影響によるビーム breakupの原因となる。

以下では、これらの設置誤差がどの程度許されるかの評価の方法について述べる。また、四極マグネットについては、微小であっても補正のできない速い振動が問題になるのでそれについて最初に述べる。

### (2. 1) 四極マグネットの振動

ビームの位置が四極マグネットに対し横方向にずれていると、ビームが余分に蹴られて軌道がずれてしまう。ここでは、各マグネットの位置が独立でランダムにずれているとして、それによるライナックの終点でのビーム位置のずれを評価してみる。

$i$ 番目の四極マグネットでの余分の蹴りを  $\Delta x'_i$  とするときライナックの終点でのビームの位置は、

$$x_f = \sum_i R_{12}(i) \Delta x'_i \quad (15)$$

と書ける。入射の誤差はないものとし、 $R_{12}(i)$  は  $i$  番目の四極マグネットからライナックの終点までの transfer matrix の 1-2 成分である。 $\Delta x'_i$  は、 $i$  番目の四極マグネットの強さ  $k_i$  と横方向の位置のずれ  $x_{q,i}$  とで

$$\Delta x'_i = k_i x_{q,i} \quad (16)$$

と書ける。

ここですべてのマグネットの位置のずれのが同程度で、その r. m. s. を  $x_{q,rms}$  とし、 $x_f^2$  の期待値(終点でのビーム位置の r. m. s. の二乗)を求める。 $x_{q,i}$  の平均をゼロとし、また、各マグネットは独立と仮定すれば

$$\langle x_{q,i} x_{q,j} \rangle = \delta_{ij} x_{q,rms}^2 \quad (17)$$

であるから

$$\begin{aligned} \frac{\langle x_f^2 \rangle}{\sigma_{xf}^2} &= \sum_i \frac{R_{12}^2(i)}{\sigma_{xf}^2} k_i^2 x_{q,rms}^2 \\ &\approx \frac{x_{q,rms}^2}{2(\gamma\epsilon)} \sum_i \gamma_i \beta_i k_i^2 \end{aligned} \quad (18)$$

となる。ここで

$$R_{12}^2(i) \approx \frac{\gamma_i}{\gamma_f} \beta_i \beta_f \sin^2 \phi_i \rightarrow \frac{\gamma_i}{2\gamma_f} \beta_i \beta_f \quad (19)$$

$$\epsilon_f = \beta_f \sigma_{xf}^2 \quad (20)$$

を使い、ビームサイズ  $\sigma_{xf}$  で規格化した。 $\beta_f, \beta_i$  は、終点と  $i$  番目の位置でのベータ関数、 $\epsilon_f$  は、終点でのエミッタンス、 $\gamma_i$  と  $\gamma_f$  はそれぞれ  $i$  と最終点でのローレンツファクター、 $\gamma\epsilon$  は不変エミッタンスでエネルギーによらず一定、 $\phi_i$  は  $i$  番目の位置から終点までの phase advance である。

式 (18) よりライナックのラティスが決めれば四極マグネットの位置のずれの程度と、ビーム位置のずれの関係がわかる。ビームの位置がビームの大きさ以上ずれると困るので式 (18) の値は 1 と比べて大きくてはいけない。

ラティスが FODO で、セルあたりの phase advance が一定の場合、 $k_i$  は  $\beta_i$  に逆比例するので式 (18) の和の中は  $\beta_i$  に逆比例し、長さあたりのマグネットの数も  $\beta_i$  に逆比例するので全体として  $\beta_i$  の二乗に逆比例する。したがって、マグネットの位置の誤差の許容度はベータ関数に比例することがわかる。つまり、マグネットの収束力が弱いほど位置のずれの許容度はゆるくなる。

リニアコライダの試験的なパラメーター、入射エネルギー 20 GeV、最終エネルギー 250 GeV、加速勾配 30 MeV/m、不変エミッタンス  $3 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{rad}$ 、セルあたりの phase advance 90 度、ベータ関数(の平均)が入射時 10 m でエネルギーの 1/2 乗でスケールすると仮定すると、

$$\frac{\langle x_f^2 \rangle}{\sigma_{xf}^2} \approx 1.5 \times 10^{14} x_{q,rms}^2 (m) \quad (21)$$

となる。 $(m)$  は、 $x_{q,rms}$  の単位がメートルであることを示す。四極マグネットがランダムに 80 nm 程度ずれていると終点でビームの位置がビームサイズと同程度ずれることになる。

このような小さな誤差でマグネットを並べるのも固定しておくのも不可能なので、常にビームの位置を測って軌道補正する必要がある。一方ビームの繰り返しと同程度またはより速い変化に対しては補正できないので、四極マグネットの速い振

動は、数十ナノメートル以下に抑えなくてはならない。

なお、式(18)で、ベータ関数がエネルギーの平方根でスケールすると仮定すると、和の中のそれぞれの項がエネルギーの平方根に比例し、一方四極マグネットの長さあたりの個数はエネルギーの平方根に逆比例する。したがってライナックのどの位置でも長さあたりのこの効果への寄与は等しい。

## (2.2) 四極マグネット、BPMの設置誤差

軌道補正が可能な設置誤差またはゆっくりした位置の変化は、前節のビーム位置のずれにとっては問題にならない。しかし、最終点では衝突するように補正しても、軌道が途中で曲がっていると dispersion が発生し、ビーム内のエネルギーの広がりのためエミッタンスが増大する。

全ての四極マグネットの場所にBPMがついていて、ビームが中心を通るように軌道を補正するとする。そして、BPMでの測定で仮定する中心と四極マグネットの磁場の中心とのずれにたいする許容誤差をエネルギーの異なる2つのビーム粒子の軌道の違いから評価してみる。i番目の四極マグネットのところで設計値のエネルギー $E_{c,i}$ をもった粒子の位置を $x_{c,i}$ とする。 $x_{c,i}$ は、四極マグネット、BPMの設置誤差と同程度になるはずである。エネルギーが

$$E_i = (1 + \delta_i) E_{c,i} \quad (2.2)$$

の粒子を考える。各四極マグネットのところで2粒子の位置の違いがその絶対値に比べ小さいものと仮定すると(つまり四極マグネット、BPMの設置誤差が、ビームサイズに比べて大きいとすると)、そこで余分の蹴り

$$\Delta x_i' = \delta_i k_i x_{c,i} \quad (2.3)$$

をうける。ここで $k_i$ は四極マグネットの強さである。この余分の蹴りによるライナック終点での2粒子の位置の違いは

$$\Delta x_f = \sum_i R_{12}(i) \Delta x_i' \quad (2.4)$$

となる。これは、 $\delta_i x_{c,i} \rightarrow x_{q,i}$ 、 $\Delta x_f \rightarrow x_f$  とす

れば前節と全く同じ式になるが、 $\delta_i$ はビームが加速されるにつれて小さくなる。 $x_{c,i}$ がランダムだとして前節と同様に二乗の平均をとって整理し、ビームサイズで規格化すると、

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta x_f^2 \rangle}{\sigma_{xf}^2} &= \sum_i \frac{R_{12}^2(i)}{\sigma_{xf}^2} \delta_i^2 k_i^2 x_{c,i}^2 \\ &\approx \frac{x_{c,rms}^2}{2(\gamma\epsilon)} \sum_i \gamma_i \delta_i^2 \beta_i k_i^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。前節と同様に phase advance が一定のラテイス場合には $x_{c,rms}$ の許容値はベータ関数に逆比例する。また、エネルギーの広がりが大きくなるとそれに反比例して許容値は小さくなる。

前節と同じパラメータを使い、入射時のエネルギーの差を2%とすると、式(2.5)の値を1以下にするためには $x_{c,rms}$ を $2.5 \mu\text{m}$ 以下にしなければならない。

## (2.3) 加速構造の設置誤差

加速構造がビームにたいして横方向にずれていると横方向の wakefield (主に二重極モード) が励起され、同じバンチ内の後方の粒子や、あとからくるバンチが横方向に蹴られてエミッタンスの増大やバンチの振動をひきおこす。wakefieldの強さは励起した粒子の位置のずれと電荷量に比例し、比例定数(wakefunction)は後から来る粒子までの距離に依存する(wakefieldについてはOHO'91「ビーム不安定性」等を参照されたい)。

ここでは、加速管が独立にかつランダムに誤差をもって並べられているとしてその許容誤差を評価してみる。

### (2.3.1) マルチバンチ

まず、バンチ内の変形は考えず各バンチが点電化として、wakefieldによるマルチバンチのエミッタンスの増大を調べる。

m番目のバンチの、終点での位置と角度は、各加速構造での蹴りの効果の和として以下のように書ける。

$$x_m(f) = \sum_{\lambda} R_{12}(\lambda \rightarrow f) \Delta x'_m(\lambda) \quad (26)$$

$$x'_m(f) = \sum_{\lambda} R_{22}(\lambda \rightarrow f) \Delta x'_m(\lambda) \quad (27)$$

ここで、 $\lambda$ は加速構造の短い部分を表す添字で、 $R(\lambda \rightarrow f)$ は $\lambda$ から終点までの transfer matrix、

$$\Delta x'_m(\lambda) = e \sum_{k < m} q_k W(\lambda, z_m - z_k) [x_k(\lambda) - a(\lambda)] L_{\lambda} / E(\lambda) \quad (28)$$

は、 $\lambda$ での蹴り角で、 $q_k$ は $k$ 番目のバンチの電荷、 $W(\lambda, z_m - z_k)$ は長さあたりの wakefunction、 $x_k(\lambda)$ は $\lambda$ での $k$ 番目のバンチの $\lambda$ での位置、 $a(\lambda)$ は $\lambda$ の設置誤差、 $L_{\lambda}$ は $\lambda$ の長さ、 $E(\lambda)$ はビームのエネルギーである。

ここでビームの振動は、設置誤差に比べて小さいとして $x_k(\lambda)$ を無視し、

$$S_m(\lambda) \equiv \sum_k q_k W(\lambda, z_m - z_k) \quad (29)$$

を定義すると、

$$\Delta x'_m(\lambda) \approx -e S_m(\lambda) a(\lambda) L_{\lambda} / E(\lambda) \quad (30)$$

となる。

エミッタンスの増大は、

$$\Delta \varepsilon \approx \frac{1 + \alpha^2}{2\beta} \overline{x^2} + \alpha \overline{xx'} + \frac{\beta}{2} \overline{x'^2} \quad (31)$$

とかける。ただし横棒は以下のように全バンチの平均をあらわす。

$$\begin{aligned} \overline{x^2} &= \sum_m q_m x_m^2 / \sum_m q_m - \overline{x}^2 \\ \overline{xx'} &= \sum_m q_m x_m x'_m / \sum_m q_m - \overline{x} \overline{x'} \\ \overline{x'^2} &= \sum_m q_m x'^2_m / \sum_m q_m - \overline{x'}^2 \end{aligned} \quad (32)$$

$$\overline{x} = \sum_m q_m x_m / \sum_m q_m$$

$$\overline{x'} = \sum_m q_m x'_m / \sum_m q_m$$

終点では、

$$\begin{aligned} \overline{x^2(f)} &\approx e^2 \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} R_{12}(\lambda \rightarrow f) R_{12}(\lambda' \rightarrow f) \\ &\quad \times a(\lambda) a(\lambda') L_{\lambda} L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \overline{x'^2(f)} &\approx e^2 \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} R_{22}(\lambda \rightarrow f) R_{22}(\lambda' \rightarrow f) \\ &\quad \times a(\lambda) a(\lambda') L_{\lambda} L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (34)$$

となる。ただし

$$T_{\lambda\lambda'} \equiv \sum_m q_m S_{a,m}(\lambda) S_{a,m}(\lambda') / \sum_m q_m \quad (35)$$

$$S_{a,m}(\lambda) \equiv S_m(\lambda) - \sum_m q_m S_m(\lambda) / \sum_m q_m \quad (36)$$

と定義した。

ここで、エミッタンス増大の期待値、すなわちランダムなエラーをもつ多数のライナックに対する平均、 $\langle \rangle$ で表す) を考えると、

$$\langle \Delta \varepsilon \rangle \approx \frac{1 + \alpha^2}{2\beta} \langle \overline{x^2} \rangle + \alpha \langle \overline{xx'} \rangle + \frac{\beta}{2} \langle \overline{x'^2} \rangle \quad (37)$$

である。 $\lambda$ で表した部分のいくつかが一つの設置単位 (例えば、いくつかの加速管を一つの台にのせて設置するとして、各台の設置誤差を考える場合等) になるとし、この単位の添字を $i$ と書き、ランダムかつ独立に設置されるとすると、

$$\langle a(\lambda) a(\lambda') \rangle = \begin{cases} a_i^2 & (\lambda, \lambda' \in i) \\ 0 & (\lambda, \lambda' \notin i) \end{cases} \quad (38)$$

とかける。 $a_i$ は $i$ の設置誤差の r. m. s. である。したがって、

$$\begin{aligned} \langle x^2(f) \rangle &\approx e^2 \sum_i a_i^2 \sum_{\lambda \in i} \sum_{\lambda' \in i} R_{12}(\lambda \rightarrow f) \\ &\times R_{12}(\lambda' \rightarrow f) L_\lambda L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \langle xx'(f) \rangle &\approx e^2 \sum_i a_i^2 \sum_{\lambda \in i} \sum_{\lambda' \in i} R_{12}(\lambda \rightarrow f) \\ &\times R_{22}(\lambda' \rightarrow f) L_\lambda L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \langle x'^2(f) \rangle &\approx e^2 \sum_i a_i^2 \sum_{\lambda \in i} \sum_{\lambda' \in i} R_{22}(\lambda \rightarrow f) \\ &\times R_{22}(\lambda' \rightarrow f) L_\lambda L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta \varepsilon \rangle &\approx e^2 \sum_i a_i^2 \sum_{\lambda \in i} \sum_{\lambda' \in i} B_{f,\lambda\lambda'} \\ &\times L_\lambda L_{\lambda'} T_{\lambda\lambda'} / E(\lambda) E(\lambda') \end{aligned} \quad (42)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} B_{f,\lambda\lambda'} &\equiv \frac{1+\alpha_f^2}{2\beta_f} R_{12}(\lambda \rightarrow f) R_{12}(\lambda' \rightarrow f) \\ &+ \alpha_f R_{12}(\lambda \rightarrow f) R_{22}(\lambda' \rightarrow f) \\ &+ \frac{\beta_f}{2} R_{22}(\lambda \rightarrow f) R_{22}(\lambda' \rightarrow f) \end{aligned} \quad (43)$$

である。

式(42)で  $B_{f,\lambda\lambda'}$ 、 $L_\lambda$ 、 $E(\lambda)$  はライナックの設計から決まり。 $T_{\lambda\lambda'}$  は、加速構造の持つ wakefunction と、バンチの電荷、バンチ間の距離から決まる。実際、この式を使って、設置誤差を数値的に評価することが出来る。

さらに簡単な場合として、設置する単位が短い (ベータ関数に比べて) とすると、 $\lambda$  で表した加速構造の部分を  $i$  で表した設置単位と同一としてよい。このとき、

$$\langle a(i)a(i') \rangle = \delta_{ii'} a_i^2 \quad (44)$$

$$\langle x^2(f) \rangle \approx e^2 \sum_i a_i^2 R_{12}^2(i \rightarrow f) L_i^2 S_{rms}^2(i) / E_i^2 \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \langle xx'(f) \rangle &\approx e^2 \sum_i a_i^2 R_{12}(i \rightarrow f) \\ &\times R_{22}(i \rightarrow f) L_i^2 S_{rms}^2(i) / E_i^2 \end{aligned} \quad (46)$$

$$\langle x'^2(f) \rangle \approx e^2 \sum_i a_i^2 R_{22}^2(i \rightarrow f) L_i^2 S_{rms}^2(i) / E_i^2 \quad (47)$$

となる。ただし、

$$S_{rms}^2(i) = \frac{\sum_m q_m S_{a,m}^2(i)}{\sum_m q_m} \quad (48)$$

である。

$$\begin{aligned} &\frac{1+\alpha_f^2}{2\beta_f} R_{12}^2(i \rightarrow f) \\ &+ \alpha_f R_{12}(i \rightarrow f) R_{22}(i \rightarrow f) \\ &+ \frac{\beta_f}{2} R_{22}^2(i \rightarrow f) = \frac{E_i \beta_i}{2E_f} \end{aligned} \quad (49)$$

を使い、全ての設置単位が同じ設置誤差の r. m. s.、同じ wakefunction 同じ長さを持つとする。

$$a_i^2 = a^2 \quad (50)$$

$$S_{rms}^2(i) = S_{rms}^2 \quad (51)$$

$$L_i = L_a \quad (52)$$

さらに、ベータ関数が、エネルギーの  $\alpha$  乗に比例する

$$\beta_i = \beta_0 (E_i/E_0)^\alpha \quad (53)$$

とする。

ここで、 $i$  で表された加速構造の設置単位についての和を積分に置き換える。

$$\sum_i L_i \rightarrow \int ds \rightarrow \int dE / g \quad (54)$$

ただし  $g$  は加速勾配である。結果を整理すると、

以下のようなエミッタンス増大に関する式が得られる。 $N_a$ を設置単位の個数、 $L_a$ を設置単位の長さ、 $\beta_0$ を入射でのベータ関数、 $E_0$ と $E_f$ を入射エネルギーと最終エネルギーとし、

$$\begin{aligned} \langle \Delta \varepsilon \rangle &\approx \frac{e^2 a^2 S_{rms}^2 \beta_0 L_a (E_f^\alpha - E_0^\alpha)}{2 \alpha E_f E_0^\alpha g} \\ &= \frac{e^2 a^2 S_{rms}^2 \beta_0 N_a L_a^2 (E_f^\alpha - E_0^\alpha)}{2 \alpha E_f E_0^\alpha (E_f - E_0)} \end{aligned} \quad (55)$$

この式から、設置誤差の許容値を求めることが出来る。許容値は、wakefunctionの大きさ、ベータ関数の平方根、に反比例し、加速勾配の平方根に比例する。

実際に許容誤差を評価するとき問題になるのは、wakefunctionをどう正確に知るかである。特にdetuned structureの場合には、設置誤差だけでなく、加速管の製造時の誤差も考慮すると、一本一本の加速管毎にwakefunctionが異なってしまい、簡単にはいかない。X-バンドの加速管でdetuned structureを使う設計では、許容誤差はだいたい数ミクロンから十ミクロン程度と見積もられている。

一方damped structureの場合には、マルチバンチの効果はシングルバンチの効果と比べて無視できる程度までQ値を小さくできると考えられている。

### (2.3.2) シングルバンチ

バンチを進行方向に細かくスライスして各スライスをひとつのマクロ粒子と考えれば前節のマルチバンチでの方法をそのまま使ってシングルバンチの効果によるエミッタンスの増大を評価できる。式(29)の代わりに

$$S_z(\lambda) \equiv \int_{-\infty}^z dz' \rho(z') W(\lambda, z-z') \quad (56)$$

とすれば同様になる。 $\rho(z')$ は、バンチ内の電荷分布である。

さらに、wakefunctionが場所によらず、かつ以下のように距離に比例するとし、

$$W(z) = W' \times z \quad (57)$$

電荷分布がガウス分布だとすると、

$$S_{rms}^2 \approx 0.91 \frac{q^2 W'^2 \sigma_z^2}{\pi} \quad (58)$$

となる。ここで $q$ はバンチの全電荷、 $\sigma_z$ はバンチ長である。したがって、設置の許容誤差は、ベータ関数の平方根に反比例、加速勾配の平方根に比例するとともに、全電荷、バンチ長、wakefunctionのslopeに反比例する。

wakefunctionのslopeは、加速管のアイリスの径の4乗に反比例するので、単純なスケーリングから考えると、他の条件が同じなら許容誤差は加速電場の周波数の4乗に反比例することになる。実際の設計では、この効果から決まる許容誤差は、大まかにいってX-バンドの加速管の場合10ミクロン程度、C-バンドで30ミクロン程度である。

## 3. ビームを使ったアライメント、補正

### (3.1) BPMを使った逐次補正

最も単純な補正のひとつは、各BPMのところで、軌道のずれがゼロになるように二極マグネットを上流側から補正する方法である。二極マグネットを使う代わりに、四極マグネットを横方向に動かしてもよい。二極マグネットが四極マグネットと同じ位置にあれば、両者は全く同等である。ひとつの二極マグネット（または四極マグネットの位置）の調整にその下流にあるいくつかのBPMを使うことができる。

この方法で得られる精度は、BPMの読みの四極マグネットの磁場中心に対する精度程度になる。ほとんどの場合、はじめの設置精度をdispersionによるエミッタンスの増大から決まる許容誤差以内に抑えるのは困難と考えられる。したがって、この方法は他の方法で決めた軌道からのずれを小さくするための比較的速い入射エラーの変化に対する補正として使う。この場合BPMの測定毎の誤差(resolution)と時間的な変化(電氣的ドリフト及び機械的な位置のずれ)を考慮しなければならない。

### (3. 2) 四極マグネットの強さを変化させる 逐次補正

ビームが四極マグネットの中心からずれたところを通ると蹴りを受けるが、マグネットの強さを変えればその角度が変わる。したがって、強さを変えても下流での軌道が変化しないように四極マグネットの位置を調整することにより、ビームが磁場中心を通るように出来る。位置と強さを変えながら、下流のBPMでのビームの位置を測定する事になる。ビームの位置の絶対値でなく変化がわかればよいので、BPMの resolution と同程度の精度が得られ、dispersionによるエミッタンスの増大は抑えられる。ただし、時間がかかるのであまり頻繁には出来ない。

### (3. 3) DF、WF補正

dispersion は、エネルギーの違いによる軌道位置の差である。したがって、エネルギーの異なる複数のビームの軌道が同一になるように軌道調整を行えば、dispersion はなくなり、それによるエミッタンスの増大もなくなるはずである。実際にビームのエネルギーを変えて軌道を測定することは困難であるが、全てのマグネットの強さを同じ割合で変化させることで、エネルギーを変えたと同等の効果がある。エネルギーの高い粒子は、マグネットによって少ししか曲げられないので、マグネットの強度を下げたときの軌道は、エネルギーの高い粒子の軌道に相当する。

実際には、マグネットの強さを変えたいいくつかの軌道について、BPMでの測定をし、

$$\chi_d^2 = \sum_j \left[ \sum_i (m_{j,i} + X_{j,i})^2 / (\sigma_{BPM}^2 + \sigma_{pre}^2) + \sum_{i < k} (\Delta m_{j,ik} + \Delta X_{j,ik})^2 / \sigma_{pre}^2 \right] \quad (5.9)$$

を最小にするように補正用の二極マグネットを調整する。ここで、 $j$ はBPMについての添字、 $i$ と $k$ はマグネットの強さを毎の軌道についての添字、 $m_{j,i}$ は $j$ 番目のBPMで測った $i$ 番目の軌道の位置、 $\Delta m_{j,ik}$ は $j$ 番目のBPMで測った $i$ 番目の軌道と $k$

番目の軌道の位置の差、 $X_{j,i}$ は補正用マグネットを調整することによる $j$ 番目のBPMでの $i$ 番目の軌道の位置の変化の計算値、 $\Delta X_{j,ik}$ は補正用マグネットを調整することによる $j$ 番目のBPMでの $i$ 番目の軌道と $k$ 番目の軌道の位置の差の変化の計算値、 $\sigma_{BPM}$ は推定されるBPMの設置誤差、 $\sigma_{pre}$ は推定されるBPMの resolution である。ふつうは $\sigma_{pre}$ が $\sigma_{BPM}$ に比べてかなり小さいので、括弧内の第二項が主に効く。第二項を小さくすることは、異なるマグネットの強さによる軌道の差を小さくすることを意味する。第一項は、軌道自体が中心線から大きくずれないようにするため必要になる。

このような補正をDF補正 (Dispersion Free Correction) と呼んでいる。

さらに、dispersionだけでなく、wakefieldによるバンチの前部と後部 (またはマルチバンチでバンチ毎) の軌道の差を小さくすることを考える。加速管の設置誤差がないとすると、バンチの後部は、バンチの位置のずれの方向に蹴りを受けるので、この部分にとっては加速管は defocussing の四極マグネットのように働く。すなわち、wakefieldの効果は、収束力を弱くすることに相当する。したがって、focussing マグネットを弱くし defocussing マグネットを強くする、またその逆の場合の軌道と元の軌道の差を小さくすることは、wakefieldによる軌道のずれを小さくすることに相当する。これと、dispersion を小さくすることを同時に行うため、0) 設計どりのマグネットの強さ、1) focussing マグネットだけ強さを変える、2) defocussing マグネットだけ強さを変える。これらの軌道を測定して式 (5.9) の $\chi_d^2$ が最小になるように補正マグネットを調整する。

この方法をWF補正 (wake-free correction) と呼んでいる。ただしこの補正は、加速管の設置誤差が無いときの wakefield の影響を小さくすることが出来るが、加速管の設置誤差に対する補正にはならない。

DF、WF補正で、式 (5.9) のなかの $X_{j,i}$ 、 $\Delta X_{j,ik}$ を求めるために、全ての補正マグネットからそれより下流の全てのBPMまでの transfer matrixを知る必要がある。このとき、加速管の transfer matrix は、wakefieldの影響を無視すれば

$$\begin{bmatrix} 1 & l_a/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_0/(E_0 + \Delta E) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_a/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (60)$$

であるが、長い距離の間の transfer matrix を計算するには wakefield の影響を無視出来ない場合があり、

$$\begin{bmatrix} 1 & l_a/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ K_a/2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_0/(E_0 + \Delta E) \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ K_a/2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_a/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (61)$$

を使う。ここで  $l_a$  は加速管の長さ、 $E_0$  はビームエネルギー、 $\Delta E$  は加速によるエネルギーの増加量、 $K_a$  は defocussing に相当する強さで、

$$K_a = Aq\sigma_z l_a W / E_0 \quad (62)$$

であり、 $q$  はバンチの電荷、 $\sigma_z$  はバンチ長、 $W$  は wakefunction の slope、 $A$  はバンチの形に依存する定数だがガウス分布の場合、

$$A = 1/\sqrt{\pi} \approx 0.564 \quad (63)$$

である。

ここでは補正マグネットを使うものとしたが、かわりに四極マグネットの位置を調整しても同等のことが出来る。

また、長い距離の間の transfer matrix の計算値は実際のものとの差が大きくなる可能性がある。したがって、ライナック全長にわたって一度に補正しようとしてせず、ライナックをいくつかの部分に分けて何回か補正した方が良い場合がある。

### (3. 4) ビームを使った加速構造のアライメント

加速構造の位置のずれは、先に述べたように十マイクロンから数十マイクロン程度にしなければならない。このために、ビームを直接使うことが考えられている。可動台の上に加速管をおき、BPM を取り付け、ビームが中心を通るように動かす。

この場合、resolution (測定毎の違い) でなく四

速管の位置に対する絶対的な誤差が問題になる。電極を使ったふつうのタイプの BPM では組立時や取り付け時の誤差が大きくなり、絶対的な位置を知るのが難しい。そこでキャビティ BPM (「高分解能ビーム位置モニター」の項参照) のように、ほぼ機械加工の精度で絶対的な位置がわかるものを加速管に取り付けて使う。この場合、キャビティ BPM のインピーダンスが問題を起こさないように注意しなければならない。

もう一つの方法として、加速管自体からでてくる二重極モードの wakefield をみてビームに対する加速管の位置を測定する。この場合、二重極モードの Q 値がある程度大きくないと測定が困難になる。Q 値の小さい damped structure の場合にはこの方法を使うのは難しい。

これらの方法で、十マイクロン程度の精度を得ることは比較的容易と思われる。

そのほか、バンチの電荷やバンチの長さを変えて軌道の差を小さくするような、DF、WF 補正と同様の方法も考えられているが、他の条件を変えずバンチ電荷やバンチ長を大きく変えるのは困難で、wakefield の影響が極端に大きい場合以外には適当でないと思われる。

### (3. 5) グローバルな補正

これまでは、ライナックのあらゆる場所でエラーが小さくなるような補正を考えてきた (local correction)。しかし、ある場所ではエラーがあってもそこから離れた場所でそれを打ち消すようにすることで全体としてエミッタンスを小さくすることができる。このような補正をグローバルな補正 (global correction) と呼ぶことがある。

例えば、ある場所での加速構造の設置誤差による wakefield の影響は、そこからベータatron 波長の整数倍離れた位置で逆方向に加速構造をずらすことによって打ち消すことが出来る。したがって、いくつかの加速管を横方向に動かしながら、ライナックの終点でのエミッタンスを測定して、これが最小になるように加速管の位置を選ぶといった補正が可能である。また、次の節の速いキッカーを使ったマルチバンチの補正も、グローバルな補正の一つである。

これは途中でエラーがあっても最終的にキャンセルさせてしまう方法であるが、エラーをもった軌道を長い距離を進むと、filamentation のようにビームに補正不可能な変化が起こる可能性がある。例



えば、加速管を動かす方法では、filamentation が大きくならないうちに補正してやらなければならないので、エミッタンスを測定する場所を何か所か作る必要がある。

なお、条件によっては残留ガスからできるイオンとの相互作用によって filamentation が非常に速く起こり、このような補正は事実上不可能になることもありうる。

### (3. 6) 速いキッカーを使った補正

これまでに述べた補正はすべてシングルバンチに対するものであった。言葉を変えれば、全てのバンチが同じ軌道を通るときに有効なものであった。しかし実際には、wakefield の影響などによって、バンチごとに軌道が異なる可能性がある。軌道が異なるということは、衝突点でバンチの位置がずれてしまうだけでなく、バンチ内のエミッタンスの増大の原因にもなる。

バンチ毎の位置を精密に測定できれば、速いキッカーでバンチ毎に蹴ることにより、全てのバンチが同じ軌道を通るように補正できる。

各バンチの相対的な位置の測定精度は、バンチのサイズより十分小さくなくてはならない。要求されるキッカーの速度はバンチ間隔で決まり、キッカーの最大強度は、ビームエネルギーと最大の蹴り角で決まる。

### 参考文献について

ここでは、

Tor O. Raubenheimer "The Generation and Acceleration of Low Emittance Flat Beams for Future Linear Colliders", SLAC-387, 1991.

だけをあげ、他の教科書、オリジナルの論文等は省略させていただく。