

## 1. 加速器で使用する高周波源

電子線形加速器では、電子加速のために高周波が使用される。1947年に作られた SLAC のマーク I 加速器では、1MW のマグネトロンで 7MeV の電子加速を行った。当時は、レーダーの発振器としてマグネトロンが使用されており、これに対して、現在加速器で主流のクライストロンは、せいぜい 10kW 程度のものしかなかった。Fig. 1-1 に、高周波機器の年代別の開発状況を示す。縦軸は出力に周波数の 2 乗をかけたものである。1930 年代は、マグネトロンが主流であったが、1950 年代に入ってクライストロンが加速器用高周波源の主流となった。現在、周波数の高いデバイスとしては、フリーエレクトロンレーザー (FEL) が発達してきているが、FEL を含めた加速器に使用される単独の高周波源としては、現在もクライストロンが使用されている。

荷電粒子の加速は、投入する高周波が大きいほど高くなる。従って、加速効率をあげるために、大電力の高周波源が必要であった。たとえば、KEK の  $8\text{GeV}^-/3.5\text{GeV}^+\text{Linac}$  (以降 KEKB Linac と称する) では、59 本の大電力高周波管 (クライストロン) が用いられている。高周波の使用周波数は、加速対象が電子の場合 L バンド～X バンドの周波数帯域が選ばれる。KEKB Linac では、S バンド (2856 MHz) である。周波数と帯域の呼称の関係を Fig. 1-2 に示す。

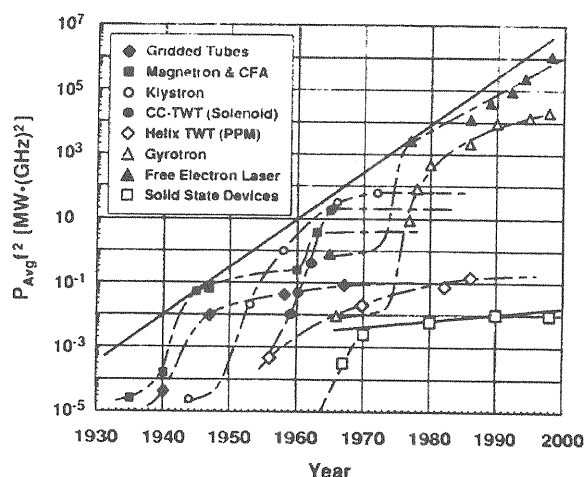


Fig.1-1 高周波デバイスの発展。  
文献[1]より引用。

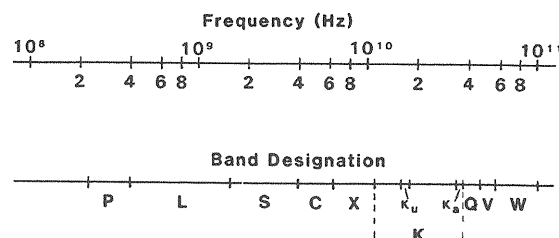


Fig.1-2 周波数と呼称の関係。文献[2]より引用。

加速構造の大きさの点から考えてみよう。電子の場合、Fig. 1-3 に示すように、10MeV のエネルギーを持っているものでも、高速の 99% 以上となる。加速ユニットの長さ ( $L$ ) は、粒子の光速との速度比 ( $\beta$ ) と高周波波長 ( $\lambda$ ) の積で決まる。たとえば、 $L=10\text{cm}$  の場合は、 $\beta=1$  としたとき、周波数は約 3GHz となる。製造上の容易さから、このような周波数が選択されている。

加速構造としては、電子加速器では円形導波管にディスクを挿入した形の加速管が使用される。これは、この周波数帯域で、他の加速管と比較してシャントインピーダンス (入力パワーに対する加速高エネルギー変換効率) が高いものが得られるからである。

周波数を高くした場合、加速ユニットがコンパクトになり、また加速効率も上がるが、加工精度等は厳しくなる。また、周波数を低くした場合は、ユニットが大型化し、加速効率も下がる。

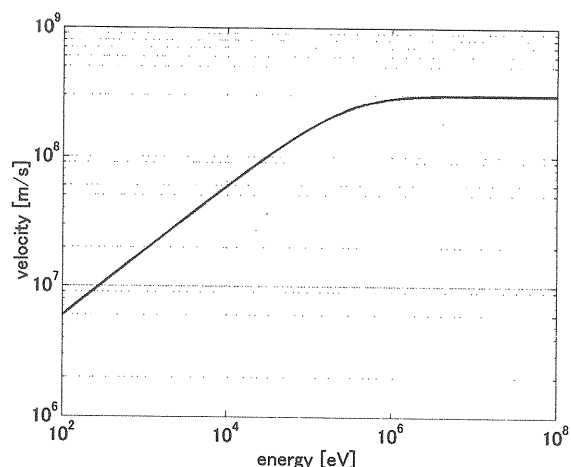
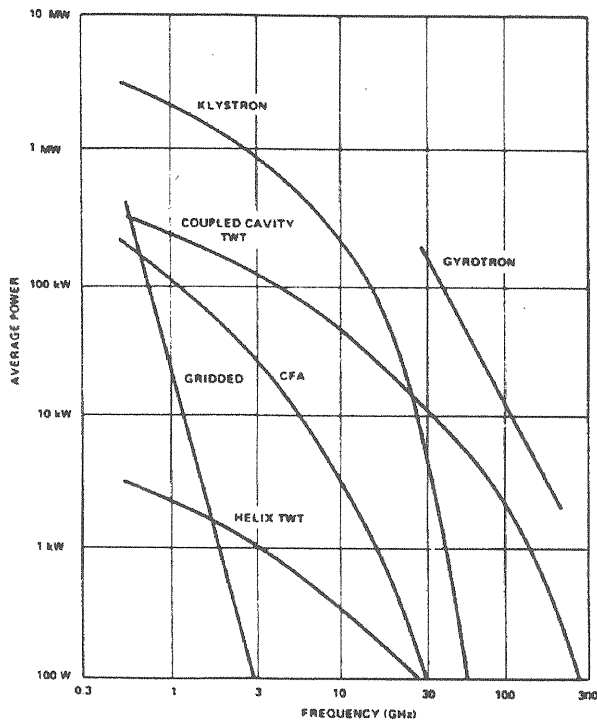


Fig.1-3 エネルギーと電子の速度。

AVERAGE POWER CAPABILITY OF MICROWAVE AMPLIFIER TUBES



PEAK POWER CAPABILITY OF MICROWAVE AMPLIFIER TUBES

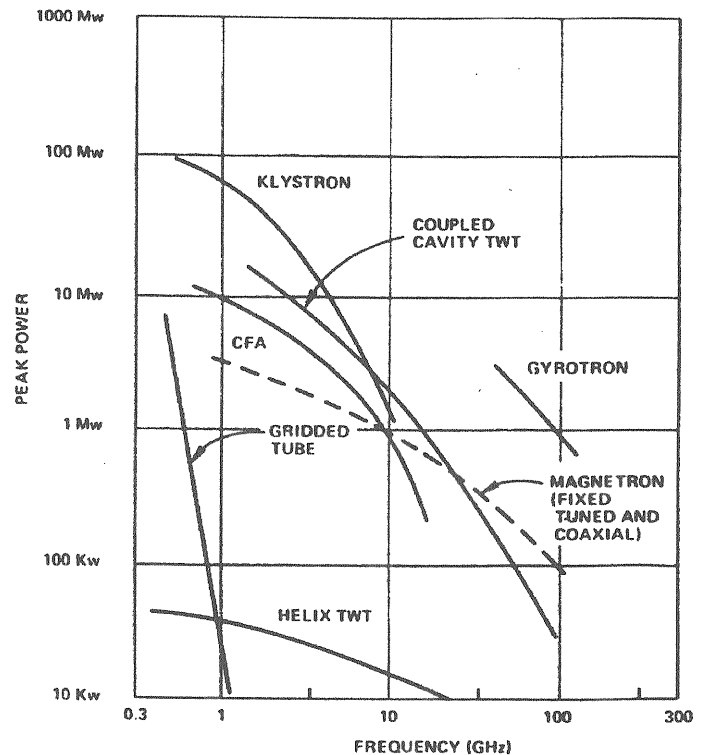


Fig.1-4 真空管での高周波源出力。左：平均出力、右：ピーク出力。文献[3]より引用。

超伝導空洞(たとえば、DESYのTTF(TESLA Test Facility))では、Lバンド(1300 MHz)が採用されているが、これは超伝導空洞では壁面での高周波損失が無いために大きくしても加速効率が落ちないこと、また、高い電界が生じると超伝導状態が壊れてしまうために電界集中を避ける必要があること、により選択されている。

また、電子より重い加速粒子の場合、 $\beta$ は低

い時は、Sバンドのような高周波では基準加速ユニットが小さくなりすぎる。このため、陽子、イオンの場合は300MHz程度の高周波源を使用することが多い。

次に高周波源の運転形態を考えてみよう。高周波源や加速管の冷却構造は、パルスそのものではなく平均電力で決まる。従って、できるだけ高い加速ゲインを得るためには平均電力を同じにし

Table 1-1 種々の高周波源の特徴。文献[3]より引用。

|                    | Efficiency (%) | Bandwidth (%) | Gain (dB) | Relative Operating Voltage | Relative Complexity of Operation |
|--------------------|----------------|---------------|-----------|----------------------------|----------------------------------|
| Gridded Tube       | 10-50          | 1-10          | 6-15      | Low                        | 1                                |
| Klystron           | 30-70          | 1-5           | 40-60     | High                       | 2                                |
| Magnetron          | 40-80          |               |           | High                       | 3                                |
| Helix TWT          | 20-40          | 30-120        | 30-50     | High                       | 3                                |
| Coupled Cavity TWT | 20-40          | 5-40          | 30-50     | High                       | 3                                |
| Gyrotron           | 10-40          | 1             | 30-40     | Low                        | 5                                |

\*1:最高、5:最低

て、パルス状の高周波を利用することになる。KEKB Linac の場合は、 $4\mu$  秒、50pps 最大パルス出力 50MW のクライストロンを使用している。超伝導の場合は、空洞に蓄積するまでの時間が長い (TTF の場合は  $500\mu$  秒程度) ために、比較的長いパルス (1~2ms) のものを用いる。

また、蓄積リングでも、制動放射によるエネルギー損失を補うために高周波が使用されている。この場合は、高周波源はパルスではなく連続となる。周波数はビームの間隔に対応したものである必要があるが、入手可能なものから、500MHz 帯のものを使用することが多いようである。

高周波発生装置としては、クライストロンのほかにも、固体素子や TWT などがある。それらは加速に使えないのであろうか。これまで述べてきたように、加速効率をあげるにはピーク出力の高いものが必要とされる。Fig. 1-4 に種々の高周波源について周波数と平均出力の関係を示す。固体素子の場合は、平均電力で数十 W 程度の出力のも

のがせいぜいであり、また、高価である。Fig. 1-4 の文献[3]が発行された(1985 年)後現在までに、X バンドのような高い周波数でも、70MW 以上の出力を持つクライストロンが開発され、1~10GHz ではクライストロンが最も優位である。TWT(進行波管)は、クライストロンと同帯域で幅広く使われているが、これは、利得が 40dB 程度である。クライストロンの場合は、空洞により速度変調を起こすものであるため、狭帯域ではあるが高い利得が得られる。マグネトロンも大電力のものがあるが、これは発振管である為、ビームの位相管理が難しい。Table 1-1 に真空管高周波源の特徴をまとめる。

高周波源については、新たな設計に時間がかかる(通常は数年必要)ため、加速器の周波数を選択する上で、入手可能な高周波源から周波数を選択することも多い。たとえば、SLAC をはじめとして S バンドのリニアックでは 2856MHz を採用することが多い。

## 2. クライストロンと周辺機器

高周波を出力するには、クライストロンだけではなく、入力高周波、クライストロン用電源等さまざまなものが必要となる。Fig. 2-1 に、KEKB Linac で使用されている高周波系のレイアウトを示す。

マスタージェネレータで生成された 2856 MHz は、8 箇所のサブブースター (SB) と呼ばれるクライストロンドライブ用のクライストロンに分配される。クライストロンに必要な入力は最大 500W 程度であるが、クライストロン入力までの伝送ラインでの損失、入力調整用の減衰機での損失があるため、サブブースターでは 8 本に対して、合計 60kW 程度の出力を行っている。

クライストロンの電子銃から出た電子は、入力高周波で変調され、高周波が増幅される (50dB 程度)。真空管であるクライストロンから、高周波を出力するために、高周波窓と呼ばれるセラミックの高周波出力口を使う。ここから、導波管システムに高周波が伝送される。導波管での電界が高いため、導波管系には超高真空システムが採用さ

れている。

次に一つのクライストロンのユニットを見てみよう。Fig. 2-2 にクライストロンアセンブリの外形図を、また、Fig. 2-3 にパルス電源およびクライストロンユニットの写真を示す。パルス電源は、AC の 3 相 200V を、パルス高電圧に変換する。23kV、5000A 程度である。このパルスは、クライストロンアセンブリ内のパルストランスで昇圧される。ここでは、1 : 13.5 の昇圧比のものを使用している。パルストランスで昇圧され、300kV、350A の高圧パルスがクライストロンに印加される。Table 2-1 に KEBB Linac で運転されているクライストロンの仕様をまとめる。

クライストロンに印加された高電圧パルスにより電子ビームを発生するが、ビームを集束するためには集束用の磁石が必要である。KEKB Linac では、電磁石を採用している。磁気回路の項で述べるが、最大 0.13T 程度である。

このように、複雑な構成システムで、約 60 台のクライストロンを運転する場合、機器の信頼性は重要である。また、平均寿命 (または MTBF) も、十分長くないと、保守期間中の交換作業が多

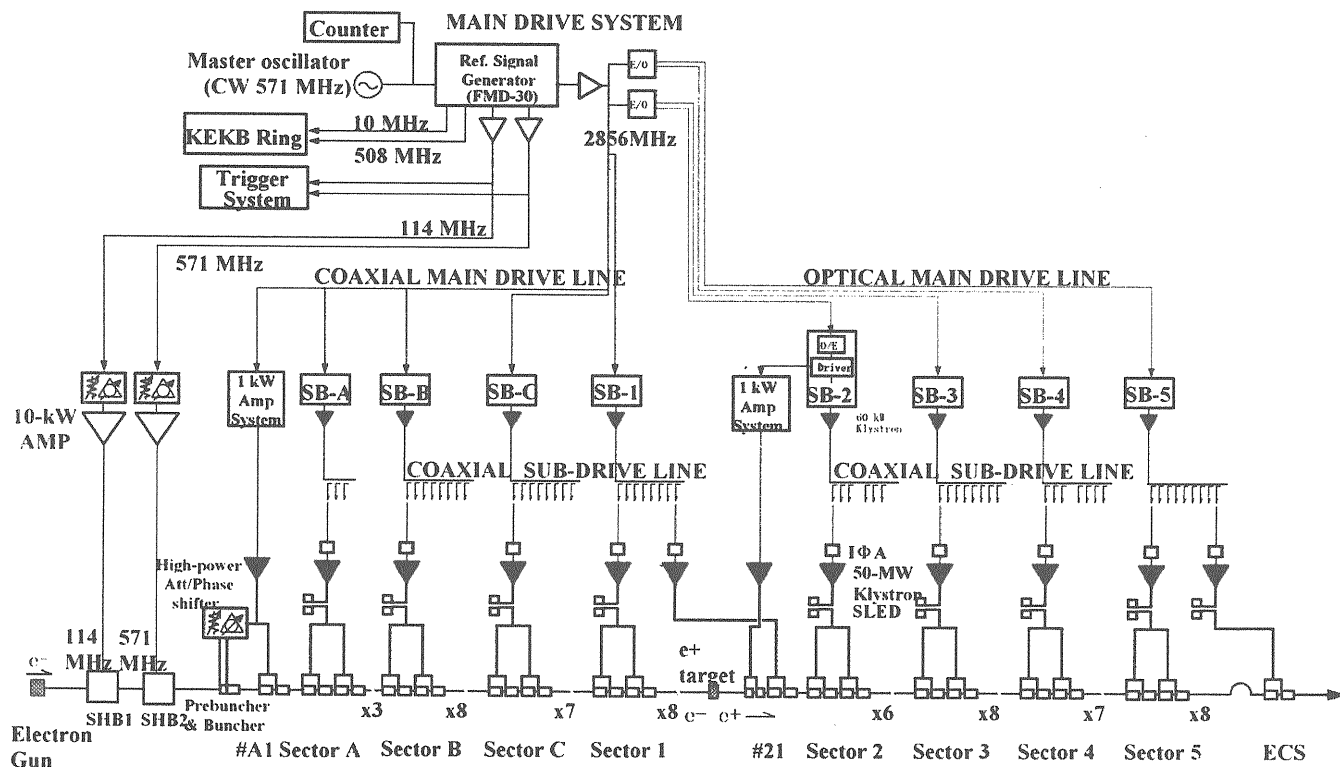


Fig.2-1 KEBB Linac の高周波系の概略図。



くなり、運転に支障をきたすことになる。

本講義では、このクライストロンを中心とした高周波源を取り扱う。クライストロン本体、周波窓、クライストロンを励振するための電源、パルストランス、集束磁石、低電力高周波系について述べる。

Table 2-1 KEKB Linac で使用されているクライストロン（三菱電機 PV-3050 および東芝 E3730A）の仕様。  
これは最大定格であり、KEKB Linac では、平均 41MW 程度で使用されている。

|        |         |              |
|--------|---------|--------------|
| 周波数    | MHz     | 2856 $\pm$ 1 |
| ピーク出力  | MW      | 50           |
| 平均出力   | kW      | 10           |
| パルス幅   | $\mu$ s | 4            |
| ビーム電圧  | kV      | 310          |
| パービアンス | $\mu$ P | 2.1          |
| 利得     | dB      | 51           |
| 効率     | %       | 45           |

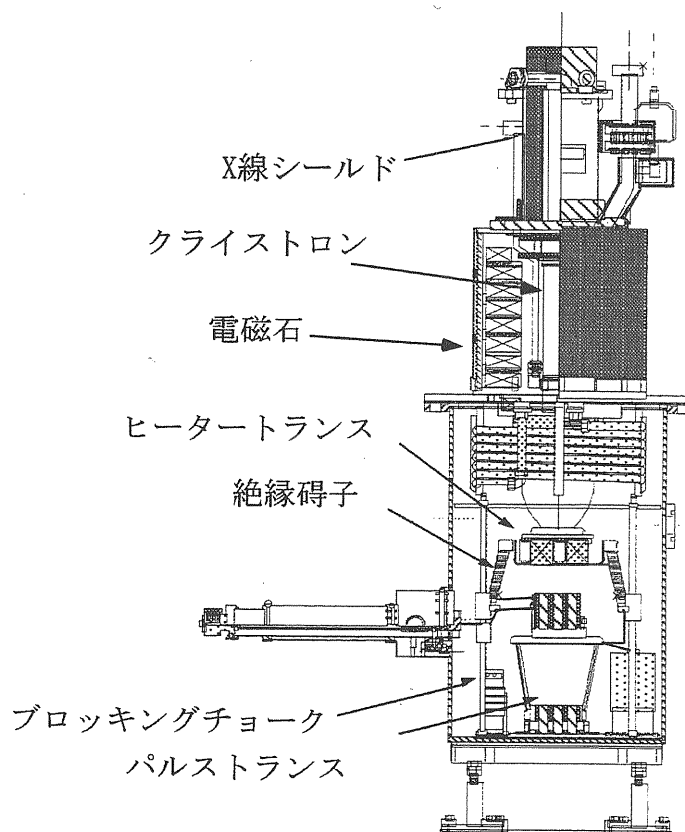


Fig.2-2 クライストロンアセンブリの概形図。

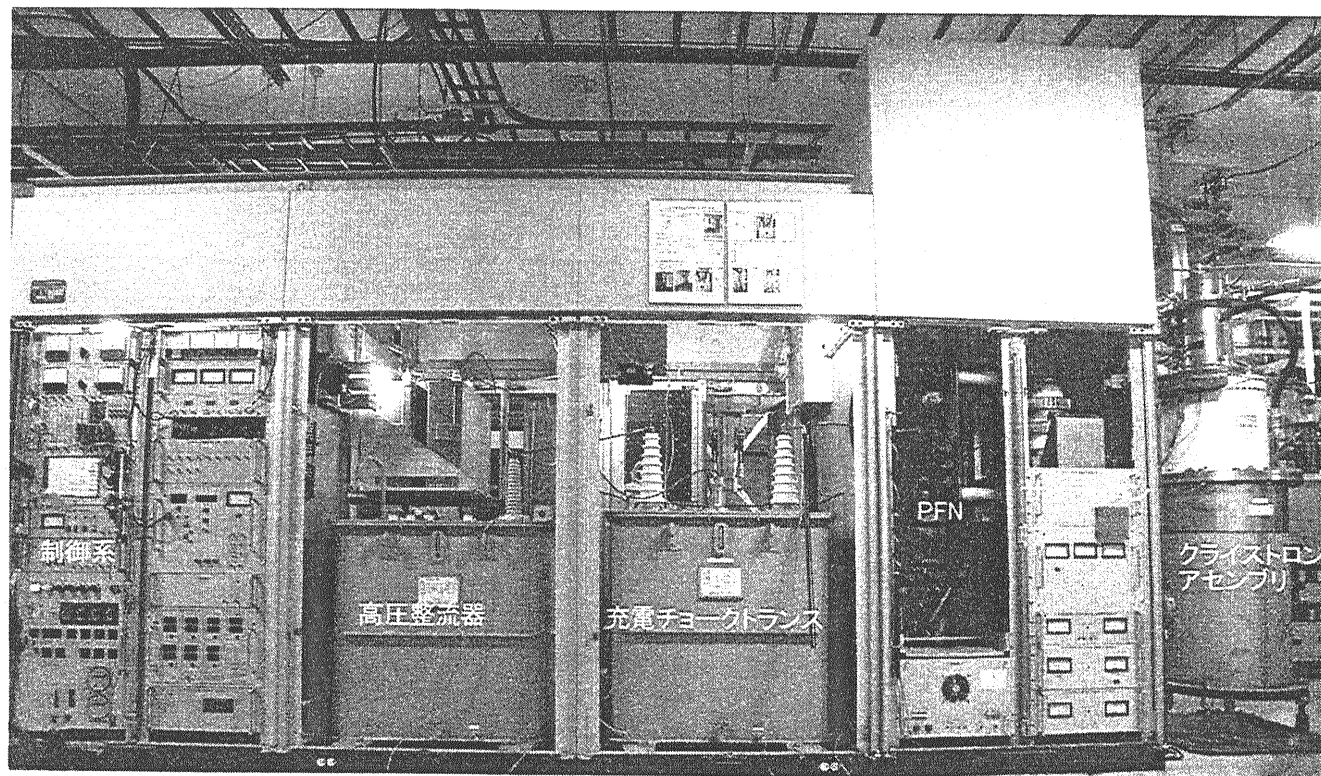


Fig.2-3 KEKB Linac パルス電源の写真

### 3. クライストロン電子銃

まず、クライストロンの電子銃に話をすすめる。最初に電子生成源であるカソードの材料について述べる。

#### 3-1 カソード材料

カソード材料としては、金属線を使ったものがわかりやすい。これは、現在でも走査型電子顕微鏡(SEM)などの電子銃で使用されているものである。この場合、ヒーター線は通電加熱され、自分自身から熱電子を放出する(Fig. 3-1(a))。一方、ヒーターはカソード材料のみを加熱し、カソード材料の表面から熱電子を放出させる間接加熱の方法もある(Fig. 3-1(b))。現在の大電力管では、間接加熱を行い、かつ運転温度が低いような特殊な材料を用いる。

熱電子の発生量は、何によって決まっている

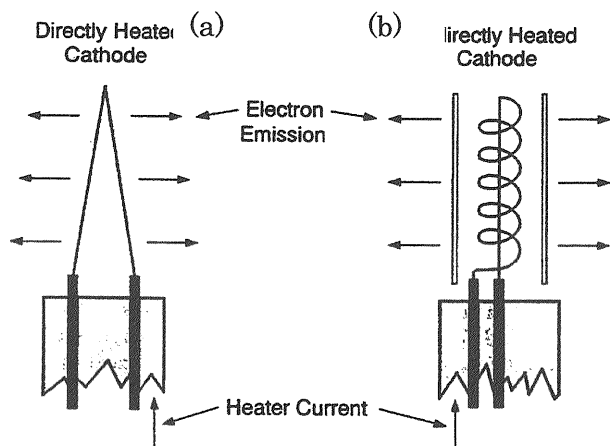


Fig.3-1 カソードの例。直接加熱(a)および、間接過熱(b)。文献[4]より引用。

のだろうか。熱電子は、カソード表面の温度が高くなり、電子が表面の仕事関数より高いエネルギーをもつ場合に放出される。一般には、熱電子放出電流は、リチャードソン・ダッシュマンの式

$$J_s = A_0 T^2 e^{-\phi/kT} \quad (3.1)$$

によって、記述できる。ここで、

$J_s$ : 飽和電流

$A_0$ : ダッシュマン定数 (理論値は  $120.4/\text{cm}^2/\text{deg}^2$ )

$T$ : 絶対温度

$\phi$ : 仕事関数 (eV)

$k$ : ボルツマン定数 ( $1.3804 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ,  $8.6 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ )

である。

仕事関数については、温度依存性を近似して  $\phi = \phi_0 + \alpha T$  となる。金属の場合は、 $\alpha$  は  $10^{-4} \text{ eV/K}$  のオーダーである。これを使えば、

$$J_s = A_0 e^{-\phi_0/k} T^2 e^{-\alpha/kT} \quad (3.2)$$

となる。種々の材料の仕事関数等を Table 3-1 にまとめる。(3.2)式からわかるとおり、仕事関数が低い方が動作温度を下げる可以降低。純金属のタングステンやモリブデンでは、仕事関数は 3eV 程度で、動作温度は 2000 度程度となる。金属フィラメントの場合、高温で使用されるため、大電流で真空管封じ込みのカソードとしてこのような金属材料が使用されることは少ない。SEM や表面分析装置での脱着可能なカソードとしては、簡便なために広く使われる。

Table 3-1 仕事関数等 文献[5]より引用。

|                  | $\phi$ [eV] | $T_e$ [K]* | $A_0 e^{-\phi/k}$ |
|------------------|-------------|------------|-------------------|
| Ba               | 2.5         | 680        | ---               |
| Ti               | 3.9         | 1600       | ---               |
| Ta               | 4.1         | 2680       | 37                |
| Mo               | 4.2         | 2230       | 55                |
| W                | 4.5         | 2860       | 70                |
| LaB <sub>6</sub> | 2.66        | ---        | 29                |
| BaB <sub>6</sub> | 3.45        | ---        | 16                |

\*  $T_e$ : 蒸気圧が  $10^{-5} \text{ Torr}$  になる温度。

カソードをデザインする際のパラメータとしては、必要な電流密度、仕事関数、運転温度、融点、気化率 (または気化温度)、活性化のしやすさ等がある。たとえば、必要な電流密度を得るためには、仕事関数の高い材料を使う場合、運転温度が高くなる。融点までの余裕が無くなったり、また、気化温度が運転温度に近い場合は、その様なカソードは使用しない。運転温度が高い場合は、熱シールドに注意しないと、ヒーター電力が高くなるだけでなく、他の部品が過熱され寿命に影響が出る場合がある。クライストロンのような大電力真空管では、600 度程度で 10 日間位の真空焼き

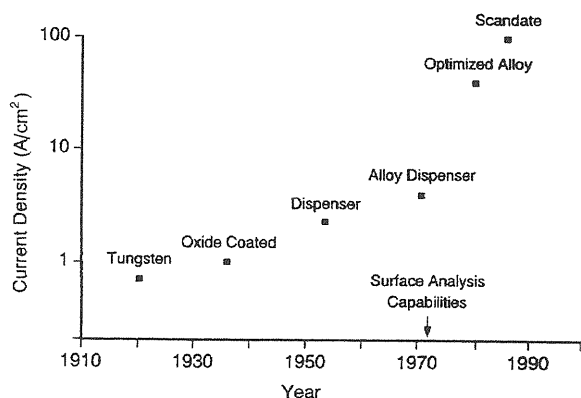


Fig.3-2 カソード材料の発展。

文献[4]より引用。

だしを最終段階で行う。カソードが、内部真空によって、不活性になるような場合は、真空焼きだしの際に注意が必要になる。大電力管には、金属材料（運転温度 1500~2500 度）と比較して比較的低温（1000 度程度以下）で運転可能な、バリウム系の酸化物カソード、含浸型カソードが使用されることがほとんどである。Fig. 3-2 にこれまでのカソード材料の発展について示す。

真空管で使用されるカソードとしては、大別して、酸化物カソード、含浸型カソードがある。含浸型カソードとしては、さらに、B 型、M 型、Ir コート、スカンデート型等のさまざまな種類がある。

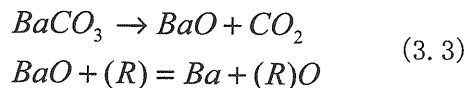
### 3-1-1 酸化物カソード

酸化物カソードは、1904 年に Wehnelt によって発見された。金属フィラメントにバリウム酸化物をコーティングすることにより電子放出が大幅に増加することを発見したのがきっかけである。

少量の還元剤を含むニッケル等の基体に、2-3 種類の炭化物（通常は、 $\text{CaCO}_3$ 、 $\text{SrCO}_3$ 、 $\text{BaCO}_3$  を用いる。例としては、 $\text{CaCO}_3$  : 13%、 $\text{SrCO}_3$  : 31%、 $\text{BaCO}_3$  : 56% など[5]) をニトロセルロースなどのバインダーに溶かしてスプレーによりコーティングする。

カソードの活性化は、3 段階からなり、(1) バインダーの除去、(2) 炭化物から酸化物への変換 (Conversion)、(3) 酸化物から Ba 単体への変換である。これらは後で述べる理由により、すべて使用する真空管内で行う必要がある。(1) は 500 度付

近、(2) は 850~900 度で、(3) は 1000~1200 度で行われる。Conversion および還元剤 (Mg などであるが、ここでは R と書く。) の作用で表面に Ba の原子層を作る最終段の活性化は、以下のように書ける。



このカソードでの純バリウムの仕事関数 (2.3eV) より低い 1~1.3eV 程度となる。酸化物カソードの動作原理として考えられている 2 つの機構について簡単に説明する。一つは、半導体理論に基づいたもので、還元反応で生成されたバリウムが酸化バリウム中で不純物順位を形成するというモデルである。もう一つは、単原子層モデルと呼ばれる遊離バリウム原子が電荷交換によってつくる電子双極子による効果で起こるという機構である。

酸化物カソードにより、それまでのタングステンフィラメント（仕事関数 4.6eV、2200 度で 0.3A/cm<sup>2</sup>）より 10 倍の電流密度が得られた。このカソードのタイプでは、動作温度は摂氏 800 度である。酸化物カソードは、簡便に低コストで製造できるため、現在でも CRT 等に使用されているが、大電力クライストロンに関しては、現在はほとんど後述する含浸型カソードが採用されている。

酸化物カソードの欠点をいくつか挙げると

1. 真空悪化により電子放出特性が著しく落ちてしまう。特に水蒸気に対しては、

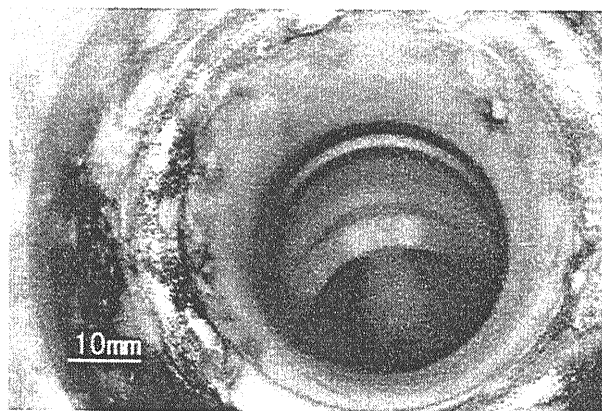
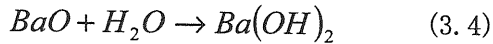


Fig.3-3 酸化物カソードで観察されるアノードの放電痕。

文献[6]より引用。



の非可逆的な反応を起こす。

2. Conversion プロセスの際に、アノードにバリウムが付着し、これが放電を誘発する。これは、微量の還元剤の構成変化等にも依存すると考えられ、品質管理上も難しい。
3. カソード表面から放出される電子は、ニッケル基体から供給される。このとき、高抵抗の酸化物を通過するが、酸化物中を電流が流れるため、ジュール加熱により過熱され、短寿命となる現象がある。

実際、KEKB Linac のクライストロンで酸化物カソードを使用していた (1979 年～1987 年) 際の MTBF は 11,000 時間で、一番の原因はカソード・アノード間の放電であった。(現在の含浸型カソードでは MTBF は 30,000 時間程度で、一番の原因は高周波窓の破損である。) Fig. 3-3 に酸化物カソードで見られたアノード側の放電痕を示す。これは、活性化の際にアノードにバリウムが蒸着し、そのため放電が頻発したと考えられている。

### 3-1-2 ディスペンサーカソード (B, S, M-Cathode, Scandate Cathode)

バリウムのリザーバーとして多孔質のタングステンを用いたものがディスペンサーカソード (バリウム消費型カソード) である。

酸化物カソードでは、バリウムの生成と電子放出が同じ際表面で行われていたのに対し、ディスペンサーカソードでは、バリウムの生成は多孔質金属内部で行われ、最表面に拡散していく (Fig. 3-4)。

ディスペンサーカソードでも、さまざまなタイプがあり、

1. L タイプ: 最初のディスペンサーカソード。  
ここでは、タングステン基体の下部に炭酸バリウムが配置され、拡散したタングステン中でバリウムが生成される。酸化物カソードと比較して、動作温度が高い (仕事関数 2eV)
2. B タイプ/S タイプ: L タイプを改善した含浸型 (Impregnated) カソード。タングステン基体中に  $\text{BaO-CaO-Al}_2\text{O}_3$  からなるエミッ

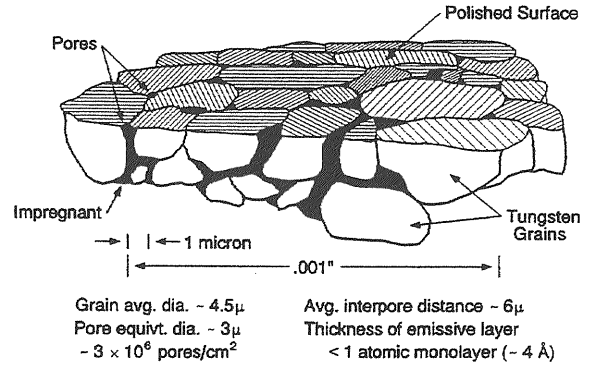


Fig.3-4 バリウム含浸型カソードの表面の模式図。  
文献[2]より引用。

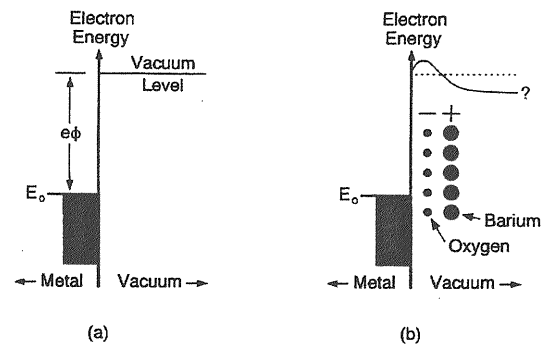


Fig.3-5 ディスペンサーカソードの電子双極子モデル。  
文献[4]より引用。

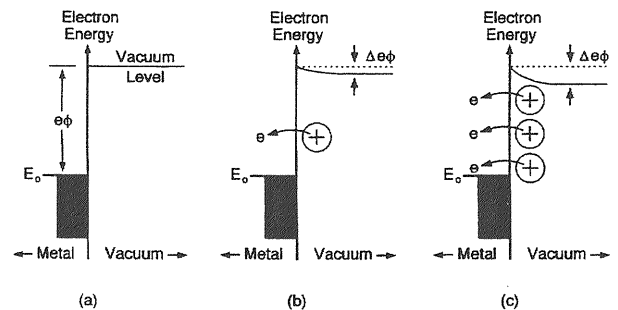


Fig.3-6 コーティングを施した場合に予想されるエネルギーレベル。文献[4]より引用。

タを含浸させる。B と S では、エミッタの比率が 5:3:2 (B) あるいは、4:1:1 (S) の違いがある。

3. M タイプ: タングステン基体をイリジウム (Ir) やオスミウム (Os) でコーティングを行ったもの。動作温度は 1000 度で  $10\text{A}/\text{cm}^2$ 。
4. スカンデートカソード: 酸化スカンジウムを多孔質ペレットに混ぜたり、被服材料として用いるもの。

現在のところ、ディスペンサーカソードの電

子発生メカニズムについては、新しい材料を予言できるほどは解明されていないが、現状の電子放出は、電気双極子モデル等で説明できることがわかっている（たとえば、文献[4]参照）。ディスペンサーカソード表面では、バリウムと酸素が単原子層に近い状態で存在することがわかっており、バリウムは電子を放出し、酸素は電子を受け取って電子双極子を形成する。この電子双極子が、ポテンシャルを変形し、電子が放出されやすくなるというモデルである (Fig. 3-5)。

このモデルでは、ディスペンサーカソードではバリウムが蒸発しにくい（金属バリウム単体の場合より蒸発量が一桁近く低い）という実験結果も説明できる。バリウムが表面に付着しているだけでなく、電気的にも結合しているためにバリウムが蒸発しにくいというのである。

現在は、Ir や Os、Sc など混ぜ合わせたりコーティングする M-カソード、スカンデートカソードが主流となってきているが、このエミッションが大きいことは、エネルギーレベルがイオンの存在によって変わるというモデルで説明できる。Fig. 3-6 にイオンの存在によるエネルギー状態の変化について示す。表面のイオン化により、やはり電気双極子ができ、これによりエネルギー状態が代わるとして説明している。Fig. 3-7 のように、エミッションの助長係数は Os や Ir のコーティングにより高くなるが、材料による違いについては、コーティング結晶構造によって違うということ

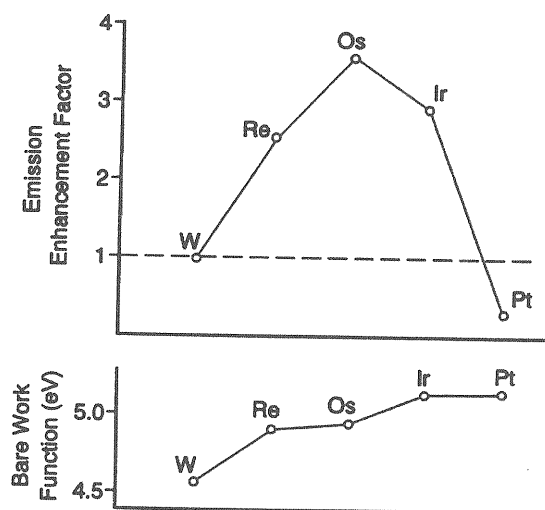


Fig.3-7 コーティング材料と、材料によるエミッション助長効果。文献[2]より引用。

説明できる[4]。

原理的な話はこれくらいにして、このカソードのメリットについて考えてみよう。ディスペンサーカソードの場合、真空管組み込み後の活性化は酸化物のような Conversion ではなく、最表面にバリウムの原子層を形成することが目的となる。したがって、ガスだしのための加熱処理は大電力管に組み込む前に別設備で行うことができる（酸化物カソードでは Conversion を行うために同一容器で行う必要がある。）。また、カソードから放出される電子は、金属基体を通じてカソード表面に供給されている。このため、酸化物カソードのような、カソード内のジュール加熱が起こらず、大電流の駆動が可能である。

ディスペンサーカソードの場合、大電流で使用可能になったこと、また、従って、同一の電流密度で使用する場合より寿命が延びることが特徴である。

この項の最後に、カソードの運転寿命について紹介しよう。表面からの出力電流が大きい場合は、運転温度も高くなるため同じタイプのカソードであっても、長時間の運転でエミッションが減少する。これは、ディスペンサーカソードでは、基体からバリウムが供給されるが、時間がたつにつれてバリウムの供給が表面から遠くなってくるからである（表面付近のバリウムが消費されて、表面から遠い部分からしか補給されない。）。

寿命については、正確な統計はないし、なにより、カソードの製造会社によって同じタイプのカソードであっても異なるものが出来上がっているため、単純な比較は難しいが、例えば、 $100\mu\text{m}$

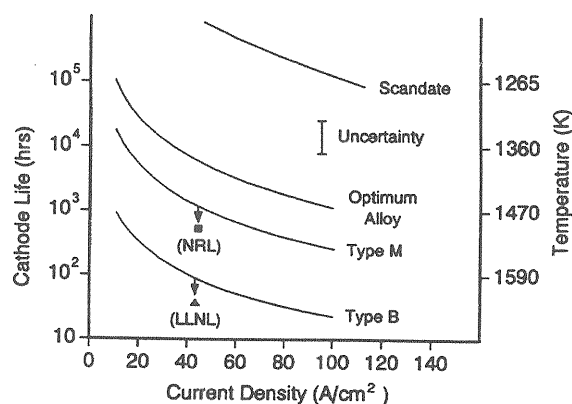


Fig.3-8 カソード材料と寿命。温度制限領域で使用したとして、バリウム蒸発量から寿命を定義。文献[7]より引用。

の厚さのバリウム枯渇層ができる（これは、B カソードで温度制限領域の電流が半分になる値）時を寿命と定義した場合のカソード寿命を Fig. 3-8 に示す。大電流では、スカンデート型が最も寿命が長い。Table3-2 にカソード材料の比較を示す。

Table 3-2 カソード材料の比較。文献[8]より引用。

|   | 酸化物     | B/S タイプ   | スカンデート  |
|---|---------|-----------|---------|
| 電流密度[A/cm <sup>2</sup> ]                | 2       | 90-130    | 200     |
| 活性化時間[Hours]                            | 0.5-1   | 2-5       | 1-2     |
| イオンボンバード耐性                              | ◎       | ○         | ×       |
| ガス耐性                                    | ×       | ◎         | ◎       |
| ビーム均質性                                  | ○       | ○         | ×       |
| 寿命 @2-4A/cm <sup>2</sup><br>(x10, 000H) | 1-2     | >5        | >5      |
| 動作温度 (°C)                               | 700-800 | 1000-1100 | 850-900 |

### 3-1-3 冷陰極カソード

フィールドエミッションを使った電極として、冷陰極カソード FEA (Field Emitter Array) が注目されている。エッチング技術によって、100  $\mu\text{m}$  ほどの電極を多数配置することで大電流を取り出すことができる。FEA の模式図を Fig. 3-9 に、また、実装された FEA を Fig. 3-10 に示す。FEA に数十ボルトの電圧を印加することで、エネルギーバンド構造を曲げることで、電子が電界放出される (Fig. 3-11)。

さらに、FEA を真空管の電子銃に採用する例が出てきた[10]。X バンド帯 TWT に搭載する電界放出型の冷陰極カソードの例を Fig. 3-12 に示す。この例では、直径 1.2mm のカソードに、直径 0.6  $\mu\text{m}$  の FEA が 542,000 個挿入されている。ゲート電圧 62V で動作し、5A/cm<sup>2</sup> の運転値で動作する。

このタイプのカソードの難点は、アレー付近の電界分布に沿って電子が放出されるため、熱陰極よりも、電子放出の一様性で劣ることである。

しかし、近年および今後の微細加工技術の進歩により、より精密、小径の加工が可能になれば、ビームのエミッタンスが向上し、大電力管についても利用できるようになる可能性もある。

種々の FEA での、現在の電界放出電流について Table3-3 にまとめる。

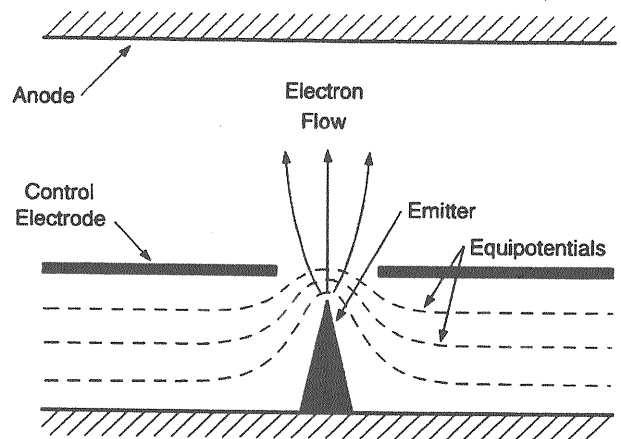


Fig.3-9 冷陰極電子銃の模式図。

文献[4]より引用。

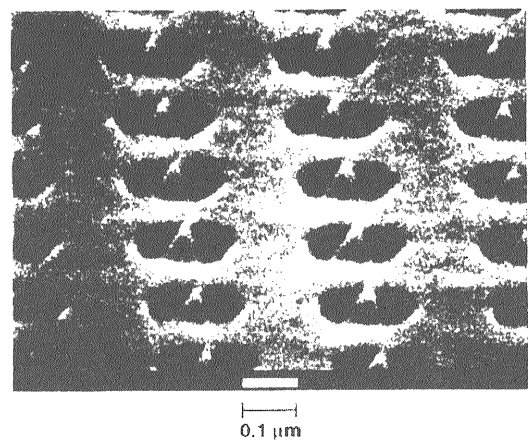


Fig.3-10 冷陰極の顕微鏡拡大図。

文献[9]より引用。

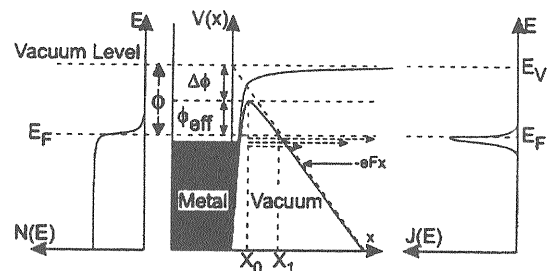


Fig.3-11 電界放出の原理図。文献[9]より引用。

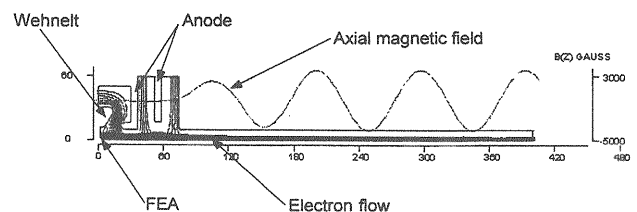


Fig.3-12 TWT に実装された FEA の例。

文献[10]より引用。

Table 3-3 種々の FEA のデータ 文献[9]より引用

| FEA Material         | Mo                            | Mo                        | Mo                       | Si                          | Si                          |
|----------------------|-------------------------------|---------------------------|--------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| Organization         | SRI                           | MIT                       | MIT                      | MCNC                        | MCNC                        |
| No. of Tips          | 10,000                        | 6,000                     | 70,300                   | 3300                        | 28074                       |
| Tips/cm <sup>2</sup> | $1.3 \times 10^6/\text{cm}^2$ | $10^6/\text{cm}^2$        | $10^6/\text{cm}^2$       | $3 \times 10^6/\text{cm}^2$ | $3 \times 10^6/\text{cm}^2$ |
| Max. Current         | 180 mA<br>dc                  | 15 mA<br>pulsed           | 22 mA<br>pulsed          | 6 mA<br>dc                  | 21.5 mA<br>dc               |
| Current Density      | 23<br>A/cm <sup>2</sup>       | 2400<br>A/cm <sup>2</sup> | 310<br>A/cm <sup>2</sup> | 6<br>A/cm <sup>2</sup>      | 2.1<br>A/cm <sup>2</sup>    |
| Estimated tip radius | 25 nm                         | 10 nm                     | 10 nm                    | 5 nm                        | 5 nm                        |

### 3-2 空間電荷領域での単純な電子銃

ここでは、並行平板の電子銃を考え、電子銃の特性について考えてみよう。

電子銃としては、Fig. 3-13 に示すように、平面電極型、円形断面（球状）集束型、シートビーム形などがある。クライストロンで使用されるのは、通常(b)の球状集束型であるが、ここでは、電極なしの大きな電子銃を単純化のために考え、次に、シートビームでの電極形状について考察する。

十分大きい並行平板の熱陰極からの電子発生を考える。(Fig. 3-14)

Maxwell の方程式を挙げる。

$$\text{div} D = \rho \quad (3.5)$$

$$\text{div} B = 0 \quad (3.6)$$

$$\text{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\text{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.8)$$

ここで  $\rho$  は電荷密度である。時間変化の無い系を考える。このとき(3.5)および(3.8)式より、電界  $E$  はポテンシャル  $\phi$  によって記述できる。

$$E = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.9)$$

また、電流は保存されるので、

$$j = \rho(x)v(x) = \text{const.} \quad (3.10)$$

となる。非相対論的な領域で考えれば、エネルギー保存則より、

$$\frac{1}{2}mv^2(x) = -\int_0^x eEdx = -e(\phi(x) - \phi(0)) \quad (3.11)$$

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}(-\phi(x) + \phi(0))} = \sqrt{\frac{2e}{m}(-\phi(x))} \quad (3.12)$$

$$j = \rho(x)v(x) = -\epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \sqrt{\frac{2e}{m}(-\phi(x))} = J_0 \quad (3.13)$$

したがって、

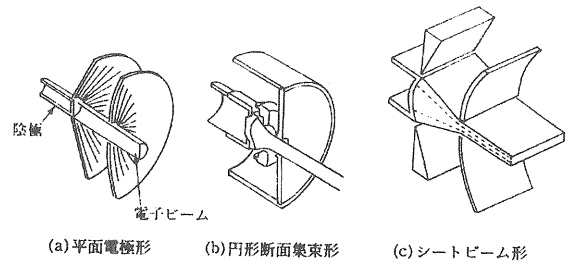


Fig.3-13 電子銃の形状。文献[11]より引用

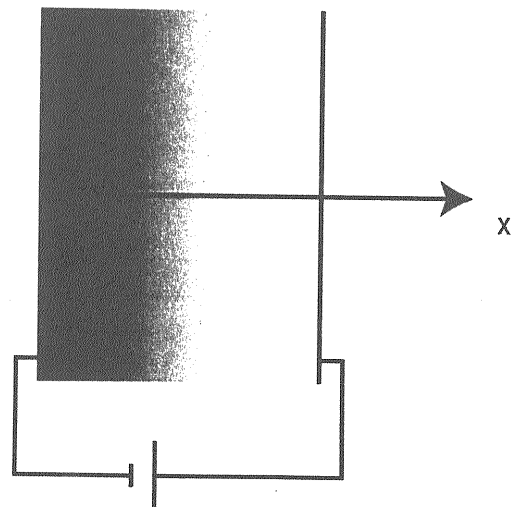


Fig.3-14 単純な平行平板電子銃のモデル



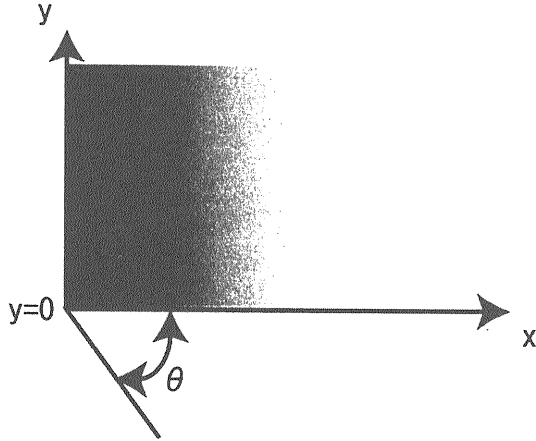


Fig.3-15 シートビーム型電極での電極構造。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{2e(-\phi(x))}} J_0 \quad (3.14)$$

ここで、

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 = \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \text{ を利用すれば、}$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 &= -\int \frac{2}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{2e(-\phi(x))}} \frac{\partial \phi}{\partial x} J_0 dx \\ &= -\frac{2}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{2e}} J_0 \int \frac{\partial \phi}{\sqrt{-\phi(x)}} \\ &= -\frac{4}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{e}} J_0 \sqrt{-\phi(x)} \end{aligned} \quad (3.15)$$

したがって、

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} \left( \frac{m}{e} \right)^{1/4} (-\phi) \sqrt{J_0} \quad (3.16)$$

$$J_0 = \frac{4}{9} \varepsilon \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (3.17)$$

すなわち、電流は、電圧の 1.5 乗に比例することがわかる。これは、 $\rho$  が電圧に比例し、速度が電圧の平方根に比例するためと考えることができる。

ここまでは、電極が無限に大きい場合を考えてきた。しかし、実際のカソードは有限長であるため、端部の影響を無視できなくなる。次に、端部の構造を考えるために、シートビーム状のカソ

ードを考える。

ここで、Fig. 3-15 に示すような、 $y > 0$  にあるカソード面について、 $y=0$  でビームを乱さないような、集束電極について考える。すなわち、ビームがカソード面 ( $y > 0$ ) 上にのみ存在するような、 $y < 0$  に配置する電極についてその形状を検討する。

境界条件としては、 $y=0$  において

$$\begin{aligned} \phi &= x^{4/3} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

を満たす解を探すことに対応する。複素関数として、 $z = x + iy$  に対して、

$$W = \phi(x, y) + i\psi(x, y) \quad (3.19)$$

を与える。ここで、 $\phi$  は Cauchy-Riemann の関係、

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3.20)$$

を満たす。

$$W = z^{4/3} \quad (3.21)$$

とする。このとき、 $y=0$  では、

$$\phi = \text{Re} W = x^{4/3} \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \text{Im} \frac{dW}{dz} = 0 \quad (3.23)$$

となり、最初の境界条件を満たす。また、 $\phi$  は Laplace 方程式を満たすので、 $y < 0$  の電位は  $\text{Re}(W)$  で与えられることになる。

ここで、 $x=0$  で  $V=0$  であることを考慮すると、

$$\phi = \text{Re} W = \text{Re} \left( r^{4/3} e^{i\frac{4}{3}\theta} \right) = 0 \quad (3.24)$$

を満たすのは、

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \theta &= 90 \text{ deg.} \\ \theta &= 67.5 \text{ deg.} \end{aligned} \quad (3.25)$$

となる。

このような、67.5 度の傾きの集束電極を持つ





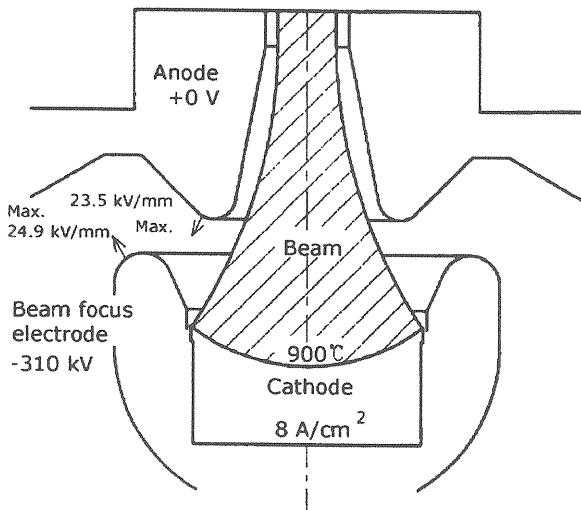


Fig.3-18 S バンドクライストロンの形状及び電界強度の例。文献[6]より引用。

$\Gamma$  は校正係数で 1.25 とする。微分は (3.29) 式を用いると、

$$\tan \phi_1 = \sin \theta \{ 1 - 0.417(1 + 0.6\gamma + 0.225\gamma^2 + 0.0573\gamma^3 + 0.0108\gamma^4 + 0.0021\gamma^5) / (-\infty) \} \quad (3.33)$$

次に、ビームパイプ側から考え、ビームの圧縮率  $R$  を以下で定義する。

$$R = r_b(z_a) / r_w \quad (3.34)$$

また、ビームの拡散のユニバーサルカーブ (3-4 項参照) から、

$$\begin{aligned} \tan \phi_2 &= (10^{-6} \mu P \ln R / 2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta})^{1/2} \\ &= 0.17409 (\mu P \ln R)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.35)$$

$\phi_1$  と  $\phi_2$  が一致するまで、 $\theta$  を変化させる。

具体的には  $\theta$  の値に  $(\tan \phi_2 / \tan \phi_1)^{1/2}$  を乗じたものを新しい  $\theta$  の値にして  $(\tan \phi_2 / \tan \phi_1)^{1/2}$  が  $1.0 \pm 0.005$  となるまで繰り返す。これは、 $\theta$  が  $\pm 0.1^\circ$  となることにほぼ対応する。

次にアノードのレンズ効果について考える。アノード部分のビームパイプの径がゼロでないため、電気力線はアノード付近で広がりが生じる。Fig. 3-17 に、この補正の模式図を示す。 $\theta$ 、 $R_c$  の代わりに、それを補正した  $\theta_T$  および  $R_{cT}$  を導入す

る。すなわち、 $R_{cT} / R_c = k$ 、 $\sin \theta_T / \sin \theta = k$  である。 $k = 0.905$  が最適値である。例えば、 $\theta = 30^\circ$  の場合は、 $\theta_T = 33.5^\circ$  となる。

このようにして、磁場の無い場合の電子銃の基本設計ができた。実際の電極形状は、高電界を避けるために角の取れたものになっている。Fig. 3-18 に以前 KEK Linac で使用されていた S バンドクライストロンの電子銃の例を示す。

また、ビーム集束電極の微小な変化によっては、カソード表面の電流密度は変わる。このため、基本設計を元に、EGUN などのシミュレーションコードを使って、カソードの電流密度がより一様になるように、かつ、電界強度が高くなりすぎないように調整を行う。たとえば、SLAC のクライストロンの電子銃パラメータを Table 3-4 にまとめる。

Table 3-4 SLAC のクライストロンの電子銃パラメータ  
文献[13]より引用

|                               | XK-5   | 5045  |
|-------------------------------|--------|-------|
| 運転電圧 (kV)                     | 270    | 315   |
| 電流 (A)                        | 295    | 354   |
| カソード電流密度 (A/cm <sup>2</sup> ) | 5.7    | 6.8   |
| カソード直径 (cm)                   | 7.92   | 7.96  |
| カソードローディングの均一性                | 1.51:1 | 1.7:1 |
| 最大電界強度 (kV/cm)                | 290    | 225   |
| ビーム直径 (cm)                    | 2      | 2     |

外部磁場との整合に進む前に、磁場によるビーム集束の法則についてまとめることにする。

### 3-4 磁場による集束方法

まずは、磁場がない場合に、ビームがどのように広がっていくかを考察してみよう。電流  $I$ 、ビーム速度  $u_0$ 、ビーム径を  $r$  とし、電流密度  $\rho$  がビーム内で一様とすると、

$$\rho = \frac{I}{\pi r^2 u_0} \quad (3.36)$$

と表されるので、ガウスの定理 (3.5) 式から

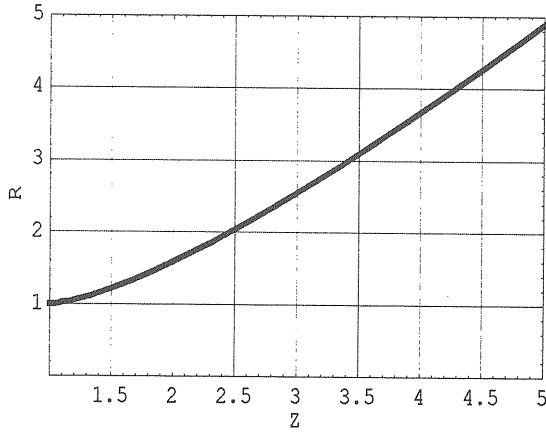


Fig.3-19 ユニバーサルカーブ。

$$E_r = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r u_0} \quad (3.37)$$

これより、r 方向の運動方程式は、

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 r u_0} \quad (3.38)$$

このとき、z 方向の運動は  $u_0$  で変わらないので、時間微分を z の微分で置き換えると、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{u_0^2} \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{eI}{m 2\pi\epsilon_0 r u_0^3} \quad (3.39)$$

非相対論的な場合、

$$\frac{1}{2} m u_0^2 = eV_0 \quad (3.40)$$

であるので、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{I\sqrt{m}}{2^{5/2}\pi\epsilon_0 r \sqrt{eV_0}^{3/2}} = A \frac{1}{r} \quad (3.41)$$

これを、 $z=0$  において、 $r=r_0$  で  $dr/dz=0$  という境界条件のもとで解くと、

$$\frac{dr}{dz} = \sqrt{2A \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)} \quad (3.42)$$

規格化のために、 $R=r/r_0$  および、

$$Z = \frac{r}{r_0} \sqrt{2A} \quad (3.43)$$

として、

$$\frac{dR}{dZ} = \sqrt{\ln R} \quad (3.44)$$

A はビームパービアン스에比例するものであるから、ビームの広がり、パービアン스에記述できることがわかる。

これを図にしたものが Fig. 3-19 である。ビーム径は、 $Z=2.5$  付近で 2 倍の半径となることがわかる。

Fig. 3-20 に種々のビームのパービアンスおよび、ビームが 2 倍に広がるまでの距離 L と元のビーム径  $r_0$  との比を示す。

陰極線管の場合は、ビームパービアンスが 0.001 マイクロパービアンス以下であり、このときの  $L/r_0$  は 100 以上ある。このため、陰極線管では、ビーム収束を特に行わなくてもビームの広がりはいさといえる。

これに対して、大電力マイクロ波管は、1 マイクロパービアンス程度であり、 $L/r_0$  は 10 程度しかない。大電力管では、 $L/r_0$  は 100 程度は必要であるので、磁場等を使ってビームを収束させる必要があることがわかる。

### 3-4-1 プラズマ周波数とサイクロトロン周波数

ここでは、電子ビームを記述されるときに使用するプラズマ周波数  $\omega_p$  とサイクロトロン周波数  $\omega_c$ 、ラモア周波数  $\omega_L$  について述べる。

一様な電子ビーム（電荷密度  $\rho$ ）で、電荷密度の微小変化が起こった場合の単振動の周波数で

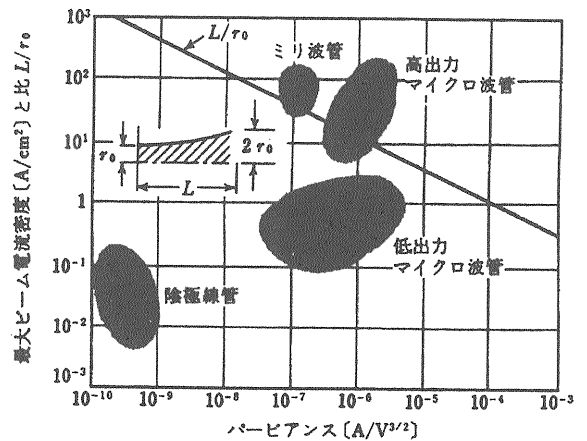


Fig.3-20 用途別の最大ビーム電流と、ビームが二倍に広がる距離。文献[11]より引用。

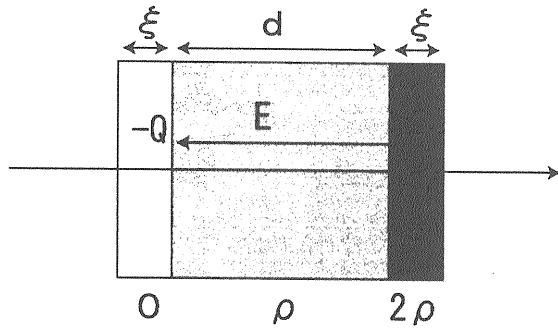


Fig.3-21 プラズマ振動のモデル

ある。Figure. 3-21 にモデルを示す。

電子雲が塊のまま  $\xi$  だけ微小変化をしたとする。そのときに、電荷密度  $2\rho$  の部分と電荷密度 0 の部分ができ、その間に電界が生じる。このとき

に  $\xi$  の部分の電荷は  $Q = \rho \xi S$ 、コンデンサの容量は、

$$C = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.45)$$

と書けるので、電界強度は

$$E = \xi \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.46)$$

これが、復元力となって、ここの電荷について、運動方程式は、

$$f = m \ddot{\xi} = -\xi \frac{e\rho}{\epsilon_0} \quad (3.47)$$

が成立する。式を整理して、

$$\ddot{\xi} = -\xi \frac{\eta\rho}{\epsilon_0} \quad (3.48)$$

が得られる。ここで、 $\eta$  は比電荷

$\eta = \frac{e}{m} = 1.759 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$  である。従って、この

ときビームの擾乱は単振動を誘起し、プラズマ周波数

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\eta\rho}{\epsilon_0}} \quad (3.49)$$

が得られる。実際の電子ビームは、有限の大きさで、また、ビームダクトも存在するので、実効的にはこの値より小さくなり、

$$\omega_q = R\omega_p \quad (3.50)$$

の関係のある、実効プラズマ周波数が用いられる。このとき  $R$  はプラズマ通減定数と呼ばれ、通常 1 より小さく、0.4 程度の値をとる。種々のビームダクト、ビーム径での  $R$  を Fig. 3-22 に示す。

一様磁場中で、電子の運動を考える。磁束密度  $B$  の中に電子が入射したときに、電子は円運動をする。このときの運動方程式から、

$$mr\omega^2 = evB \quad (3.51)$$

$v = r\omega$  の関係があるので、

$$\omega_c = \eta B \quad (3.52)$$

これをサイクロトロン周波数と呼ぶ。

また、

$$\omega_H = \frac{1}{2} \omega_c \quad (3.53)$$

をラモア周波数とよぶ。

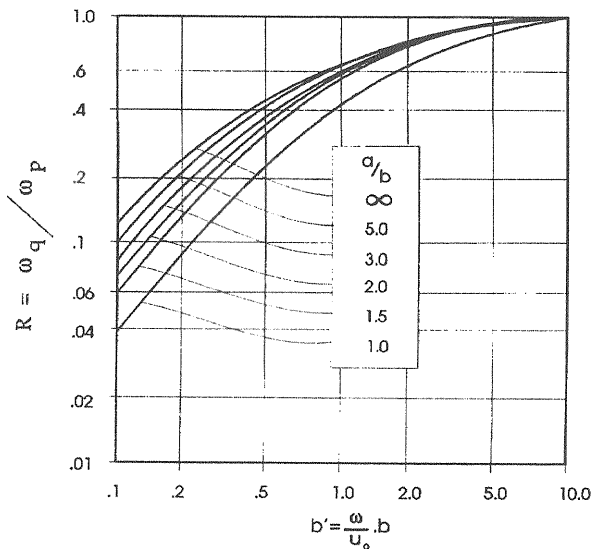


Fig.3-22 プラズマ周波数の通減定数。

文献[14]より引用。

### 3-4-2 Bush の定理

円筒座標系において、電子の受ける力は、

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{e}{m}E_r - \frac{e}{m}r\dot{\theta}B_z \quad (3.54)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \frac{e}{m}\dot{r}B_z - \frac{e}{m}z\dot{B}_r \quad (3.55)$$

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m}E_z + \frac{e}{m}r\dot{\theta}B_r \quad (3.56)$$

で記述できる。ベクトルポテンシャルを用いると、(3.55)式は、

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \eta \left( \frac{\dot{r}}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \dot{z} \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) \quad (3.57)$$

と書ける。 $A_\theta$  が時間の項を含まない場合は、(3.55)式の両辺に  $r$  をかけて整理すると、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) &= \eta \left( \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} \frac{dr}{dt} - \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial z} \frac{dz}{dt} \right) \\ &= \eta \frac{d(rA_\theta)}{dt} \end{aligned} \quad (3.58)$$

従って、

$$\frac{d}{dt}(mr^2\dot{\theta} - rA_\theta) = 0 \quad (3.59)$$

が得られる。ビームの包絡線を考えてビーム断面の全磁束密度を  $\Psi$  とすると、

$$\Psi = 2\pi rA_\theta \quad (3.60)$$

の関係があるので、(3.59)式を変形すると、

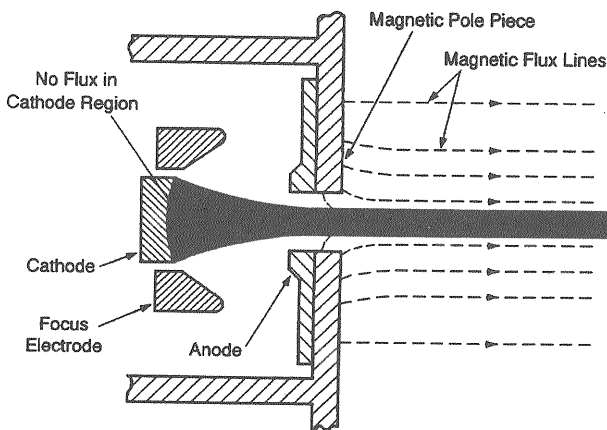


Fig.3-23 ブリルアンフロー。カソード磁場が0の場合。

文献[4]より引用。

$$\dot{\theta} = \frac{\eta}{2\pi r^2}(\Psi - \Psi_c) + \frac{r_c^2}{r^2} \dot{\theta}_c \quad (3.61)$$

が得られる。ここで、 $r_c$  および  $\Psi_c$  はカソードの半径と磁束である。(3.61)式は、ある場所での角運動量は、初期の運動量と磁束だけで決まっていることを表している。これを Bush の定理という。

(3.61)式を使って(3.54)式を変形すると、

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= -\frac{e}{m}E_r - \frac{e}{m}r\dot{\theta}B_z + r\dot{\theta}^2 \\ &= \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 r u_0} - \frac{\eta B}{r} \left[ \frac{\eta}{2\pi r^2}(\Psi - \Psi_c) + \frac{r_c^2}{r^2} \dot{\theta}_c \right] \\ &\quad - r \left( \frac{\eta}{2\pi r^2}(\Psi - \Psi_c) + \frac{r_c^2}{r^2} \dot{\theta}_c \right)^2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

ここで、一様磁場  $B = \Psi / \pi r^2$  を仮定し、カソード表面での角運動量  $\dot{\theta}_c$  を0とすると、式は単純になり、

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 r u_0} - \left( \frac{\eta B}{2} \right)^2 + \left( \frac{\eta \Psi_c}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{r^3} \quad (3.63)$$

ここで、ラモア周波数、 $\omega_L = \frac{\eta B}{2} = \frac{\omega_c}{2}$  を使

って、この式の規格化を行うと、

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{1}{2R} - \left( \frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 R + \left( \frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2 \frac{K}{R^3} \quad (3.64)$$

ここで、 $R = r/r_m$  ( $r_m$  はビームの平衡値)、 $Z = \omega_p t = \omega_p z / u_0$ 、 $K = (\Psi_c / \Psi)^2$  とした。

$R$  が平衡値 ( $R=1$ ) のまま振動しないような磁場の大きさを考えると、

$$\frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} = 1 - \left( \frac{\Psi_c}{\Psi} \right)^2 \quad (3.65)$$

カソード上に磁場がない ( $\Psi_c=0$ ) ときにこれは最小の値をとり、このとき

$$\frac{\omega_L}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.66)$$

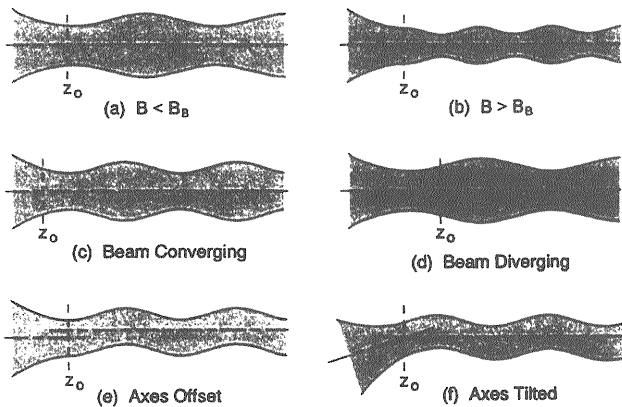


Fig.3-24 ブリリアン磁場で、入射条件によるビームの振動。  
文献[2]より引用。

の関係がある。この磁場をブリリアン磁場と呼ぶ。

$$B_B = \sqrt{\frac{\sqrt{2}I_0}{\epsilon_0 \pi r^2 \eta^{3/2} \sqrt{V_0}}} \approx 8.32 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{I_0}}{r V_0^{1/4}} \quad (3.67)$$

### 3-4-3 ブリリアンフロー

ここでは、カソードに磁場が存在しない場合の、磁場と電子ビーム軌道との関係について考える。(Fig. 3-23)

$z=z_0$  で  $dR/dz=0$  となったとすると、ここでの磁束密度がブリリアン磁場より小さかったときには、Fig. 3-24(a)のようにビームは広がり始め、平衡値を中心に振動する。また、磁束密度がブリリアン磁場より大きい場合は、Fig. 3-24(b)のようにビームは一段と収束された後振動する。 $z_0$  でビーム径が平衡値となるが、入射角が内側向きである場合も、Fig. 3-24(c)のように振動する。入射角が外向きの場合も同様である(Fig. 3-24(d))。また、ビームに軸のオフセットがあつたり、曲がったりしている場合にも振動が生じる(Fig. 3-24(e), (f))。

### 3-4-4 (セミ)コンファインドフロー

カソードに一部の磁場がもれている時のビームは Semi-confined-flow または、confined-flow

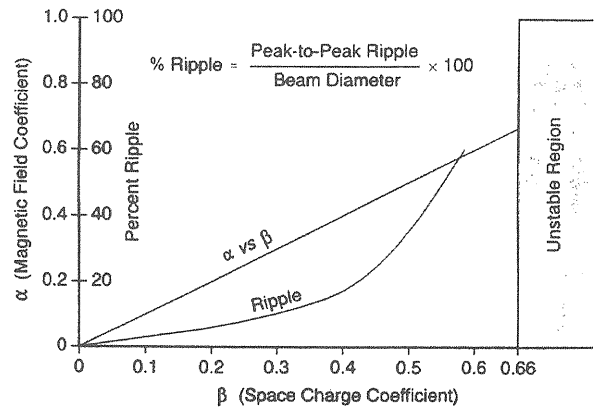


Fig.3-25 (セミ)コンファインドフロー。カソードに磁場がある場合。文献[2]より引用。

と呼ばれる。(Figure. 3-25)

カソードに一部磁場を侵入させることにより、ビーム振幅の振動などは、ブリリアンフローのときよりも安定する。このとき、一様磁場を仮定すれば、ビームの平衡径( $r_m$ )と磁場とは、

$$B_z = \frac{B_B}{\sqrt{1 - \left( \frac{r_c^2 B_c}{r_m^2 B_z} \right)^2}} \quad (3.68)$$

の関係がある。ここで、 $r_c$  と  $B_c$  はそれぞれカソードの半径とカソード磁場である。

Fig. 3-26 に、印加磁場がブリリアン磁場と同

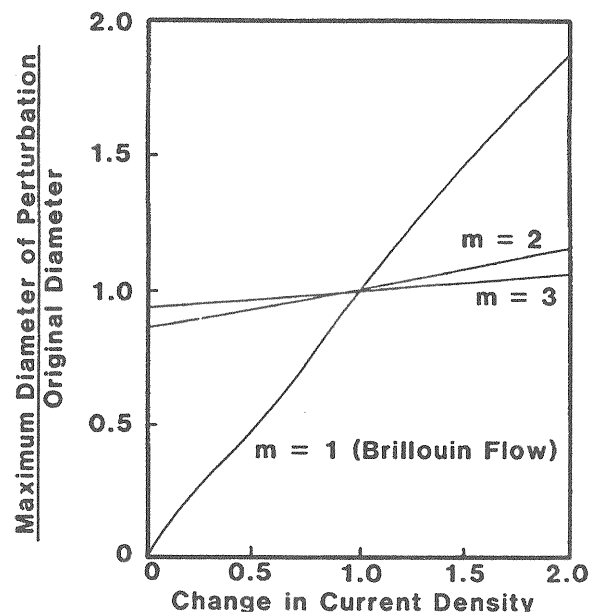


Fig.3-26 電流密度の変化に対する、ビーム軌道の変動幅。文献[2]より引用。

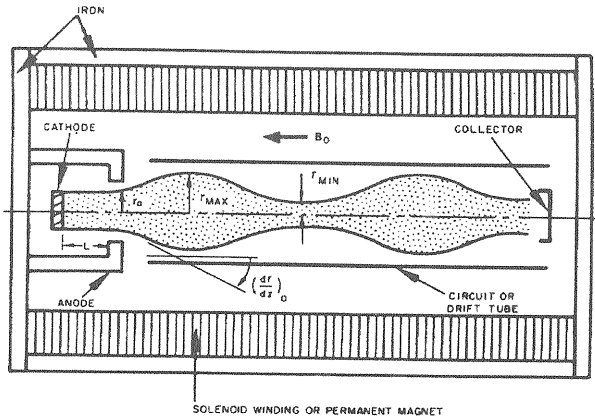


Fig.3-27 Immersed flow.

文献[15]より引用。

じ( $m=1$ )、ブリリアン磁場の2倍および3倍( $m=2, 3$ )の時に、ビーム電流が変わったときの振幅の変化を示す。 $m=1$ の時には、ビーム電流が50%かわるとビーム振幅は40%程度変わるが、 $m=2, 3$ の時には、それぞれ8%, 4%しか変動しない。 $m$ を大きくとると、ビーム軌道が安定していくが、磁石が大型化して、重量が重くなる。このようなことから、実際のクライストロンでは  $m=1.5 \sim 3$  の磁場が使用される。

### 3-4-5 界浸流 (Immersed flow)

さらに磁場が強くなり、カソード面とビームダクトでの磁場が同じになった場合を界浸流 (Immersed flow) と呼ぶ。例を Fig. 3-28 に示す。この集束法は、カソード径がビーム径と同じでもよいような場合に適用できる。(3.64)式の両辺に

$\left(\frac{dR}{dZ}\right)$  をかけて積分すると、

$$\left(\frac{dR}{dZ}\right)^2 = -\left(\frac{\omega_L}{\omega_p}\right)^2 \left(R^2 + \frac{1}{R^2} - 2\right) + \ln R + R_0^2 \quad (3.69)$$

が得られる。ビームのリップルで最大・最小の位置

では  $\left(\frac{dR}{dZ}\right) = 0$  となるので、これを図にすると、

Fig. 3-28 のようになる。カソード径と比較して10%程度のリップルに抑えるためには、

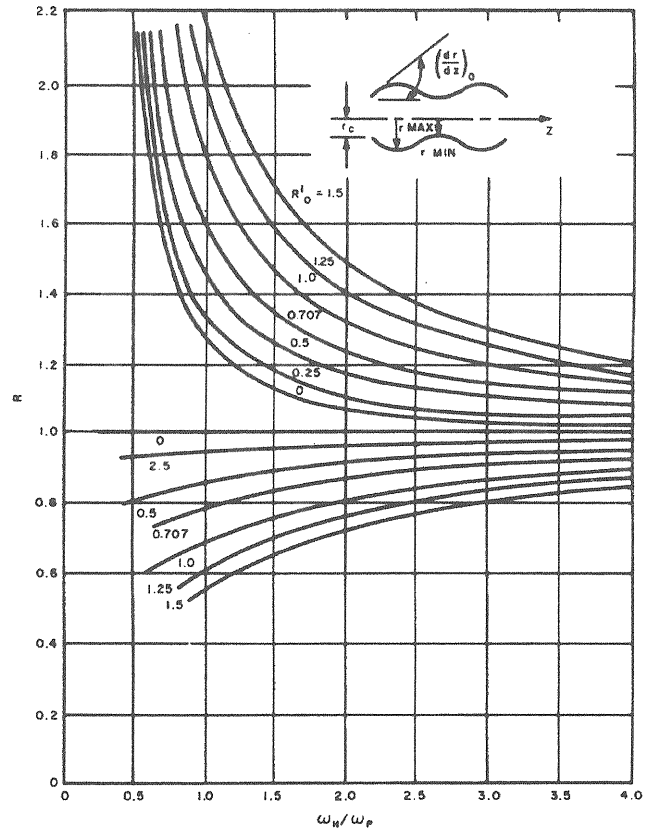


Fig.3-28 Immersed flow でのビームリップルの最大・最小値。 $\omega_H$ はラモア周波数( $=\omega_L$ )。文献[15]より引用。

$\frac{\omega_L}{\omega_p} = 4$  程度が必要となるが、もし、初期の傾

きを0とできるならば、 $\frac{\omega_L}{\omega_p} = 1.6$  程度の磁場

で済むことになる。磁場が40%程度( $=1/2.5$ )で済めば、ソレノイドや永久磁石の体積にすると1/6にすることができるので、カソード付近での集束電極に注意することにより、磁石寸法を小さくすることが可能である。

界浸流の特徴としては、

- (1) 電子銃、ビームパイプでの磁場が均一なので、磁石の設計が楽になる。
- (2) ブリリアン磁場の1.6~2倍程度の磁場で実現できる。
- (3) ただし、カソード径とビーム径は同じであるため、大電流の引き出しは難しい。

### 3-4-6 PPM (Periodic Permanent Magnet) 集束

ここまでは、一様磁場によるビームの集束について述べてきたが、ビームの集束は周期的な磁場変化構造においても可能である。この方式を取れば、磁石の寸法を小さくでき、永久磁石によるビームの集束が可能になる。永久磁石を用いた周期交播磁界によるビーム集束方法を PPM (Periodic Permanent Magnet) 集束とよぶ。これにより、集束電磁石の場合と比較して、電磁石の電源 (数 kW) が不要となる。当初は TWT に使用されてきたが、近年 C バンドや X バンドの大電力のクライストロンでも PPM を使ったビーム集束を行うようになってきた。PPM の模式図を Fig. 3-29 に示す。

ここで、中心の磁界が

$$B = B_m \cos 2\pi z / L \quad (3.70)$$

で記述できるとすると、(3.63)式から、(3.64)式と同様に、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dT^2} = & \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right) \frac{1}{R} - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2 (1 + \cos 2T) R \\ & + \left( \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2 \frac{K}{R^3} \end{aligned} \quad (3.71)$$

が得られる。ここで、 $K = (B_c / B_m)^2 (r_c / r_m)^4$ 、

$\omega = 2\pi u_0 / L$ 、 $T = \omega t$  である。 $\cos 2T = 1$  のときには、一様磁場のときの式と同じになる。半周期後の  $\cos 2T = -1$  の時には、磁場収束の項は消えてし

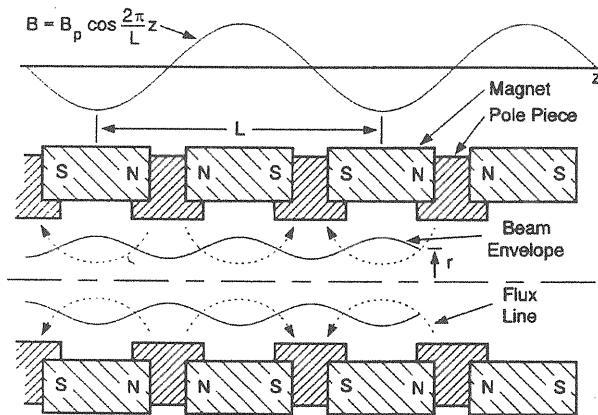


Fig.3-29 PPM 集束の模式図。

文献[4]より引用。

まう。

$K=0$  として、3-4-2 でのブリリアン磁場に対応する、ビーム収束に必要な最低限の磁場を求める。

$$(3.67) \text{ 式の } B_B = \sqrt{\frac{\sqrt{2} I_0}{\epsilon_0 \pi r^2 \eta^{3/2} \sqrt{V_0}}} \text{ でビーム}$$

が平衡値にあるとしたときに、 $B_m$  と  $B_B$  の関係を求めることにする。

ビームが規格化最大半径  $R_{\max}$  をとるのは、磁場の項が最大で  $\cos 2T = 1$  のときであり、

$$\left. \frac{d^2 R}{dT^2} \right|_{R_{\max}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right) \frac{1}{R_{\max}} - \left( \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2 \quad (3.72)$$

また、ビームが規格化最小半径  $R_{\min}$  となるのは、 $\cos 2T = -1$  のときであり、

$$\left. \frac{d^2 R}{dT^2} \right|_{R_{\min}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right) \frac{1}{R_{\min}} \quad (3.73)$$

これらの変極点での曲率が等しいとし、また、ビームの振動が十分小さく、 $R_{\max} \approx R_{\min}$  とすると、

$$\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right) - \left( \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2 = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right) \quad (3.74)$$

従って、このとき  $\omega_p = \omega_L$  となる。すなわち、

$$B_m = \frac{\omega_p}{\eta/2} = \sqrt{2} B_B \quad (3.75)$$

別の見方をすれば、RMS の磁場の値を考えれば、均一磁場の場合と同じ値になるということである。

より一般には、

$$\frac{1}{2} \omega_p^2 = \frac{1}{2} \omega_L^2 - \omega_L^2 K \quad (3.76)$$

が成り立つ[16]。ビーム集束の様子を見るため、カソードの磁場を 0 とし、(3.71) 式を書き換えると、

$$\frac{d^2 R}{dT^2} + \alpha(1 + \cos 2T) R - \frac{\beta}{R} = 0 \quad (3.77)$$



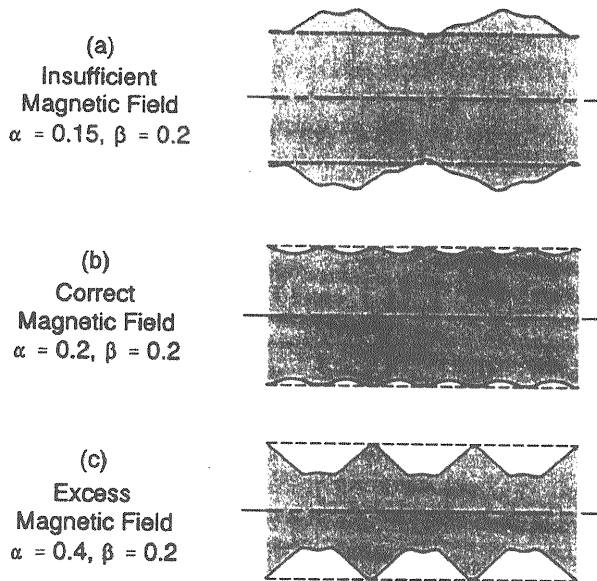


Fig.3-30 PPM 集束でのビーム集束の様子。  
文献[4]より引用。

ここで、 $\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2$ 、 $\beta = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$  であり、

それぞれ、磁場および空間電荷を表す係数である。

種々の  $\alpha$ 、 $\beta$  におけるビームの振る舞いを Fig. 3-30 に示す。 $\alpha < \beta$  であると、磁場が小さいために  $R > 1$  の領域で振動する。 $\alpha = \beta$  の時にビームの振動は最も少なくなり、 $\alpha > \beta$  では、磁場が大きいため平衡値が小さくなる。

ここで注意すべきことは、PPM の場合は、ブリリアン条件を満たす理想的な磁場であっても、ビーム振幅が振動している点である。

PPM では、ビームのエネルギーによってビーム透過率（あるいは、ビーム振幅の変動幅；リップル）が変わり、そのため、Pass-band と Stop-band と呼ばれる領域が存在する。

Fig. 3-31 に  $\beta$  とその  $\beta$  でリップルを最小になるように選んだ  $\alpha$  ( $\alpha = \beta$ ) の時のビームのリップルを示す。リップルは  $\beta$  が 0.35 より大きい場合に急速に大きくなる。 $\beta$  が 0.66 より大きい場合にはビームは発散する。

ここでさらに単純のために、空間電荷による反発の効果  $\beta$  が小さくて無視できるとする。

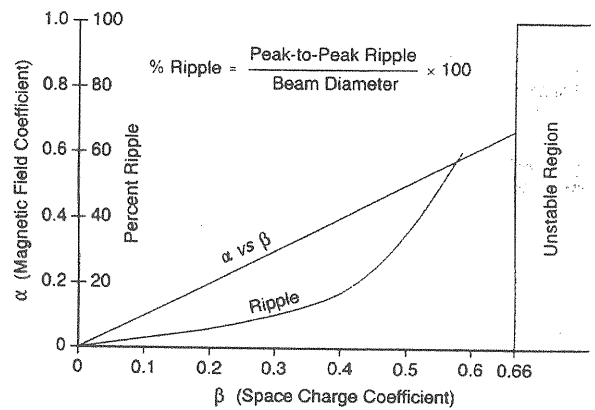


Fig.3-31 空間電荷力をあらわす  $\beta$  とリップルの関係。  
文献[4]より引用。

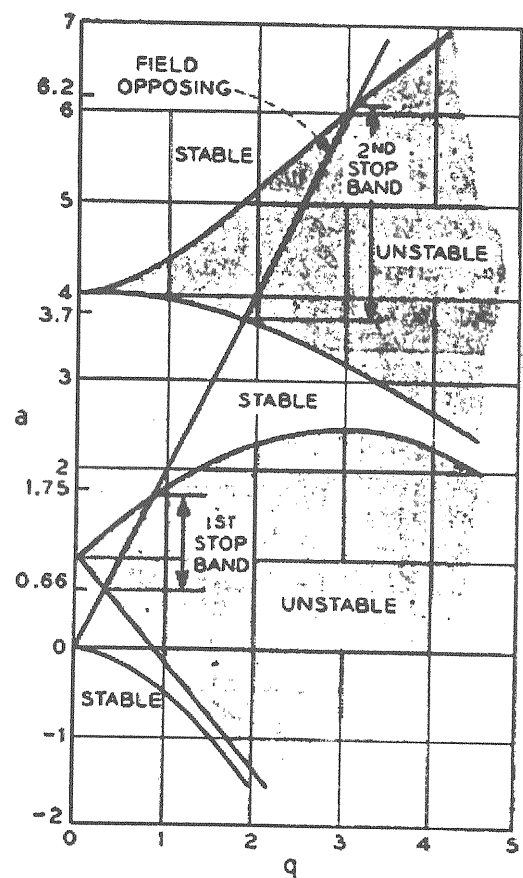


Fig.3-32 Mathie 方程式

$\frac{d^2 R}{dT^2} + (a + 2q \cos 2T)R = 0$  の安定領域プロット。

$a = 2q$  上の領域で安定部分を見る。文献[16]より引用。

$$\frac{d^2 R}{dT^2} + \alpha(1 + \cos 2T)R = 0 \quad (3.78)$$

この状態で、ビームが発散するような場合は、空間電荷を考慮した場合もビームは発散する。

(3.78) 式はビームが集束するための必要条件である。) この式は Mathieu 方程式と呼ばれる。最初の不安定は  $\alpha=0.66$  の時に起こり、 $\alpha=\beta$  としたときの Fig. 3-27 と一致する。このとき、

$$\omega_L = 1.15\omega, \quad \omega_p = 1.15\omega \text{ である。}$$

(3.77) 式での不安定領域を Fig. 3-32 に示す。

PPM 集束では、この不安定領域より十分低いところで使用し、磁場に関しては、

$$\frac{L^2 B_m^2}{V_0} < 2.37 \cdot 10^{-9} \quad (3.79)$$

また、空間電荷に関しては

$$\frac{\lambda_p}{L} > 1.15 \quad (3.80)$$

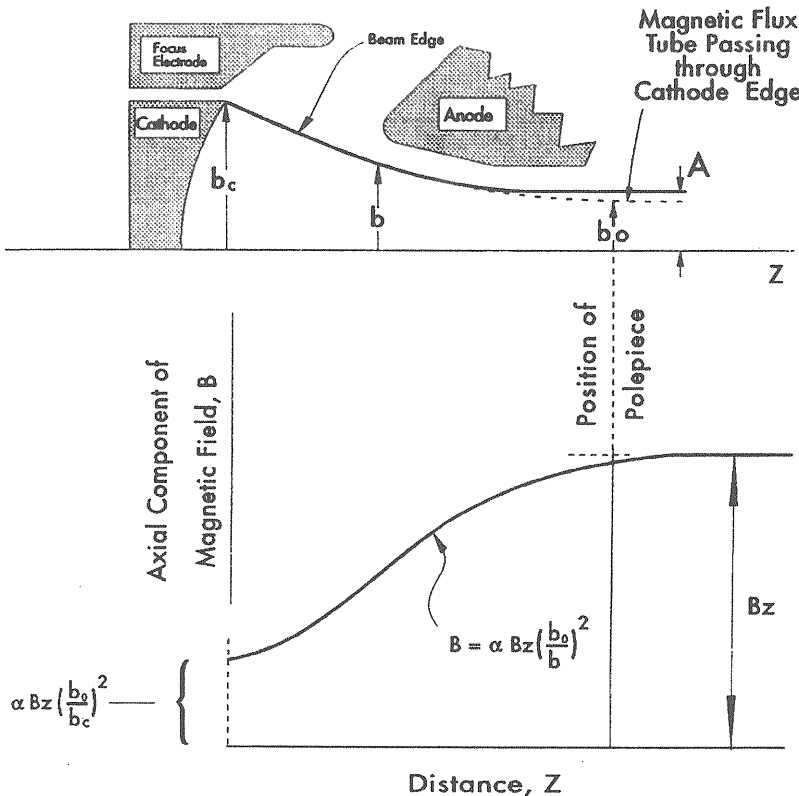


Fig.3-33 電子銃でのビームと磁場の整合。文献[14]より引用

となるように選ばれる。

### 3-4-7 磁場と電子銃との整合

この項では、電子銃と集束磁場との整合について述べる。

$$\alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{B_B}{B_z}\right)^2} \quad (3.81)$$

とおけば、(3.68) 式の関係から、カソードの磁場  $B_c$  および  $z$  での磁場  $B$  について、

$$B_c = \alpha B_z \left(\frac{b_0}{b_c}\right)^2 \quad (3.82)$$

$$B = \alpha B_z \left(\frac{b_0}{b}\right)^2 \quad (3.83)$$

が成立すればよいことになる。ここで、 $b_c, b_0, b$  はそれぞれカソード、平衡状態および座標  $z$  でのビーム半径である。この関係を Fig. 3-33 に示す。

磁場を用いない場合の電子の軌道（包絡線）

に対して、カソードからビーム径が最小となる位置までは、磁場分布を図のようにして、電子軌道と磁力線を一致させる。これにより、ビームは磁場の力を受けない状態となる。ビームが静電集束した位置から、平衡状態（図中の A）まででは、ビーム軌道と磁力線には違いが出てくる。この差は  $\alpha$  に対応したもので、通常の場合はでは、 $B_z/B_B \approx 1.5 \sim 3$  であるので、 $\alpha \approx 0.7 \sim 0.9$  である。

磁場をカソード付近で急速に減少させるには、鉄材料を使ったポールピースや電子銃の磁場シールドを用いる。磁場シールドによるカソード付近の磁場の変化を Fig. 3-34 に示す。これらにより、カソードへの磁場の侵入をコントロールできる。

これまで見てきたように、ビームダクトでのビームの振る舞いはブッシュの定理より、カソードでの磁

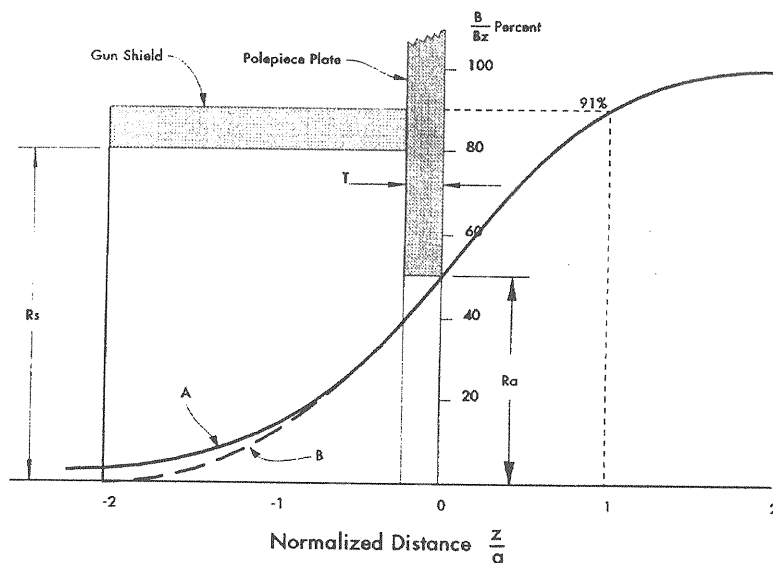


Fig.3-34 磁場シールドによるカソード付近の磁場の变化。

文献[14]より引用。

場の値に大きく依存する。別の見方をすれば、カソードの磁場を微小に制御することで電子銃の制御がある程度可能となる。

電子銃付近への磁場の漏れをさらに抑えるためには、バックリングコイルでカソード付近の磁場を制御する方法がよくとられる。

実際の電子銃設計は、

- (1) ピアス型電子銃の設計
- (2) ヘルムホルツコイル等を仮定した適当な磁場分布の作成

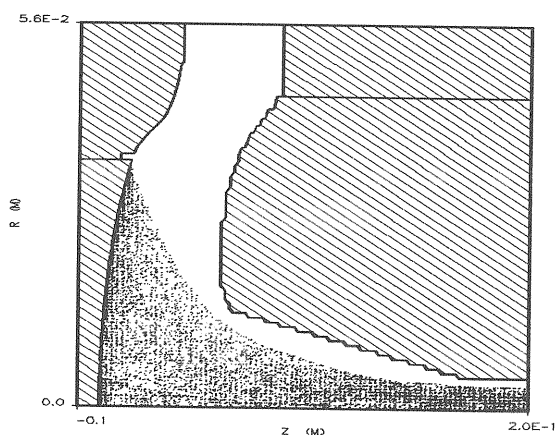


Fig.3-35 MAGIC による電子ビームの計算結果。文献[19]より引用。

- (3) 電子銃と磁場分布が整合した場合には、そのような磁場分布を作成するための磁石の設計
  - (4) 実際の磁場を取り込んだ電子銃の再計算
  - (5) それによる電子銃の微小変更
  - (6) 電子銃の微小変化に対する磁石の再設計
- という作業を繰り返し行うことになる。

### 3-5 数値計算の例

ここでは、簡単に電子銃計算ソフト EGUN[17]およびプラズマ計算用ソフト MAGIC[18]を使った電子銃の計算例を紹介する。

Fig. 3-35 に MAGIC で計算した X バンド用クライストロンのビーム軌跡を示す。EGUN についても同様の計算結果が得られたが、パービアンスが 5% ほど違っていた。また、ビームダクト内の電流密度計算の結果を Fig. 3-36 に示す。ビームは、磁場と完全に整合していないため振動しているが、この振動周期が EGUN と MAGIC で異なる (10% 程度) ため、ある  $z$  の点で比較すると、ビーム径が異なって見える。しかし、ビームの基本的な性質は両者で一致している。実験結果を見て判断する必要

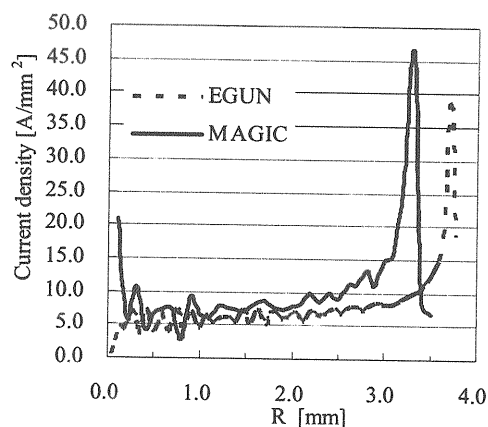


Fig.3-36 Magic および Egun でのビームダクトでの電流分布。文献[19]より引用。

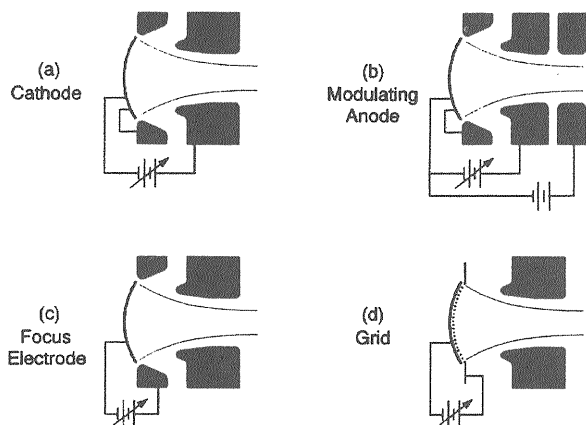


Fig.3-37 ビーム集束方式の例。(b)のモジュレーションアノード方式では、ビームのパービアンスと、ビームスイッチがモジュレーションアノード電極のコントロールで可能。文献[4]より引用。

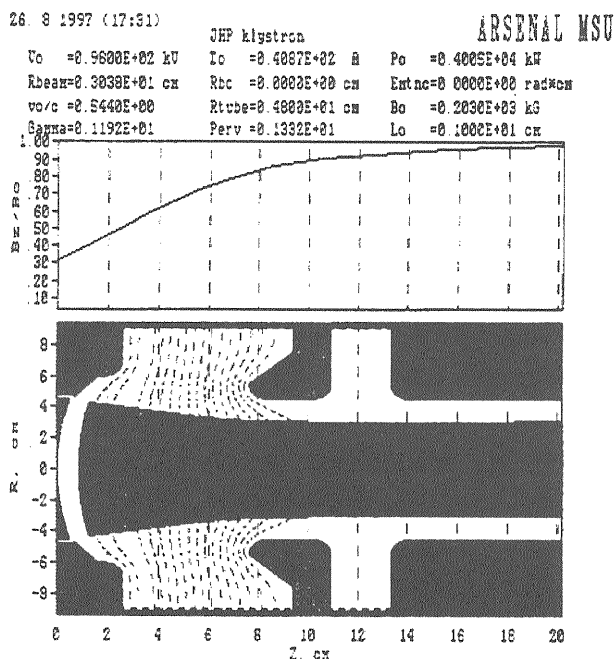


Fig.3-38 モジュレーションアノード方式の電子銃の計算例。  
文献[20]より引用。

があるが、数値計算での計算精度を過信すると、実際のデータとの不一致に悩むことになる。MAGICの場合は、Pentium2-300MHzのCPUで4時間程度の計算時間が必要で、EGUNの10分程度の時間と比較すると長い。MAGICの場合は、電子銃からクライストロンの空洞まで一体となって計算できる利点がある。

### 3-6 その他のビーム制御方法

ここまで触れなかったが、ピアス型電子銃に電極をもう一つ加えると、パービアンス変化およびビームのスイッチが可能となる。この方法をモジュレーションアノード方式と呼ぶ。通常、電子銃制御方式と共に模式図をFig.3-37に示す。モジュレーションアノードを、カソードとアノードの間に配置し、通常は、カソードから電子が放出されない様、十分に電圧印加する。モジュレーションアノードをカソード・アノード間の電圧に変更すれば、ビームが出て行く。この場合、モジュレーションアノードにはビーム電流は通常は流れないので、電流容量の小さい電源でビームのスイッチが可能となる。また、モジュレーションアノードの電圧を変えることにより、ビーム取り出し量を変化させることができるので、見かけ上ビームのパービアンスを変えることができる。通常、モジュレーションアノードは、カソード・アノード間の電気力線に沿った形で配置するか、モジュレーションアノードをアノードと考えて設計する。Fig.3-38に統合計画線形加速器で採用された324MHzクライストロンの電子銃部分を示す。

このような利点はあるが、カソード部分に絶縁セラミックを2段入れることになり、電極部分が複雑になって、製造上高価になるとともに、電源側でも小容量とはいえ高圧電源を用意しなくてはならないという欠点がある。それでも、ビーム制御をクライストロン側で行いたい場合には、この方式が採用される。Table 3-5にモジュレーションアノード方式等の比較を示す。

Table 3-5 モジュレーションアノード方式等の評価。  
文献[4]より引用

| Type                    | $\mu$   | $\mu_c$ | Capacitance | Grid Interception | Focusing at Low Voltage |
|-------------------------|---------|---------|-------------|-------------------|-------------------------|
| Modulating Anode        | 1 to 3  |         | 50 pF       | 0                 | Good                    |
| Control Focus Electrode | 2 to 10 | 2 to 10 | 100 pF      | 0                 | Poor                    |
| Intercepting Grid       | 50      | 100     | 50 pF       | 15%               | Fair                    |
| Shadow Grid             | 30      | 300     | 50 pF       | 0.1%              | Fair                    |

## 4. クライストロン

クライストロンは、速度変調管と呼ばれる。多空洞で、各々の空洞でビームが速度変調を受けてバンチが形成されるためである。ここでは、

- (1) クライストロンの小信号理論
- (2) 小信号空間電荷波理論
- (3) 空洞の配置

についてまとめる。その次にクライストロンのトピックスとして、第二高調波空洞、進行波型出力ポート、マルチビームクライストロンについて述べる。

### 4-1 クライストロンの小信号理論

ここでは、ビームが空洞から力を受けるだけで、ビーム間に相互作用が働かないと仮定する。これは、変調信号が小さい、あるいはビーム電流密度が小さい場合に相当する。また、単純のために非相対論的なエネルギーであるとする。DC 電圧  $V_0$  に対し、空洞ギャップで  $V_1$  の電圧変調が与えられたとすると、このときの粒子の速度を  $u$  とすれば、

$$\frac{1}{2}mu^2 = e(V_0 + V_1) = eV_0 \left(1 + \frac{V_1}{V_0}\right) \quad (4.1)$$

$$u = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \sqrt{1 + \frac{V_1}{V_0}} \approx \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \left(1 + \frac{V_1}{2V_0}\right) \quad (4.2)$$

これは、空洞のギャップが非常に短い場合である。空洞のギャップの長さを  $d$  とし、ビームが空洞を通過する時間も考慮する。また、空洞のギャップにはグリッドがあり、ビームはすべてギャップ間の電圧を感じるものとする (Fig. 4-1 および 4-2)。通過に必要な時間  $\tau$  は、

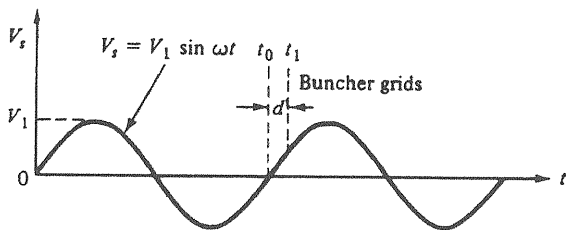


Fig.4-1 ビームとグリッド印加電圧のタイミング。  
文献[21]より引用。

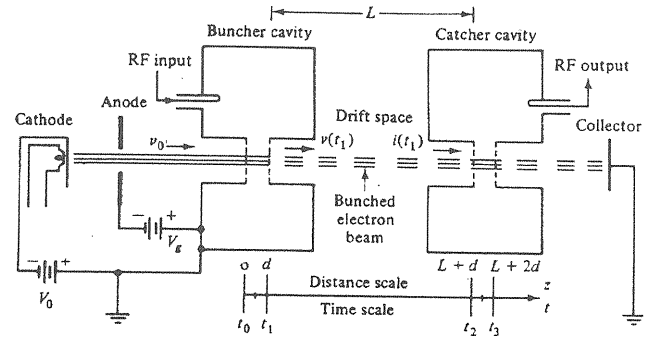


Fig.4-2 クライストロンの模式図。文献[19]より引用。

$$\tau \approx \frac{d}{u_0} = t_1 - t_0 \quad (4.3)$$

ビームの通過角度  $\theta_g$  は

$$\theta_g = \omega\tau = \omega(t_1 - t_0) = \frac{\omega d}{u_0} \quad (4.4)$$

ビームがこの間に受け取る電圧は、

$$\begin{aligned} \Delta V &= \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_1} V_1 \sin(\omega t) dt = -\frac{V_1}{\omega\tau} [\cos(\omega t_1) - \cos(\omega t_0)] \\ &= \frac{V_1}{\omega\tau} \left[ \cos(\omega t_0) - \cos \omega \left( t_0 + \frac{d}{u_0} \right) \right] \\ &= V_1 \frac{\sin\left(\frac{\theta_g}{2}\right)}{\frac{\theta_g}{2}} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

とあらわせる。ここで、ビーム結合定数  $M_1$  を以下

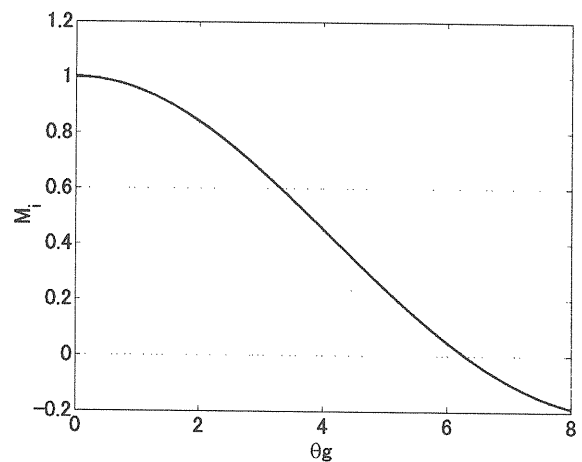


Fig.4-3 ビームのドリフト角とビームカップリングの関係。

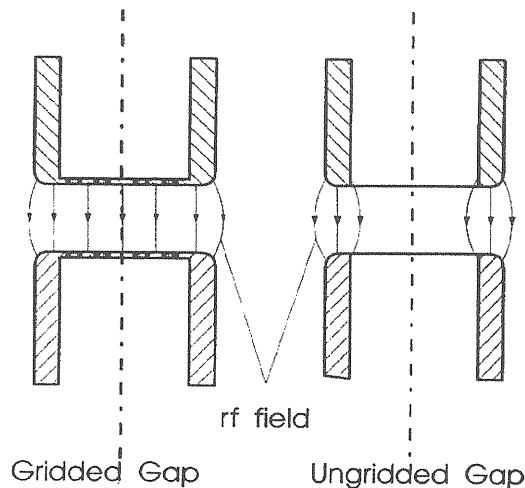


Fig.4-4 グリッドの有無での高周波電界の違い。  
文献[14]より引用。

で定義する。

$$M_i = \frac{\sin\left(\frac{\theta_g}{2}\right)}{\frac{\theta_g}{2}} \quad (4.6)$$

この  $M_i$  と  $\theta_g$  の関係を Fig. 4-3 に示す。

空洞のギャップが長くなるにつれて、ビームの実効加速エネルギーが小さくなることがわかる。実際の大電力クライストロンの空洞では、グリッドを使うことはない。実際の空洞では、ビームパイプに近いほうがビームと空洞との結合は大きくなる。(Fig. 4-4)

この場合のビームとの結合定数は、

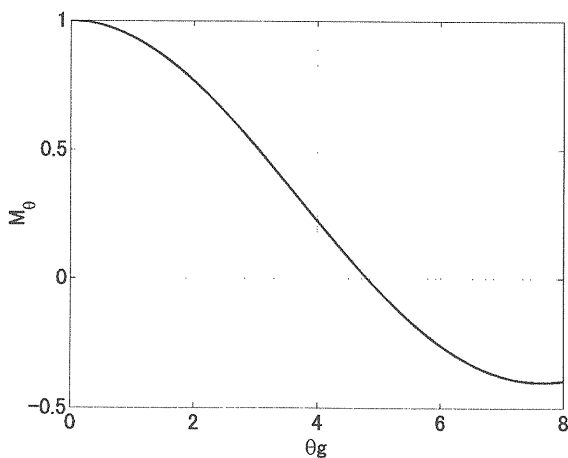


Fig.4-5 規格化縦方向ビーム結合定数。

$$M_\theta = J_0\left(\frac{\theta_g}{2}\right) \quad (4.7)$$

であらわされる。Fig. 4-5 に  $M_\theta$  を示す。実際は、 $M=0.8\sim0.9$  で使用されることが多く、この場合 (4.6) 式と (4.7) 式はほぼ一致する。

また、実際のビームは、ビームダクト径と同じということではなく、70%の径であり、これに対する補正  $M_r$  を含めて、

$$M_i = M_\theta M_r \quad (4.8)$$

を使う。

Fig. 4-6 に規格化ビームダクト径  $a' = \frac{\omega}{u_0} a$  ( $a$

はビームダクト径)を  $a/b$  をパラメータとしたときの  $M_r$  を示す ( $b$  はビーム径)。これを使って、先ほどの速度変調の式を書き換えると、

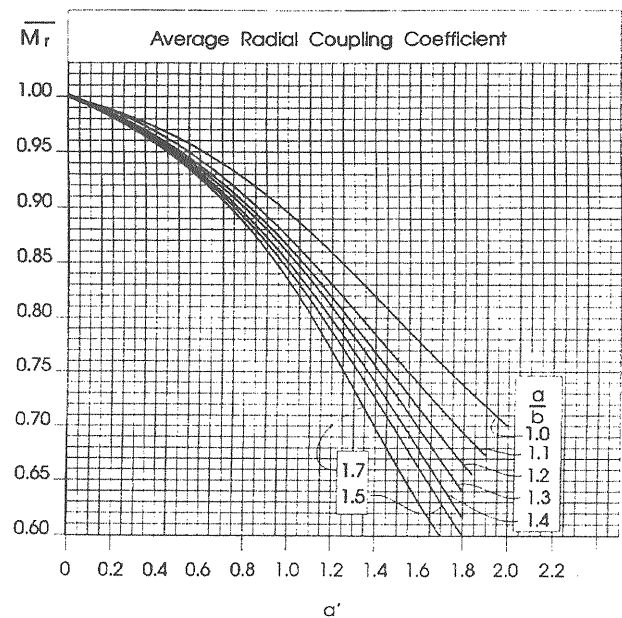


Fig.4-6 規格化 r 方向ビーム結合定数。  
文献[14]より引用。

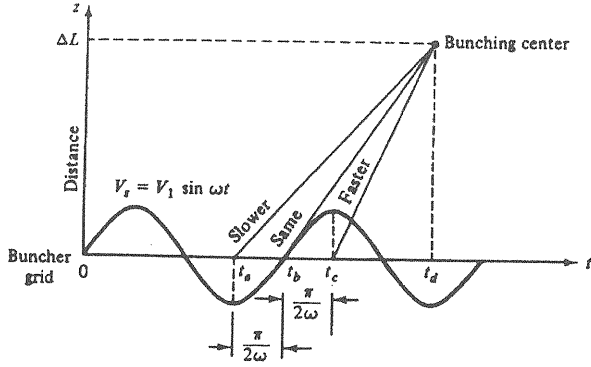


Fig.4-7 ビームのバンチングと高周波位相。文献[21]より引用。

$$u = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \sqrt{1 + \frac{M_i V_1}{V_0} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right)}$$

$$\approx \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \left(1 + \frac{M_i V_1}{2V_0} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right)\right) \quad (4.9)$$

と表すことができる。

この速度変調を受けた電子ビームのバンチの様子を考える。(Fig. 4-7)

$$\Delta L = u_0(t_d - t_b) \quad (4.10)$$

同様に、 $t_a$ や $t_c$ については、

$$\Delta L = u_{\min}(t_d - t_a)$$

$$= u_{\min}\left(t_d - t_b + \frac{\pi}{2\omega}\right) \quad (4.11)$$

$$\Delta L = u_{\max}(t_c - t_a)$$

$$= u_{\max}\left(t_c - t_a - \frac{\pi}{2\omega}\right) \quad (4.12)$$

ここで、 $u_{\min} = u_0\left(1 - \frac{M_i V_1}{2V_0}\right)$  および

$$u_{\max} = u_0\left(1 + \frac{M_i V_1}{2V_0}\right) \text{ である。}$$

$t_c$ にでた粒子が、 $t_b$ に出発した粒子に追いつくのは、 $l = u_0 \frac{\pi}{2\omega}$  先にいる粒子に、速度差

$u_0 \frac{M_i V_1}{2V_0}$  で追いかけていると考えることができ、

$$\Delta L = u_0 \frac{\pi V_0}{\omega M_i V_1} \quad (4.13)$$

が得られる。バンチングの様子を Fig.4-8 に示す。

次に、ビームの電流成分を考えてみることにする。キャッチャー空洞に到達する時間を  $t_2$  (Fig. 4-2) とすると、

$$T = t_2 - t_1 = \frac{L}{v(t_1)}$$

$$= T_0 \left[ 1 - \frac{M_i V_1}{2V_0} \sin\left(\omega t_1 - \frac{\theta_g}{2}\right) \right] \quad (4.14)$$

これを、空洞間の移動角度  $\theta_0 = \frac{\omega L}{u_0}$  および、

クライストロンのバンチングパラメータ

$$X = \frac{M_i V_1}{2V_0} \theta_0 \quad (4.15)$$

を使って書き換えると、

$$\omega T = \omega t_2 - \omega t_1$$

$$= \theta_0 - X \sin\left(\omega t_1 - \frac{\theta_g}{2}\right) \quad (4.16)$$

が得られる。

バンチャーのギャップを電荷  $dQ_0$  が通過するとすれば、電荷保存則より、

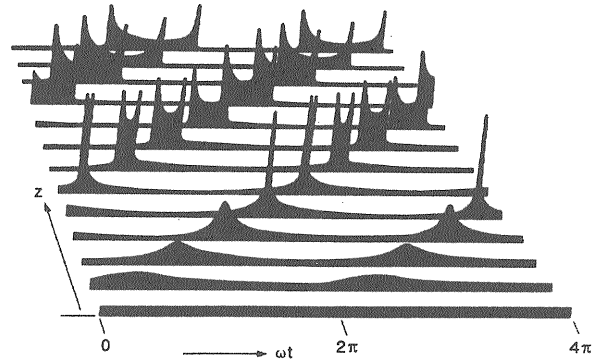


Fig.4-8 ビームのバンチングの様子。文献[4]より引用。

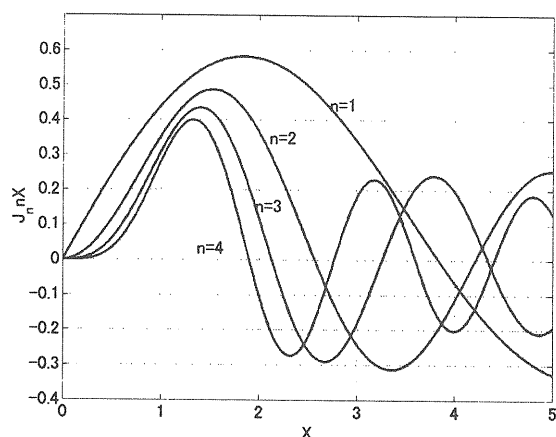


Fig.4-9 ビームバンチの周波数成分。

$$dQ_0 = I_0 dt_0 \quad (4.17)$$

これと同じ電荷が、キャッチャーを  $t_2$  の時間で通過するなら、

$$I_0 |dt_0| = i_2 |dt_2| \quad (4.18)$$

ここで、絶対値をつけたのは、バンチしたビームでは位相によっては負の時間となることもあるからである。

$$\begin{aligned} \omega t_2 - \left(\theta_0 + \frac{\theta_g}{2}\right) \\ = \omega t_0 + \frac{\theta_g}{2} - X \sin\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.19)$$

であるから、

$$dt_2 = dt_0 \left[ 1 - X \cos\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right) \right] \quad (4.20)$$

従って、

$$i_2(t_0) = \frac{I_0}{1 - X \cos\left(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2}\right)} \quad (4.21)$$

これを時間  $t_2$  について書き直すと、

$$i_2(t_2) = \frac{I_0}{1 - X \cos\left(\omega t_2 - \theta_0 - \frac{\theta_g}{2}\right)} \quad (4.22)$$

この電流をフーリエ級数に展開する。すなわち、

$$i_2 = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega t_2) + b_n \sin(n\omega t_2)] \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_2 d(\omega t_2) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 d(\omega t_0) = I_0 \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_2 \cos(\omega t_2) d(\omega t_2) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \cos((n\omega t_0 + n\theta_g + n\theta_0) \\ &\quad - nX \sin(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2})) d(\omega t_0) \\ &= 2I_0 J_n(nX) \cos(n\theta_g + n\theta_0) \end{aligned} \quad (4.25)$$

ここでは、ベッセル関数の基本公式を用いた。同様に

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_2 \sin(\omega t_2) d(\omega t_2) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_0 \sin((n\omega t_0 + n\theta_g + n\theta_0) \\ &\quad - nX \sin(\omega t_0 + \frac{\theta_g}{2})) d(\omega t_0) \\ &= 2I_0 J_n(nX) \sin(n\theta_g + n\theta_0) \end{aligned} \quad (4.26)$$

も、得られる。これをまとめると、

$$i_2 = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_0 J_n(nX) \cos(n\omega(t_2 - \tau - T_0)) \quad (4.27)$$

で、 $n=1$  の強度は、

$$I_f = 2I_0 J_1(X) \quad (4.28)$$

となり、 $X=1.841$  のときに最大で、そのとき、DC の 1.164 倍の振幅を持つ。Fig. 4-9 にビーム



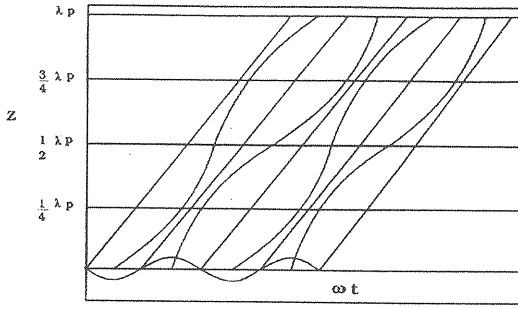


Fig.4-10 空間電荷効果を含んだバンチングの様子。文献[14]より引用。

バンチの周波数成分を示す。

$X=1.841$  を使うと、

$$\Delta L = u_0 \frac{3.682V_0}{\omega\beta_i V_1} \quad (4.29)$$

であり、以前の単純な形で求めた(4.13)式と、20%程度異なる。この違いは、(1)近似式を用いていることと、(2)高調波成分が混在しているので、バンチしている部分が必ずしも基本波が多いわけではないということを示している。

また、Fig.4-9 からわかるように、速度変調を受けたビームは豊富な高調波成分を持っているということがわかる。

## 4-2 小信号空間電荷波理論

次に、空間電荷を考慮した、ビームのバンチについて考える。3-4-1 の議論より、密度  $\rho$  の電子ビームの固有振動数も  $\omega_p$  で与えられる。そこで、電子ビームが空洞で電圧  $V_1$  を印加され、プラズマ周波数で振動を始めるとする。

$$y = A \sin \omega_p (t - t_1) \quad (4.30)$$

これは、 $u_0$  で移動する座標での振動であり、振動の中心は

$$z_1 = u_0 (t - t_1) \quad (4.31)$$

で与えられる。振動の振幅  $A$  は、

$$\begin{aligned} u(t_1) - u_0 &= u_0 \frac{M_i V_1}{2V_0} \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \\ &= A \omega_p \end{aligned} \quad (4.32)$$

より、

$$A = \frac{M_i V_1}{2V_0 \beta_p} \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \quad (4.33)$$

また、バンチング波数、

$$\beta_p = \frac{\omega_p}{u_0} \quad (4.34)$$

を用いると、 $\omega_p (t - t_1) = \omega_p \frac{z_1}{u_0} = \beta_p z_1$  より、

$$\begin{aligned} z &= z_1 + \frac{M_i V_1}{2V_0 \beta_p} \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \sin \omega_p (t - t_1) \\ &= z_1 \left( 1 + \frac{M_i V_1}{2V_0} \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \frac{\sin \beta_p z_1}{\beta_p z_1} \right) \\ &= u_0 (t - t_1) \left( 1 + \frac{M_i V_1}{2V_0} \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \frac{\sin \beta_p z_1}{\beta_p z_1} \right) \end{aligned} \quad (4.35)$$

従って、小信号理論と同様の議論から

$$\begin{aligned} \omega T &= \omega t_2 - \omega t_1 \\ &= \theta_0 - X \sin \left( \omega t_1 - \frac{\theta_g}{2} \right) \frac{\sin \beta_p z_1}{\beta_p z_1} \end{aligned} \quad (4.36)$$

$z = L$  での電流成分は、

$$dt_2 = dt_0 - \frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p} \cos \left( \omega t_0 + \frac{\theta_g}{2} \right) \sin \beta_p z \quad (4.37)$$

$$i_2(t_2) = \frac{I_0}{1 - \frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p} \cos \left( \omega t_2 - \theta_0 - \frac{\theta_g}{2} \right) \sin \beta_p L} \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} I_f &= 2I_0 J_1 \left( \frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p} \sin \beta_p L \right) \\ &= 2I_0 J_1 \left( X \frac{\sin \beta_p L}{\beta_p L} \right) \end{aligned} \quad (4.39)$$

従って、空間電荷を考慮した場合は、 $\frac{\sin \beta_p L}{\beta_p L}$

のファクターがかかった結果となり、空間電荷効

果が小さい場合 ( $\beta_p \rightarrow 0$ )、空間電荷を考慮しない場合と一致し、また、空間電荷効果が大きい場

合は、 $\sin \beta_p L = 1$  でかつ、 $\frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p} < 1.84$  では、

$2I_0 J_1(\frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p})$  の最大値を、また、 $\frac{M_i V_1 \omega}{2V_0 \omega_p} > 1.84$

では  $2I_0 J_1(1.84) = 1.164I_0$  が最大となる。

Fig. 4-10 に空間電荷効果を含んだ場合の、ビームバンチングの様子を示す。これより、完全に空間電荷効果だけによる振動を考えると、入力信号が大きい場合には、 $\lambda_p/4$  で周波数が最初の周群が生じることがわかる。

### 4-3 相対論的補正

ここまでは、単純のために非相対論的な場合について考えてきた。しかし、1章で述べたとおり、10keV 以上の電子については、正確には相対論的な取り扱いが必要である。すなわち、ほとんどのクライストロンについては相対論的な取り扱いをする必要があったのである。ここでは、2つの例について補正係数を導いてみよう。

$V_0$  の電圧を与えた電子の速度は、相対論的には、 $\gamma_0 = 1 + eV_0 / m_0 c^2$  を用いて、

$$u = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_0^2}} \quad (4.40)$$

とあらわすことができる。ここで、 $c$  は光速である。まず、ビーム結合定数  $M$  の補正を考える。

(4.40) 式の相対論的な速度の値を使って(4.4)式の  $\theta_g$  を求めたとしても、相対論的なエネルギーでは速度変化が小さいため、そのときのバンチングパラメータは、(4.15)式とは異なるものになる。(4.15)式の  $M$  を補正する項を導出する。(4.5)式の  $\Delta V$  を得た電子は、非相対論的には、(4.9)式から、

$$\frac{u}{u_0} = \left(1 + \frac{\Delta V}{2V_0}\right) \quad (4.41)$$

となるが、

$$\begin{aligned} \gamma' &= 1 + e(V_0 + \Delta V) / m_0 c^2 \\ &= \gamma_0 + \delta \end{aligned} \quad (4.42)$$

とすれば、エネルギー増加後の速度  $u'$  は、

$$u' = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma'^2}} \quad (4.43)$$

とあらわすことができ、従って、

$$\begin{aligned} \frac{u'}{u_0} &= \frac{\gamma_0}{\gamma'} \sqrt{\frac{\gamma'^2 - 1}{\gamma_0^2 - 1}} \\ &\approx \left(1 - \frac{\delta}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{\gamma \delta}{\gamma^2 - 1}\right) \\ &\approx 1 + \frac{\delta}{\gamma(\gamma^2 - 1)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 1 + \frac{1}{\gamma(\gamma + 1)} \frac{\Delta V}{V_0} \\ &= 1 + M_c \frac{\Delta V}{2V_0} \end{aligned} \quad (4.44)$$

これを(4.41)式と比較して、

$$M_c = \frac{2}{\gamma(\gamma + 1)} \quad (4.45)$$

を得る。すなわち、

$$X' = M_c M_i \frac{V_1}{2V_0} \theta_0 \quad (4.46)$$

のような変換により、相対論的な取り扱いが可能となる。

次に、(4.34)式のバンチング波数  $\beta_p = \frac{\omega_p}{u_0}$  の

補正を考えてみよう。(3.49)式のプラズマ周波数

$\omega_p = \sqrt{\frac{\eta \rho}{\epsilon_0}}$  は、相対論的には、

$$\omega_p' = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\eta \rho'}{\epsilon_0 \gamma}} \quad (4.47)$$

とあらわすことができる[22]。これは、静止系から見て、質量が  $\gamma$  倍になったこと、また、静

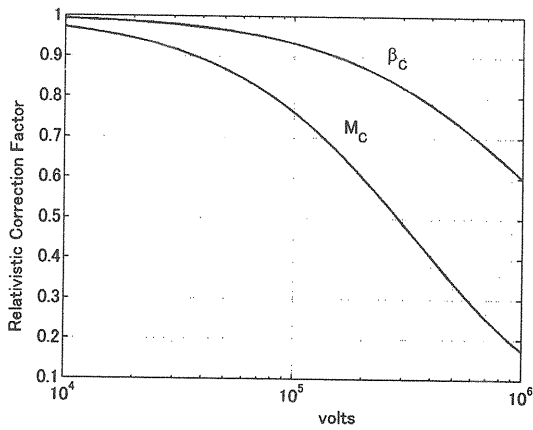


Fig.4-11 相対論補正係数。

止系への時間変換で  $1/\gamma$  がかったと考えることができる。また、電流密度  $\rho$  は、速度が変化した分変わるの、

$$\rho' = \rho \sqrt{\frac{u_0}{u_0'}} \quad (4.48)$$

と表せる。従って、

$$\begin{aligned} \beta_p' &= \frac{\omega_p'}{u_0'} = \frac{\omega_p}{u_0} \frac{u_0}{u_0'} \frac{\omega_p'}{\omega_p} \\ &= \beta_p \left( \frac{u_0}{u_0'} \right)^{3/2} \frac{1}{\gamma^{3/2}} \\ &= \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{3/4} \beta_p \end{aligned} \quad (4.49)$$

すなわち、校正係数

$$\beta_c = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{3/4} \quad (4.50)$$

が得られる。 $M_c$  と  $\beta_c$  を Fig. 4-11 に示す。

#### 4-4 空洞等価回路

多空洞クライストロンの場合は、大雑把には 1 空洞あたり 10dB のゲイン程度に相当し、たとえば 5 空洞なら 50dB、6 空洞の場合は 60dB 程度のゲインを見込める。

まずは、空洞のチューニングについて考えてみよう。クライストロン空洞 (リエントラント型) の模式図を Fig. 4-12 に示す。クライストロンの空洞は、 $TM_{010}$  状であり、Fig. 4-13 のような LCR 回路

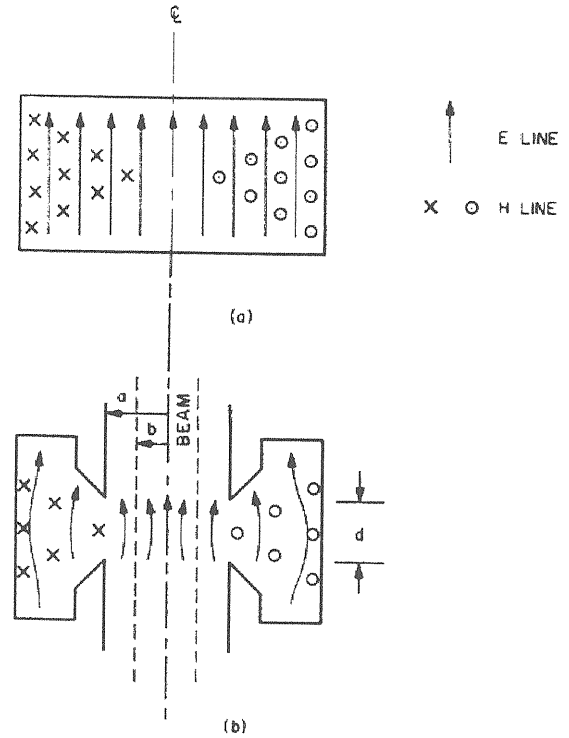


Fig.4-12 リエントラント型空洞の模式図。

文献[23]より引用。

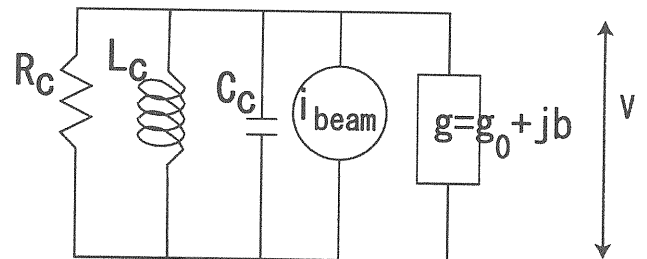


Fig.4-13 空洞の等価回路。

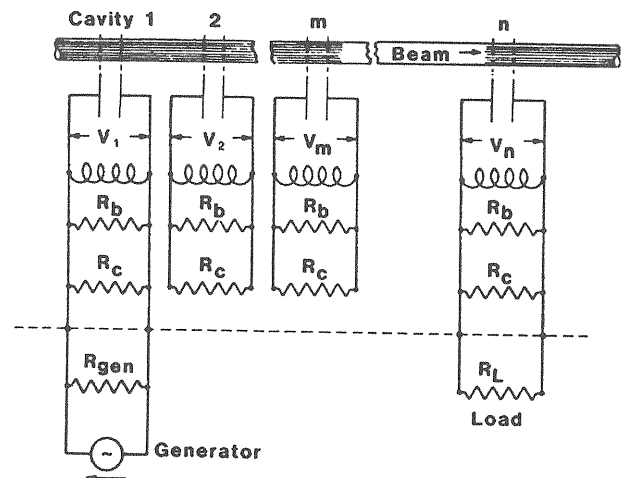


Fig.4-14 クライストロン等価回路。文献[2]より引用。

で記述できる。ここで、 $R_c, L_c, C_c$  は空洞の抵抗、インダクタンス、静電容量である。 $i_{beam}$  はビーム電流で、実際のビームの変調基本波成分  $i_1$  と

$$i_{beam} = M_i i_1 = M_c M_\theta M_r i_1 \quad (4.51)$$

の関係がある。

また、 $g$  はビームのアドミッタンスであり、ビームと空洞回路全体を  $R, L, C$  の定数で考えると、

$$-V = \frac{(R/Q)Q_L}{1 - jQ_L \frac{2(\omega_0 - \omega)}{\omega_0}} \quad (4.52)$$

ここで、

$$Q_L = \frac{R}{\sqrt{\frac{L}{C}}} \quad (4.53)$$

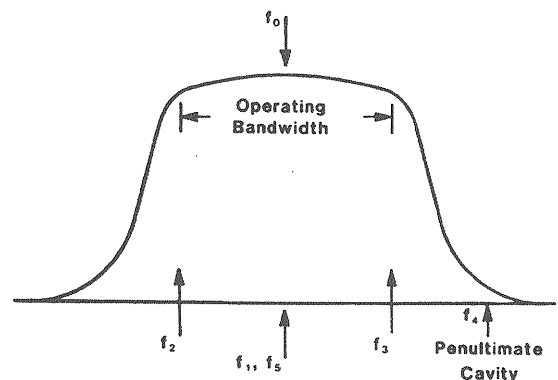
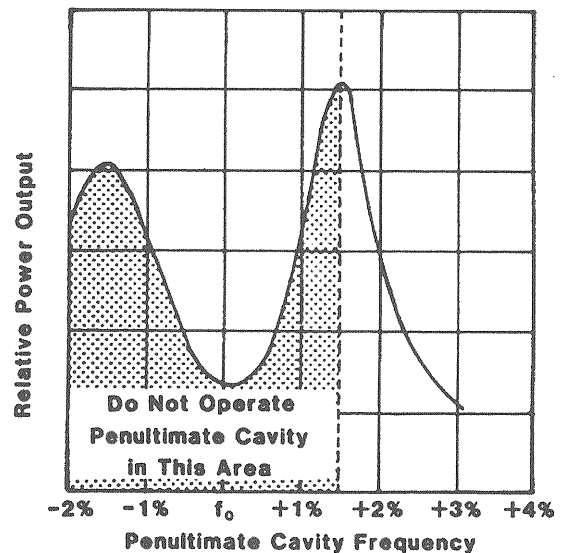
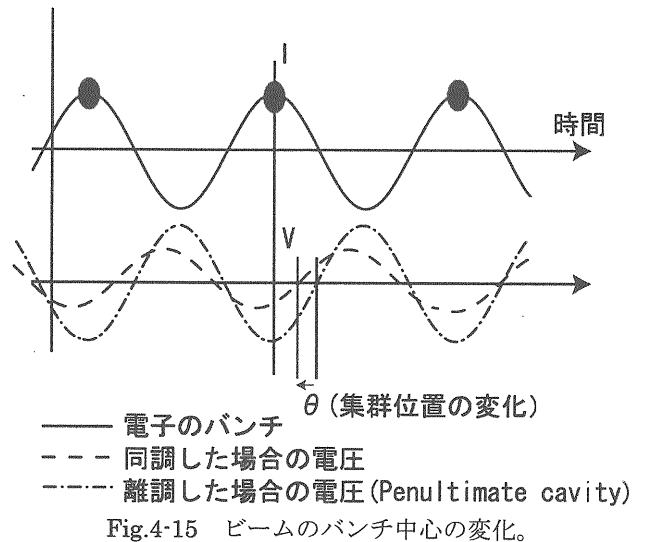
$$\left(\frac{R}{Q}\right) = \frac{1}{\omega_0 C} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.54)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.55)$$

である。 $V$  に負号が付いているのは、ビーム電流に対し、ビームを減速するような電圧が印加されるためである。クライストロンの等価回路を、Fig. 4-14 に示す。入力空洞は、外部の電流源をもつ LCR 回路、また出力空洞は、外部負荷を持つものとして与えられる。その他の空洞では、ビームが空洞を励起し、それによりビーム自身が力を受ける（ビーム内でのエネルギーのやり取りを空洞を通して行う）。

空洞にバンチビームが入射したとき、ビームは一般に減速する力を受ける。（空洞に電圧  $V$  が生成されたとき、その電圧はビームを減速する方向である。）

誘起電圧のゼロクロスの位相（正確には、早い時間にはビームを減速し、遅い時間にビームを加速する位相）が新しいバンチ中心となるが、共振周波数とドライブ周波数が一致したときには、バンチの中心は 90 度遅れることになる (Fig. 4-15)。しかし、回路のインピーダンスは共振周波数と同調したときに最も高くなり、高い電圧が発生する。このため、バンチングを進めたい



初段の空洞（5 空洞クライストロンの場合は 3 段目まで）では、クライストロンのドライブ周波数に近い値を空洞共振周波数に選ぶ。

一方、共振周波数がクライストロンのドライブ周波数より大幅に高い場合を考えてみよう。この場合はインピーダンスが低くなるため、誘起電圧は低くなるが、(4.52) 式より、空洞の誘起電圧は同調したときと比較して  $\theta$  だけ早くなる。大幅に離調した場合は、ビームのパンチ中心を変えないような形にできる。このため、特に効率を上げようとする時に有効な離調法である。

また、大電力クライストロンの場合は、ビームの基本波成分が高くなる、後段の空洞（特に出力空洞のひとつ前のペナルチメート空洞）で、空洞印加の電圧を抑えるために適用される。Fig. 4-16 に Penultimate 空洞の共振周波数について示す。放電を避けるために、1.5% 以上の離調が推奨されている。

ここまでは、運転周波数が固定の場合について考えたが、通過帯域を広くとりたいような場合は、入力空洞と出力空洞を同調させ、出力空洞手前のペナルチメート空洞では大きく離調させるほかは、帯域にあわせたチューニングを行う。このような同調法をスタガータューニングと呼ぶ。(Fig. 4-17) このような同調法を行うと、帯域を広げることが可能だが、利得が悪くなる。Fig. 4-18 に、チューニングを変えた時の入出力特性の例を示す。帯域を広げようすると、各々の空洞が離調されているため、空洞の励起電圧が小さくなり、そのため利得が悪くなっていると考えられることができる。

#### 4-5 空洞の配置

ここまで、空洞の共振周波数について考えてきたが、次に、空洞の配置を考えてみよう。

一般には入力空洞から出力空洞までの長さが、プラズマ波長を用いた場合、 $0.5\lambda_q$  程度となっている。Table 4-1 に SLAC の代表的な S バンド大電力クライストロンである XK-5 および 5045 クライストロンについてまとめる。

空洞の配置は、古典的には空間電荷を考慮した場合  $\lambda_q/4$  の位置でパンチの基本周波数成分 ( $I_1$ ) が最大となるが、多空洞クライストロンでは、

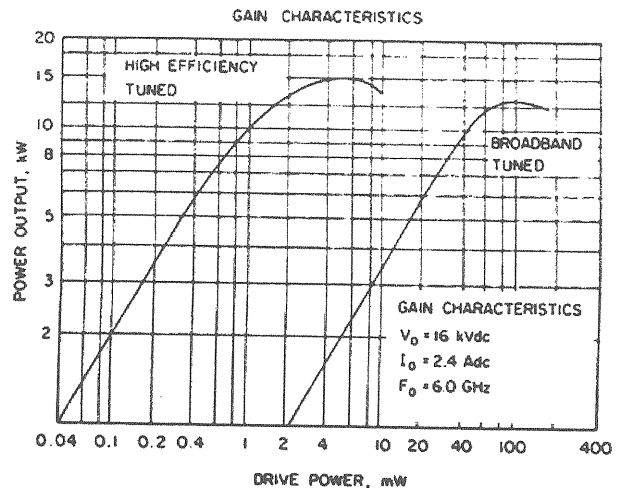


Fig.4-18 チューニングによる利得の違い。  
文献[23]より引用。

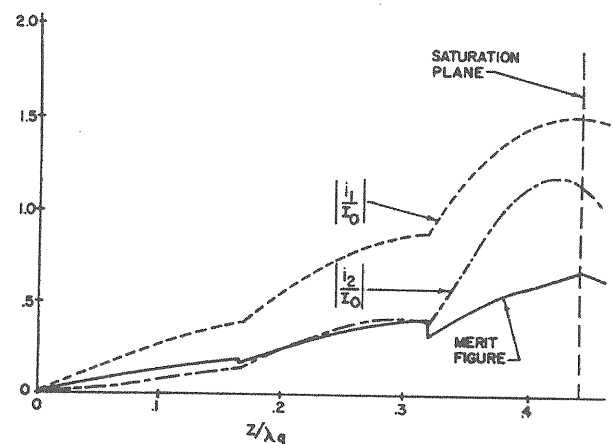


Fig.4-19 4 空洞クライストロンでの電流成分の変化。  
文献[24]より引用。

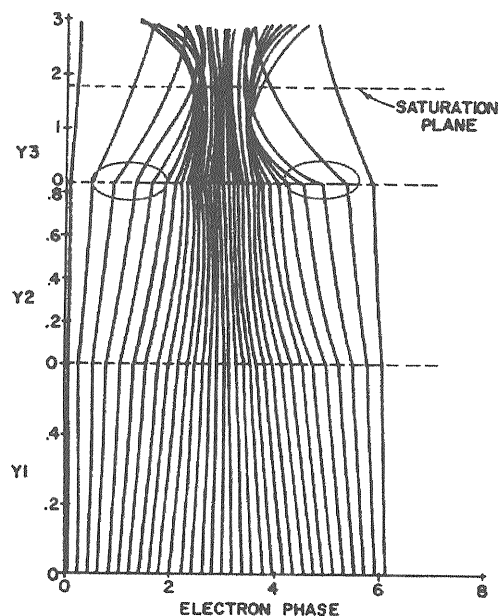


Fig.4-20 4 空洞クライストロンでのアップルゲート図。  
文献[24]より引用。

**Table 4-1 SLAC の代表的な S バンドクライストロンの空洞配置。文献[13]より引用。**

|              |                   | XK-5                                |                   | 5045                                |  |
|--------------|-------------------|-------------------------------------|-------------------|-------------------------------------|--|
| Voltage (kV) |                   | 270                                 |                   | 315                                 |  |
| Current (A)  |                   | 295                                 |                   | 354                                 |  |
| Cavity No.   | Cavity Freq (MHz) | Drift Length ( $\times \lambda_q$ ) | Cavity Freq (MHz) | Drift Length ( $\times \lambda_q$ ) |  |
| 1            | 2862              | ---                                 | 2860              | ---                                 |  |
| 2            | 2865              | 0.06                                | 2870              | 0.05                                |  |
| 3            | 2870              | 0.06                                | 2890              | 0.05                                |  |
| 4            | 2920              | 0.18                                | 2910              | 0.05                                |  |
| 5            | 2851              | 0.10                                | 2970              | 0.24                                |  |
| 6            | ---               | ---                                 | 2970              | 0.09                                |  |
| total        |                   | 0.4                                 |                   | 0.48                                |  |

空洞間の距離が大きくなりすぎるために、これと比較して短い部分に第二空洞を配置する。

一般に、クライストロンでの基本波成分はどのように増えていくのであろうか。Fig. 4-19 に4空洞クライストロンでの基本波および2倍波電流成分の変化の例を見てみよう。これは、入力空洞での変調  $V_1$  とビーム電圧  $V_0$  に対して、 $V_1/V_0=0.1$  とし、第二空洞が  $0.15\lambda_q$ 、第三空洞が  $0.317\lambda_q$  にある場合である。基本波成分が最大となる場所の場合は、 $0.44\lambda_q$  の位置に出力空洞がくることになる。ここで、Merit Figure とは、効率に対応するものである。このときのアップルゲート図を Fig. 4-20 に示す。

これを見ると、第三空洞では中心にビームがバンチしているが、第三空洞から出力空洞に至る間に、バンチしたビームの両側のビームも中心に集められていることがわかる。

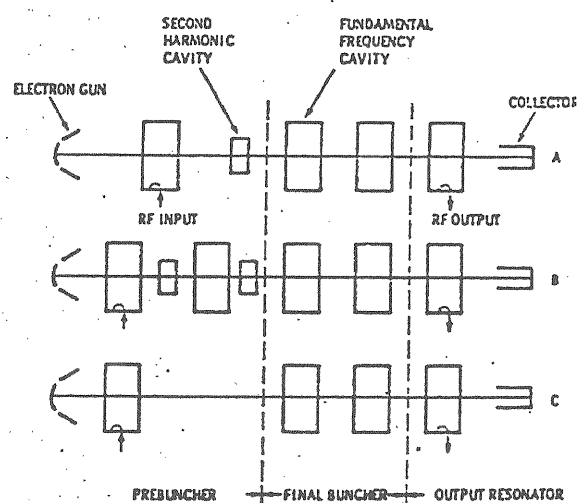
#### 4-6 第二高調波空洞

このようなビームの集束の様子を見ると、2バンチに分かれたビームが Penultimate 空洞でひとつに集束していくことがビームの空間電荷力を抑えるために高効率が望めることが予想できる。Lien[25]が第二高調波を使った空洞が、ビームの空間電荷力を抑えるのに有効であることを指摘し

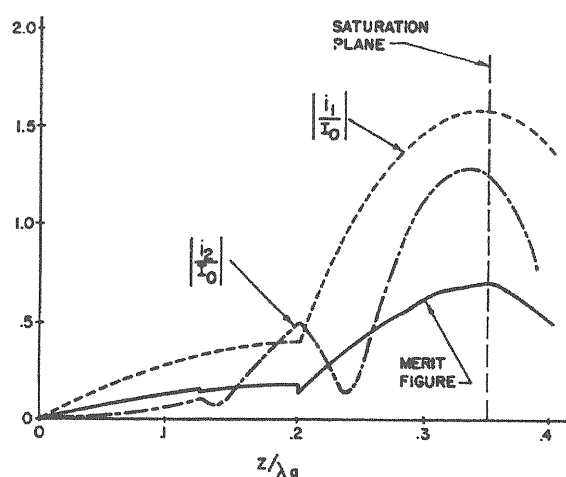
た。Fig. 4-21 にそのときに空洞配置の例を挙げる。

Fig. 4-19 と同様の条件で、第二空洞に第二高調波に同調した空洞を配置した場合の様子を、Fig. 4-22 に示す。ここで、第二空洞は  $0.126\lambda_q$ 、第三空洞が  $0.203\lambda_q$  にある場合である。基本波成分が最大となる場所の場合は、 $0.35\lambda_q$  の位置に出力空洞がくることになる。このときのアップルゲート図を Fig. 4-23 に示す。

第二高調波空洞を配置することで、ビームの空間電荷力を小さくしながらビームを2バンチに分けられ、全長を約2割程度短くすることができた。



**Fig.4-21 第二高調波空洞を使った空洞の配置例。文献[25]より引用。**



**Fig.4-22 第二高調波空洞を使った場合のビームバンチの様子。文献[24]より引用。**

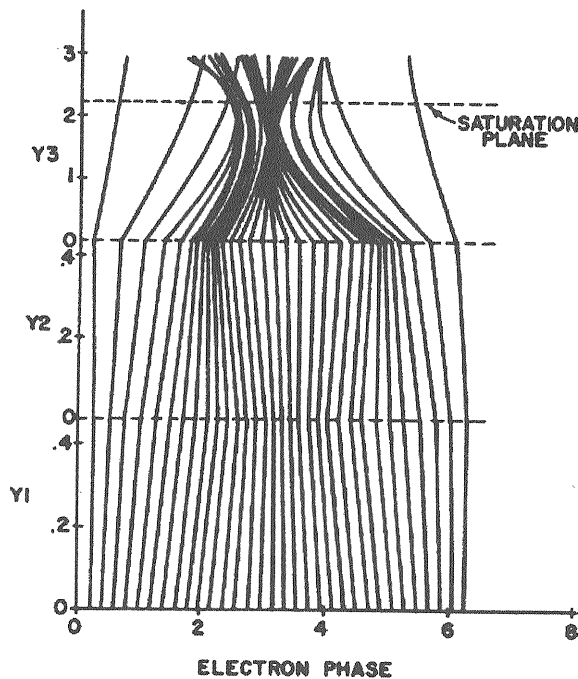


Fig.4-23 第二高調波空洞を利用したときのアップルゲート図。2つのビームバンチを作ることで、全長が短くできる。文献[24]より引用。

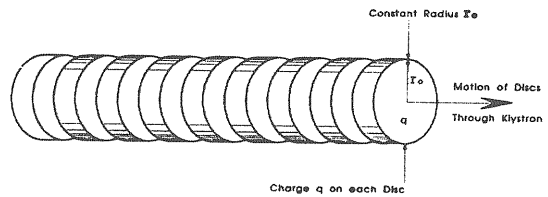


Fig.4-24 一次元ディスクモデル。文献[14]より引用。

#### 4-7 数値計算モデル

線形の空間電荷理論では、ビームが強くバンチする Penultimate 空洞のような場所を正しく取り扱うことはできない。このような場所では、非線形の相互作用があり、必然的に数値計算を中心とした解析となる。最も簡単なモデルが、JapanDisk[26]のような一次元のディスクモデルである。(Fig. 4-24)これは、一周期のビームを時間ごとに区切ったディスクで表現し、その相互作用を計算するもので、ビームが横方向に広がらない、強いビーム集束をしている状態に対応する。Fig. 4-25 に JapanDisk の計算結果の例を示す。こ

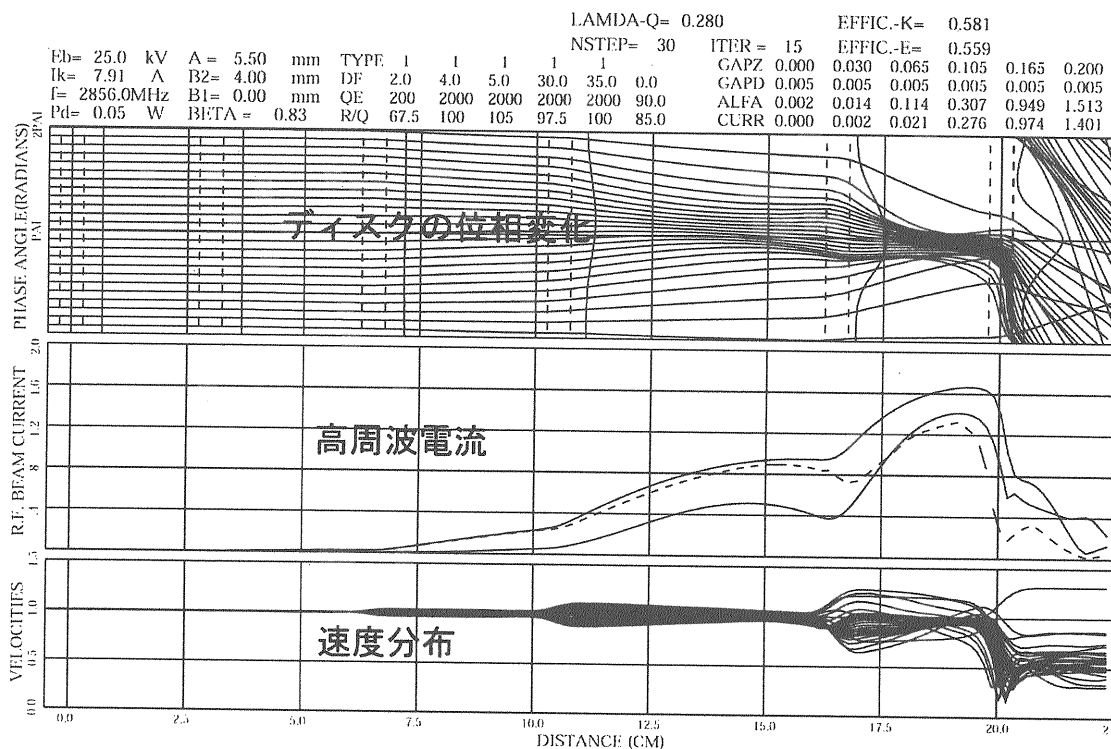


Fig.4-25 JapanDisk を使ったクライストロンシミュレーションの結果の例。

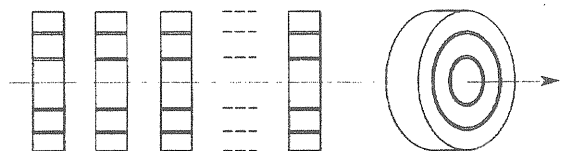


Fig.4-26 2.5次元ディスクモデル。文献[14]より引用。  
 れは、KEKB Linac で使用している、クライストロン励振用のサブブースタークライストロンの例である。6 空洞のクライストロンで、この計算結果では、ビームが 25kV、7.9A のときに、入力電力 50mW 時が計算されている。（実際のクライストロンより効率、利得共に高く出ている。）この図で、最初の 2 空洞では高周波電流が増えていないように見えるが、これはビームのバンチングが進んでいないためである。例えば、第二空洞を入力空洞にした 5 空洞クライストロンを計算すると、利得は 10dB 悪くなることがわかっている。出力空洞付近でビームの速度は大きく変わることもわかる。このため、特に大電力管の場合は、この付近からコレクタにかけては、ビームの輸送に気をつける必要がある。一次元のディスクモデルは、比較的拘束（1つの入力電力に対して 30 秒程度、入出力特性を調べたとしても数分程度）に結果が出ること、第一近時としてはあっていること、ビームの R 方向パラメータが必要ない（それがゆえに精度も落ちるのであるが）ため、簡便に計算できることの利点がある。このため、設計の最初の段階で、ビームの振る舞いなどを見ながら空洞の配置を考えるのに最適である。

それでも、一次元のディスクモデルでは、利得が大きく欠点がある。一次元ディスクをさらに R 方向にまで分割したものが 2.5 次元（入力する空間の対称性は 2 次元だが、運動量や電磁場は 3 次元[27]）のディスクモデルで、こちらのほうがさらに精度が上がる (Fig. 4-26)。たとえば、実際のビーム電流は R 方向に一樣ではないのが通常である。この場合、プラズマ周波数や ビームと空洞との結合なども、R 方向に分解したほうが正確になるということは理解しやすいであろう。2.5 次元のコンピュータコードでは、ビームと電磁波の相互作用を見るプログラム：PIC (Particle in Cell) [28]という、コンピュータ上でマクロパーティクルをつくり、この粒子と電磁界（メッシュ

上の値を補間して使用）の相互作用を計算する方法がある。FCI[29]や Condor[30]など 2.5D のクライストロンコードで採用されている。また、MAGIC など汎用のプラズマ用コードでも採用されている。コンピュータの性能向上により、精度の高い計算を比較的短時間にすることができるようになって来た。しかし、やみくもに計算をするにはまだ時間がかかりすぎるので、一般には、一次元コード（JapanDisk など）で、大まかな空洞は位置を決めた上で、パラメータの微調に用いる。

#### 4-8 進行波型出力空洞

次に、出力空洞について考える。出力部分は、これまで他の空洞と同じような空洞が用いられてきたが、周波数が高いあるいは、出力が大きい場合に、空洞での電圧が高くなって空洞で放電が起こることが問題になってきた。

これに対するひとつの解決方法が、進行波型の出力空洞である。進行波型空洞の例を Fig. 4-27 に示す。Table 4-2 にシングルギャップの通常の出力量と、進行波型空洞の特徴をまとめる。進行波型の構造をとることで、空洞の電圧を下げる事が可能となった。これは、電子ビームが複数のセルで徐々にエネルギーを失っていくために、電界強度を抑えることができたと考えられる。

また、進行波型空洞は、セル間を高周波が結合しているため、穴径が通常のカットオフになっているダクト径よりも大きくとることができる。このため、出力空洞付近では、一般にビームがエネルギーを失って急速にビームが広がっていくが、この際にも空洞に衝突して放電の原因となるような事態を避けることができる。

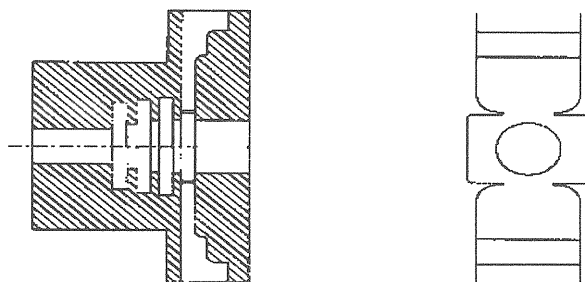


Fig.4-27 進行波型出力口。  
 文献[31]より引用。



Table 4-2 進行波型出力口と、これまでの空洞出力との比較。文献[32]より引用。

| Parameter        | Single Resonant Cavity |             | Traveling-Wave Structure |              |
|------------------|------------------------|-------------|--------------------------|--------------|
|                  | Scaling                | Value       | Scaling                  | Value        |
| Breakdown Power  | $1/g^2$                | 80 MW       | $4/L^2$                  | 460 MW†      |
| Surface E-Field* | $1/g$                  | 190 MV/m    | $2/L$                    | 80 MV/m      |
| Average E-Field* | $\Delta V/g$           | 75 MV/m     | $2\Delta V/L$            | 25 MV/m      |
| Filling Time     | $4Q/\omega$            | 2 ns to 95% | $L/v_g$                  | 1 ns to 100% |
| ( $R/Q$ )        | $g$                    | $20\Omega$  | $L$                      | $100\Omega$  |

Legend:  $g$  effective cavity gap length

$L$ : traveling-wave structure length

$\Delta v$ : beam energy loss

$v_g$ : group velocity

$R/Q$  is calculated for the *transverse* shunt impedance

\*Field at 80-MW power level

†Extrapolated

#### 4-9 マルチビームクライストロン

Fig.4-28 に示すように、クライストロンでは、パービアンスが低いもののほうが、空間電荷力が小さくなるため、高い効率のものが得られる。パービアンスが低い場合は、高電圧が必要となり、電気絶縁の問題で、大電力管には適用されていないが、これを解決する方法のひとつとして、近年マルチビームクライストロン (MBK) が注目を集めてきている。MBK とは、クライストロン内に、空洞を共有しながら、低パービアンスのビームを複数配置するものである。(Fig.4-29)

MBK では、クライストロン全体としては、

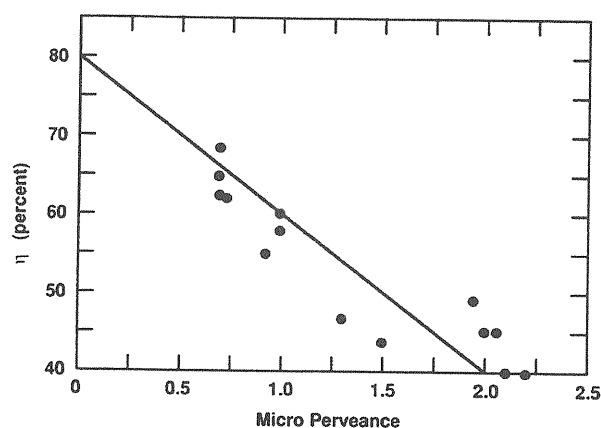


Fig.4-28 クライストロンのパービアンスと効率の関係  
文献[32]より引用。

パービアン스가高く見えるため、運転電圧を低くできるメリットがあるほか、ビーム負荷時の各空洞の  $R/Q$  が上がり、帯域が広がるという利点もある。

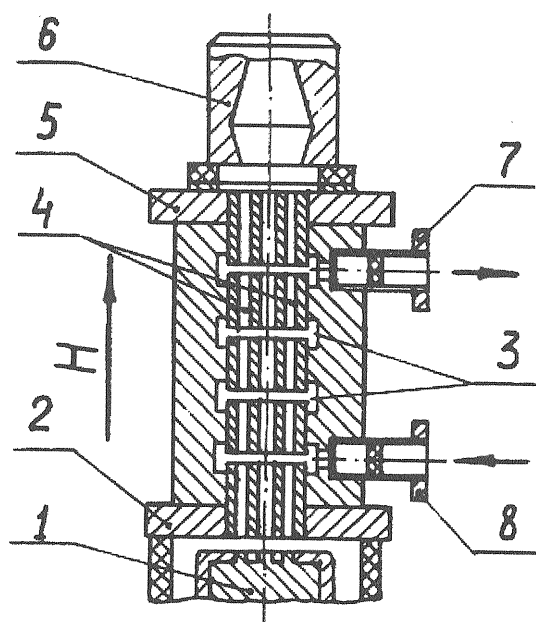


Fig.4-29 マルチビームクライストロン (MBK) の模式図。1: カソード、2: ポールピース、3: 空洞、4: ドリフトチューブ、5: ポールピース、6: コレクタ、7: 出力ポート、8: 入力ポート。文献[33]より引用。

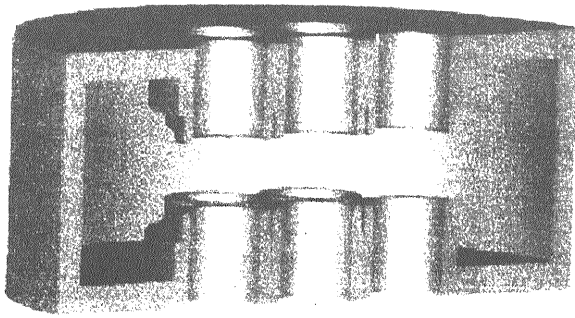


Fig.4-30 マルチビームクライストロンの空洞部分。  
文献[34]より引用。

Table 4-3 マルチビームクライストロン TH1801 とこれまでのクライストロンの比較。文献[35]より引用。

|                             | TH 2104               | TH 2104 U             | TH 2104 A            | TH 1801               |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|
| Peak output power           | 15 MW                 | 10 MW                 | 5 MW                 | 10 MW                 |
| Average power               | 50 kW                 | 250 kW                | 150 kW               | 150 kW                |
| RF pulse ( $\tau$ )         | 100 $\mu$ s           | 250 $\mu$ s           | 600 $\mu$ s          | 1500 $\mu$ s          |
| $V_0$ (kV) $\times I_0$ (A) | 200 kV $\times$ 180 A | 165 kV $\times$ 135 A | 124 kV $\times$ 90 A | 115 kV $\times$ 133 A |
| Efficiency (%)              | 43 %                  | 45 %                  | 46 %                 | 65 - 70 %             |
| Gain (dB)                   | 48 dB                 | 47 dB                 | 47 dB                | 46 - 47 dB            |
| E.V. (kV/mm)                | 2320                  | 1580                  | 900                  | 840                   |

(4.54) 式に示したように、 $\left(\frac{R}{Q}\right) = \frac{1}{C\omega}$  である。マルチビームクライストロンでは、Fig.4-30 に示すように  $N$  個のコンデンサが各々  $C/N$  の容量で並列に存在するため、各空洞で  $\left(\frac{R}{Q}\right) = \frac{N}{C\omega}$  となり、周波数の広い範囲で高いゲインが得られるのである。

Fig.4-31 に、ビームパイプの本数と、運転電圧、周波数特性等について示す。この図は、波長 3cm、出力 500W のもので、カソードから 15A/cm<sup>2</sup> の電流が供給されたとした場合のものである。

ビーム数が多くなると、1 本あたりのパイプ径は小さくなるが、空間電荷力が小さいために、必要な磁石の重量（磁場強さ）や、効率の向上による運転電圧の低下、帯域の向上が見込まれる。

実際に加速器で使用されている例として、DESY の TTF で使用されている Thales 製（旧 Thomson）の 10MW クライストロンについて Table 4-3 にまとめる。効率が 65%程度はあり、

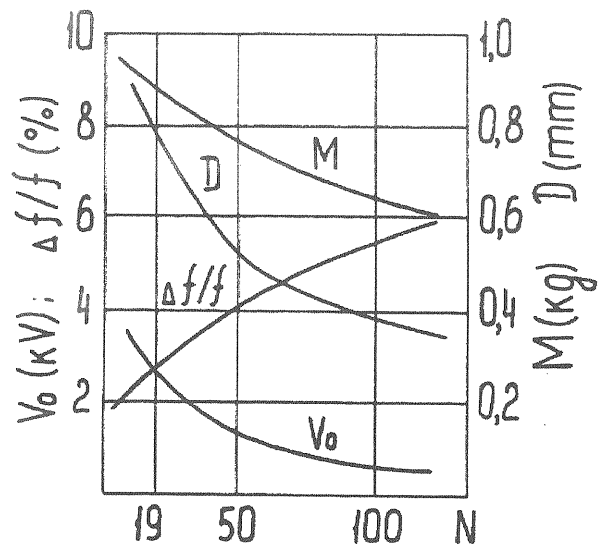


Fig.4-31 マルチビームクライストロンの空洞の本数  $N$  に対する、帯域、集束磁石の重量等。文献[33]より引用。

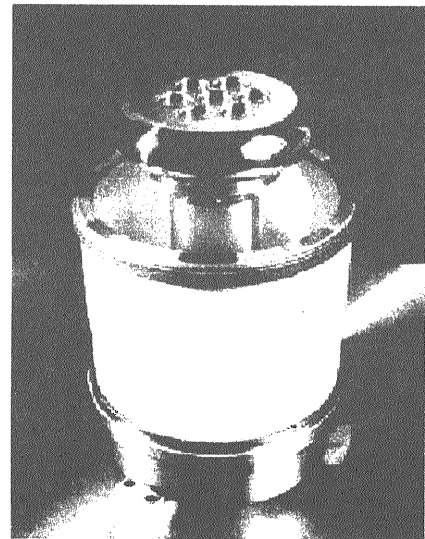


Fig.4-32 マルチビームのカソード部分。  
文献[34]より引用。

従来のクライストロン(40-45%)より 1.5 倍程度上がっていることがわかる。

カソード付近の写真を Fig.4-32 に示す。実際の電磁石製造で難しいのは、Br 成分が全体にわたって 0.2%以下にする必要があったことである[35]。MBK の設計で難しいのは、電子銃部分と、複数カップルする空洞の設計である。現在は 3D のシミュレーションコードが発達してきているので、今後大電力用途には魅力あるものとなってい

くと思われる。

#### 4-10 出力位相安定性

9章の低電力高周波系でも触れるが、出力高周波の安定性、特に位相安定性は、ビームの安定加速にとっては重要である。実際、KEKBのLinacをはじめとして、クライストロンの位相変動がビームに影響を及ぼすことがわかっている[36]。このような場合、低電力高周波源にフィードバックをかける等の解決方法があるのだが、ここではど

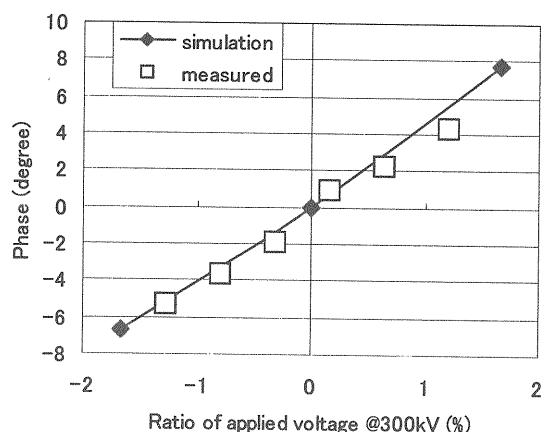


Fig.4-33 50MW クライストロンの印加電圧による出力位相の変化。

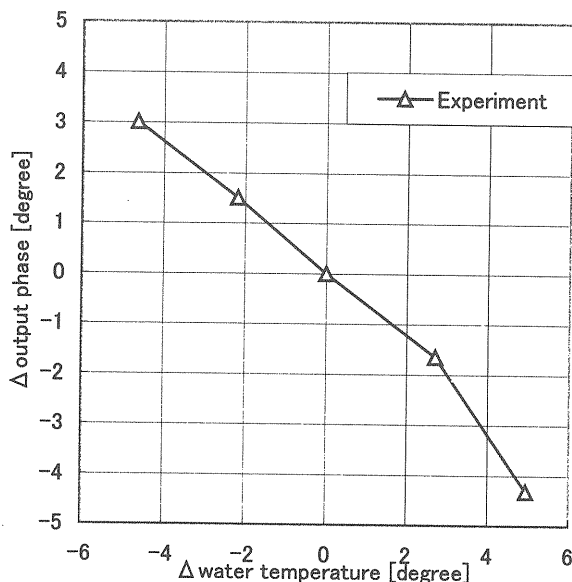


Fig.4-34 50MW クライストロンにおける温度変化による高周波出力位相の変化。

のようなパラメータによって位相が変動するかを考えてみよう。

##### 4-10-1 クライストロン印加電圧変動

クライストロン内の電子が入力空洞から出力空洞に至るまでの走行時間は、電子の速度によって決まるが、この走行時間が変化すると見かけ上入力と出力の電気的な長さが変わることになり、位相の変化が生じる。その変化量は、

$$\Delta\theta = \frac{2\pi L}{u_0} = \frac{2\pi L}{c\sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}} \quad (4.56)$$

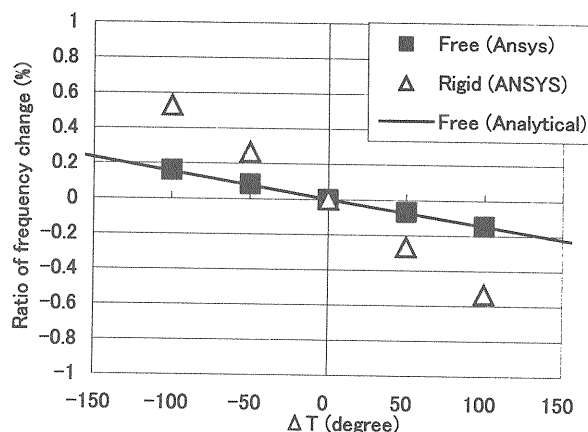


Fig.4-35 温度変化による空洞の共振周波数の変化をANSYSおよびSuperfishを使って計算した例。

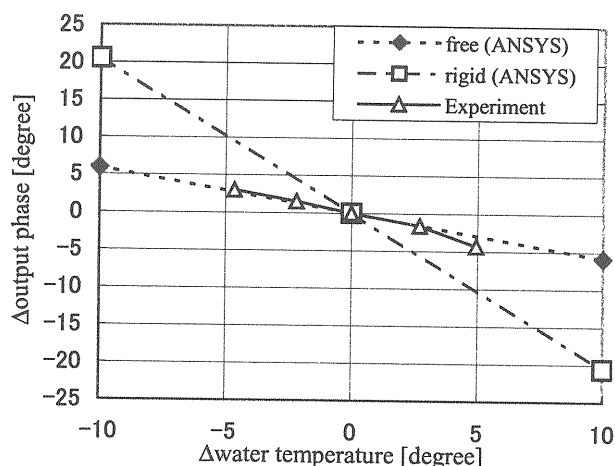


Fig.4-36 50MW クライストロンにおける温度変化による高周波出力位相の変化。Fig.4-31の実験結果も共に示す。

であらわされる。ここで、 $L$  は入出力空洞間の距離。 $c$  は光速、 $\gamma = 1 + \frac{E}{mc^2}$  で  $E$  は電子の加速エネルギーである。KEKB Linac の 50MW クライストロンで測定した結果を Fig.4-33 に示す。ほぼ、(4.56) 式に一致した結果が得られている。

#### 4-10-2 冷却水温変動

クライストロンを冷却する水温が  $1^\circ\text{C}$  変化した場合に、出力位相も 1 度程度変動することが KEKB Linac で問題になった。その結果を Fig.4-34 に示す。これについては、空洞の離調周波数が水温変化によって変わることが原因ということがわかっている。中間空洞において、周波数の離調が水温により変化し、バンチ中心が変わることによるのである。Fig.4-35 に空洞の温度変化による共振周波数の変化を、また、Fig.4-36 に計算で得られた位相変化の結果を示す。変形が自由膨張とした時と一致した出力変化が見られる。

#### 4-10-3 入力高周波による変動

高周波入力電力により、出力位相が変わるこ

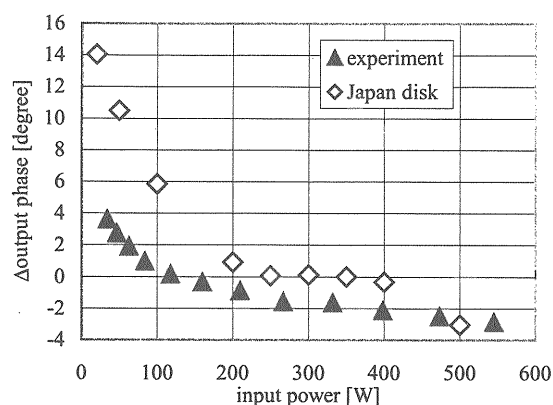


Fig.4-37 50MW クライストロンの入力電力に対する出力位相の変化。

とが確認されている。JapanDisk では実験値より低いところで飽和することがわかっているため、飽和点が一致するように計算での入力を校正している (Fig.4-37)。入力を増加させるにつれ出力位相は遅れ、実験結果と同様な傾向が見られることがわかる。

## 5. 高周波窓

### 5-1 高周波窓とは

高周波窓は、クライストロン等の高周波回路で、真空を保持し高周波を通過させるために使用される。電子線形加速器では、通常ピルボックス型窓 (Fig. 5-1) が使用されている。蓄積リングなどで使用される 500MHz 帯では同軸型の高周波窓が用いられる。(Fig. 5-2) たとえば、KEKB Linac では、Fig. 5-3 に示すように、1 ユニットについて、クライストロンの出力口に 1 個と高周波圧縮装置 SLED の上流側に 1 個が使われている。クライストロンの高周波窓は、真空管であるクライストロンを真空に保持するため、また導波管の高周波窓は、クライストロン交換の際に加速管を大気にさらさないために用いられている。導波管高周波窓がある故に、クライストロンアセンブリのトラブルの際には、加速器運転を止めることなくクライストロンの交換を行うことができる。

ピルボックス型高周波窓は、円形導波管の中央に誘電体円板をはさんだ構造である。角形導波管の  $TE_{10}$  用の高周波窓 (ピルボックス内は円形  $TE_{11}+TM_{11}$  モード) が通常であるが、高い周波数では  $TE_{01}$  円形導波管に対応した高周波窓もある [38]。周波数によって誘電体の大きさは異なるが、通常は誘電体材料としてアルミナセラミックが使用さ

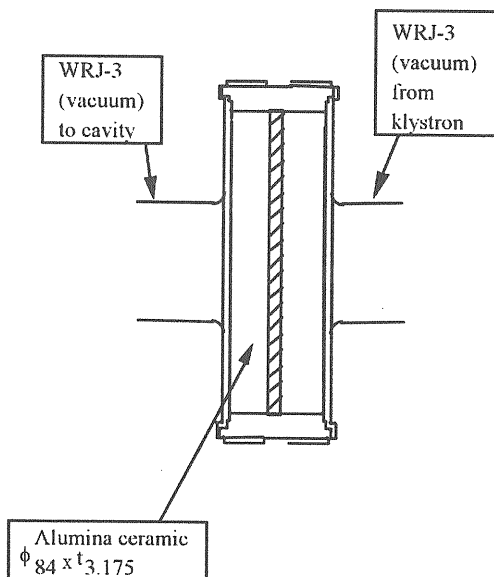


Fig.5-1 ピルボックス型高周波窓

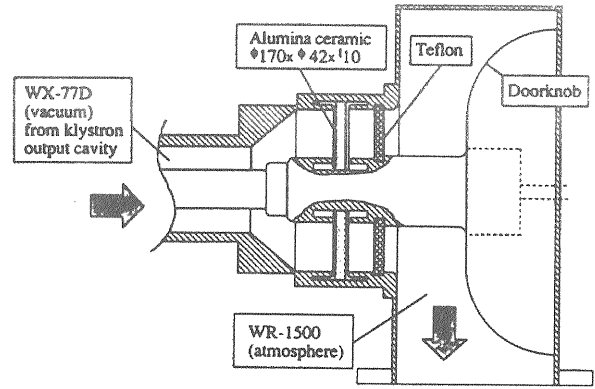


Fig.5-2 同軸型高周波窓。文献[37]より引用。

れる。(平均電力が高い場合には熱伝導率の高いベリリアなどが使用されることもある。)

### 5-2 高周波窓の特性

高周波窓の必要条件は、真空を保ち、高周波を通過させることである。高周波特性としては、帯域が広いほうが望ましい。帯域が広ければ、工作公差もゆるくなり、製造上も安価になる。S パ

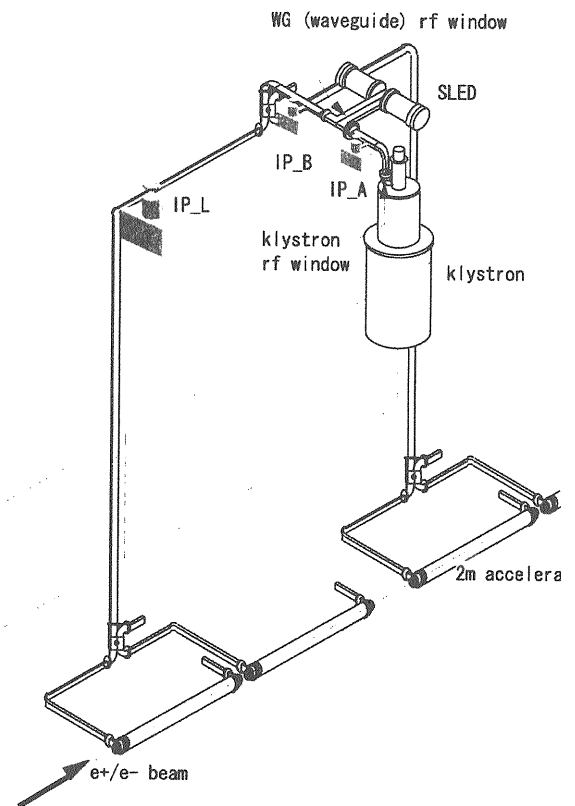


Fig.5-3 KEBB Linac において使用されている高周波窓。

ンドに関しては、SLAC において開発された窓 (SLAC 窓と称する) が広く使われている。この窓の VSWR の測定結果を Fig. 5-4 に示す。運転周波数 2856MHz に対して、VSWR1.2 の帯域は 650MHz ある。4 章で述べたように、クライストロンの帯域は狭く、通常運転周波数の数%程度であり、また、クライストロンの負荷としては通常 1.2 から 1.4 以下で規定されることが多い (大電力の高周波窓は、VSWR1.2~1.4 でも壊れないように設計されている。)。このことを考慮すると、運転周波数の 20% 以上にあたる帯域は十分である。

このような広帯域は、何により得られるのであろうか。この高周波窓での高周波伝播モードを計算した結果を紹介する。角型導波管の  $TE_{10}$  モードは、円形導波管に変換される際に  $TE_{11}$  モードと、 $TM_{11}$  モードに分割される。参考のために、Fig. 5-5 に角型  $TE_{10}$  モード、円型  $TE_{11}$  モード、円型  $TM_{11}$  モードを示す。円型  $TE_{11}$  モードは、角型  $TE_{10}$  モードと同様の形状をしているが、ステップ的に角型か

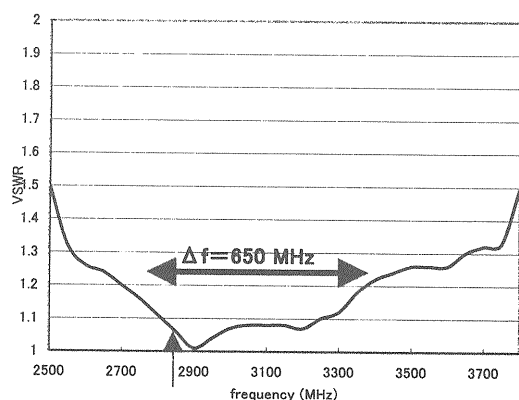


Fig.5-4 SLAC 型高周波窓の VSWR。

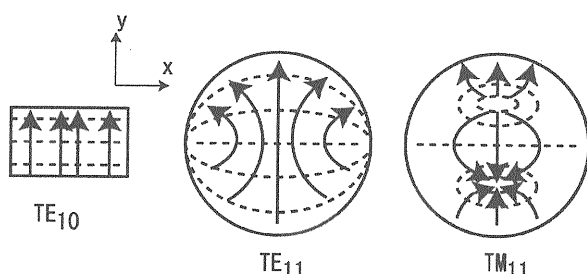


Fig.5-5 角型  $TE_{10}$  モードおよび円型  $TE_{11}$  モード、 $TM_{11}$  モード。

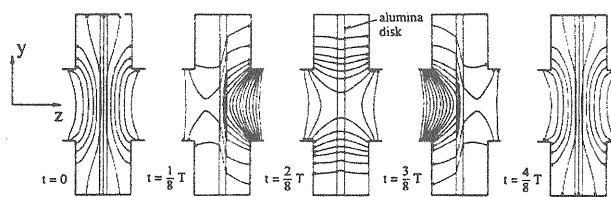


Fig.5-6 SLAC 型高周波窓の伝播モード。

文献[39]から引用。

ら丸型に変換される場合は、電磁界分布を見ればわかるとおり、自然に  $TM_{11}$  モードも発生する。 $TM_{11}$  モードのカットオフ周波数のほうが高く、直径 84mm の SLAC 窓の場合、円型導波管では  $TM_{11}$  モードは伝播モードではないのだが、円型導波管部分は短い (10 数 mm) ため、 $TM_{11}$  モードで  $1/e$  に減衰するの長さ 15mm と同程度である。従って、円型導波管では  $TM$  モードが充分減衰しない間にアルミナセラミックに到達する。アルミナセラミックは高い誘電率 ( $\epsilon = 9.8$ ) をもつため、 $TM$  モードも伝播モードとなる。このように、 $TE$  モードと  $TM$  モードが混在し、短い長さで窓を構成するために、波長が変わっても高周波窓の位相変化は小さい。このため、広い帯域が得られている。Fig. 5-6 にこのような窓の伝播モードを示す。

### 5-3 高周波窓の破壊現象

高周波窓の破壊は、真空管の破損、加速管への真空リークなどにつながる。KEKB Linac では、高周波窓の破損がクライストロンの破損のもっとも多い原因の一つとなっている。

Table 5-1 に KEBK Linac の導波管高周波窓について、これまでの導波管高周波窓の使用状況をまとめる。リークのほかに、高周波窓からの放射線発生、また、定期的に測定している高周波窓温度上昇が大きくなったもの (セラミックの局所溶融が進むと、窓枠で測定する平均的な温度も時間と共にゆっくりと増加することがわかっている。)、セラミック表面に汚れ (カーボン) が付着したことで交換することがあり、約 6-10 年程度で高周波窓は交換を行うことになる。破損した高周波窓の例を Fig. 5-7 に示す。Fig. 5-7(b) のような表面での局所溶融が内面に進んで貫通孔が生成されるのである。高周波窓の破壊の原因としては、マルチパクタ、真空悪化による耐電圧劣化、蓄積電荷に

Table 5-1 導波管高周波窓の交換実績。

| Install | Living | Av. Op. Time | Failed | mean life | leak | X-ray | VSWR | Contami | Temp | life | Cummulative op.time | MTBF    |
|---------|--------|--------------|--------|-----------|------|-------|------|---------|------|------|---------------------|---------|
| 92      | 3      | 41,039       | 8      | 29,114    | 2    | 1     |      | 2       | 1    | 2    | 356,025             | 44,503  |
| 93      | 2      | 46,106       | 5      | 16,186    | 1    |       |      | 1       | 2    | 1    | 173,142             | 34,628  |
| 94      | 5      | 37,204       | 2      | 31,665    | 1    |       |      | 1       |      |      | 249,350             |         |
| 95      | 2      | 35,809       | 1      | 14,708    |      |       | 1    |         |      |      | 86,325              | 86,325  |
| 96      | 14     | 27,236       | 3      | 17,513    |      | 1     |      | 1       | 1    |      | 433,846             | 144,615 |
| 97      | 18     | 25,845       | 1      | 16,383    |      |       |      |         | 1    |      | 481,595             | 481,595 |
| 98      | 1      | 23,029       | 0      |           |      |       |      |         |      |      | 23,029              |         |
| 99      | 3      | 13,204       | 0      |           |      |       |      |         |      |      | 39,611              |         |
| 2000    | 6      | 9,458        | 0      |           |      |       |      |         |      |      | 56,750              |         |
| 2001    | 5      | 2,441        | 0      |           |      |       |      |         |      |      | 12,203              |         |
| sum     | 59     | 24,595       | 20     | 19,055    | 4    | 2     | 1    | 5       | 5    | 3    | 1,832,174           | 91,609  |

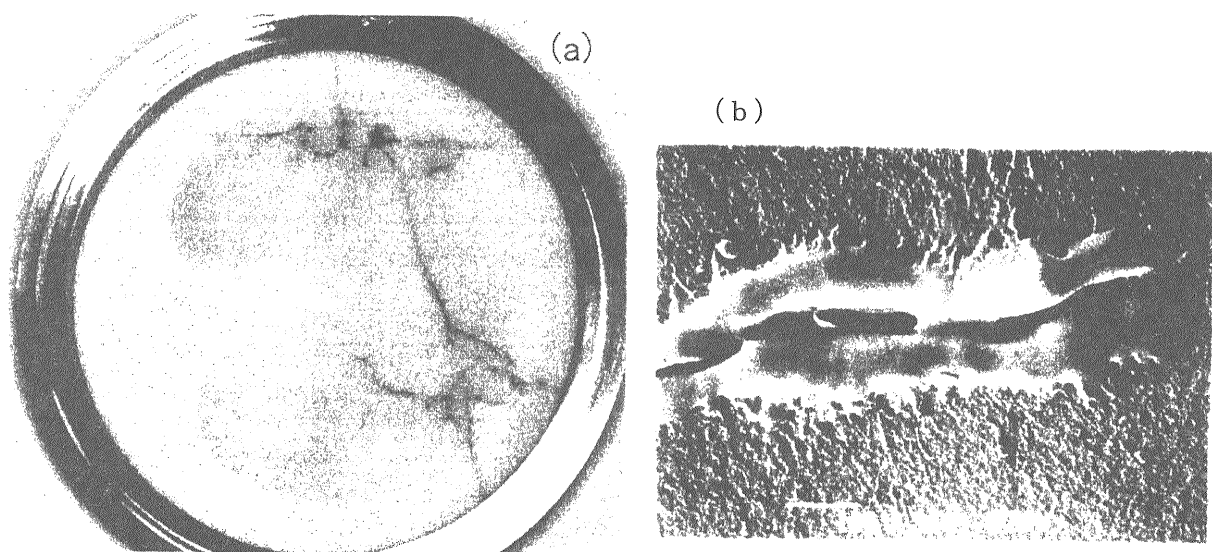


Fig.5-7 (a)破損高周波窓。(b) : セラミック表面の溶融。

よる放電等が挙げられる。マルチパクタとは、端部等で発生した一次電子が、高周波電界のために加速され、セラミックに再入射し、セラミックの高い二次電子放出係数のために二次電子が雪崩状に増殖する現象である (Fig. 5-8 参照)。このマルチパクタを抑えるために、二次電子放出係数の低い薄膜 (TiN 等) をコーティングが行われる (5-5 項参照)。マルチパクタが生じやすい領域は、S バンドの通常のピルボックス型窓では数 MW から 10MW の通過電力であり、これは、電子の加速再入射エネルギーが 0.5-5keV 程度の領域に対応する。

マルチパクタが発生するときには、下地のアルミナセラミックから発光 (アルミナのルミネセンス) が観測される。ルミネセンスの例を Fig. 5-9 に示す。ルミネセンスは、アルミナの酸素欠陥に

起因する  $F^+$  中心と  $F$  中心が主である。 $F$  中心とは、酸素の欠陥に 2 個の電子がトラップされて、局所的に中性である状態、 $F^+$  中心とは、酸素欠陥に 1 個の電子がトラップされて、局所的にプラスの状

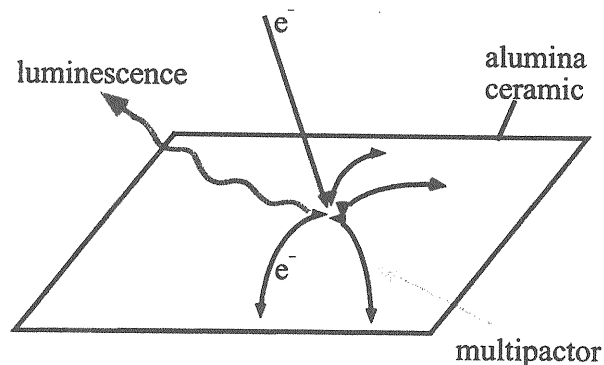


Fig.5-8 マルチパクタの模式図。

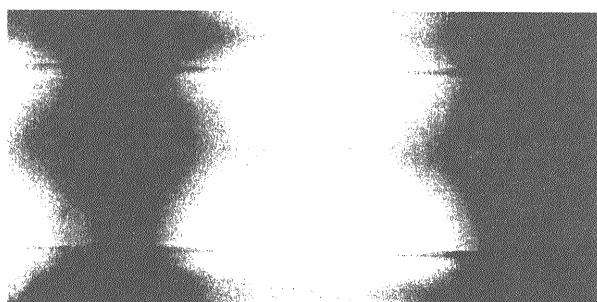


Fig.5-9 マルチパクタによるルミネセンス。

態となった酸素欠陥である (Fig.5-10 および Fig.5-11 参照)。これまでに、F 中心に該当する 410nm のピークは、表面が局所的に溶融したセラミックに特有のものであることがわかっている。F 中心の電子は伝導体に近い部分に励起されるため、F 中心が存在すると伝導体を通じて過熱され、これが高周波窓の局所過熱、貫通孔の原因となると考えている [40]。

マルチパクタを抑えたとしても、さらに高い通過電力では、表面に蓄積された電荷が放出される表面放電現象が現れる。表面放電を Fig.5-12 に示す。リヒテンベルグ状の放電で、この放電が起こった場所では、局所的な溶融が起こっている。

溶融表面の写真を Fig.5-13 に示す。

この表面放電のしきい値は、材料や処理により異なるが、8MV/m 程度以下で生じることが S バンドや X バンドの高周波窓で経験的にわかっている。

表面放電や、マルチパクタが一回起こっただけでは、高周波窓が破損することはない。たとえば、負荷側からの反射等によって、高周波窓付近の電界が上がり、それにより表面放電が繰り返し起こるうちに、次第に表面の溶融が進んでいく。導波管の場合は、高周波通過の際は進入深さだけの部分にしか高周波は浸透しない。そのため、進入深さの部分でガスが十分枯れたり、清浄化が進めば、放電は次第に収まり、いわゆるコンディショニング効果で耐圧は向上していく。これに対し、高周波窓の場合は、設置初期の表面からのガス放出についてはコンディショニング効果が見られるが、高周波はセラミックの中を通過していく。従って、表面の一部だけでなく、セラミック全体の性能も問題となる。たとえば、ひとたび表面の局所溶融が始まると、溶融表面はセラミックの内面に次第に広がっていく。このように、セラミックの奥深くに非可逆的に破壊されていくのである。

Table 5.2 (a):種々の材料物性および、(b):大電力試験の結果

|                  |        | 製造    | 純度 (%) | 比重   | $\epsilon$ | $\tan \delta$ ( $10^{-5}$ ) | 抵抗率 ( $10^{15} \Omega \text{cm}$ ) | 焼結助剤                                   |
|------------------|--------|-------|--------|------|------------|-----------------------------|------------------------------------|--|
| Alumina Ceramics | UHA-99 | NTK   | 99.0   | 3.90 | 9.81       | 9.4                         | >1000                              | $\text{SiO}_2, \text{MgO}, \text{CaO}$ |
|                  | HA-997 | NTK   | 99.7   | 3.95 | 9.95       | 4.2                         | 6.7                                | $\text{SiO}_2, \text{MgO}$             |
|                  | KP-999 | NTK   | 99.9   | 3.91 | 9.67       | 13.3                        | 3.3                                | ---                                    |
| sapphire         |        | ASGAL | 100    | 3.98 | 10.16      | 2.3                         | >1000                              | ---                                    |
| AlN              |        |       | 99.5   | 3.26 | 8.35       | 420                         | 0.56                               | $\text{Y}_2\text{O}_3$                 |

カソードルミネセンス:  $\text{F}^+$ ,  $\text{Cr}^{3+}$  (in alumina ceramics)

$\text{F}^+$ , F (in sapphire)

F (in AlN)

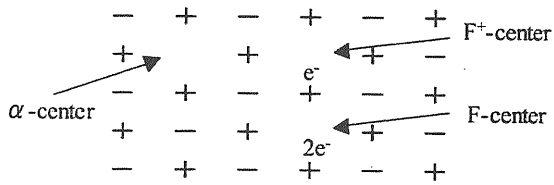
| 材料               |         | 特徴         | 最大通過電力  | 備考      | ルミネセンス*                                   |
|------------------|---------|------------|---------|---------|---|
| Alumina Ceramics | UHA-99  | 緻密、高抵抗     | >220 MW | 溶融、着色   | F, ( $\text{F}^+$ , $\text{Cr}^{3+}$ ) ** |
|                  | HA-997  | 助剤結晶化、誘電損小 | >220 MW | 溶融      | ( $\text{F}^+$ , $\text{Cr}^{3+}$ ) ***   |
|                  | XKP-999 | 微小孔有。誘電損大。 | 144 MW  | 割れ、孔、着色 | F, ( $\text{F}^+$ , $\text{Cr}^{3+}$ )    |
| sapphire         |         | F 中心、誘電損小  | 75 MW   | 溶融      | ( $\text{F}^+$ , F)                       |
| AlN              |         | 誘電損大       | 35 MW   | アルミ溝    | (F)                                       |

\* ( ) ; 元から存在したもの

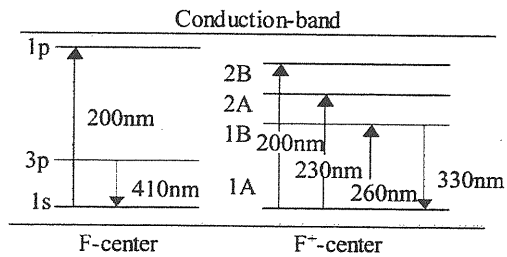
\*\* F 中心は、TiN コートした部分にはなし。

\*\*\* F 中心は、コーティング無しの部分にもなし。





F<sup>+</sup>-center及びF-centerの欠陥モデル



F<sup>+</sup>-center及びF-centerの電子エネルギー準位

Fig.5-10 レゾナントリングで観察された表面放電。

その破壊の速度が、通過電力で決まっていくので、十分通過電力が低く（1MV/m 以下くらい）ない限りは、高周波窓は消耗品という風に考えたほうがいい。（通過電力によって、MTBF が 3 年、10 年、30 年といったふうに変わる。）しかし、現状の R&D では、高周波窓が半永久的に持つような低電界で使用するような余裕はない。そもそも、クライストロン自身が寿命があるのであるから、高周波窓だけが高寿命でも仕方がないということもある。必要な高周波出力では、コストと設計を考えると、現実的には 1 つのクライストロンから 2 つに分解するのが限界であり、その場合は 1 つの窓で 2-5MV/m 程度の運転電界となってしまふ。

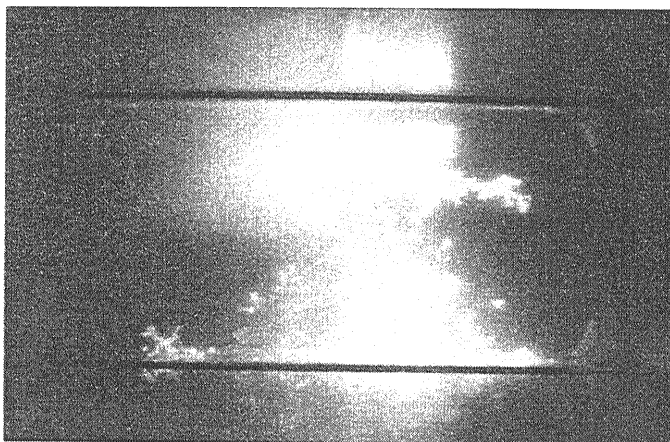


Fig.5-12 レゾナントリングで観察された表面放電。

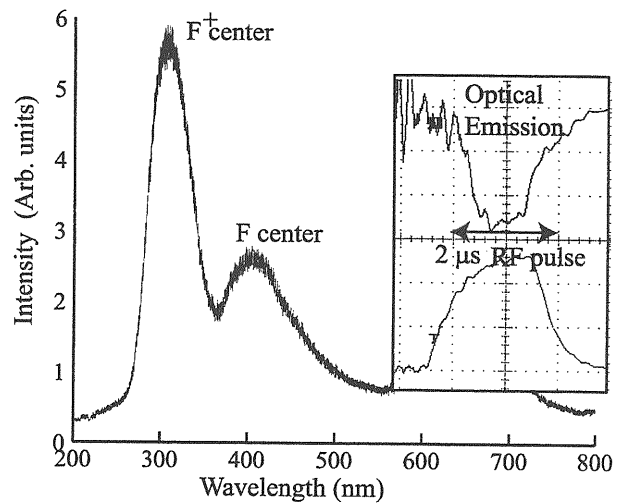


Fig.5-11 高周波通過中に観測された  
ルミネセンススペクトル。

#### 5-4 高周波窓材料

これまでの、レゾナントリングを使った加速試験の結果、高純度、緻密な高周波窓が耐電力性があることがわかってきている。

レゾナントリングとは、クライストロンから出力された高周波を重畳することにより、クライストロン出力の数十倍の通過電力試験を可能にする装置である（Fig.5-14）。これにより、S バンドについては最大 400MW 程度の通過電力試験を行ってきている。

これまでの結果から、純度は高い場合でも内部に気孔を含むセラミックでは耐電力が低いことがわかった。また、このような気孔を含む場合は誘電損失も高くなることが確認できている。Table 5-2 にこれまでの主な大電力通過試験の結果をま

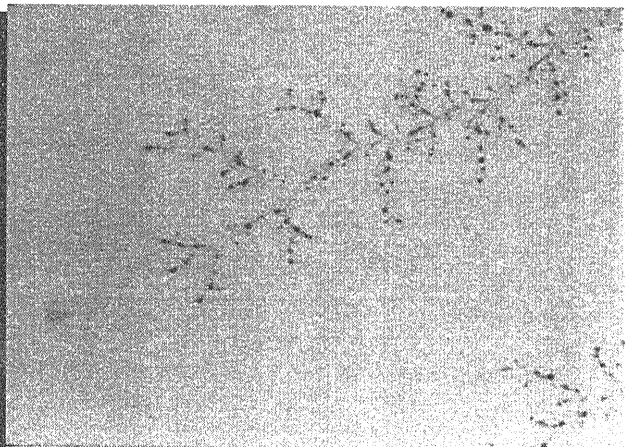


Fig.5-13 表面放電後の溶融表面。

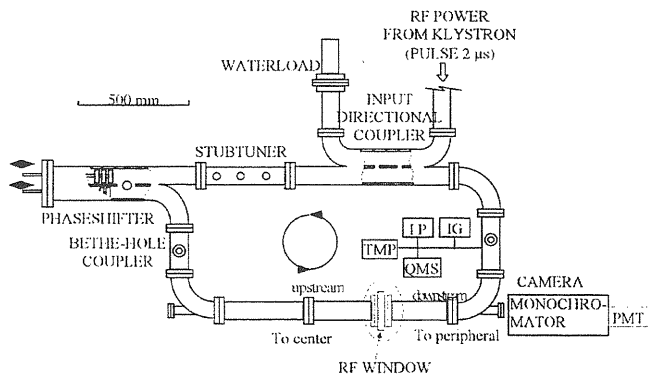


Fig.5-14 レゾナントリング。

とめる。

そのため、空洞共振器法を用いた複素誘電率の測定も、高周波窓の選定に有効である。空洞共振器法では、セラミックを挿入した空洞共振器の共振周波数とQ値から誘電率と誘電損失を求める。

高周波損失の点から考えると、焼結助剤を用いない単結晶が有利に思えるが、実際の試験を行うと、単結晶アルミナであるサファイアはアルミナセラミックより劣る成績となる。これは、大口径のサファイア（Sバンドの窓で直径80mm程度）では、気孔の無いものの製造は難しく、気孔部分を中心に放電が起こりやすいためと考えられる。

誘電体材料の二次電子放出係数（ $\delta$ ）の結果をFig.5-15に示す。測定は、SEMを使ったパルスビーム法で行っている。二次電子放出係数は、

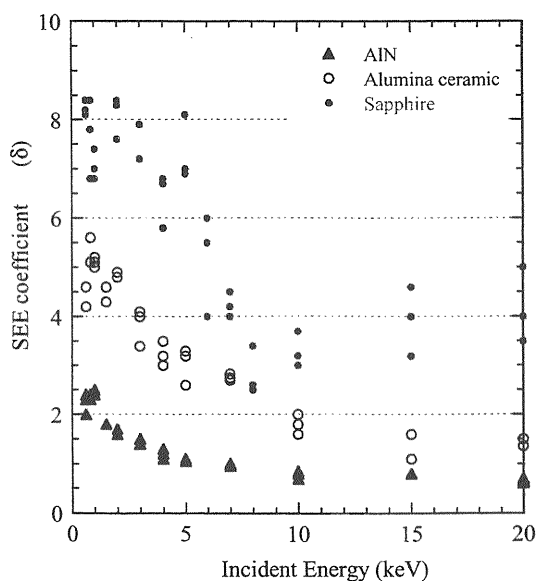


Fig.5-15 誘電体材料の二次電子放出係数。

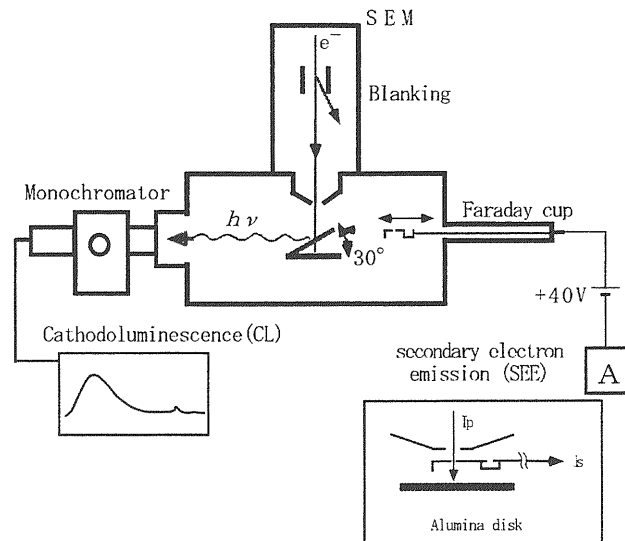


Fig.5-16 SEMを使ったパルスビーム法による二次電子放出係数測定。

$$\delta = \frac{I_{\text{Faraday cup}}}{I_{\text{primary}}}$$

で定義している。ここで、 $I_{\text{Faraday cup}}$  はファラ

デーカップ電流、 $I_{\text{primary}}$  は一次電流である。

Fig.5-16 に測定装置の模式図を、Fig.5-17 にパルスビームで得られるファラデーカップ電流波形を示す。特に誘電体に関係するような表面では、高い電流密度で電子照射を行うと、帯電のため二次電子放出係数が正しく測定できなくなる。実際、Fig.5-17 で、二次電子電流が急速に減少しているのは、この帯電によるものである。（金属ではこのような現象は見られない。）ここでは、100pA、1ms のパルスビームを用いている。一般には、二次電子放出係数は500～1000eVの入射で最大値をとり、それより高いエネルギーでまた減少していく。これは、

1. 二次電子のエネルギーが主として10eV程度以下で、一次ビームが入射するうちの際表面層からしか二次電子が脱出できない（平均自由行程は数nm）。
  2. 高エネルギーでは表面付近での一次電子のエネルギー損失が小さくなり、それだけ二次電子生成も少なくなる。
- ということで定性的に説明されている。

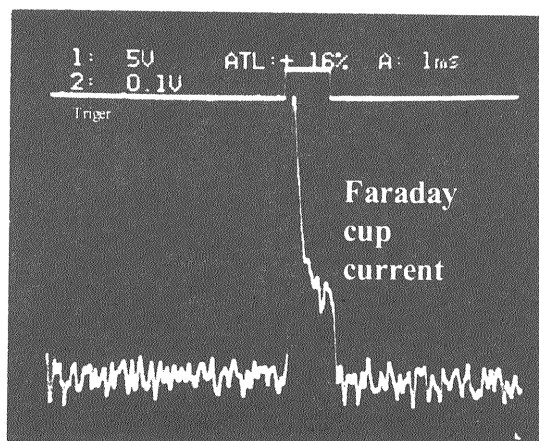


Fig.5-17 SEMで測定した二次電子電流。一次電流は100pA,1ms。表示は、100pA/div.で、このとき、二次電子放出係数 $\delta \sim 7$ 。

二次電子は、表面に非常に敏感で、例えば表面の汚れ（カーボン等）で二次電子放出係数が小さい値となる。また、表面が帯電している場合も、二次電子放出係数が測定できないことがある。高周波通過試験後は、表面の帯電が見られるが、その場合は二次電子を測定することはできない。すべての電子がセラミック中に吸収され、放出される二次電子も直ちに引き戻されるからである。例えば、帯電試料に対し、パルスビームを照射し続

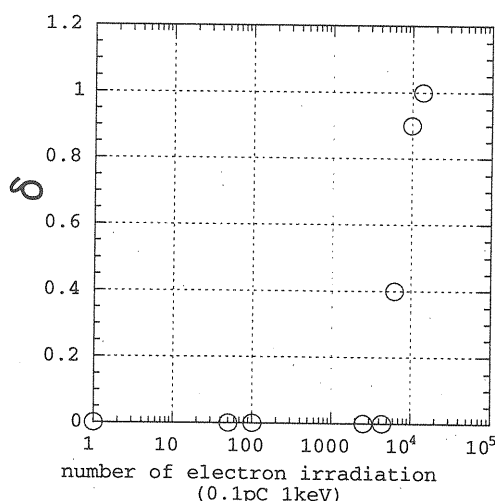


Fig.5-18 高周波通過による帯電試料に対し、パルスビームを照射し続けてたときの、二次電子放出係数（ $\delta$ ）と入射パルス数の関係。[41]

けて、二次電子が測定できるようになるまでのパルス数を測定した結果を Fig. 5-18 に示す。

## 5-5 薄膜コーティング

アルミナセラミック単体の場合は、誘電体表面が高い二次電子放出係数を持つために、マルチパクタが生じる。これを防ぐために、セラミック表面に低い二次電子放出係数を持つ TiN などの薄膜をコーティングする。コーティングの厚さは、二次電子を十分に抑制し、また、薄膜上での高周波損失が大きくないように決定する。

ここで TiN 薄膜コーティングを、DC マグネトロンスパッタリング法で行った場合について述べる。このときの膜厚に対する二次電子放出の違いを Fig. 5-19 に示す。平均膜厚で、0.5～2nm の膜厚で二次電子放出係数が低く抑えられることがわかる。膜厚は水晶振動子で測定した重量膜厚であり、この程度の膜厚では島状となっている。

二次電子の平均自由行程は、金属の場合、数 nm、絶縁体の場合 100nm 程度とされている。このため、導電体である TiN をわずかにコーティングしただけで二次電子放出が激減したのである。薄膜をコーティングした時の二次電子放出の模式を

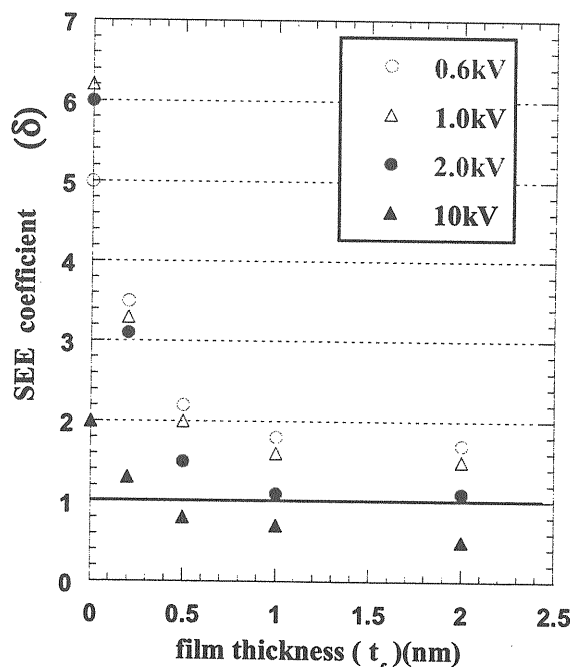


Fig.5-19 セラミック上にコーティングした TiN の膜厚と二次電子放出係数の関係。1nm 以上ではほぼ定常値になっている。

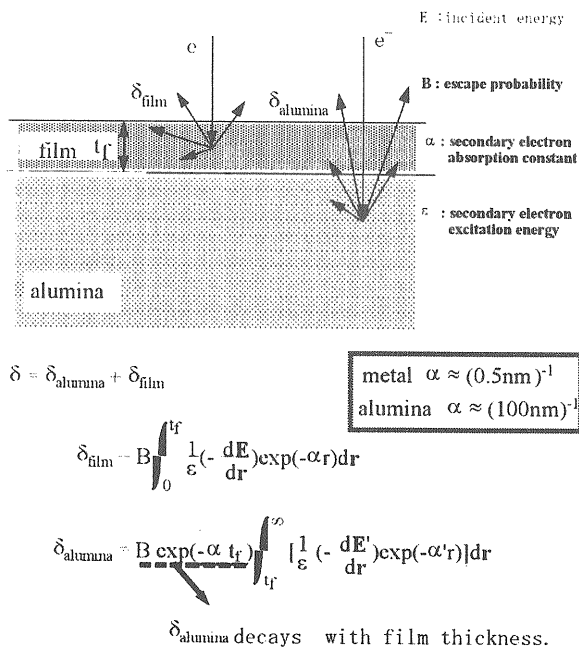


Fig.5-20 薄膜をコーティングした場合の二次電子放出の模式図。

Fig. 5-20 に示す。

コーティング厚を厚くしたときの誘電損失の増加を Fig. 5-21 に示す。また、大電力試験を行ったとき、厚い膜では膜の表面が蒸発し、薄膜での

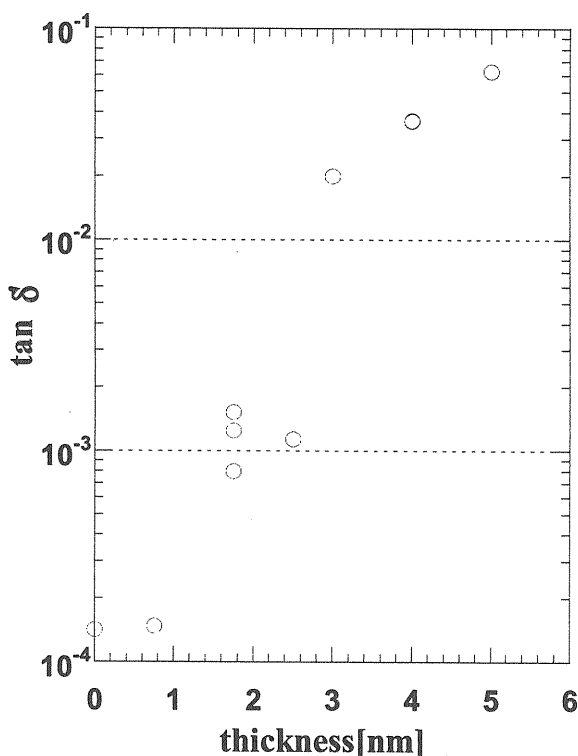


Fig.5-21 高周波窓の誘電損失 (薄膜+セラミック)。

損失の減少が観察された (Fig. 5-22)。このときは長いコンディショニング時間が必要であった。コンディショニングを行っている間、徐々に薄膜が蒸発し、高周波損失が一定以下になったときに蒸発が終了したと考えられる。

したがって、コーティングについては高周波損失についても考慮する必要がある。コーティングとしては、TiN や TiN<sub>0</sub> が実績がある。TiN<sub>0</sub> の場合は膜が低い導電性を持っているために比較的厚い膜厚を選択できるが、また、導電性が低いために二次電子放出係数を下げるにはある程度の厚さが必要ということもできる。(一般に導電性が低い材料の二次電子放出係数は高くなる)

## 5-6 セラミック形状の選択

材料とコーティングについてこれまで述べてきたが、実際の高周波窓の構造について述べる前に、セラミックの形状の選択について考えていきたい。5-2 項で述べたように、アルミナセラミックは高い誘電率を持つために、カットオフ周波数は低くなる。従って、特にピルボックス型高周波

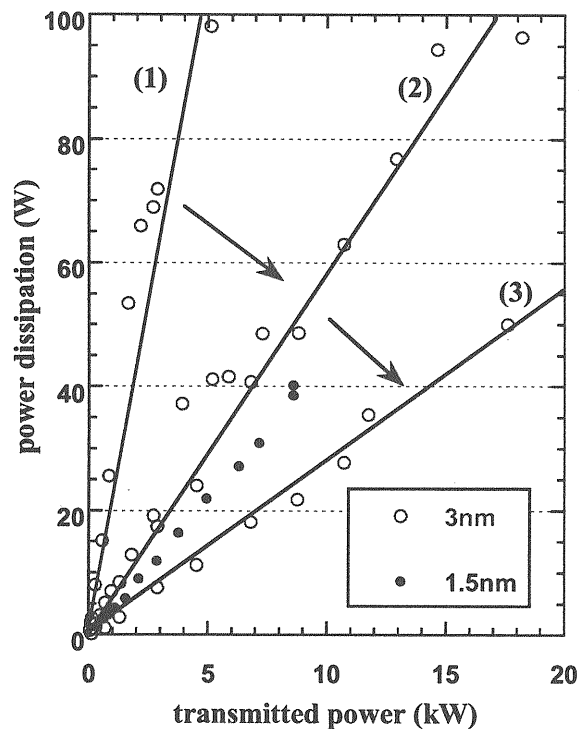


Fig.5-22 厚くコーティングした場合の通過電力と高周波損失の関係。時間がたつにつれて、高周波損失は減少したが、薄膜の蒸発が見られた。

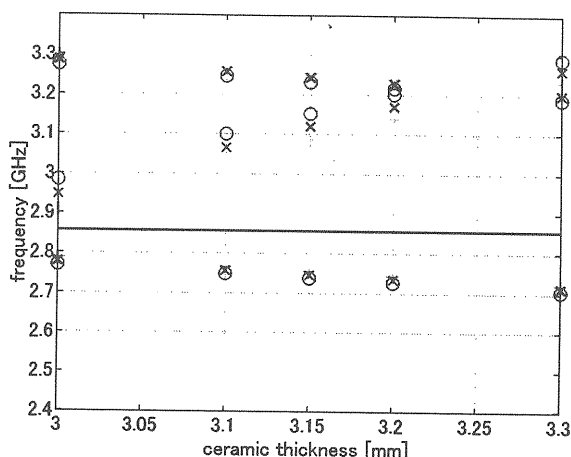


Fig.5-23 2856MHz 付近でのセラミック (φ84.4mm、厚さ 3~3.3mm) の共振。+:  $\epsilon = 9.7$ , x:  $\epsilon = 9.8$ , O:  $\epsilon = 9.9$ 。  
いずれの場合も、2856MHz $\pm$ 100MHz に共振はない。

窓で円型導波管部分が短い場合には、クライストロンからなんだかのモードが出力されてきた (クライストロンは4章で見たとおり、ビームには多くの高調波成分を含む。) ときにセラミックのみに局在するモードが立つと、セラミックにトラップされたモードとなり、アルミナセラミック内にエネルギーが蓄積され、破壊に至る可能性がある。これを避けるために、高周波窓のアルミナセラミック単体でもトラップモードが存在しないようなセラミック寸法を選択する必要がある。

たとえば、SLAC 窓の寸法について、2856MHzでのセラミック単体の共振モードを Fig. 5-23 に示す。ここでは、セラミックに無限長の円型導波管が接続されているとして、セラミックの局在モードを計算している。実際、真空とアルミナセラミックでは誘電率の差が大きいため、20mm程度の円型導波管が接続されているだけでも局在モードは円型導波管で急激に減衰するために、この近似はセラミック局在モードの判定に十分な精度がある。また、モードとしては、安全のために円型のほぼ全てのモード (TE および TM の25次まで) を計算した。この場合、共振モードは例えば、厚さ 3.2mm 付近では 2856MHz $\pm$ 100MHz には存在しない。従って、この窓は 100MHz 程度は安全性があるといえる。ここで、誘電率  $\epsilon$  を 9.7~9.9 で計算したのは、誘電率に対してどの程度の許容度があるかを見るためである。周波数帯に関係なく、通過電力

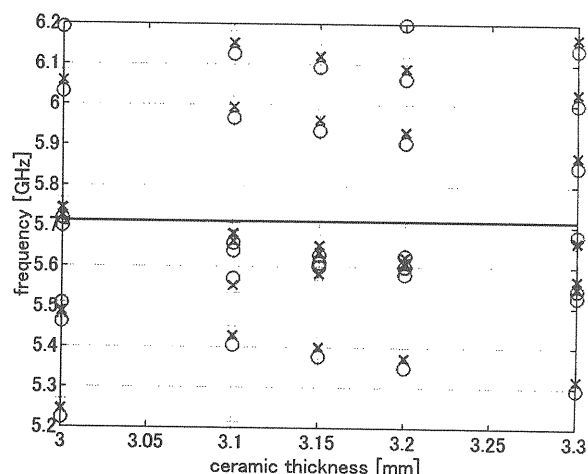


Fig.5-24 Cバンド、5712MHz 付近でのセラミック (φ84mm、厚さ 3~3.3mm) の共振。+:  $\epsilon = 9.7$ , x:  $\epsilon = 9.8$ , O:  $\epsilon = 9.9$ 。ディスク径が相対的に大きくなったため、共振モードが多くなり、近くに共振が現れてきた。

が同じ (例えば 50MW) であれば、セラミック上での電界強度を同程度にするためには、セラミック径をほぼ同じにする必要がある。しかし、その場合はカットオフのモードが多数出てくるので注意する必要がある。例えば、SLAC 窓のセラミック寸法のまま 2 倍の周波数 (5712MHz、C バンド) に適用したら、セラミックの固有モードはどのようなだろうか。Fig. 5-24 に示すように、5.71GHz に対しては、S バンドほど余裕がなくなっている。従って、セラミックの寸法の事前選択は重要となってくるのである。選択範囲は狭いとはいえ、それでも、この場合適切な径と厚さを定めてやれば、 $\pm$ 100MHz ほどの案全域を持つようなものは選択可能であろう。実際、直径 84mm、厚さ 3.2mm でも運転周波数が 5.8GHz であればこれを満たすのである。

このような計算で、まずはセラミックの局在モードを避けるようなセラミックの形状を求める。次に、実際の寸法をどのように決めるか考えてみよう。

## 5-7 進行波型高周波窓およびその設計

ピルボックス高周波窓では、セラミック内は定在波となっており、セラミック内を進行波が通過する場合より高い電界となっている。通過ピーク電

力が高くなるにつれて、セラミックの沿面放電を抑えるために電界を下げる試みが出てきた。そのうちの 하나가、進行波型 (TWC: Travelling Wave in Ceramic) 高周波窓である。これは、ロシアの Kazakov 氏が最初に発表したもので、ピルボックスの導波管部分を調整することで、セラミック内を進行波が通過するようにしたものである。

セラミックの直径を通常の SLAC 窓と同じとして、角型・円型変換部にアイリスをいれ、円型導波管部分を長くしこの部分を定在波としてセラミック表面で整合を取った例を Table 5-3 に示す。

Table 5-3 S バンド SLAC 窓と TWC 窓の比較。文献 [41]より引用。

|           | Standard    | TWC          |
|-----------|-------------|--------------|
| セラミック直径   | 84.2 mm     | 84.2 mm      |
| セラミック厚    | 3.17mm      | 7.59mm       |
| 表面電界@50MW |             |              |
| セラミックに平行  | 4.1MV/m     | 2.2MV/m      |
| セラミックに垂直  | 5.6MV/m     | 0MV/m        |
| 最大通過電力    | 400MW/1 μ s | >400MW/2 μ s |
| 備考        | クラック発生      |              |

これにより、同じ直径のセラミックに対して、電界を約半分に抑えることが可能となった。進行波型窓では、通過電力で通常窓の 2 倍以上の耐性

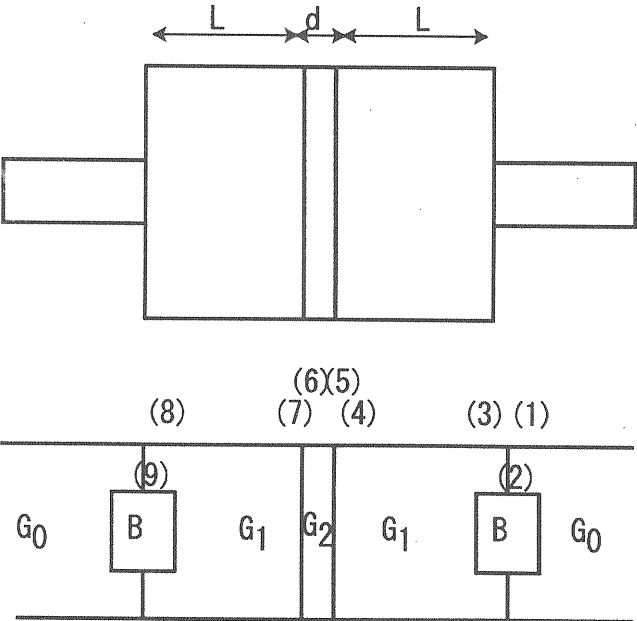


Fig.5-25 ピルボックス型高周波窓の等価回路図。

が得られることが確かめられている。  
進行波型高周波窓の構造を理解するために、スミスチャート (アドミッタンスチャート) を使った竹内保直氏の方法[42]を紹介する。アドミッタンスチャートは、スミスチャートを 180 度回転したもので、負荷の複素アドミタンスから反射特性をグラフ上で求めることができる。

ピルボックス型窓の寸法とそれに対応する高周波回路を Fig.5-25 に示す。また、通常型の窓のアドミッタンスチャートを Fig.5-26 に示す。

アドミッタンスチャートでは、原点 (Fig.5-26 中の(1)を中心として、反射率 R が同心円状に、また、複素規格化アドミッタンス (アドミッタンスとサセプタンス) が線引きされている。規格化アドミッタンスと反射率とは、

$$R = \frac{G_1 / G_0 - 1}{G_1 / G_0 + 1}$$

の関係がある。

アドミッタンスチャート中の数字は、Fig.5-26 の数字に対応する。たとえば、(2)では、(2)の位置から負荷の右側を見た時にサセプタンス成分の分だけ(1)から移動する。(2)から(3)は規格化インピーダンスが G<sub>0</sub> から G<sub>1</sub> に変化したことに対応する。具体的には、

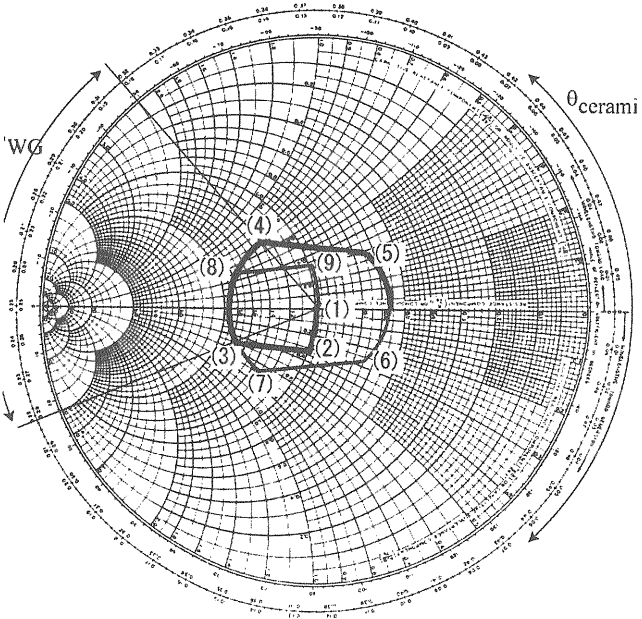


Fig.5-26 通常型高周波窓でのアドミッタンスチャート図。

$$(2) : G^{(2)} = \frac{G_0 + jB}{G_0}$$

$$(3) : G^{(3)} = \frac{G_0}{G_1} G^{(2)} = \frac{G_0 + jB}{G_1}$$

$$(4) : G^{(4)} = G^{(3)} e^{-j2\pi \frac{L}{\lambda}}$$

$$(5) : G^{(5)} = \frac{G_1}{G_2} G^{(4)}$$

$$(6) : G^{(6)} = G^{(5)} e^{-j2\pi \frac{d}{\lambda}}$$

$$(7) : G^{(7)} = \frac{G_2}{G_1} G^{(6)}$$

$$(8) : G^{(8)} = G^{(7)} e^{-j2\pi \frac{L}{\lambda}}$$

$$(9) : G^{(9)} = \frac{G_1}{G_0} G^{(8)}$$

$$(10) : G^{(10)} = G^{(9)} - \frac{jB}{G_0}$$

となる。(詳細は、文[42]を参照のこと。)

ここで、 $G_1/G_0$  や  $jB/G_0$  は、高周波計算ソフト HFSS など、角型・円型変換での反射係数の実部と虚部から求めることができる。 $G_2/G_1$  については、誘電率から解析的に求めることができる。

(5) から(6)はセラミック中であり、そのゼロ点からの距離がセラミック内での反射(定在波)があることを示している。

進行波型にするためには、(5)が原点にすればよい。このような解は2種類の方法で作ることができる。

1. セラミックの径を少しずつ大きくし、角型導波管・円型導波管のステップにおけるサセプタンスが、誘電体での反射((4)→(5))を打ち消すようなものを探す。
2. 角型導波管にアイリスを設け、誘電体での反射を打ち消すようなサセプタンスを作る。

いずれの場合も、円型導波管の  $L$  は、(4)が実軸上に来るように  $\lambda/2$  の範囲で一意的に決まる。

セラミックの直径が決まっている場合は、2.の方法を取ることになる。

進行波型の高周波窓でのアドミッタンスチャートの例を Fig.5-27 に示す。セラミックの厚さ  $d$  はこの場合は任意に選べるが、周波数がずれた場合の整合範囲が最も広いのは  $\lambda/4$  の場合である。これは、周波数がずれた場合に、(5)、(6)は虚軸上に来るが、その間の長さに対応するのが  $\lambda/4$  であるからとも考えることができる。円型部の長さ  $L$  は  $\lambda/2$  の任意性があるが、長い場合は取り扱いが難しくなるのと、帯域が狭まるため、進行波型窓では  $L \sim \lambda/2$  をとる。

この方法で、半解析的に寸法を決め、最終的には HFSS や MAFIA の全体計算、さらに簡易型窓の製作による最終寸法の決定を行う。

また、セラミックの厚さ  $d$  については、5・6項で述べたように、付近に他のモードの共振がないこと(セラミックに局在するトラップモード)、また技術的にロウ付け可能な厚さ(10mm程度まで)から決められる。

この方法は、モードが単一であることを仮定している。複数のモードが存在するような導波管では、このような解析的な方法では形状を決めることができないことを忘れないようにする必要がある。

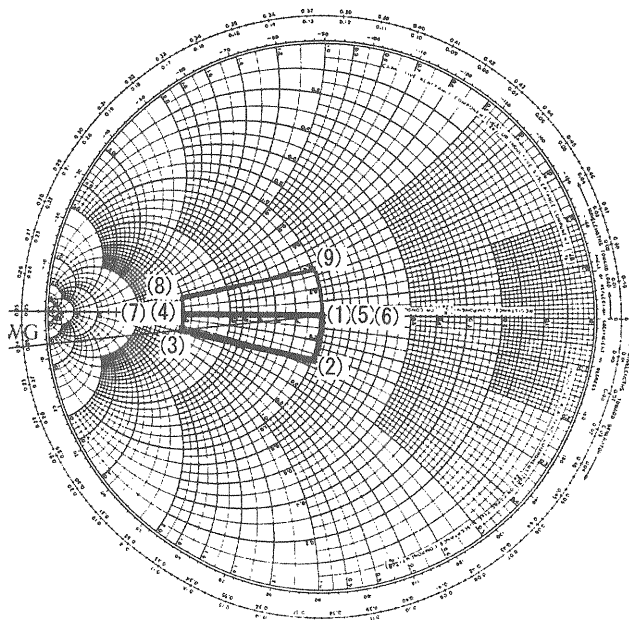


Fig.5-27 進行波型高周波窓でのアドミッタンスチャート図。

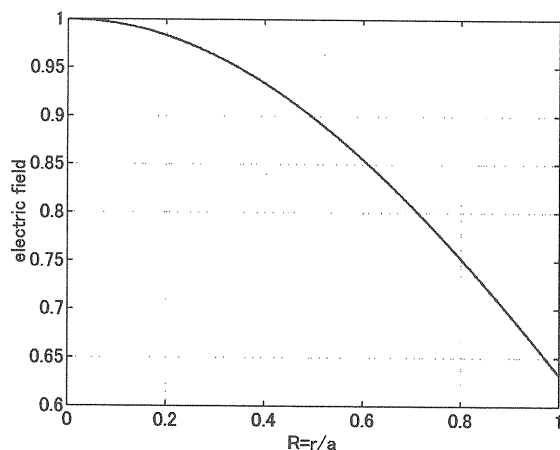


Fig.5-28 TE<sub>11</sub>モードでの規格化電界強度。端でも中心の6割程度の電界である。

## 5-8 ミックスモード高周波窓

進行波型窓では、円型 TE<sub>11</sub> モードを採用する限りは中心と端の電界の比は Fig.5-28 に示すように 0.6 程度にしかならない。このため、端部からの放電が、高周波通過電力の最大値を決めることになってしまう。これを逃れるために、セラミックの径を大きくする方法もあるが、この場合、寄生モードが多くなり、トラップモードによる破壊を心配する必要があるが出てくる。新しい考えとして、これも Kazakov 氏によるものだが、ミックスモードの高周波窓が提案された[43]。これは、円型

導波管で TE<sub>11</sub> モードと TM<sub>11</sub> モードを混在させて、端部の電界を下げるという方法である。これにより、中心部と端部の電界比を 0.1 程度まで下げることがも可能である。(ただし、その場合はエネルギー密度が中心に局在する、E<sub>z</sub> (セラミックと垂直な電界成分) が存在するために、マルチパクタは助長される、ということにも注意。)

このようなミックスモードの窓で X バンドの窓で 80MW 相当まで通過可能となってきた[44]。この様なミックスモード窓は、全長が波長換算で 3λ 程度になるため、S バンドよりは X バンドなどの波長の短い高周波で有望である。また、TE モードと TM モードの位相を合わせるために形状が複雑になり、価格的にも高価となる。しかし、クライストロンから 2 つの高周波窓に分割して出力されるよりは、1 つのミックスモード窓の方が、価格的なメリットも生まれる可能性がある。Fig.5-29 にミックスモード型の窓の形状を示す。TE モードと TM モードを分離して位相を合わせるために、2 段の円型導波管が用いられている。Fig.5-30 に VSWR の測定結果を示す。

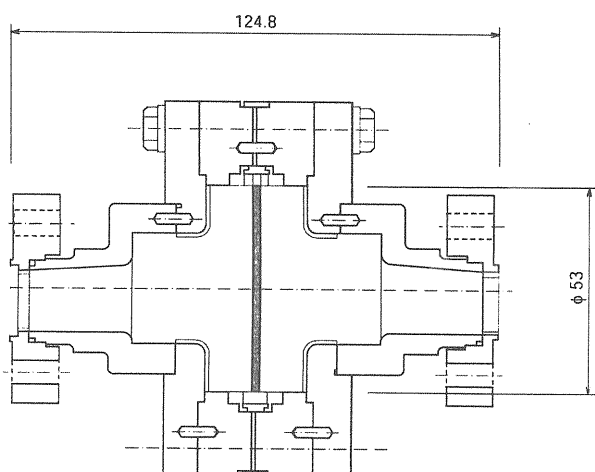


Fig.5-29 X バンドミックスモード高周波窓の外形。  
文献[38]より引用。

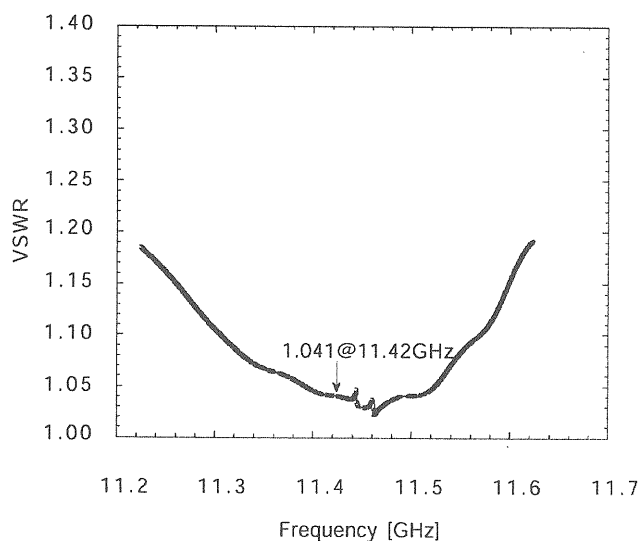


Fig.5-30 X バンドミックスモード高周波窓の VSWR 特性。  
文献[38]より引用。



## 6. パルス電源

ここで、パルス電源とは、クライストロンを励振するための電源のことを指す。電子リニアックでは、数 $\mu$ 秒パルス、商用周波数（50Hz/60Hz）の繰り返しでクライストロンを運転するのが一般的であり、パルス電源は、クライストロンにパルス高電圧を印加する。

ここでは、ラインタイプのパルス電源を中心に説明する。パルス電源は、大まかには、充電部分と放電部分に分けることができる。PFN（Pulse Forming Network:パルス成形回路）と呼ばれる集中定数回路に充電を行い、PFNに充電された電気エネルギーは放電スイッチのトリガーでクライストロンに印加される。

### 6-1 充電回路

充電回路についての単純化回路を Fig. 6-1 に示す。これは、LCR の共振回路であり、共振充電型の電源である。AC 電源（たとえば 3 相 200V）をダイオードで整流したものを直流電源  $V_G$  と置いている。この時の電流  $i$  と電圧  $V$  に対して、

$$i = C_{total} \frac{dV}{dt} \quad (6.1)$$

$$V_G - V = L_c \frac{di}{dt} \quad (6.2)$$

が成立する。初期状態（ $t=0$ ）で  $i=V=0$  の条件から、

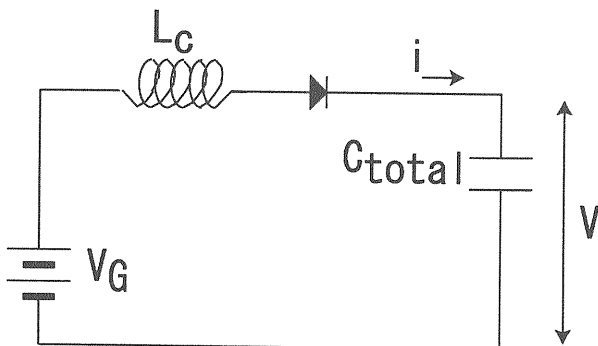


Fig.6-1 充電機構の模式図

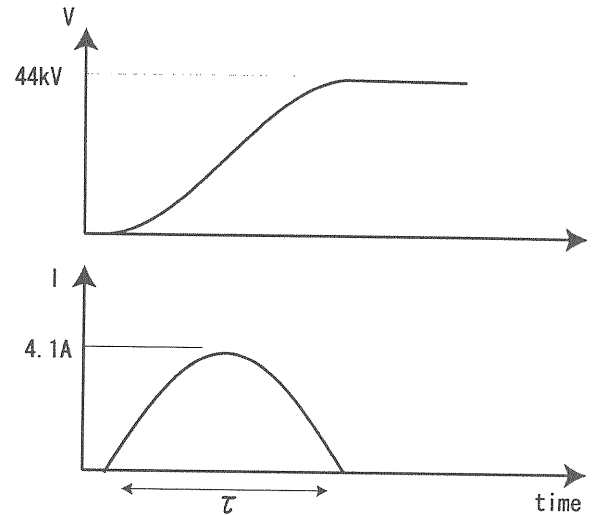


Fig.6-2 充電波形。

$$V = V_G \left( 1 - \cos \left( \frac{t}{\sqrt{L_c C_{total}}} \right) \right) \quad (6.3)$$

$$i = \sqrt{\frac{C_{total}}{L_c}} V_G \sin \left( \frac{t}{\sqrt{L_c C_{total}}} \right) \quad (6.4)$$

となる。Fig. 6-2 に充電波形を示す。ここで、例えば、KEKB Linac の充電回路のパラメータでは、 $L_c=17.5\text{H}$ 、 $C_{total}=0.6\mu\text{F}$ 、 $V_G=22\text{kV}$  を入れると、

$$\tau = \pi \sqrt{L_c C_{total}} = 10.2\text{ms}$$

$$i_{\max} = \sqrt{\frac{C_{total}}{L_c}} V_G = 4.1\text{A}$$

となる。

充電時間  $\tau$  は、50pps の繰り返しの約半分に成るように  $L_c$  が選ばれている。この方法で、コンデンサに充電することはできるが、充電電圧の安定度は、直流側電源  $V_G$  の安定性で決まってしまう。

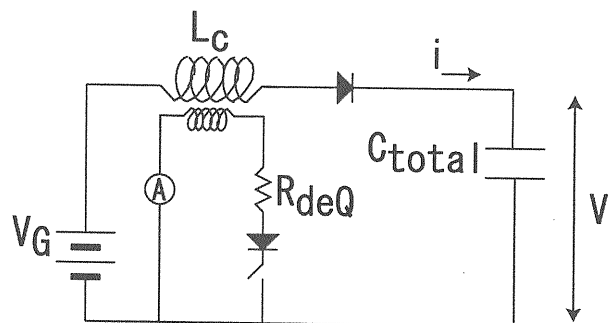


Fig.6-3 充電電圧平滑化回路(de'Q 回路)

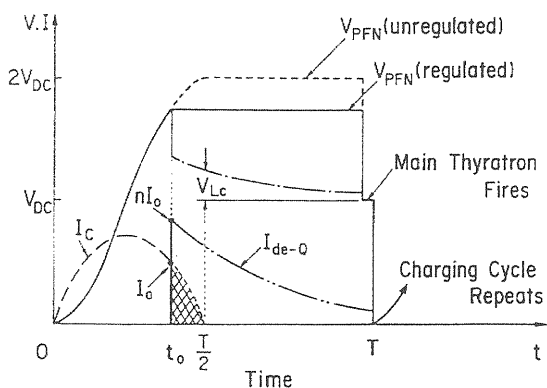


Fig.6-4 直流電圧の充電及び de'Q 回路による電圧安定の模式図。文献[45]より。

## 6-2 充電電圧の安定化

通常のクライストロンでは、印加電圧に対し、4～8度/%の出力位相変化が発生する。(4章参照) このため、1度の出力位相安定性を求める場合でも、0.2%程度の電圧安定性が求められる。高精度の電圧安定性のためには、de'Qing 回路と呼ばれる回路が使われる (Fig. 6-3)。

この回路では、電圧が設定値より高い場合には、スイッチが閉じて、 $R_{deQ}$  に電流が流れ、充電電圧が設定電圧を超えないようにする。

KEKB Linac では、de'Q 回路を使うと、3%程度ライン電圧変動があるときの、PFN 充電電圧変動が 0.025%程度となっている。充電電圧の de'Q 回路の有無による動作についての模式図を Fig. 6-4 に示す。これで、コンデンサに 0.1%以下の精度で設定電圧を安定化することができた。

## 6-3 PFN (Pulse Forming Network)

実際の蓄積回路は PFN と呼ばれるインダクタンスとコンデンサのはしご型回路であるが、分布定数回路であるケーブルを考えたほうが理解しやすいと思うので、ここでは単純にスイッチで同軸線に蓄積された電荷がどのように動くかを考えてみよう。

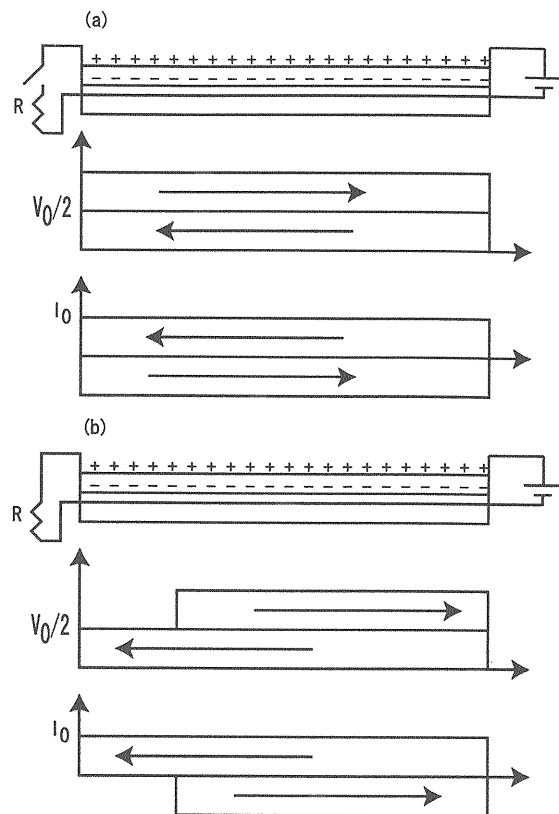


Fig.6-5 ケーブル (分布定数回路) に充電した電荷が放電される過程。(a): 充電時。電圧は  $V_0$  で、電流は 0。これは、二つの波が定在波になっていると考えられる。(b): 放電時。定在波が進行波に変わり、 $V_0/2$  で電流が流れる。

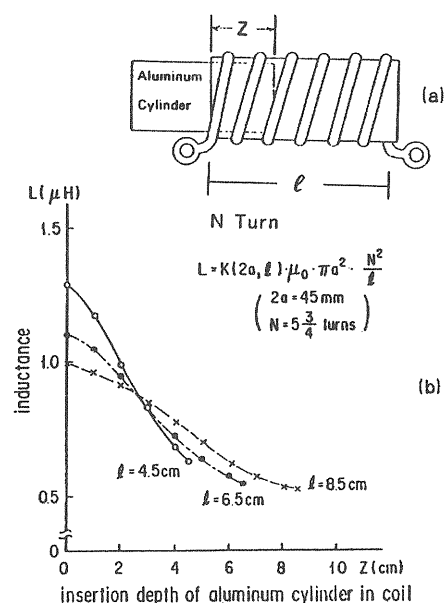


Fig.6-6 インダクタンスの調整。文献[46]より引用。

ケーブルに電圧  $V_0$  が充電されているとする。

(Fig. 6-5) 充電後、負荷抵抗へのスイッチが閉となるまでは、電圧は  $V_0$ 、電流は 0 であるが、これは、電圧は  $V_0/2$  を中心として、右方向への波と左方向への波が重ねあわせになっている、また、電流は 0 を中心として、右方向と左方向の波が重なり合っている定在波と考えることができる。

負荷へのスイッチが閉となると、 $V_0/2$  の電圧で  $I_0$  の電流が流れることになる。

ここで、充電時のケーブルの容量を  $C$ 、ケーブルのインピーダンスを  $Z = \sqrt{L/C}$  とし、負荷は整合しているとする。(  $Z=R$  )

充電時に蓄積される電荷は、 $Q = CV_0$  で与えられる。負荷に電流が流れるとき、その電流値は、

$I = V_0 / 2 / R$  で計算でき、電流の流れる時間  $\tau$  は、

$$\tau = Q / I = 2CZ = 2\sqrt{CL} \text{ で与えられる。}$$

同様に、PFN を考えてみよう。PFN の段数を  $N$  とし、各々の容量を  $C$ 、インダクタンスを  $L$  とすると、充電に寄与する総容量は  $NC$  となり、電圧値  $V_0/2$ 、電流値  $I = V_0/2/Z$ 、持続時間

$$\tau = Q / I = 2NCZ = 2N\sqrt{CL} \text{ となる。PFN の場合は、}$$

いわゆる集中定数回路で、波形は  $N$  個の固有周波数の足し算となる。また、 $C$  や  $L$  も各々ばらつきがあるので、パルス平滑にするための電気回路定数の調整が必要である。多くの場合、この調整は  $L$  の大きさを変えることで行うことができる。Fig. 6-6 に、KEKB Linac で採用されているような、アルミパイプを使ったインダクタンスの調

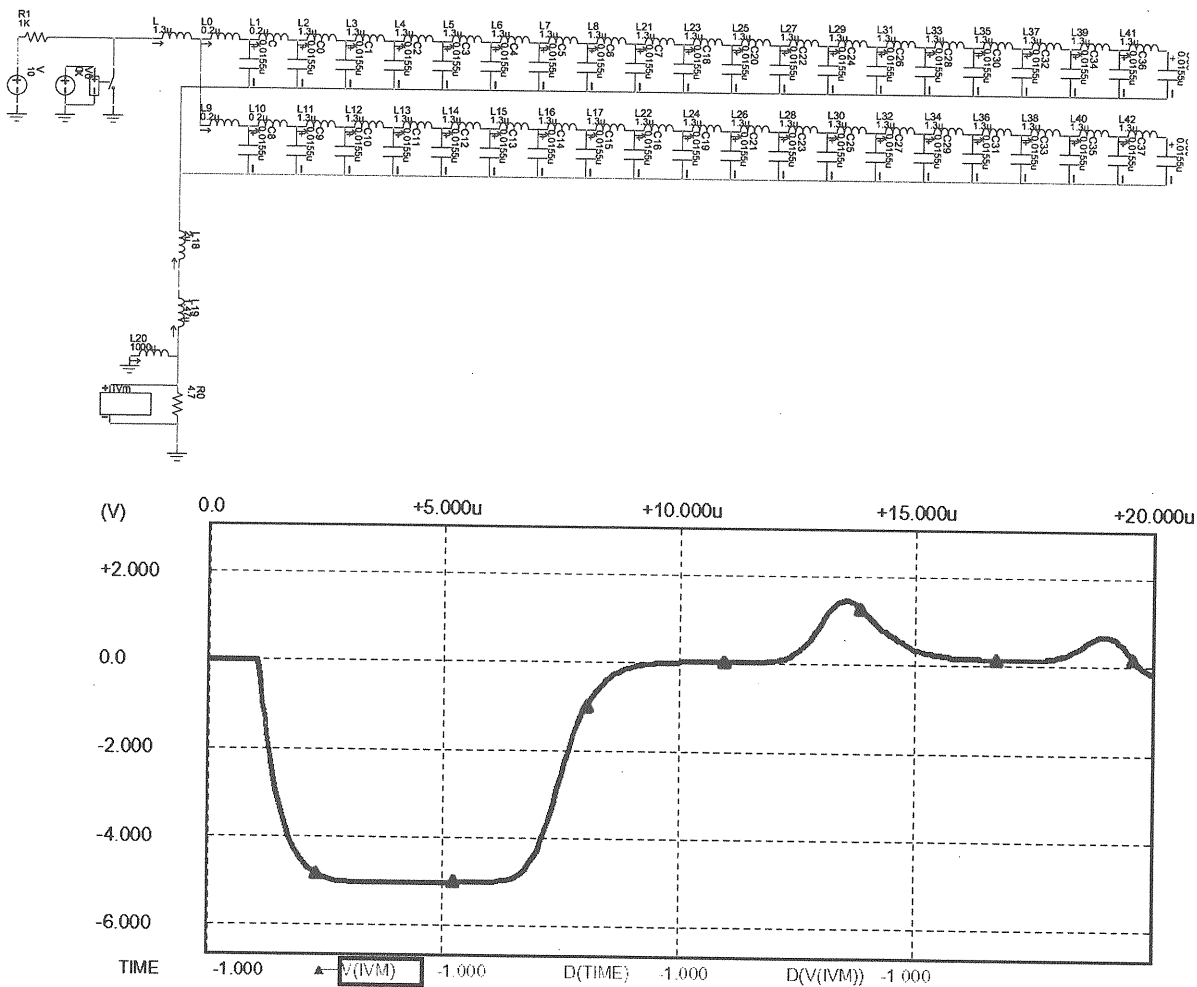


Fig.6-7 Spice で計算した PFN 回路の例。簡単のために、クライストロンは純抵抗としている。(実際はダイオード)

整を示す。アルミの円筒の長さを変えることで、実質的なインダクタンスのループ長を調整している。適切なインダクタンスの調整で、パルス波形の平坦度を0.2%程度にしている。

PFNのような多段の集中定数回路では、解析的な解法よりも、数値計算のほうが行われることが多い。たとえばSpiceを使って、PFNの放電波形を計算した結果をFig. 6-7に示す。

このような計算で、パルス波形を簡単に計算できるようになってきた。しかし、計算に使用するモデルには、実際の電気回路、特に回路図に現れないものについては、意識的に組み込まないと、計算には入ってこないのに注意が必要である。たとえば、PFNの出力は、ケーブル線を経てクライストロンのパルストランスに送られるが、実際の回路では、この伝播の過程で配線のインダクタンスを無視することができない。7章で述べるが、このインダクタンスはパルストランスの漏れインダクタンスとほぼ同じ値であり、パルスの立ち上がりに影響を与える。立ち上がりを早くするため

に、KEKB LinacのPFNでは2段目までのLを短絡している。

#### 6-4 放電用スイッチ（サイラトロン）

次に、トリガーにより蓄積電荷を放電する機構を考える。実際の大電力高周波源では、パルストランスの一次側で23kV、5000A程度の電流が必要である。このような高電圧、大電流を、短時間（数 $\mu$ 秒のパルス）に閉状態とするには、サイラトロンというガス放電管を用いるのが最も安価である。サイラトロンは、水素（または重水素）を封入した管で、管内の電極にトリガーを与えると、管内のプラズマ化により放電電流が流れ、導通状態となる。サイラトロン内の電圧ドロップはきわめて低い（50-100V）。サイラトロンの場合は、プラズマを用いるので、一度閉状態になると、消イオン時間といわれる時間（数十 $\mu$ 秒）の間は閉状態が持続する。このため、この時間に過度の逆電圧（10kV程度以上）が印加されるとサイラトロンを電流が逆流し、サイラトロンや他の機器の破壊

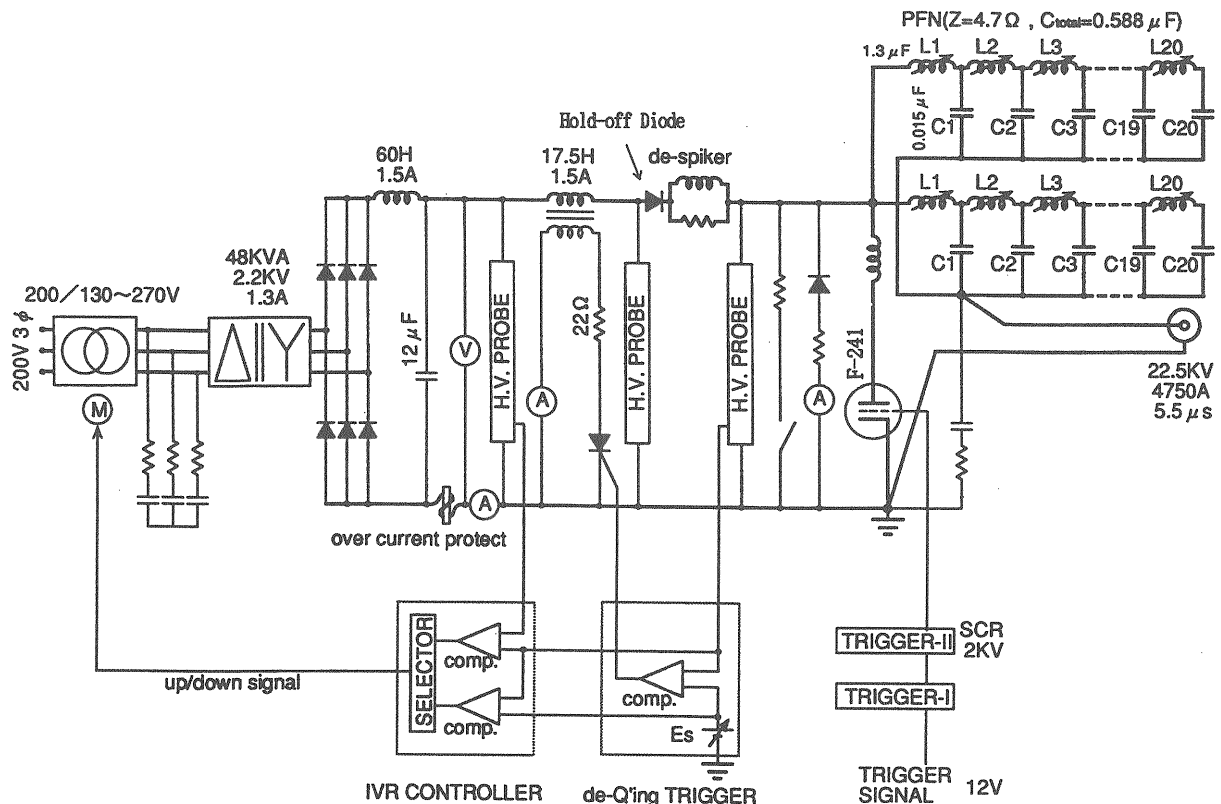


Fig.6-8 KEBB Linac で使用されているパルス電源の回路図。文献[45]より引用。

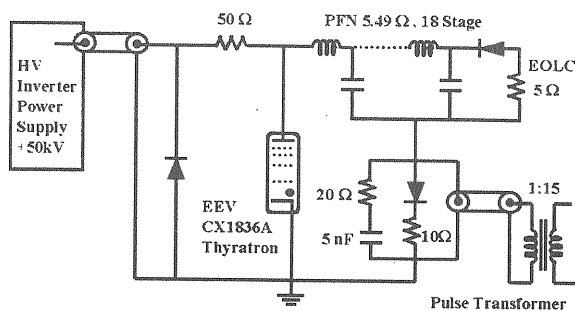


Fig.6-9 インバータ充電方式電源の概略図。  
文献[48]より引用。

につながることもある。そのため、パルストランスの印加逆電圧にはサイラトロンに対しても注意が必要である。

### 6-5 KEKB Linac の高周波電源

ここまでで、高周波電源について単純なもので説明をしてきた。次に KEKB Linac の高周波電源の回路を見ていきたい。Fig. 6-8 に高周波電源の回路図を示す。入力3相の200Vで、これを整流して、直流電源とする。電圧値は、充電電圧を電圧プローブで測定し、de'Qで適切に調整できる範囲に設定する。直流電圧は、共振充電法でPFNに充電される。PFNは、クライストロンのパービアンズと、パルストランスの昇圧比(1:13.5)で整合するように、 $4.7\Omega$ となっている。コンデンサの総容量は、パルス半値幅 $5.5\mu$ 秒を得るために、 $0.588\mu$ Fとなっている。ここでは、PFNはインダクタンスの調整をしやすいするため、20段の2並列としている。

### 6-6 パルス電源のR&D

パルス電源についての最近の流れとして、インバータ充電方式のパルス電源と固体素子を使ったスイッチングを紹介する。インバータ充電方式[47]は、充電部分にインバータ電源を使った直接充電方式にしたものである (Fig. 6-9)。直流電源を高周波化するので、電源が非常にコンパクトになる。(2章のFig. 2-3での高圧整流器と充電チョークトランスが不要となるので、パルス電源全体の大きさが半分以下になる。) この場合は、通常はde'Q回路ではなく、DC電源の電圧比較器で高周波による電荷を追加していく方式が取られる。この場合の精度は0.1%程度である。(Fig. 6-10)

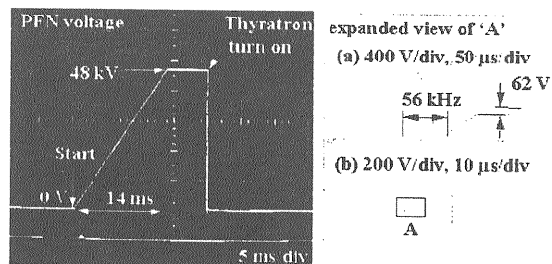


Fig.6-10 インバータ充電方式での充電波形。  
文献[48]より引用。

次に固体素子を使ったスイッチについて紹介する。現段階では、価格的にはサイラトロンより高価になるが、近年固体素子でサイラトロンに変わるような機能を持たせることが可能になってき



Fig.6-11 SIサイリスタによるスイッチ。  
文献[49]より引用。

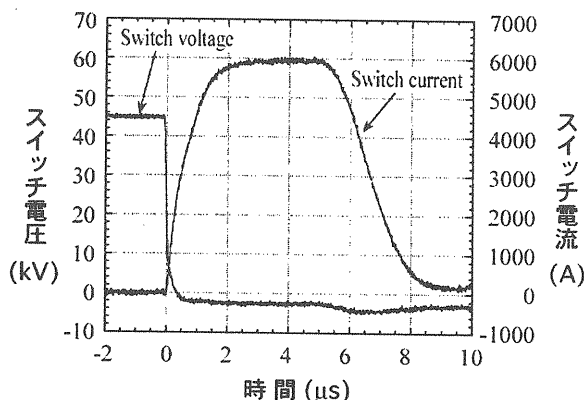


Fig.6-12 SIサイリスタスイッチを使ったクライストロンパルス波形。文献[49]より引用。

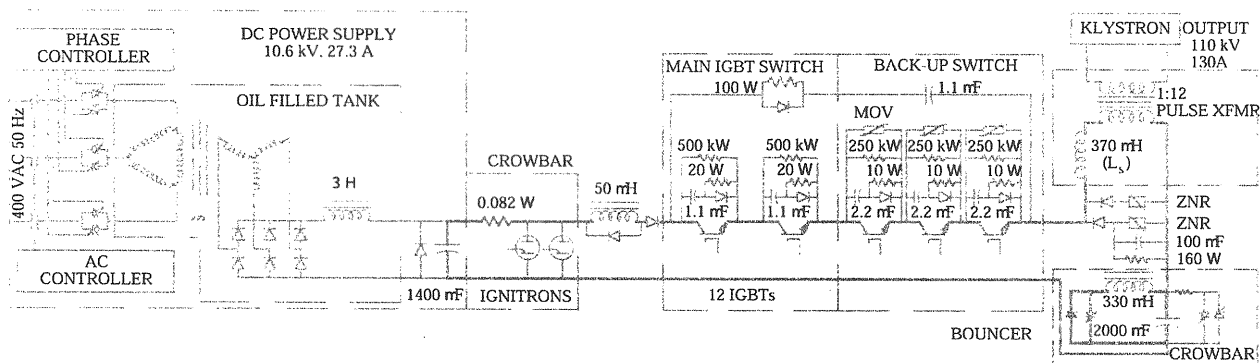


Fig.6-13 DESY、TTFで採用されている IGBT を使ったパルス電源。文献[50]より引用。

た。将来的にサイラトロンのが供給が不安定になったり、また、価格的に安くなることも期待できるので、固体素子を使った R&D が行われている。ここでは、SI サイリスタと IGBT について紹介する。

SI サイリスタ (Static Induction Thyristor) を 15 段直列にすることにより、サイラトロンと同様な働きをすることが確認できている [49]。Fig.6-11 に半導体スイッチの概観および Fig.6-12 に波形を示す。

もう一つの IGBT について紹介する。IGBT とは、Insulated Gate Bipolar Transistor の略で、大電流の高速スイッチング (開閉) が可能な固体素子である。DESY の TTF 用の電源では、以前からスイッチとして IGBT が採用されている。

(Fig.6-13) TTF の場合は、1.6 kV、2400A の容量

を持つ IGBT を 12 段直列に配置し、10kV、1000A 程度の電流の on/off を行っている。ここでは、サイラトロンの代わりに IGBT でパルスを取り取る (サイラトロンの場合は、閉状態にした後は、自然に開状態になるのを待つしかない) のである。TTF では、パルス長が 1.5ms と長いので、コンデンサに充電した電圧の低下をバウンサー回路と呼ばれるサイン波を加えて波形補正している。

この IGBT をパルストランス内で重ね合わせる (Adder Circuit) ことで、速い立ち上がりを得ることができている。Adder Circuit の模式図を Fig.6-14 に示す。パルストランスは一次側 1 ターン、二次側も 1 ターンである。足し算型なので、N 段の場合は一次側から流れる電流は、二次側の電流は  $I/N$  となる。このため、7 章で触れる漏れインダクタンスを小さくでき、速いパルスの立ち上がりを期待できる。このような回路での波形の例を Fig.6-15 に示す。

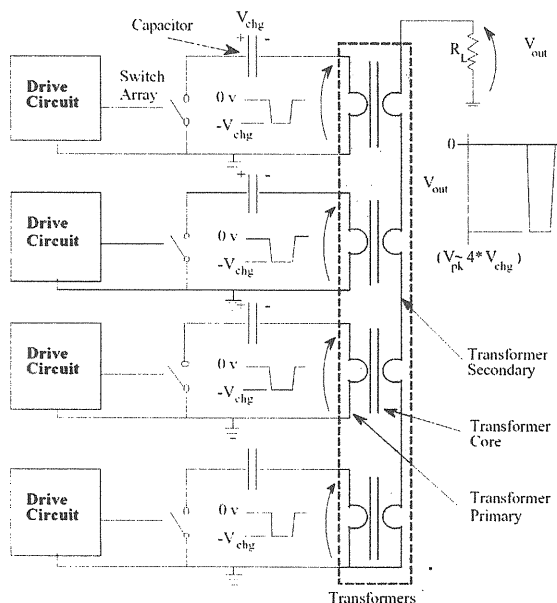


Fig.6-14 IGBT を使ったインダクション方式のパルス回路。文献[51]より引用。

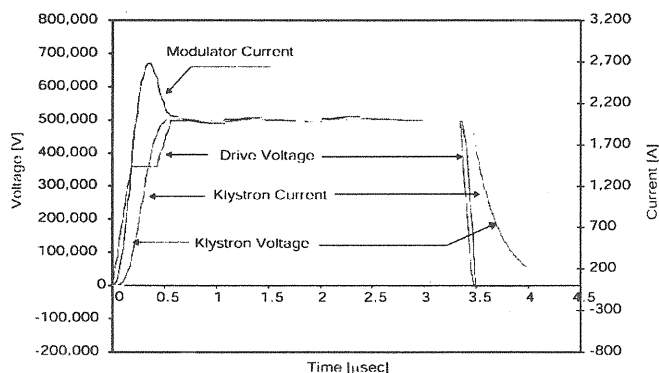


Fig.6-15 IGBT 回路でのパルス特性。文献[38]より引用。

## 7. パルストランス

クライストロンに印加する高電圧を得るためには、パルス電源の出力をさらにパルストランスで昇圧する。理想的なトランスは、一次側と二次側で密結合となっていて、損失がないものである。一次側と二次側の巻き線数  $N_1$  および  $N_2$  に対して、電流・電圧は次の関係がある。

$$N_1 I_1 = N_2 I_2 \quad (7.1)$$

$$N_1 / V_1 = N_2 / V_2 \quad (7.2)$$

実際のパルストランスの場合は、完全な密結合ではない。具体的には、Fig. 7-1 のようになり、鉄心には低圧側となる一次側のコイルを巻き込み、また、耐圧距離だけ離れた部分に二次側のコイルを巻き込む。

パルストランスを一次側から見たときの等価回路は、Fig. 7-2 に示すようなものとなる[52]。 $L_1$  は漏れインダクタンスと呼ばれ、一次側と二次側のコイル間に蓄積されるエネルギーに対応する。 $C_p$  は一次側と二次側の間の容量である。 $L_p$  は、鉄心に蓄えられるエネルギーに起因する。 $R_p$  は鉄損、銅損、うず損など含めたコイルでの損失である。

パルストランスは、Fig. 7-3 のような特性で評価できる。クライストロンに印加する高電圧パルスは負側であるが、その場合でも最初の部分は立

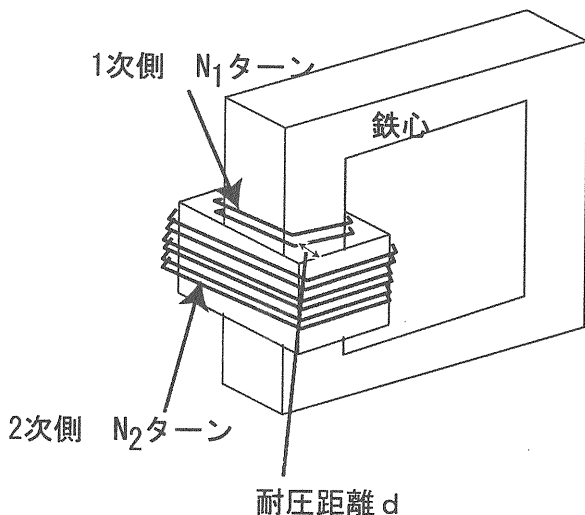


Fig.7-1 トランスの模式図。二次側は高電圧となるため、一次側とは耐圧距離だけ離して巻き込む。

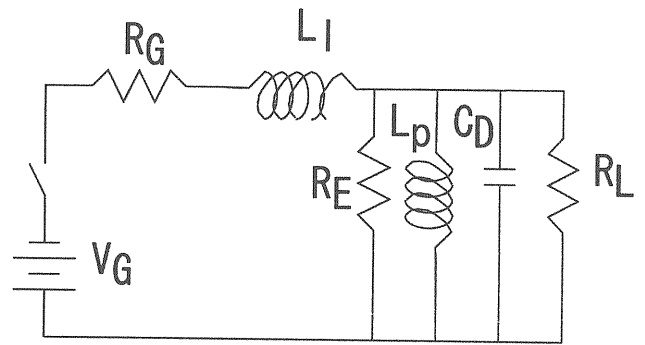


Fig.7-2 パルストランスの等価回路

ち上がりと呼び、最後の部分は立下りという。正パルスのほうがわかりやすいために、Fig. 7-3 ではこのように書くが、実際には負のパルスが印加される。各特性について話をすすめていこう。

### 7-1 立ち上がり

パルスの速い立ち上がり特性を決めるのは、漏れインダクタンスと浮遊容量および負荷抵抗である。立ち上がり特性を評価するための等価回路をFig. 7-4 に示す。この回路から、キルヒホッフの法則より、

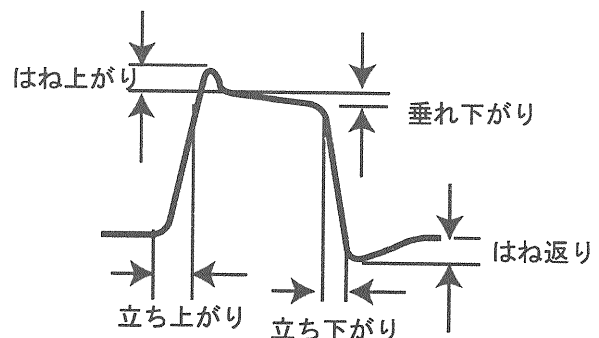


Fig.7-3 パルストランスの特性

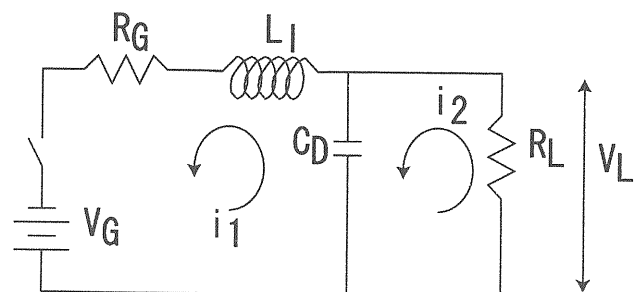


Fig.7-4 パルストランスの立ち上がり特性を評価する等価回路。

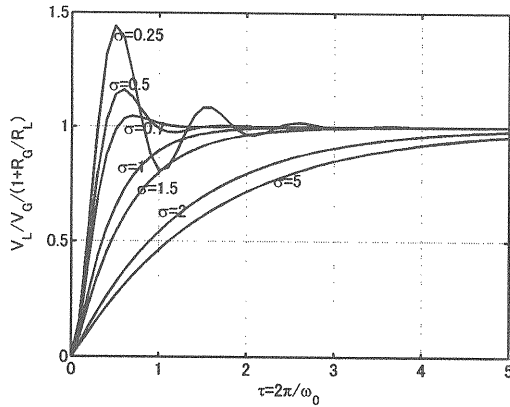


Fig.7-5 パルスの立ち上がり特性。

$$L_l \frac{di_1}{dt} + R_G i_1 + \int \frac{i_1 - i_2}{C_D} dt = V_G \quad (7.3)$$

$$- \int \frac{i_1 - i_2}{C_D} dt + R_L i_2 = 0 \quad (7.4)$$

(7.3), (7.4)式から  $i_1$  を消去して、

$$L_l \left( \frac{di_2}{dt} + R_L C_D \frac{d^2 i_2}{dt^2} \right) + R_G \left( i_2 + R_L C_D \frac{di_2}{dt} \right) + R_L i_2 = V_G \quad (7.5)$$

が成立する。

(7.5) 式を整理すると、

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left( \frac{1}{R_L C_D} + \frac{R_G}{L_l} \right) \frac{di_2}{dt} + \frac{R_L + R_G}{R_L C_D L_l} i_2 = \frac{V_G}{R_L C_D L_l} \quad (7.6)$$

が得られ、

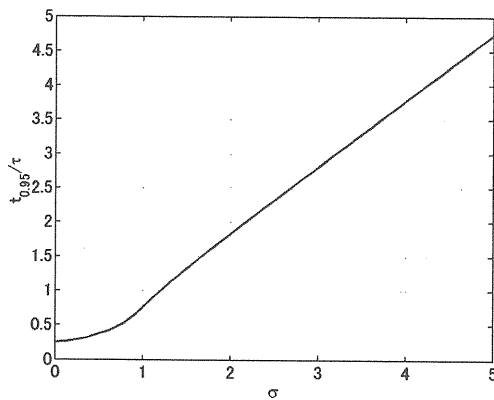


Fig.7-6  $\sigma$  と 95%の立ち上がりに必要な時間。

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + 2\sigma_r \omega_0 \frac{di_2}{dt} + \omega_0^2 i_2 = c \quad (7.7)$$

と変形できる。ここで、 $\sigma_r > 1$  の場合の解は以下のようになる。

$$V_L(t) = \frac{R_L V_G}{R_G + R_L} (1 - \exp(-\sigma_r \omega_0 t)) \times \left( \frac{\sigma_r}{\sqrt{\sigma_r^2 - 1}} \sinh\left(\sqrt{\sigma_r^2 - 1} \omega_0 t\right) + \cosh\left(\sqrt{\sigma_r^2 - 1} \omega_0 t\right) \right) \quad (7.8)$$

$\sigma_r < 1$  の場合は、解は以下のようになる。

$$V_L(t) = \frac{R_L V_G}{R_G + R_L} (1 - \exp(-\sigma_r \omega_0 t)) \times \left( \frac{\sigma_r}{\sqrt{1 - \sigma_r^2}} \sin\left(\sqrt{1 - \sigma_r^2} \omega_0 t\right) + \cos\left(\sqrt{1 - \sigma_r^2} \omega_0 t\right) \right) \quad (7.9)$$

Fig. 7-5 に種々の  $\sigma_r$  の時の立ち上がりの様子を、また Fig. 7-6 に  $\sigma_r$  と立ち上がりに必要な時間との関係を示す。

また、具体的に、KEKB Linac のパラメータ、 $L_l = 2 \mu\text{H}$ 、 $C_D = 13\text{nF}$ 、 $R_G = R_L = 4.7 \Omega$  を使って、それぞれを単一で変化させたときに、立ち上がりがどのように変わるか調べてみよう。Fig. 7-7 に  $C_D$  の値を変えたときの、立ち上がり時間の変化を示す。 $C_D$  が 50nF 程度までは立ち上がり時間は大きな違いは現れない。(ただし、20nF 以降は単純に増加していく。) また、Fig. 7-8 に  $L_l$  と立ち上がり時間の関係を示す。 $L_l$  が大きくなると単調に立ち上がり時間は長くなる。また、Fig. 7-9 に抵抗と立ち上がり時間の関係を示す。ここでは、 $R_G$  と  $R_L$  との間の整合が取れていると仮定している。(7.6)式の左辺第二項が立ち上がりの時間を決めていて、 $C_D$  が小さい時には  $L_l/R_G$  が、また  $C_D$  が大きくなると  $R_L C_D$  が時定数となっていくことが確認できた。

立ち上がり時間を短くするには  $L_l$  を小さくし、 $R_L$  を大きくしたほうがよい。これは、昇圧比を小さくすることに対応する。



## 7-2 はねあがり

$\sigma_r$  が小さい場合には、立ち上がりの際にはねあがりが生じる。平衡状態とはねあがりの電圧の割合ではねあがり进行评估すると、

$$E_r = \frac{V_L}{V_G} \frac{R_L}{R_G + R_L} = (1 - \exp(-\sigma_r \omega_0 t)) \times \left( \frac{\sigma_r}{\sqrt{1 - \sigma_r^2}} \sin(\sqrt{1 - \sigma_r^2} \omega_0 t) + \cos(\sqrt{1 - \sigma_r^2} \omega_0 t) \right) \quad (7.10)$$

極大は  $\omega t = \pi, 3\pi, \dots$  でとるが、最大は  $\omega t = \pi$  のときであり、(ここで  $\omega = \sqrt{1 - \sigma_r^2} \omega_0$ ) このとき

$$E_r = 1 + \exp\left(-\frac{\sigma_r \pi}{\sqrt{1 - \sigma_r^2}}\right) \quad (7.11)$$

Fig. 7-10 に計算結果を示す。 $\sigma_r = 0$  のときは、平衡状態の2倍までオーバーシュートがある。 $\sigma_r = 1$  の時にはオーバーシュートは無い。速い立ち上がりを優先するならば、 $\sigma_r = 0.7$  程度が適当となる。

## 7-3 たれさがり (平坦度)

トランスに長いパルス印加すると、次第にパルス高さに「だれ」が生じてくる。パルス平坦部の時間変化について考察する。等価回路を Fig. 7-11 に示す。キルヒホッフの法則から、

$$V_L = i_L R_L \quad (7.12)$$

$$i_t = i_L + i_m \quad (7.13)$$

$$L_p \frac{di_m}{dt} + R_G i_t = V_G \quad (7.14)$$

$$R_L i_L = L_p \frac{di_m}{dt} \quad (7.15)$$

これを整理すると、

$$\frac{di_m}{dt} + \frac{1}{L_p} \frac{R_G R_L}{R_G + R_L} i_m = \frac{1}{L_p} \frac{R_L}{R_G + R_L} V_G \quad (7.16)$$

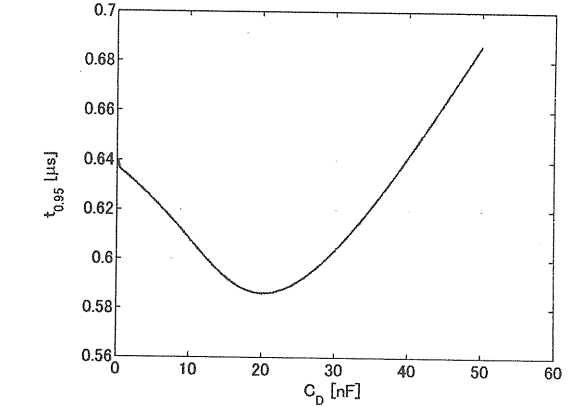


Fig. 7-7  $C_D$  と立ち上がりに必要な時間。

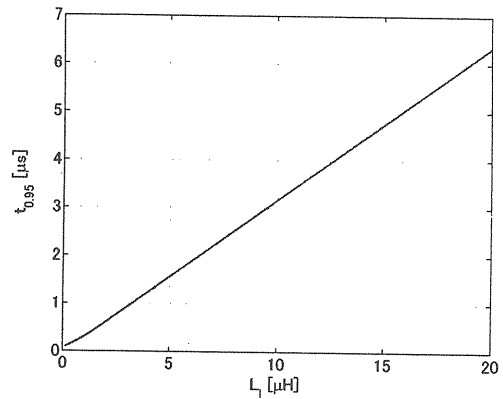


Fig. 7-8  $L_l$  と立ち上がりに必要な時間。

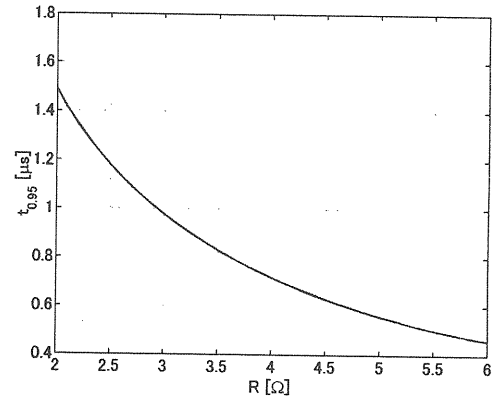


Fig. 7-9  $R_L$  と 95% の立ち上がりに必要な時間。

$$i_m = \frac{V_G}{R_G} \left( 1 - \exp\left(-\frac{1}{L_p} \frac{R_G R_L}{R_G + R_L} t\right) \right) \quad (7.17)$$

従って、

$$i_L = \frac{V_G}{R_G + R_L} \exp\left(-\frac{1}{L_p} \frac{R_G R_L}{R_G + R_L} t\right) \quad (7.18)$$

PFN 等を用いたラインタイプの場合、整合が取れていれば  $R_G = R_L$ 。この場合、

$$V_L(t) = \frac{V_G}{2} \exp\left(-\frac{R_L}{2L_p} t\right) \quad (7.19)$$

時間が十分短い場合 ( $\frac{R_L t}{2L_p} \ll 1 : t = \tau$  ( $\tau$

=パルス幅) でも 2~3%であるのが通常の使い方である。) は、近似として

$$V_L(t) = \frac{V_G}{2} \left(1 - \frac{R_L}{2L_p} t\right) \quad (7.20)$$

パルス長が長くなるに従って、パルス性が悪くなり  $L_p$  に流れる電流が増えるために電圧の垂れ下がりが生じてくると考えることができる。

Fig. 7-12 に垂れ下がりの様子を示す。

整合が取れていて、パルス波長が十分短い場合は、Fig. 7-13(a) のような波形となるが、実際のクライストロンの場合は、負荷抵抗は一定で

はなく  $R_G = \frac{V_L}{i_L} = \frac{1}{P\sqrt{V_L}}$  (P: パービアンス) の

関係で変化し、厳密には負荷整合は 1 点でしか取れない。使用電圧あるいは、それ若干高い電圧で整合を取るのが普通である。  $R_L < R_G$  (整合点より出力電圧が高い場合) の場合は Fig. 7-13(b)、また、  $R_L > R_G$  の場合 (整合より出力電圧が低い場合) は、Fig. 7-13(c) のようになる。

#### 7-4 立下り

電源側から電流の供給が終わった後も、  $L_p$  に磁気エネルギー、  $C_p$  に静電エネルギーが蓄積されており、これが解放される過程が立下りの特性を決める。特に、  $L_p$  に蓄積されるエネルギーが大きい場合 (パルス時間が長い、または負荷が  $L_p$  と比較して軽負荷の場合で結果としてたれ下がりが大きい場合) には、逆電圧 (バックスイング) が大きくなる。Fig. 7-14 に、  $L_p$  に蓄えられた磁力エネルギーが解放される様子を示す。

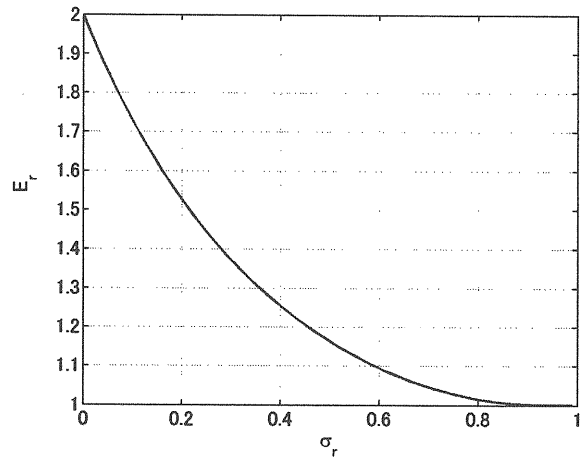


Fig. 7-10  $\sigma_r$  とはね上がりの関係。

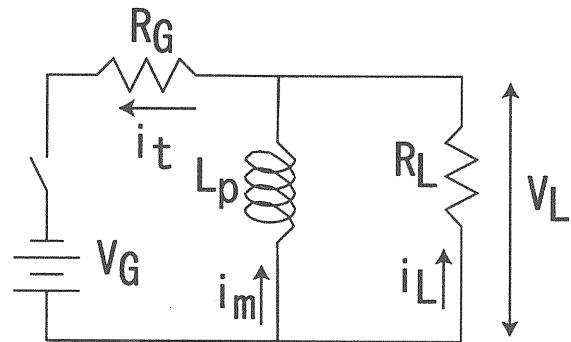


Fig. 7-11 パルス平坦度を評価するための等価回路

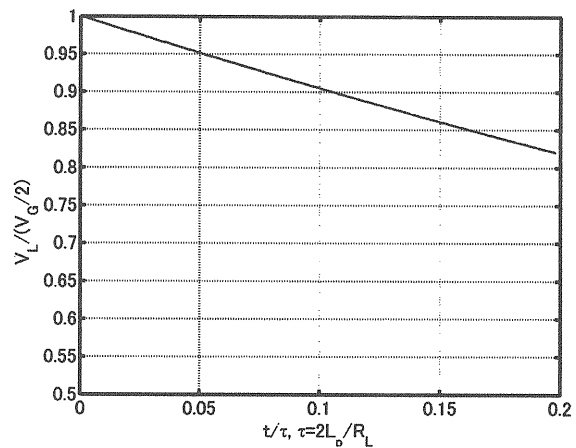


Fig. 7-12 パルス平坦度とパルス時間の関係

立下りを決める等価回路を、Fig. 7-15 に示す。

パルス停止直前に  $L_p$  に流れる電流を  $i_{10}$ 、負荷に流れる電流を  $i_{20}$  とし、パルス長を  $\tau_w$  とすると、

$$i_{10} = i_m(\tau_w) = \frac{V_G}{R_G} \left( 1 - \exp \left( -\frac{1}{L_p} \frac{R_G R_L}{R_G + R_L} \tau_w \right) \right) \quad (7.21)$$

$$i_{20} = i_L(\tau_w) = \frac{V_G}{R_G + R_L} \exp \left( -\frac{1}{L_p} \frac{R_G R_L}{R_G + R_L} \tau_w \right) \quad (7.22)$$

となる。ここで、 $L_p$  および負荷に流れる電流の費 ( $\chi$ ) を定義する。

$$\chi \equiv \frac{i_{10}}{i_{20}} \quad (7.23)$$

$$V_L = V_0 \exp \left( -\frac{2\pi\sigma_f t}{\tau_f} \right) \times \left( \cosh \left( 2\pi\sqrt{\sigma_f^2 - 1} \frac{t}{\tau_f} \right) - \frac{2\chi + 1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\sigma_f^2}}} \sinh \left( 2\pi\sqrt{\sigma_f^2 - 1} \frac{t}{\tau_f} \right) \right) \quad (7.24)$$

ここで、 $\sigma_f = \frac{1}{2R_L} \sqrt{\frac{L_p}{C_D}}$ ,  $\tau_f = 2\pi\sqrt{L_p C_D}$  であ

る。Fig. 7-16 に、 $\sigma_f$  をパラメータにした  $\chi$  と逆電圧の関係を示す。

パルスが終わった初期（消イオン時間、数十  $\mu$  秒程度）では、スイッチングのためのサイラトロンにもイオンが残留している。消イオン時間よりビームパルス時間（PFN で決まるパルス長）が充分短い場合は、逆電圧は PFN とサイラトロンの間を行き来しながら減衰していく（クライストロンはダイオードなので逆電流は流れない。）。また、消イオン時間とビームパルス時間が同程度のような場合は、Fig. 7-16 に示すように、その逆電圧は高くなるため、サイラトロンやクライストロンに逆電圧が印加されて、過大な場合は損傷を与えるので注意が必要である。クライストロンの場合、特に、絶縁碍子とアノードの接続部が逆電圧印加によって電子放出源となる。カソード側絶縁碍子からの電子放出に対しては、対応を行っている場合が多い（おわん型、もしくはテーパ型碍子）が、逆電圧に対しては対策を行わない場合が多い。

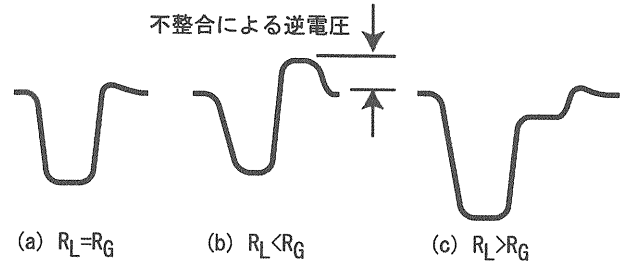


Fig. 7-13 負荷抵抗と、電源抵抗（PFN インピーダンス）との整合状態と、そのときのパルス波形。（ただし、PFN の充電電圧は(a)~(c)で同じ場合。）

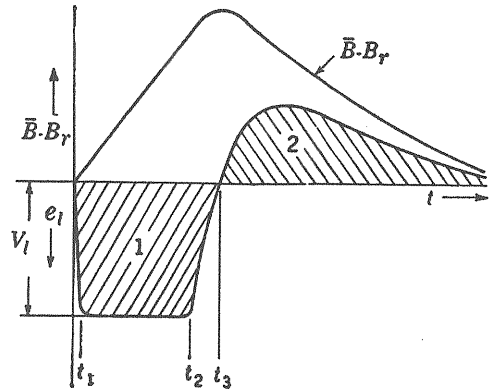


Fig. 7-14 パルス波形と、磁力エネルギーの関係。  
文献[53]より引用。

大きな逆電圧（たとえば、定格電圧の 1/3 以上）が印加されないような回路構成にするべきである。

## 7-5 カットコアとコアバイアス

プライマリーインダクタンス  $L_p$  は、負荷に大して充分大きなインピーダンス（インダクタンス）となるようにしている。一次側の巻線数が  $N_p$  で、すべての磁束がコアを通り、そのコアの透磁率を  $\mu$  とすると、電流  $I_s$  が流れたときにコア中の磁場は、アンペールの法則より、

$$\oint H_s ds = Hl = N_p I_p \quad (7.25)$$

このとき、コア中に蓄積されたエネルギーがインダクタンスにより蓄積されたエネルギーと一致する。

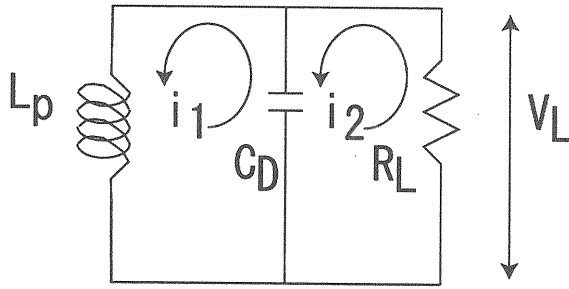


Fig. 7-15 パルスの立下り特性に対する等価回路。

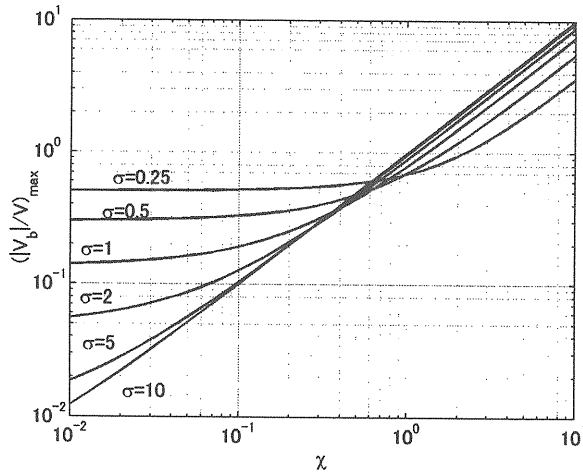


Fig. 7-16  $\chi$  と逆電圧の関係

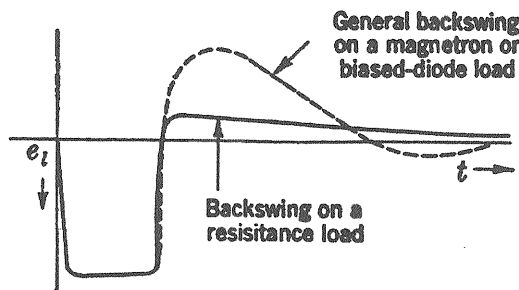


Fig. 7-17 負荷による逆電圧の違い。

文献[53]より引用。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} L_p i_p^2 &= \frac{1}{2} \int B H dV \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \mu_r \int H^2 dV \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \mu_r A l \left( \frac{N_p i_p}{l} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.26)$$

ここで、 $A$  はコアの断面積、 $l$  はコアの周長である。これより、

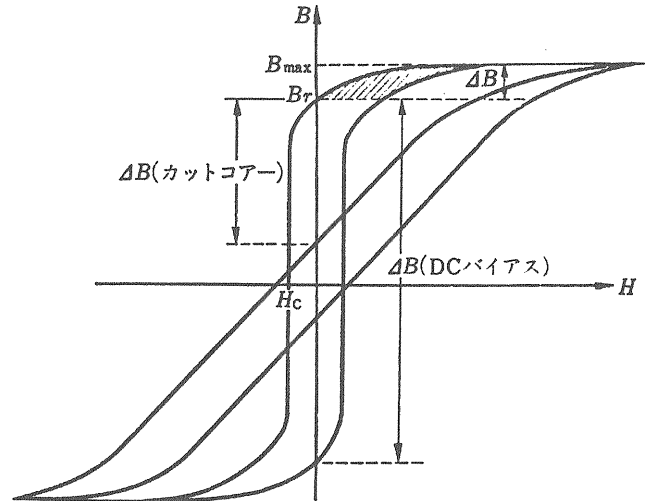


Fig. 7-18 コアの磁気特性。文献[52]より引用。

$$L_p = \mu_0 \mu_r \frac{A N_p^2}{l} \quad (7.27)$$

が得られる。

一般に使用する珪素鋼板では、静的には比透磁率 ( $\mu_r$ ) は  $10^5$  程度であるが、実効的な値としては  $10^2 \sim 10^4$  程度にとどまる。これは、速く変化する磁場がコアの内部に入るのに時間がかかるためである。コアの実効断面積が小さくならないように、一般にはコアは薄い鋼板 ( $50 \mu\text{m}$  程度) を使用する。コアの磁気特性の模式図を Fig. 7-18 に示す。コアの使用可能領域は、 $B_r \sim B_{\text{max}}$  の領域である。パルス中の磁束密度の変化は、二次側の電圧、巻線比から

$$V_s = N_s \frac{A \Delta B}{\tau} \quad (7.28)$$

とかける。パルス長が長くなったり、必要な電圧が高い場合には、コアが飽和し、急速に  $\mu_r$  が小さくなる。このときは、電圧が上がらないだけでなく、インダクタンスに流れる電流が大幅に増えてしまうので注意が必要である。

$\Delta B$  を大きくする方法として、

- (1) カットコアを用いる方法
  - (2) コアバイアスを用いる方法
- がある。

- (1) カットコアを用いる方法

コアをカットすることにより、磁気特性が緩やかになり、 $\Delta B$  が増大する。カットコアの透磁率は

$$\mu_{cut} = \mu_r \frac{1}{1 + \mu_r \frac{l_g}{l}} \quad (7.29)$$

となる。ここで、 $l_g$  はカット部分のギャップである。この場合、 $\Delta B$  は増大するが、 $L_p$  が小さくなる。しかし、カットなしの場合では、使用可能な  $\Delta B$  が狭いこと、コイルを巻く際にコアをカットしてあった方が楽であることなどから、カットコアを用いるのが通常である。

## (2) コアバイアスを用いる場合

カットコアだけで対応できない場合に、さらに、コアにパルス電流と逆の電流を流しておき、パルス立ち上がり時点での磁束密度を下げる方法が取られる。このとき、必要なバイアス電流は、

$$I_{bias} \approx \frac{H_c l}{n} \quad (7.30)$$

ここで、 $n$  はコアバイアス用回路の巻数である。

たとえば、珪素鋼板の場合、カットなしで

$$\mu_r \sim 3000 \quad \Delta B_{bias} \sim 2 \text{ Wb/m}^2$$

カットありの場合、

$$\mu_r \sim 500 \sim 2000 \quad \Delta B_{cut} \sim 1.3 \text{ Wb/m}^2 \text{ 程度である。}$$

## 7-6 漏れインダクタンス $L_l$

漏れインダクタンスは、一次側・二次側の巻線間に蓄えられる磁気エネルギーに対応するものである。パルストランスでは、コアの周りに一次コイルを巻き、一次側との耐圧空間を確保するためにある程度（数 cm 程度）のギャップをおいて二次コイルを巻く。（二次コイルの一部を一次コイルに巻く Auto 巻という巻き方もあるが、ここでは、単純のために、一次・二次コイルが別々の巻枠にまかれる ISO 巻について考える。）

一次側と二次側の巻枠のギャップを  $\Delta$ 、コイルの長さを  $l$  とする。ギャップ間には、二次側の電流によるエネルギーが蓄積されている。（一次側のコイル内は一次電流による磁場が二次電流による磁場で打ち消されるために、蓄積エネルギーはゼロとなる。） Fig. 7-19 に模式図を示す。蓄積エネルギー  $W$  は、

$$W = \frac{1}{2} L_l I_p^2 = 2 \cdot \frac{1}{2} \mu_0 H^2 u \Delta l \quad (7.31)$$

とかける。ここで、クライストロンの場合、ヒ

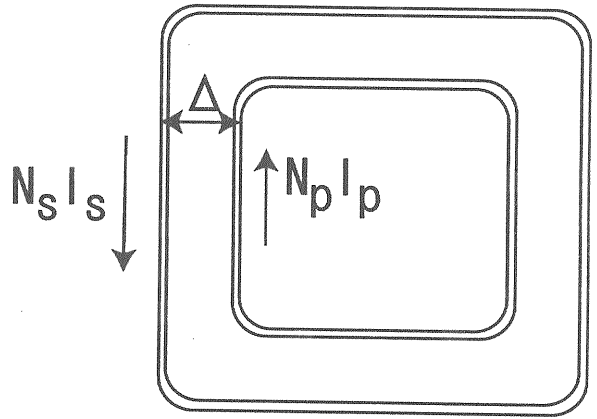


Fig. 7-19 漏れインダクタンスのモデル。一次側と二次側の巻枠の間に蓄えられたエネルギーが  $L_l$  に相当する。

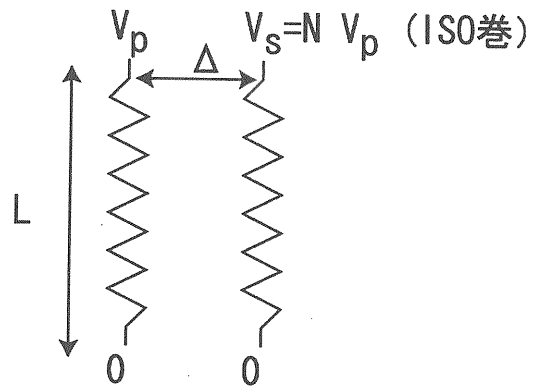


Fig. 7-20  $C_D$  を求める単純なモデル。一次側は 0 から  $V_p$  に、二次側は 0 から  $V_s$  に増加し、面間は  $\Delta$  で一定。

ーター線を昇圧するので、2 本の線を昇圧するために体積  $u \Delta l$  を 2 倍してある。 $u$  は一次コイルの周長である。また、二次側の各線には  $I_s/2$  だけの電流が流れる（並列回路）ので、

$$H = \frac{N_s I_s}{2l} \quad (7.32)$$

である。従って、

$$L_l = \mu_0 \frac{u \Delta N_s^2}{2N^2 l} = \mu_0 \frac{u \Delta N_p^2}{2l} \quad (7.33)$$

が得られる。これは ISO 巻とした場合であるが、漏れインダクタンスは、昇圧比に無関係で、一次側巻線数の二乗に比例していることを示している。

6 章で触れたように、パルストランスの  $L_l$  のみ

を考慮した回路網による波形と、実際の PFN からパルス波形は異なったものとなる。パルス特性を評価するときには、パルストランスの  $L_1$  ( $\sim 2 \mu\text{H}$ ) だけでなく、PFN からパルストランスに至るまでの配線のインダクタンス ( $1\sim 2 \mu\text{H}$ ) を無視することはできない。

## 7-7 浮遊容量 $C_D$

浮遊容量とは、一次側と二次側のコイル間に蓄えられた静電エネルギーに対応するものである。

一次および二次コイルの面積をそれぞれ  $S$ 、ギャップを  $\Delta$  とすると、一次側と二次側の間でそれぞれに電位傾斜がない場合のコンデンサ容量は

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{\Delta} \quad (7.34)$$

で与えられる。単純に Fig. 7-20 のようなモデルを考えると、ギャップ間の蓄積エネルギーは、

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} C_D V_p^2 = 2 \int_0^L \frac{1}{2} dC (V_s(x) - V_p(x))^2 \\ &= 2 \int_0^L \frac{1}{2} \frac{\epsilon u dx}{\Delta} (N-1)^2 \left(\frac{x}{L} V_p\right)^2 dx \\ &= \frac{\epsilon u}{3\Delta} (N-1)^2 L V_p^2 \end{aligned} \quad (7.35)$$

従って、

$$C_D = \frac{2\epsilon u}{3\Delta} (N-1)^2 L \quad (7.36)$$

ここで、(7.36) 式の積分の前に 2 がかかっているのは、7-6 で述べたように、クライストロンの場合、ヒーター線が昇圧されるため、2 本の線が別々の昇圧を行っているためである。また、実際のパルストランスでは、1 次側と 2 次側の距離は一定ではなく、ギャップ間の電圧に対応した耐圧距離をとるため、テーパ状となっているし、ギャップ間にも、巻枠のベーク板や絶縁用のオイルなど複数の材料が存在するために、複雑な式となるが、オーダーを評価するにはこの式を使ってよい。

この他に、二次側には対接地容量として二次側回路部品によるものと、クライストロンカソードアノード間によるものを考慮しなければならない。従って、一次側から見た全容量は、大地側との静電容量  $C_1$  やクライストロンの浮遊容量  $C_{kly}$  につい

て、

$$C_D = C_D + N^2 C_{kly} + N^2 C_L \quad (7.37)$$

で与えられる。ここで、 $N$  はトランスの昇圧比である。一般に  $C_L$  および  $C_{kly}$  の容量はそれぞれ  $50\sim 100\text{pF}$  程度である。Fig. 7-7 で見たとおり、この程度の値の場合は、大きな立ち上がり時間の違いはない。

## 7-8 パルストランスアセンブリの例

KEKB Linac で使用されている、パルストランスアセンブリの回路図および構成図を Fig. 7-21 および Fig. 7-22 に示す。

パルストランスの仕様について、Table 7-1 にまとめる。この程度の垂れ下がりについては、6 章で述べた PFN の調整で打ち消すことができる。パルストランスのほかに、パルストランスアセンブリには、電圧、電流のモニター、コアバイアス用のブロッキングチョーク、ヒータートランス等が含まれている。これらを簡単に説明する。

電圧モニター：容量分割型 (Capacitive Divider) のもので、現在は  $350\text{kV}$  耐圧のスタンガ

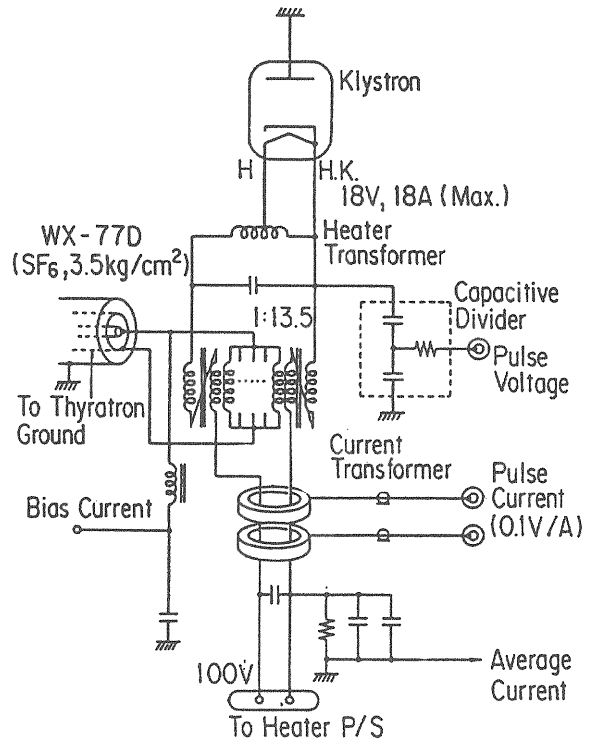


Fig. 7-21 KEBB Linac のパルストランス内部構成。

Table 7-1 パルストランスの仕様。文献[45]より引用。

|                      | 単位                         |           |
|----------------------|----------------------------|-----------|
| 一次電圧                 | kV                         | 22.4      |
| 一次電流                 | A                          | 4773      |
| 二次電圧                 | kV                         | 304       |
| 二次電流                 | A                          | 352       |
| 昇圧比                  |                            | 1 : 13.56 |
| パルス幅                 | $\mu$ s                    | 5.5       |
| $\Delta B$           | Wb/m <sup>2</sup>          | 1.89      |
| 一次巻数                 | Turn                       | 7         |
| コアバイアス               |                            | 有         |
| 一次二次面間隔              | mm                         | 32        |
| コア材質                 | 方向性珪素鋼板 0.05mm 厚、40mm 幅    |           |
| コアの大きさ               | 窓 : 220 x 100 巻厚 80mm 3 コア |           |
| 巻線方法                 | Auto 巻、テーパー                |           |
| L <sub>p</sub>       | mH                         | 0.98      |
| 垂れ下がり                | %                          | 1.31      |
| L <sub>1</sub>       | $\mu$ H                    | 2         |
| C <sub>D</sub>       | nF                         | 13        |
| t <sub>10%-90%</sub> | $\mu$ s                    | 0.4       |

ニス社のもの（倍率 1/7500 倍）を使用している。静電容量は、外部とのカップリングによっても若干変わる。Fig. 7-22 のように、他のものと近接し

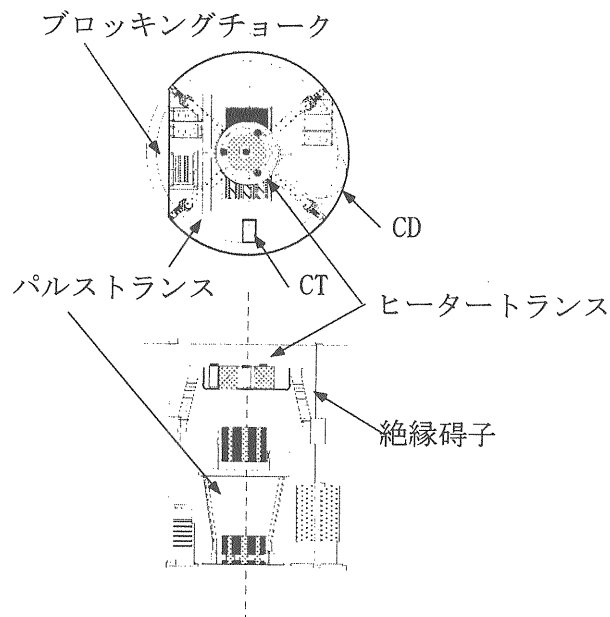


Fig.7-22 KEKB Linac で使用されているパルストランスアセンブリの模式図。

ている場合は、静電容量の値も若干変わりうることを、また、容量の精度によって、倍率に対する偏差は決まるため、絶対電圧を信頼して測ることはできないが、現状ではクライストロンのパービアンスの工場出荷データと比較する限り、数%程度以内の精度で一致している。

電流モニター：電流トランス（Current

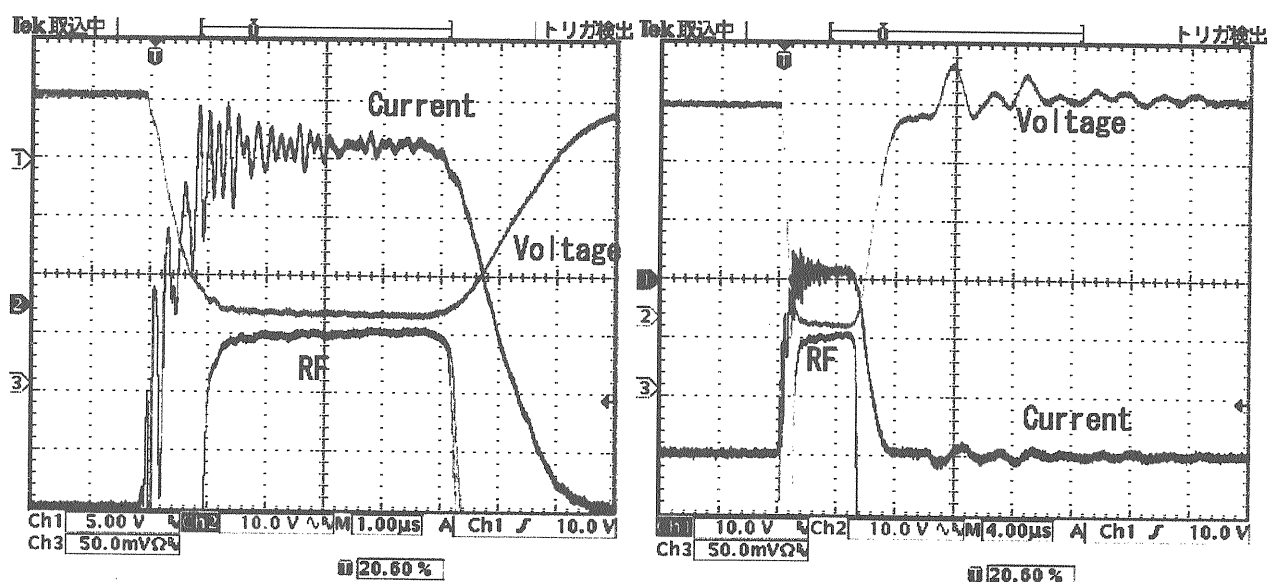


Fig.7-23 CDおよびCTで測定したパルス電圧・電流波形。左は 1  $\mu$ s/div。右は 4  $\mu$ s/div。CD 電圧は約 37V (x7500=277kV)、CT 電圧は 31V (x10=310A) でパービアンス 2.1  $\mu$ P を得る。電圧が最大定格仕様より低い段階である。

Transformer) を使用している。メーカーにより、応答周波数範囲が異なるが、電流をトランスで変換するため、信頼できる。KEKB Linac の受入れ試験では、この CT の値を基準に測定を行っている。CD, CT を使った電圧・電流波形を Fig. 7-23 に示す。

ブロッキングチョーク : KEBB Linac では、Fig. 7-20 にあるようにコアバイアス電流を 1 次巻線に重畳して流している。このため、10mH のチョークを用いて、主パルスからコアバイアス電源への電圧の漏れを防いでいる。8 章で少し触れるが、ブロッキングチョークにさらにノイズカットトランスをとりつけることで、電源への電圧パルスの除去が完全となった。

ヒータートランス : クライストロンのヒーター仕様は  $1\Omega$  で最大 18A であるが、このような大電流をパルストランスに流す場合は、温度上昇を防

ぐために線径を太くしなくてはならない。これを防ぐために、二次側高圧部にヒータートランスを用い、パルストランス二次コイルでの電流を 100V/3A 程度となるようにしている。

絶縁碍子 : クライストロンとのヒーター線の取り付け方法としては、タンク内で直にヒーターを接続することも可能だが、KEKB Linac では、パルストランスタンクが小さく、側面の大きな穴から取り付けを行うことは難しいことなどから、絶縁碍子を使ってヒータートランスを固定し、ヒータートランスとクライストロンはブッシングにより接触させる方法を取っている。碍子はエポキシ製で、沿面の絶縁距離を稼ぐためにひだ付きとなっている。



## 8. 磁気回路

クライストロンのような高パービアンスの電子銃では、なんだかの集束が必要であることは、3-4項で述べた通りである。一般には集束として、磁気集束を用いる。磁気集束には、電磁石を使用する場合と、永久磁石を使用する場合がある。まずは、電磁石について考えてみよう。

### 8-1 電磁石

単純な構造の電磁石を考える。すなわち、コイルに鉄ヨークが付き、磁力線が長さ  $L$  の部分に局在すると仮定した場合である。(Fig. 8-1)

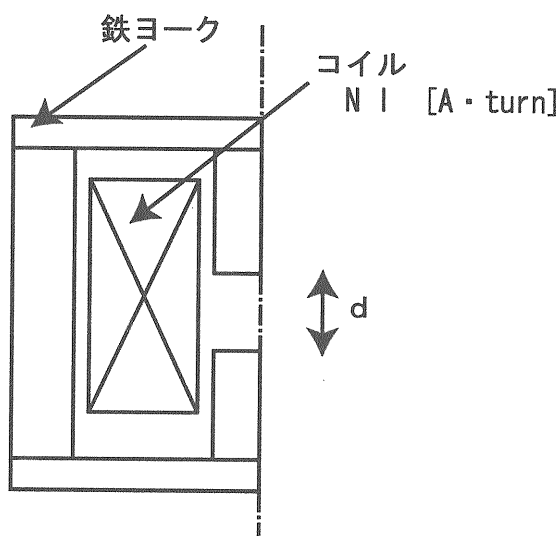


Fig.8-1 鉄ヨークで囲まれた単純な軸対称電磁石。

このとき、鉄の透磁率は十分大きいとして、磁場  $H$  は、ギャップ  $L$  に局在するとする。アンペールの法則(3.7)式より、

$$\int_0^d H dz = H \cdot d = N \cdot I \quad (8.1)$$

磁束密度  $B$  は、

$$B = \mu H = \frac{\mu N \cdot I}{d} \quad (8.2)$$

と書くことができる。実際の電磁石は、多コイルのもので、3章で述べたような電子銃の集束を行う。従って、解析的な手法ではなく、主として POISSON などの数値解析コードを使った設計が行われる。

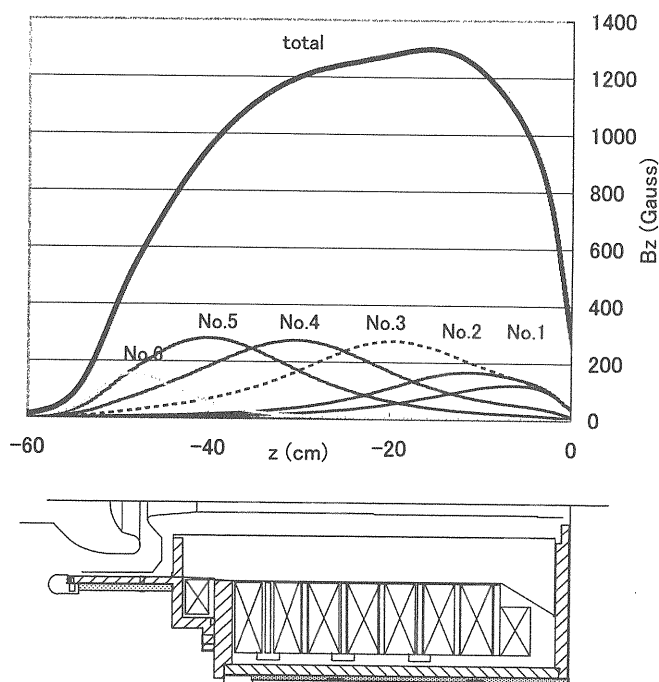


Fig.8-2 KEKB Linac での電磁石磁場分布。

KEKB Linac のクライストロン用集束電磁石の例を、Fig. 8-2 に示す。この電磁石では、9 コイルに分割されていて（実際は、上から 3 番目と 4 番目、5 番目と 6 番目、7 番目と 8 番目は直列に接続されており、電源的には 6 電源）、図中では、各コイルに 10A 通電した場合の磁場分布と、実際に運転に使用している磁場分布を示している。この図は、電磁石磁場計算プログラム POISSON を使った結果であるが、実測値もこの計算値と 2% 以下の精度で一致していた（測定誤差の範囲）。

この磁石の場合もそうであるが、出力空洞部（図中右端）は、導波管の出力ポートがあるため、電磁石のコイルが小さくなっている。しかし、この部分は、ビームが最も減速を受けて散らばりやすいことから最も磁場強度を強くする部分でもある。また、コレクターへの磁場の漏れもあるので、最上段のコイルは電流が多くなる。このため、特に最上段については冷却に注意が必要である。Fig. 8-2 の磁石では、水冷を施し、また、熱電対を最上段のコイル付近に埋め込んで、設定温度を超える場合にはインターロックが働くようになっている。

KEKB Linac では、クライストロン納入後の高電圧試験を行うが、検査時には磁場調整が中心と

なる。すなわち、磁場と出力、効率の関係を製造メーカーのデータと比較し、磁場調整により最適な運転値を確認するのである。3章で見たとおり、磁場によりビームの径は決まる。4章で見たとおり、ビーム径が空洞との結合を決めるので、磁場分布によりクライストロンの性能は大きく変わるのである。(運転電圧ごとに最適値がある。)

## 8-2 電磁石電源システム

8-1項で少し触れたが、ここでKEKB Linacの電磁石電源システムについて再度述べることにする。8-1で述べたように、ここでは、6電源の電磁石電源を使用している。機器管理を考えれば、1もしくは2電源で抑えるほうが得策であるので、このような多電源で実際の加速器を運転している例はあまりないだろう。KEKB Linacではクライストロンの開発およびKEKB Linacに至るまでの歴史的な経緯があり、このようなシステムを選択せざるを得なかったのであるが、ここで約60式のクライストロン集束電磁石電源のシステムおよび障害について紹介しよう。

クライストロンの電磁石電源では、6コイルの電源および、7章で述べたパルストランスのコアに印加する逆電圧(コアバイアス)のための電源についてもインターロック上の問題から含んでいる。電源の構成は、その集束磁界に必要な電流値に20%以上の余裕を見ていてTable 8-1の通りである。各コイルの抵抗は1Ω程度である。使用電流から見ると、かなりの余裕があるように見えるが、これは、以前使用していたコイル巻数が少なかった(No.1)り、また、商用電源を用いているため電源仕様が決まっていることによる。

Table 8-1 KEBB Linac クライストロン集束電源リスト

| No. | 最大電圧[V] | 最大電流[A] | 使用電流[A] |
|-----|---------|---------|---------|
| 1   | 18      | 35      | 18      |
| 2   | 35      | 40      | 30      |
| 3   | 28      | 20      | 14      |
| 4   | 50      | 35      | 16      |
| 5   | 18      | 18      | 12      |
| 6   | 18      | 18      | 5       |

電磁石電源のインターロック(安全系)としては以下のものが使用されている。

- 1) 温度インターロック：クライストロン電磁石本体の温度が一定の設定値を超えた場合にクライストロンへの電圧印加をNGとし、電流出力を0とする。
- 2) 水流量インターロック：クライストロン電磁石への冷却水量が一定値(5l/min.)以下となった場合に流量計からのインターロック信号(オープン)を感知してクライストロンの電圧印加をNGとし、電流出力を0とする。
- 3) 電流・電圧値インターロック：電流値・電圧値が一定量(電流±3A, 電圧±5V)変化した場合に、クライストロンへの電圧印加をNGとする。

いずれの場合もインターロックは自己保持形式であるので現場にてリセットボタンを押すまではそのインターロックは解除されない。

電源の入力、出力は脱着しやすいコネクタを採用している。従って、万一電源が不良となっても、電源交換に要する時間は電源の診断を含めて30分程度である。

1995年から1999年までの統計(実際にすべての電源がそろったのは1997年)であるが、障害についてまとめる。

- 1) コアバイアス電源の故障：5件。これは電源の出力部にノイズフィルターを入れることにより解決した。
- 2) その他の電源の故障：4件
- 3) インターロックのリセット：47件。誤動作によるもの、電源がなんらかの理由によりオフされてしまったものを含む。
- 4) コントローラの故障：2件
- 5) メーターリレーの故障：1件

頻度としては、1ヶ月に2回程度となる(インターロックのリセットがほとんどで、ハードウェアの交換は年に1-2度程度)。インターロックによってオフされるのは特定の場所ではなく、また、インターロックステータスについても特定のものではない。現在のところ理由は明らかではないが、なんらかのノイズによりコントローラあるいは電源が誤動作したと考えられる。

ということで、多電源ではあるが、これまで

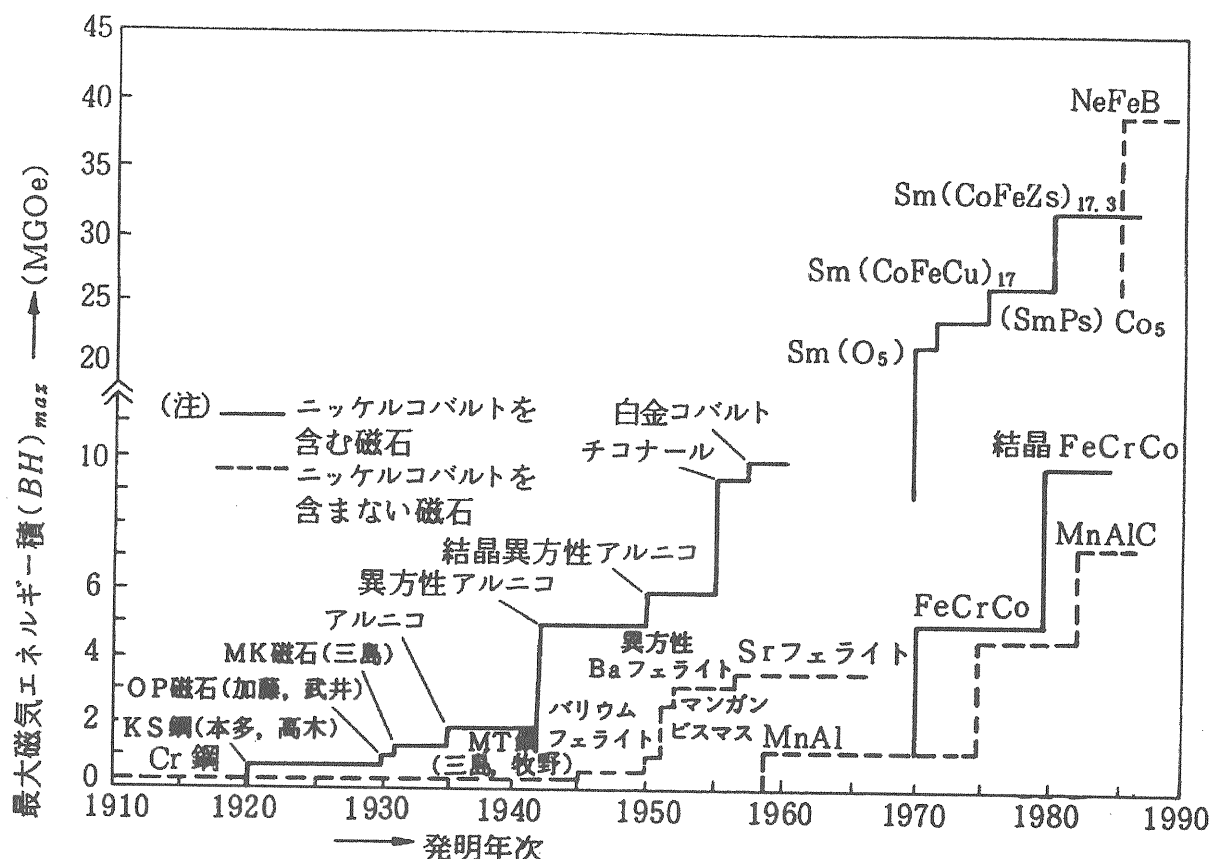


Fig.8-3 永久磁石の発展。文献[54]より引用。

システムとして問題なく稼動してきた。採用した電源は、スイッチング型電源で、商用で広く使われているものであり、比較的信頼性が高い、また、各電源が高電圧ではないため、電源側の負荷も小さい、ということが理由ではないかと考えている。

### 8-3 永久磁石

永久磁石は、近年強力なものが出てきて、以前のアルニコ磁石に比べて寸法を小さくすることが可能になってきた。永久磁石のこれまでの発展を Fig. 8-3 に示す。永久磁石の磁気回路について考えてみよう。Fig. 8-4 にあるような BH カーブはなじみがあるだろう。このうちのどこの部分で永久磁石は使用されるのであろうか。ここで、再び、単純な磁気回路を考えてみよう。Fig. 8-5 に永久磁石と鉄ヨークからなる回路を示す。ここで、アンペールの方式 (3.7) 式および磁場に関するガウスの法則 (3.6) 式から、

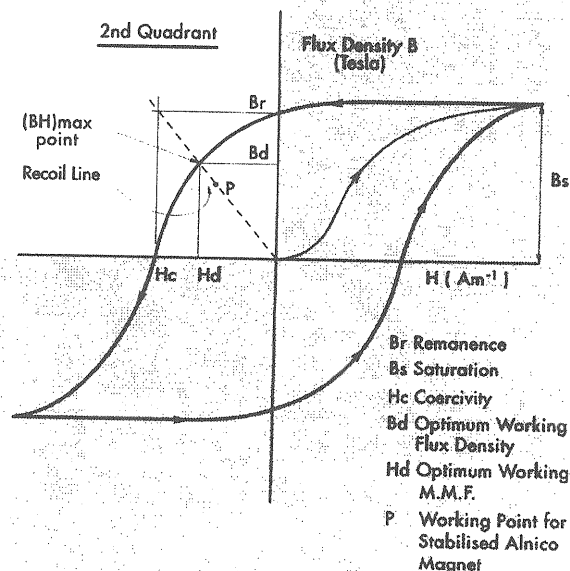


Fig.8-4 永久磁石の BH カーブ。文献[14]より引用。

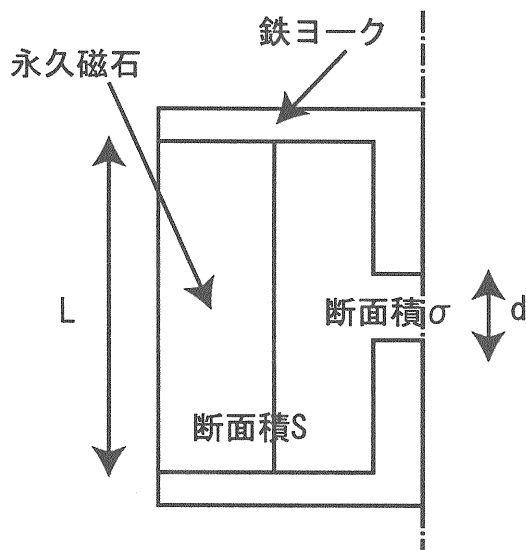


Fig.8-5 鉄ヨークで囲まれた単純な軸対称永久磁石。

$$\oint H dl = \int_0^L H_{\text{magnet}} dl - \int_0^d H_{\text{vac}} dl = 0 \quad (8.3)$$

$$\iint_S B_{\text{magnet}} ds = \iint_{\sigma} B_{\text{vac}} ds \quad (8.4)$$

電磁石と同様に鉄ヨーク中の磁場は無視できると考え、また、磁場が永久磁石とギャップ（断面積 \$\sigma\$）に局在すると仮定すれば、

$$H_{\text{magnet}} L + H_{\text{vac}} d = 0 \quad (8.5)$$

$$B_{\text{magnet}} S = B_{\text{vac}} \sigma \quad (8.6)$$

この関係から、永久磁石の透磁率 \$\mu\$ を求めると、

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{B_{\text{magnet}}}{H_{\text{magnet}}} = -\frac{\sigma L}{S d} \frac{B_{\text{vac}}}{H_{\text{vac}}} \\ &= -\mu_0 \frac{\sigma L}{S d} \quad (8.7) \end{aligned}$$

これから、永久磁石は BH カーブの第二象限で運転されることがわかる。また、透磁率 \$\mu\$ は、磁極のパラメータで決まり、従って、磁極のパラメータが決まれば BH カーブから磁極の磁場は決まることがわかる。

どのような必要な磁場の仕様（図中の \$\sigma\$ と \$d\$ および \$B\_{\text{vac}}\$）が決まったとして、BH カーブのどの位置を使えば最も効率的なのであろうか。ここで、

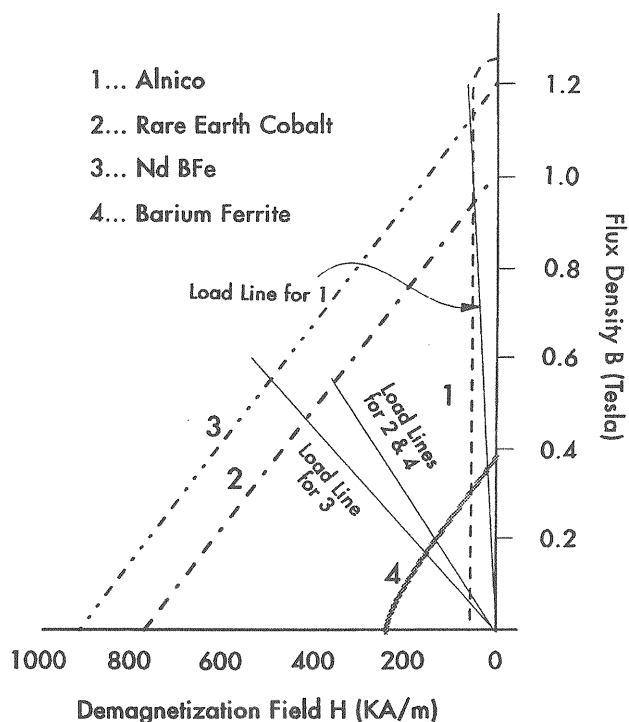


Fig.8-6 永久磁石の特性。文献[14]より引用。

効率を、「磁場の仕様を満たす最小限の体積の永久磁石」とすると、

$$\begin{aligned} \text{const} &= H_{\text{vac}} B_{\text{vac}} = \frac{L}{d} H_{\text{magnet}} \frac{S}{\sigma} B_{\text{magnet}} \\ &= \frac{LS}{d\sigma} H_{\text{magnet}} B_{\text{magnet}} \quad (8.8) \end{aligned}$$

すなわち、\$H\_{\text{magnet}} B\_{\text{magnet}}\$ が最大となるとときに、

磁石の体積 (\$L \cdot S\$) は最小となるということがわかる。従って、最大効率で使いたい場合は、BH カーブで \$B\$ と \$H\$ の積が最大となる場所で使用する。Fig. 8-6 に各種永久磁石の BH カーブを示す。また、

Table 8-2 永久磁石のパラメータ

| Property  | Representative Magnetic Materials |                |                   |                      |
|---|-----------------------------------|----------------|-------------------|----------------------|
|   | Alnico                            | Barium Ferrite | Rare Earth Cobalt | Neodymium Boron Iron |
| Remanence (Tesla)   | 1.26                              | 0.37           | 1.0               | 1.2                  |
| Coercive Force (kA.m <sup>-1</sup> )  | 52                                | 240            | 740               | 880                  |
| Max. Energy Product (kJ.m <sup>-3</sup> )   | 43                                | 26.4           | 200               | 280                  |
| Density (g.cm <sup>-3</sup> )   | 7.3                               | 4.9            | 8.4               | 7.4                  |
| Mean Recoil Permeability  | 3.1                               | 1.08           | <1.1              | <1.1                 |
| Reversible Temperature Coefficient of Remanence from 20-100°C (%K <sup>-1</sup> ) | -0.02                             | -0.19          | -0.045            | -0.1                 |
| Max. Continuous Operating Temperature (°C)  | 550                               | 350            | ~250              | ~150                 |

永久磁石のパラメータを Table 8-2 に示す。実際の磁石では、場所により透磁率は異なるし、漏れ磁場を無視することもできないので、最適値で使用することにこだわると、設計が大変になる。

3 章で述べた PPM 集束は、永久磁石の磁極を交互に配置するものであった。ソレノイド形式と比較してどのような利点があるのか、再度考えてみよう。たとえば、Fig. 8-5 の磁場でギャップ  $d$  が  $N$  倍になったときに、ソレノイド形式の場合は  $N^3$  倍の磁石が必要となる (Fig. 8-7)。単に  $N$  倍にだけでは、磁石からの漏れ磁場があるために、低い値しかえられないのである。これに対し、PPM 集束では、 $N$  倍の磁石の増加に過ぎない。このため、相対的にビームパイプ長が長くなるほど、重量的に従ってコスト的にも PPM が優位になる。

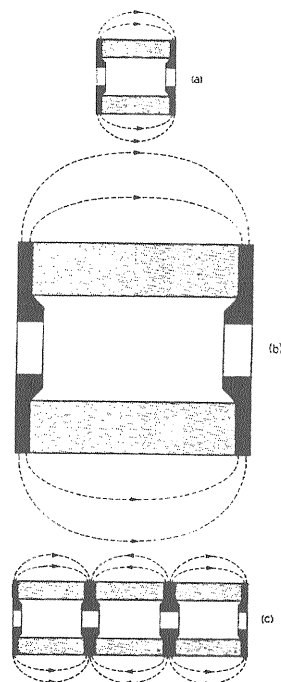


Fig.8-7 通常のソレノイド形の長さを  $N$  倍にする場合(b),および PPM 形式で  $N$  倍にする場合。文献[16]より引用。

## 9. デジタル低電力高周波系

近年、デジタル機器の高速化により、高周波低電力系でも、デジタル制御が行われるようになってきている。現在のところ、パルス内のフィードバック (FB) にデジタル系を採用しているところは、DESY の超伝導電子加速器 TTF (Tesla Test Facility) のようなロングパルス (1~2ms) で使用される部分であるが、今後は、デジタル機器の高速化によって常伝導電子線形加速器でも利用できるようになる可能性が高い。また、パルス内 FB ではなく、パルス間の FB やフィードフォワード (FF) には、現行のデジタル系が十分利用できる状態である。この章では、TTF で導入されている DSP を使った低電力制御と、現在、統合計画加速器で導入を検討している FPGA を使った低電力制御 (LLRF) について紹介する。

### 9-1 高周波フィードバック制御系

高周波系の振幅、位相制御に対する誤差の原因となるものとしては、これまで述べてきたような、クライストロンカソード電圧 (位相変化 4~8 度/%) や、水温変化によるもの (位相変化 1 度/1℃) がある。この他にも、クライストロンの入出力非線形性、アッテネータ、位相器の非線形性のために、高い振幅・位相安定性 (たとえば  $\pm 1\%$ 、 $\pm 1$  度) が求められる場合は、クライストロンや高圧電源、水温の安定化を図るだけでは難しく、コストもかかるため、低電力高周波系にフィードバック系を形成することが一般的である。

これまで、このようなフィードバックは、単

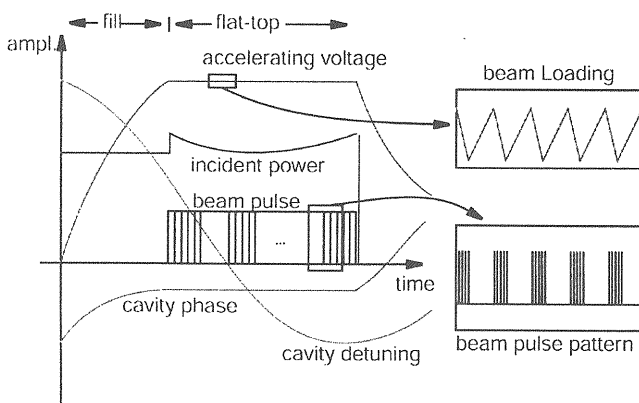


Fig.9-1 TTF での高周波の出力例。文献[55]より引用。

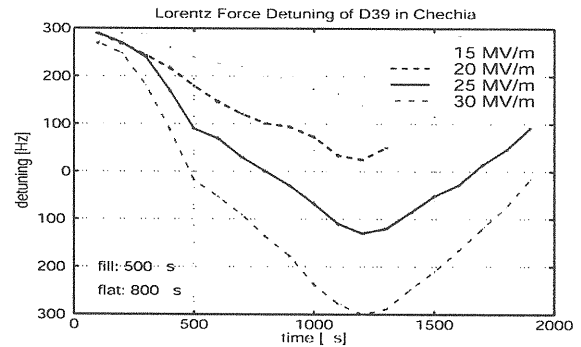


Fig.9-2 Lorentz Force Detuning の測定例。電界が高いほど、周波数のずれ (従って、位相のずれ) が大きくなる。文献[55]より引用。

純な PI 制御 (比例・積分制御) をアナログ系で行うことがほとんどであったが、回路定数の任意性や、それに付随する安定化のためのフィルターなどの回路が組み込み可能なデジタルフィードバック系が、DSP(Digital Signal Processor)の高速化によって現実的な制御としてとなってきた。

### 9-2 TTF での超伝導空洞

TTF は、超伝導のリニアコライダー計画 TESLA の試験施設である。ここでは、超伝導空洞がパルスモードで運転されている。超伝導空洞は、常伝導の電子線形加速器で一般的な進行波型ではなく、定在波型空洞である。超伝導空洞は Q 値が高いだけでなく、パルスモードでの運転の場合、Lorentz Force Detuning とよばれる、マクスウェルの応力による空洞のパルス内での膨張がみられる。このほか、マイクロホニックスと呼ばれる空洞の振動も、Q 値が高いために加速電界制御に影響を及ぼす。

TTF での空洞のパラメータを Table9-1 にまとめる。空洞に高周波を投入した場合のビームとの関係を Fig.9-1 に示す。また、空洞の Lorentz Force Detuning を Fig.9-2 に示す。空洞内電界が高くなると、Detuning の効果を見ることができない。25MV/m では、デチューニングが 200Hz 程度になり、これは、空洞の共振周波数の半値幅とほぼ同じであるため、ビームが無い場合でも、同じ電界を維持するために 2 倍の電力を必要とし、ビームがある場合はさらに 25%増しの電

力が必要となる。(ビーム電流が 8mA、 $Q_L=3e6$  の場合)

この時、電力が多くなると共に位相も変化するため、パルスビームの先頭と後半でエネルギーが大きくずれるのでその補正も必要となる。

Table.9-1 TTF の空洞パラメータ (文献[56]より引用)

| パラメータ                      | 値     |
|----------------------------|-------|
| f [MHz]                    | 1300  |
| $Q_L$                      | 3.1e6 |
| Bandwidth $f_{1/2}$ [Hz]   | 208   |
| $E_{acc}$ [MV/m]           | 25    |
| Beam current [mA]          | 8.0   |
| $P_{klystron/Cavity}$ [kW] | 206   |

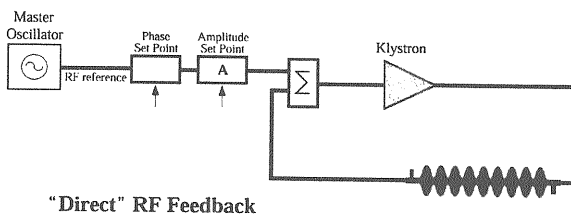
### 9-3 超伝導空洞の制御

まずは、高周波フィードバック系について単純な系を考えてみよう。Fig.9-3 に空洞 1 台とクライストロン 1 本からなるフィードバック系を対象とする。ここでは、位相器と振幅制御器によって設定値を定め、空洞の出力との差を取り、クライストロンから出力させるフィードバック系である。

空洞を LCR の等価回路で考えたときに空洞電圧及び等価回路電流 (高周波源) は、以下の関係となる。

$$\ddot{V} + \frac{\omega_0}{Q_l} \dot{V} + \omega_0^2 V = \frac{\omega_0}{2} \left( \frac{R}{Q} \right) \dot{I}_{rf} \quad (9.1)$$

ここで、 $\omega_0$  は空洞の共振周波数、 $V$  は空洞電圧、 $I_{rf}$  は高周波源を電流源としたときに、空洞側から見た励振電流である。これを計算する場合は、搬送波(TTF の場合 1300MHz)を基準 (ベースバンド) とした系で、その近傍周波数の振る舞いの



"Direct" RF Feedback

Fig.9-3 単純高周波フィードバック制御系。

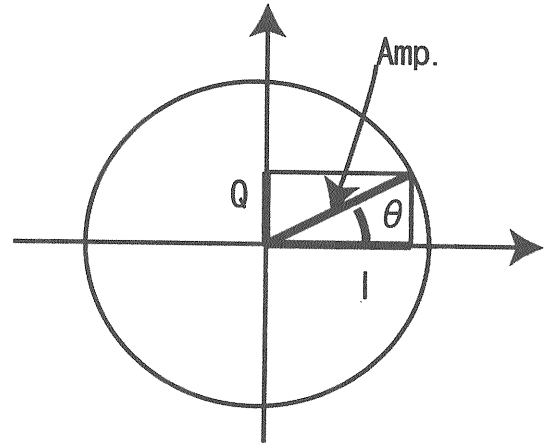


Fig.9-4 I 成分、Q 成分と振幅 (Amp.)、位相 ( $\theta$ ) の関係。極座標系 (振幅、位相) とデカルト座標系 (I/Q) の関係である。

みを考えると単純になる。また、振幅と位相ではなく、I 成分と Q 成分で計算したほうが、計算が単純となる。I/Q 成分と振幅、位相の関係を Fig.9-4 に示す。空洞の変調電圧と電流との関係はこの I/Q 成分を使って状態関数を用いると以下のようになる。

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} V_I \\ V_Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\omega_{1/2} & -\Delta\omega \\ \Delta\omega & -\omega_{1/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_I \\ V_Q \end{bmatrix} + \frac{\omega_0}{2} \frac{R}{Q} \begin{bmatrix} I_I \\ I_Q \end{bmatrix} \quad (9.2)$$

$$\omega_{1/2} = \frac{\omega_0}{Q_l} \quad (9.3)$$

$$\Delta\omega = \omega_{cavity} - \omega_{rf} \quad (9.4)$$

ここで、 $V_I$ 、 $V_Q$  は空洞電圧の I/Q 成分、 $\omega_{1/2}$  は空洞の共振半値幅、 $\Delta\omega$  は空洞の離調周波数、 $I_I$  と  $I_Q$  は空洞側から見た高周波源等価電流の I/Q 成分である。実際のフィードバック系は、高周波空洞 (上記)、およびクライストロン等の高周波アンプ、フィードバック系の遅れ時間 (フィードバックの周回時間) および、制御系の定数で記述できる。このうち、高周波アンプ系のカットオフ周波数は、空洞よりも十分高いので、系としては、

1. 高周波空洞
2. 系の遅れ時間 (位相遅れ要素)
3. フィードバック定数

で同定できる。TTF の場合は、デジタルのサンプリング 1  $\mu$  秒にたいし、全体の遅れは 5  $\mu$  秒程度

である。全体の遅れは、空洞の減衰時定数 ( $\tau = QL/(4\pi f)$ ) と比較して十分短いため、制御としては比例制御のみの制御でも充分満足な結果が得られる。クライストロンや、その他の増幅器はベースバンド上では 1MHz 程度の遮断周波数をもつ低域通過フィルタと扱える。これらの機器の帯域は、空洞の共振半値幅(この場合、200Hz 程度)と比較して広いので無視することができ、システム全体の伝達関数は、上記の空洞の応答、および制御器の伝達関数に系の時間遅れを合わせたもののみで記述することができる。

Fig.9-3 の単純系での開回路でのボーデ線図を Fig.9-5 に示す。ボーデ線図とは、振幅と位相に分けて、系を評価したものである。比例制御を行うとき、ゲインマージン(Gm)と呼ばれるゲインの最大値は、位相が 180 度回転したときのゲインの値から求まり、この場合は、Gm=104 である。ゲインがこの値を超えると、位相が 180 度となる

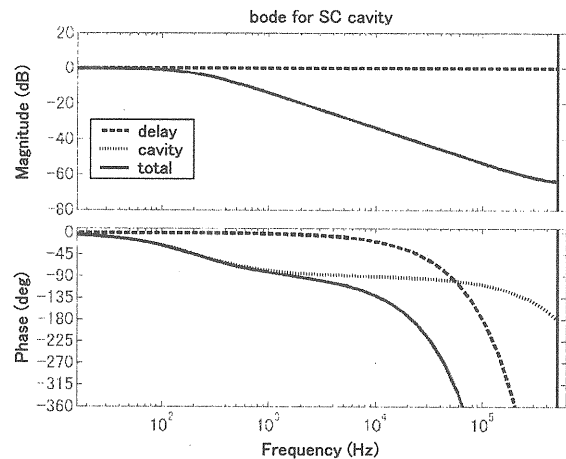


Fig.9-5 TTF 空洞高周波系のボーデ線図。ゲインマージンは、位相が 180 度回ったときのゲインの値からとまる。

部分で 1 以上の (ポジティブ) FB が加かることになり、発振が発生する。安定な運転の目安は、ゲインマージンの半分の値である。

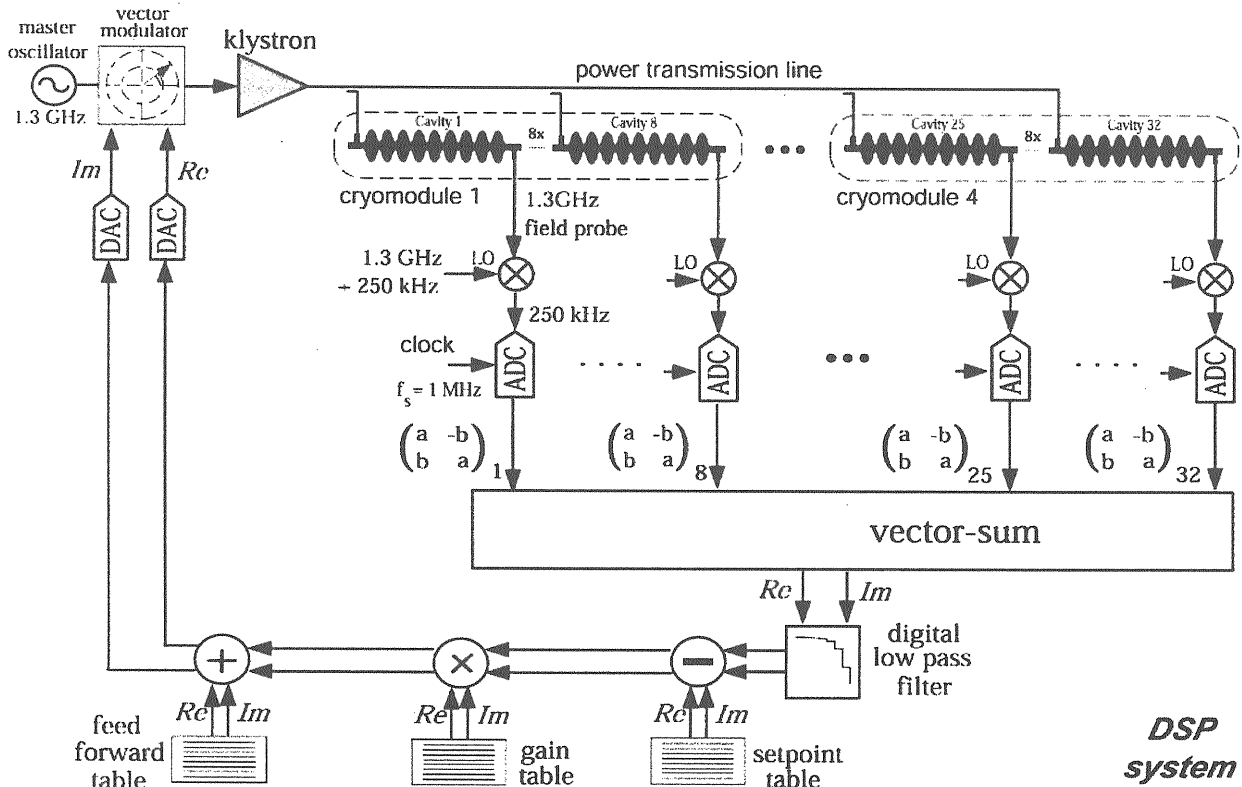


Fig.9-6 TTF の DSP を使った FB 系の模式図。文献[55]より引用。



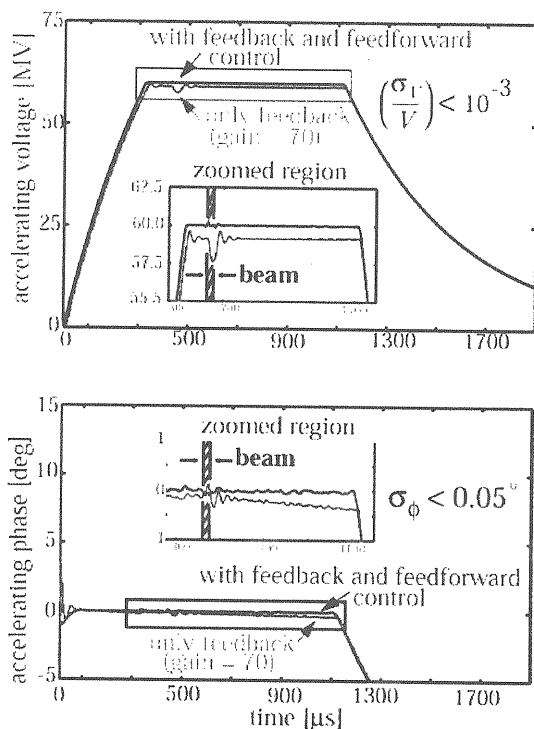


Fig.9-7 TTF での高周波制御の例。文献[57]より引用。

Fig.9-5 では、系全体と共に、空洞単体、および遅れの部分も示している。時間遅れは、ゲインには関係せず、位相のみが変化する。空洞は共振状態のときのもので、(9.2) 式を使ったものである。Fig.9-5 のふるまいからもわかるように、共振時の空洞は単なる低域フィルターと等価である。また、Fig.9-5 から、ゲインマージンを決めるのは、系の時間遅れであることがわかるだろう。

TTF では、実際には 32 台の空洞を 1 台のクライストロンで駆動する。このときのシステムの模式図を Fig.9-6 に示す。空洞からの高周波信号は、ミキサーで 250kHz (IF) に変換される。250kHz の信号を直接 ADC に入力し、振幅を 1 μ秒毎 (IF の 4 倍周波数のサンプリング) に測定し、測定した値を I,Q,-I,-Q というふうに換算していく。この方式のメリットは、同じ部品で I 成分と Q 成分を測定できるために、I および Q 成分がそれぞれ独立機器で測定する場合と比較して、機器の校正が楽である事、パワーメーターなどの特別な測定器を用いなくても I/Q 成分が測定できることである。また、IF 方式を用いることにより、低速な ADC を直接使用することができる。(その代わりに、アクティブミキサーに入力する、

$f_0 + IF = 1300.25 \text{ MHz}$  は高精度のものでなくてはならない。)

ADC で測定されたデータは DSP 上で I/Q に分けられて、それぞれの和を取って平均化されることになる。DSP は現在は 40MHz のものが使用されている。和をとった後の計算は、設定値との差にゲインを乗じた値と、FF (Feed Forward) の値を足し、出力される。

TTF の場合は、FF で基本的な形ができるようにし、FB は FF のテーブルと実際の計測値との差を小さくするために使用されている。FF は Adaptive Feed Forward と呼ばれるアルゴリズムで信号処理されており、FF テーブルを定期的書き換えて、FB の負荷を小さくする方法が採用されている。

ADC/DAC は 14 ビット、16 ビットのものである。超伝導空洞では Q 値が高いため、出力側のモニター精度と比較して入力側の精度は本来は必要ない。入力したエネルギーは、空洞に蓄積されたエネルギーと比較するとずいぶん小さい値だからである (Q 値が、 $3e6$  とすると、減衰時間は 350 μ秒程度ある。)

DSP で計算された結果は IQ 変調器に送られ、数段のアンプ、クライストロンを経て、空洞に入力される。Fig.9-7 に、空洞電圧および位相の測定結果を示す。振幅 0.1% 以下、位相 0.05 度以下が FF+FB の系によって達成されたことがわかる。

超伝導空洞の場合は、Q 値が高いため比例制御のみでこのような制御が可能だった。常伝導空洞ではどうだろうか。次に、常伝導空洞の例をあげてみよう。

### 9-3 常伝導空洞の制御

本来の、電子線形加速器の高周波源から外れるが、常伝導空洞制御の例として、統合計画陽子線形加速器の LLRF 系を挙げる。Table 9-2 に簡単な LLRF 系の仕様をまとめる。

Table.9-2 統合計画陽子加速器の空洞パラメータの例

| パラメータ      | 値     |
|------------|-------|
| f [MHz]    | 324   |
| $Q_L$      | $2e4$ |
| Delay [μs] | ~1    |

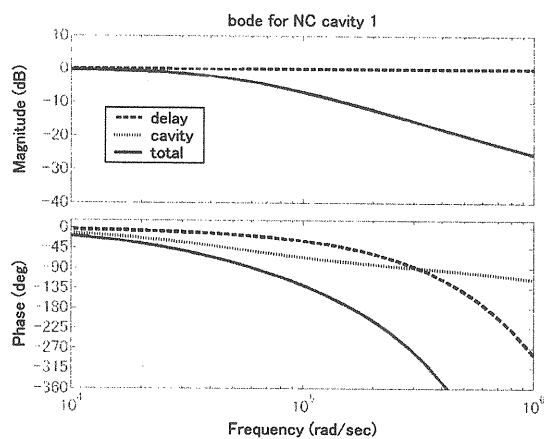


Fig.9-8 常伝導空洞高周波系のボーデ線図 (その 1)。  
空洞の帯域のみ広がった場合。

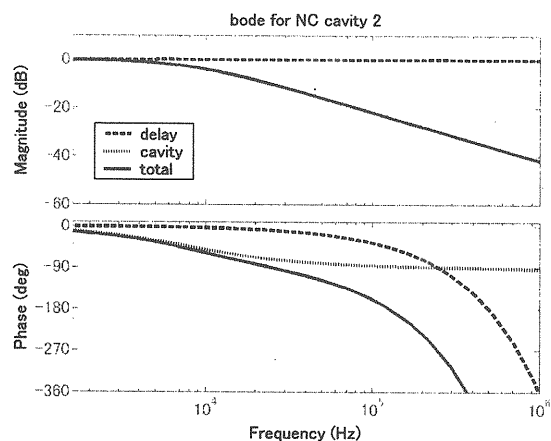


Fig.9-9 常伝導空洞高周波系のボーデ線図 (その 2)。  
遅れ時間を  $1\mu$  秒にした場合

常伝導空洞の場合、超伝導空洞に比べるとビーム電流による影響は小さい (空洞へ投入された

高周波は、ほとんどがビーム以外で消費される。) ので、ビームに関するパラメータは省略した。また、空洞のタイプにより  $Q$  値が異なるが、大領地

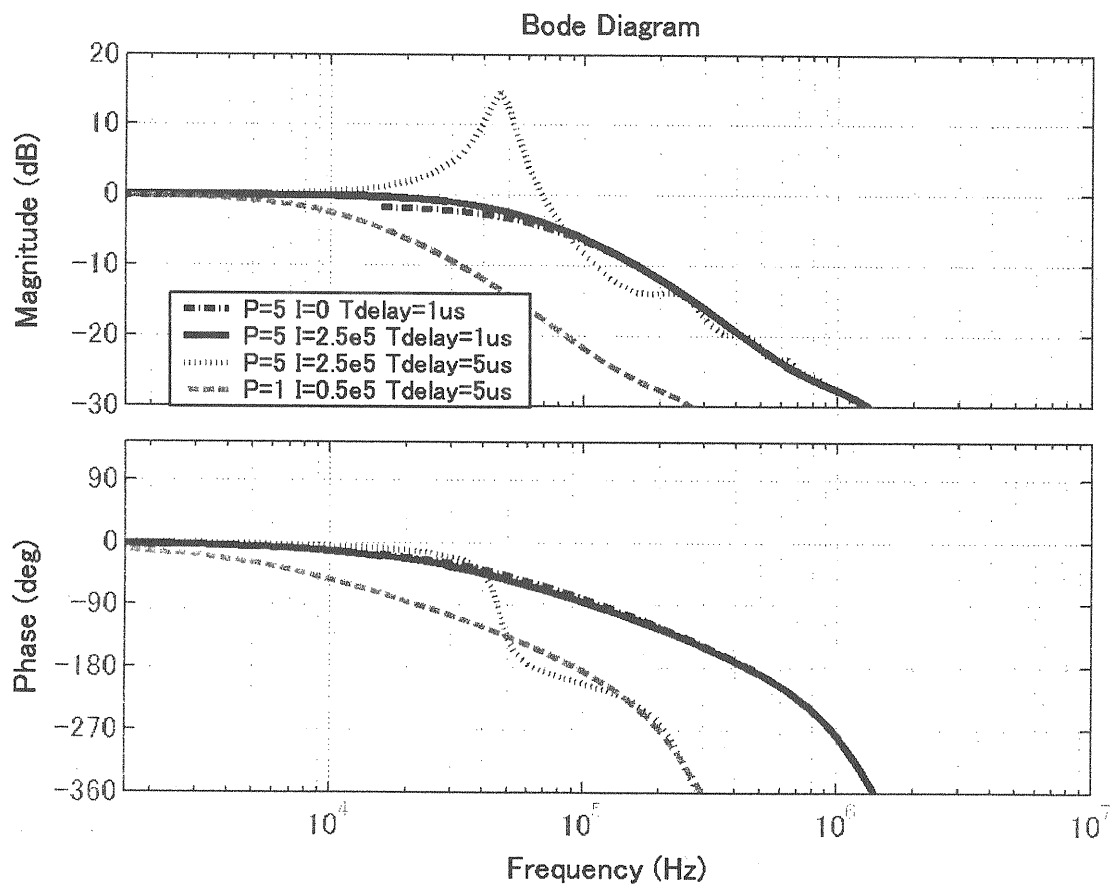


Fig.9-10 常伝導空洞高周波系の FB 時のボーデ線図。発振を防ぐには、 $P/I$  を小さくしなくてはならない。

として  $2 \cdot 10^4$  の値を使う。まずは、遅れ時間が TTF の場合と同じ ( $5 \mu$  秒) だった場合を考えてみよう。ボーデ線図を Fig.9-8 に示すが、このときのゲインマージンは2にとどまる。従って、実質的にはこの場合比例制御はゲイン1程度でしか運転できない。超伝導空洞と比較すると、空洞の帯域が広がっていることもわかる。

次に、遅れを短くしたらどうなるだろうか。Table9-2 の値、 $1 \mu$  秒を使った結果を Fig.9-9 に示す。この場合は、ゲインマージンは、10 程度であり、比例制御だけの場合は、実際にはゲイン5程度となる。 $5 \mu$  秒の遅れを持つ Fig.9-8 の場合より向上したが、それでも、常伝導空洞の場合は比例制御だけで動作させることはできない。(設定値

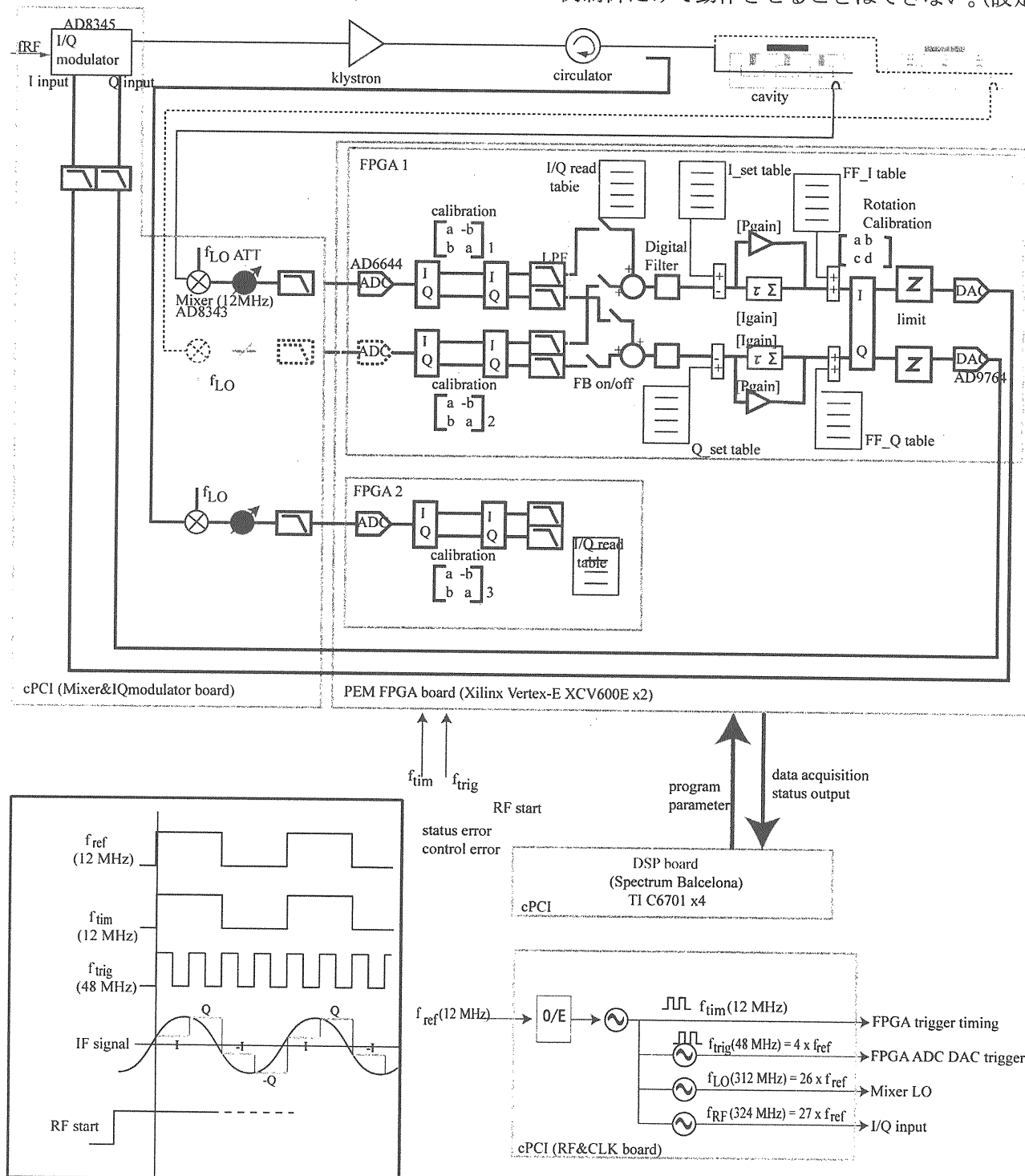


Fig.9-11 統合計画陽子加速器での FPGA を使った LLRF システム図。

と実際の値との差は  $G/(1+G)$  の割合となる。 $G=5$  とすると、定常値は設定値の 83%にとどまる。）

さらに、これに積分制御を加えてみよう。PI 制御（比例制御+積分制御）の伝達関数は、

$$SYS(s) = K_p + \frac{K_i}{s} \quad (9.5)$$

と書ける。 $K_p$  は比例制御の比例定数。 $K_i$  は積分制御の積分定数である。ここで、 $K_p$  および  $K_i$  をパラメータとした時のボーデ線図を Fig.9-10 に示す。遅れ時間  $1\mu$  秒の場合は、 $K_p=5, K_i=2.5e5$  の時に、3dB ゲインが下がる周波数は 57.7kHz である。遅れ時間が長い ( $5\mu$  秒) 場合は、この係数では発振が生じ、 $K_p=1, K_i=0.5e5$  程度までゲインを落とす必要があり、このときは 3dB の帯域は 11.2kHz 程度になる。これでは速い変化には追従できなくなってしまう。また、 $K_i=0$  の場合は定常値まで達していない (-1.6dB) こともわかる。常伝導空洞の場合は積分制御も必要であるが、こ

の場合、時間遅れが小さいほど応答の周波数帯域を広く取れることがわかる。

FPGA (Field Programmable Gate Array) 系を用いた場合、制御プログラムでの任意性は狭まるが、データ入力処理および PI 制御処理を高速にすることができ、全体の時間遅れを短く抑えられる（例えば、A/D 変換器が 15ns、FPGA が 150ns、D/A 変換器が 30ns 程度であり、ケーブルを含め他の電気回路系の遅れは  $0.5\mu$  秒程度が可能となる。）。FPGA 系を使った統合計画陽子線形加速器での LLRF 系のシステムブロック図を Fig.9-11 に示す。また、FPGA を使った LLRF 単独での FB の結果を Fig.9-12 に示す。ここでは、模擬空洞であるため、実際の空洞より  $Q_L$  は小さい ( $Q_L=4000$ )。この時の PI 定数は  $P=5, I=5e5$  である。FB の有効性を見るために、内部に擾乱（値 100、ステップ、ランプ、サイン波）を与えたが、いずれも比例定数の逆数程度以下に抑えることができている。

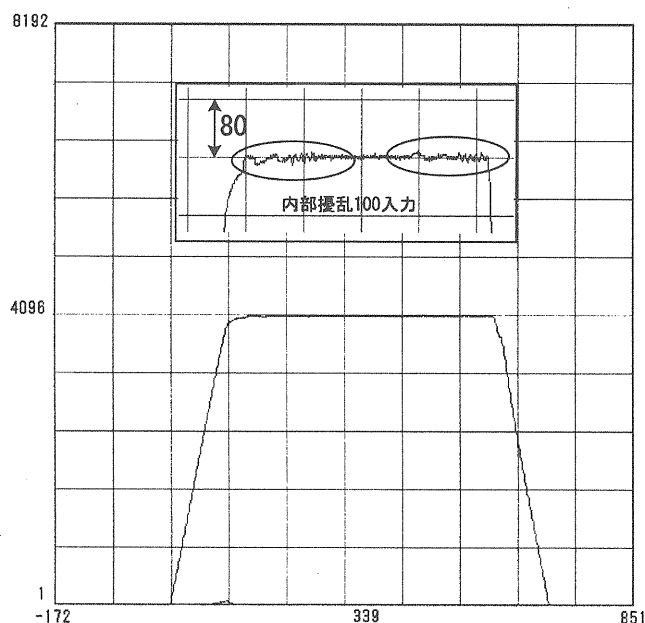


Fig.9-12 FPGA 系での模擬空洞を使った FB の確認。外乱は充分小さくなっている。  
また、FB も安定に動作している。

## 10. 機器インターロック系

これまで述べてきたように、クライストロンは、単体で動作するのでなく、パルス電源、パルストランスを経て昇圧された高電圧および、入力の高周波信号が、また、ビーム集束のために一般には電磁石が必要となる。KEKB Linac の具体例で、機器の保護のためにどのような注意が必要かを考えてみよう。LV, HV, Trig, RF に別れているが、便宜上その場所に置かれているものもある。(例えば、真空のインターロックは3系統あるが、HV、Trig、RF に別れる必要はなかった。しかし、改造を経ているため、空き場所を探した結果等、歴史的な経緯があるため、必ずしも理想的なものではない。) Fig.10-1 に KEBK Linac でのクライストロン系のインターロックを示す。

### 10-1 ヒーター電源関係(LV 系)

必要条件は、以下の通りである。

- (1) **CONTPS**: モジュレータのコントロール電源が入っていること。(多数のクライストロンを管理する場合、主制御室から状態を監視できる状態にあることが必要であるため。)
- (2) **BL**: 冷却ファンにか電流が流れていないこと。いること。(パルス電源の保護。このほかにも、HV 系の **BL OK** のインターロックで冷却ファンの回転数を確認している。)
- (3) **IPE**: クライストロンイオンポンプ電圧が一定値であること。(真空値が一定値以上の場合、クライストロンイオンポンプの高電圧で電圧降下が見られる。このような状態になるほど真空悪化が見られないこと。似たような条件として、HV 系の **IPI(H2)** や **Trigger** 系の **IPI(H1)** はクライストロンイオンポンプ真空値が一定値以下であることというものもある。いずれの場合も、ヒーター通電や高電圧印加によりさらに真空悪化し、破損を進めるようなことを防ぐためである。)
- (4) **Kly Cool**: クライストロンへ冷却水 (30l/min. 以上) が流れていること。(ヒーター通電による過熱でクライストロンに損傷を及ぼさないようにするため)

### 10-2 PFN への充電開始のための条件(HV 系)

主な必要条件は以下の通りである。

- (1) **IVR Min**: **IVR** が最低電圧まで下がっていること。(IVR と呼ばれる電圧制御器が、クライストロン印加高電圧を一次的に決める。従って、これが高電圧の場合は、クライストロンに高電圧が引火される可能性がある。)
- (2) **Edc (H)**: PFN への充電電圧が一定値以下であること。(トリガー信号がなくなった場合に、サイラトロンが導通しないために充電電圧が上がることもあるため。)
- (3) **IdeQ (H)**: **IVR** から導入される電圧が設定充電電圧以上になった場合、**deQ** 回路が動作するが、その **deQ** に流れる電流が一定値以下であること。**deQ** 抵抗の保護のため。
- (4) **Ishunt(H)**: サイラトロンが切れた後、PFN から **shunt** 回路に流れる電流が規定値以下であること。シャント回路の保護。
- (5) **Acc Cool**: 加速管に冷却水が流れていること。加速管の保護のため。
- (6) **Acc Temp**: 加速管の温度が一定値以下であること。加速管の保護のため。
- (7) **Safe Tunnel**: トンネルに入室していないこと。人間の保護のため。このような重要な判断は、中央制御室で監視され、各パルス電源にはその結果が送られている。
- (8) **Kly Mag OK**: クライストロンの集束電磁石に規定値の電流が流れ、また冷却水も回っていること。クライストロンの保護のため。
- (9) **Thy LV**: サイラトロンのヒーター及び水素ガス量調整用のリザーバーの電流が一定値であること。
- (10) **Kly If(H,L)**: クライストロンのヒーター電流が一定範囲にあること。
- (11) **Thy 10min**: サイラトロンのヒーターに通電して 10 分以上経っていること。
- (12) **Kly 30min**: クライストロンのヒーターに通電して 30 分以上経っていること。(十分カソード温度が安定していない場合、出力および位相が定常値と異なる。)
- (13) **Trans Cool**: パルス電源内の充電チョークトランス等に冷却水が流れていること (5l/min. 以上)

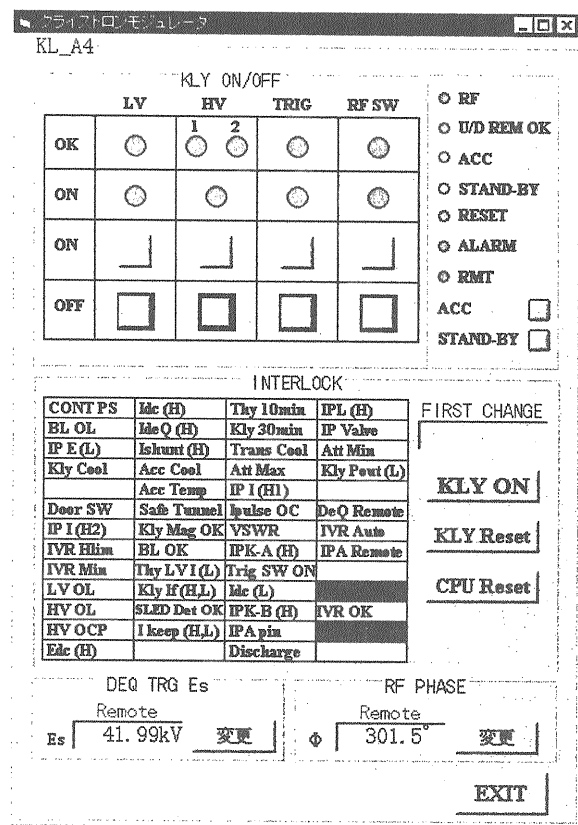


Fig.10-1 KEKB Linacにおけるクライストロン系のインターロック表示パネル。

以上)。

### 10-3 クライストロンへの高圧印加のトリガーのための条件 (Trigger 系)

高圧印加トリガーを OK とした場合には、外部トリガーに同期して、クライストロンに高電圧が印加される。このための条件は、以下の通り。

- (1) Att Max : クライストロン入力の減衰が充分大きく、RF オン時にクライストロンから大電力高周波ただちに出力されないようにするため。クライストロンおよび負荷の保護のためである。
- (2) Ipulse OC : クライストロンのパルス電流が一定値以下であること。これが NG となるのは、1.クライストロンの管内放電、2.パルストランス内放電である。この場合は、現場にてクライストロンの状態を調べる必要がある。
- (3) VSWR : 負荷側からの高周波の反射が設定値 (1.4) 以下であること。このインターロックはきわめて重要である。高周波窓の章で述

べたが、高周波窓は高電界で破壊が生じる。この高電界は、負荷からの反射でも起きる。負荷から反射が生じた場合は、可能な限り速くクライストロンからの高周波出力を一時停止する必要がある。放電による真空悪化は、真空排気系の排気速度にも依存するが、通常数パルス以上は続き、真空悪化のために放電が持続する場合が多い。50MW、4 $\mu$ 秒のパルス出力の場合、1パルスあたり 200J ものエネルギーが出力されている。長い時間、全て放電により消費される場合は、セラミックや加速管に甚大な影響が残る。この放電による破壊は、耐圧劣化をさらに引き起こすことがあるため、このインターロックは加速管や高周波窓の保護のために重要である。現在、KEKB Linac では、VSWR が多発する場所ではクライストロン保護のため印加電圧を小刻みに下げるような対策を行っており、これにより VSWR による Fault 数が次第に減ってきていると共に、高周波窓の破損も減少してきている。

- (4) IPK-A(H) : クライストロン-導波管窓の間の導波管の真空圧力が一定値以下であること。主としてクライストロンの高周波窓、導波管高周波窓の破壊の場合もこの部分が劣化する。これも、放電持続の防止のためであるが、真空によるインターロックの場合、動作に時間がかかる。このインターロックは真空悪化による放電の持続発生を防ぐことが主眼である。

### 10-4 クライストロンの高周波入力開始のための条件(RF 系)

クライストロンから高周波を出力させるには、高電圧印加と共にクライストロンの励振高周波が必要である。高周波入力をはじめめるための条件は以下の通りである。

- (1) Trig SW ON : トリガースイッチが on 状態であること。
- (2) Idc(L) : PFN への充電電流が一定値以上であること。一定値以下の場合は、PFN にチャージングがされているにもかかわらず、放電しないというトリガー系の不良の可能性が

あるため。

- (3) **IPK-B(H)** : 導波管窓-SLED-導波管の真空圧力が一定値以下であること。
- (4) **I $\phi$ A Pin** : クライストロンへの入力電力(サブブースターから)が供給されていること。これが NG となるのはサブブースターから高周波が出力されていないときである。クライストロンに高周波が入力されずに高電圧を印加する状態(ダイオードと呼ぶ)が持続すると、クライストロンのコレクターに全て電力が投入されることになり、特に印加電圧が高い場合はコレクターが損傷を受けることがある。これを防ぐため。**IPL(H)** : 加速管の真空圧力が一定値以下であること。加速管の保護のため。
- (5) **Discharge** : 放電リレー(高電圧部の保護のためのリレー)が動作していないこと。

### 10-5 不具合およびアセンブリ交換

クライストロンの長期運転では、これまで述べてきたようなインターロックにより、何が生じているかを推し量ることが可能な場合もある。例えば、VSWR が頻発しているような場所では、負荷からの反射により高周波窓にリークが生じている可能性が高いとか、また、直接的なものの場合、Ipulse が頻発している場所では、クライストロンの碍子で放電が生じたり、パルストランスの絶縁碍子で放電が生じていたりして、使用不可能になっている場合などもある。こういった使用不可能の場合でも、インターロック系がしっかりとしていれば、原因が簡単にわかり、対処もしやすくなる。

例えば、インターロックにより機器の不具合が見つかった場合は、どのような対処になるのであろうか。SLAC や DESY、KEK の入射用加速器では、24 時間運転で年間 7000 時間程度の運転が求められる。不具合が生じた場合は、その場で修理するしかない。高周波源に関して、低電力系、パルス電源系、クライストロン系に分けて見てみよう。低電力系では、2 章で述べたように、マスターとなる高周波源、また、8 つのクライストロンに高周波を供給するサブブースター系が故障した場合は、加速ビームのエネルギー不足から、運

転再開はその不具合の解決を待たなくてはならない。

パルス電源系の故障では、特殊な場所(例えば電子源付近、陽電子源付近)を除いて、ほとんどの場所でスタンバイと呼ばれる予備のクライストロンユニットを入れ替えることで、運転の継続が可能である。パルス電源系では、高電圧を扱うため、その不具合の際は診断、修理に注意が必要である。**KEKB Linac** では、不具合品の交換もスムーズに行えるよう、部品のユニット化が図られており、高電圧部分を除いては比較的短時間(部品が特定できれば 30 分程度)に復旧が可能である。(サイラトロンなどの高電圧部品に関しては、交換作業は熟練者が十分な余裕を持って行う必要がある。)

クライストロンアセンブリの不具合の場合は、やや面倒なことになる。例えば、クライストロンの碍子破損、パルストランスタンク内の放電で、クライストロンアセンブリを交換せざるを得ない場合は、以下の手順で作業を進める。

1. 導波管側の高周波窓にリークがないか確認。(リークがある場合は、クライストロン交換時に加速管側が大気にさらされることになり、運転をしながらの交換は不可能となる。)
2. リークがない場合は、クライストロンと導波管高周波窓の間の窒素パージによる大気圧開放。
3. クライストロンの取り外し。
4. クライストロンの取り付け。
5. 導波管の真空排気。
6. 導波管のベーキング。
7. 電磁石電源等の調整。
8. クライストロンから徐々に高周波を出力させて、所定の高周波出力が得られるまで、導波管部分の「コンディショニング」を行う。(2 日程度)

特に、クライストロンの設置作業は、高所作業となり、熟練した人間が数時間かかる。取り外しをはじめから、導波管部分のコンディショニングが終わるまで、順調に行っても 4 日程度は必要である。

クライストロンアセンブリの交換時期は、未

然にはわからないことが多い。放電の開始は、予測が難しいのである。それでも、3 章で触れたエミッション減少については、定期的な診断で予想がつくことがある。このためにも、年に数回の電圧・電流・高周波出力等の定期的な測定は重要である。



## 11. おわりに

ここまでクライストロンを中心とした高周波源用機器について述べてきた。パルス高周波源に関してはこれまでの OHO の講義でもたびたび触れられてきているが、特に、福田茂樹教授の「クライストロンとその周辺」(OHO88) がクライストロンについて有用である。最近では、OHO99 の増田開氏による「クライストロンシミュレーション」、松本修二氏による「MAGIC によるクライストロンシミュレーション」が参考になる。また、電磁石、永久磁石のソフトウェア、POISSON,PANDIRA については、江川一美氏の「磁石の設計と磁場の数値解析入門」(OHO99) に詳細な解説がある。

参考書としては、クライストロンに関しては、文献[14]が、また電子銃関連としては、文献[4]が比較的新しい。また、数値解析の方法については文献[27]が参考になる。最新の論文については、Accelerator Conference Proceedings (JACOW) の WEB サイト (<http://epaper.kek.jp/> など) からの検索をするのがもっとも簡単である。

ここでは詳しく書けなかったが、クライストロン (特に出力空洞と高周波窓) の R&D、また、加速管等の大電力試験で最も問題になっているのは、材料の表面放電の問題である。材料および表面処理と放電との関係は複雑で奥が深い。材料の放電については、齊藤芳男氏の「高周波放電と表面」(OHO90) がある。

最後に、この原稿を書く機会を与えていただいた榎本收志主幹と、助言をいただいた穴見昌三教授、また、福田茂樹教授をはじめとする KEKB Linac 高周波源グループの皆様に感謝いたします。

### References.

- [1] V. L. Granatstein et al., "Vacuum Electronics at the Dawn of the Twenty-First Century". Proc. IEEE Vol. 87, pp. 702-716, 1999.
- [2] A. S. Gilmour, Jr., *Microwave tubes*, Artech House, Boston, 1986.
- [3] *Microwaves made simple : principles and applications / the staff of the Microwave Training Institute*, ed. by W. S. Cheung and F. H. Levien, Artech House, Boston, 1985.
- [4] A. S. Gilmour, Jr., *Principles of traveling wave tubes*, Artech House, Boston, 1994.
- [5] W. H. Kohl, *Handbook of Materials and techniques for Vacuum Devices*, Reinhold Pub. Corp, New York, 1960.
- [6] S. Fukuda et al., "Performance of a high-power klystron using a BI cathode in the KEK electron linac", Appl. Surf. Sci. Vol. 146, pp. 84-88, 1999.
- [7] R. E. Thomas et al., "Thermionic Sources for High-Brightness Electron Beams", IEEE Trans. Electr. Dev., Vol. 37, pp. 850-861, 1990.
- [8] 山本恵彦, "熱電子放出型電子源発展の歴史", 真空 Vol. 41, pp. 421-423, 1998.
- [9] J. A. Nation et al., "Advances in Cold Cathode Physics and Technology", Proc. IEEE, Vol. 87, pp. 865-889, 1999.
- [10] H. Makishima et al., "Design and performance of traveling-wave tubes using field emitter array cathodes". Appl. Surf. Sci., vol. 146, pp. 230-233, 1999.
- [11] 裏克己, 電子・イオンビーム光学, 共立出版, 1994.
- [12] J. R. M. Vaughan, "Synthesis of the Pierce Gun", IEEE Trans. Elec. Dev., Vol. ED-28, pp. 37-41, 1981.
- [13] G. T. Konrad, "HIGH POWER RF KLYSTRONS FOR LINEAR ACCELERATORS", SLAC-PUB-3324, 1984.
- [14] M. J. Smith and G. Phillips, *Power klystrons today*, Research Studies Press, England, 1994.
- [15] G. R. Brewer, Chapter 3 in *Focusing of Charged Particles*, ed. by A. Septier, Academic Press, New York, 1967.
- [16] J. T. Mendel et al., "Electron Beam Focusing with Periodic Permanent Magnet Fields", Proc. IRE, pp. 800-810, May 1954.
- [17] W. B. Herrmannsfeldt, "Developments in the electron gun simulation program, EGUN", SLAC-PUB-6726; C94-10-02. 2.
- [18] Mission Research Corporation, Virginia, USA.
- [19] S. Michizono et al., "Electron Gun Simulation Using MAGIC", 19<sup>th</sup> International Linac Conference, Linac98 Chicago, USA, Aug. 1998.
- [20] S. Fukuda et al., "DEVELOPMENT OF A HIGH-POWER VHF KLYSTRON FOR JHF", First Asian Particle

- Accelerator Conference (APAC98), Tsukuba, Mar. 1998.
- [21] S. Y. Liao, *Microwave electron-tube devices*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1988.
- [22] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*, John Wiley & Sons, New York, 1994.
- [23] A. Staprans et al., "High-Power Linear-Beam Tubes", Proc. IEEE, Vol. 61, pp. 299-330, 1973.
- [24] P. J. Tallerico, "Design Considerations for the High-Power Multicavity Klystron", IEEE Trans. Electr. Dev., Vol. ED-18, pp. 374-382, 1971.
- [25] E. L. Lien, "High efficiency klystron amplifier", presented at 1969 IEEE Int. Electron Devices Meeting, Washington, D.C., Oct. 30, 1969.
- [26] H. Yonezawa and Y. Okazaki, "A one-dimensional disk model simulation for klystron design", SLAC-TN-84-5.
- [27] T. M. Antonsen, Jr. et al., "Advances in Modeling and Simulation of Vacuum Electronic Devices", Proc. IEEE, Vol. 87, pp. 804-839, 1999.
- [28] S. Yu, "Particle-in-cell simulation of high power klystrons", SLAC/AP-34, 1984.
- [29] T. Shintake, "Recent status of FCI: PIC simulation of coupled-cavity structure", 18<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC96, Geneva, Switzerland, Aug. 1996.
- [30] U. Becker et al., "Comparison of CONDOR, FCI and MAFIA calculations for a 150-MW S band klystron with measurements", DESY-M-95-08J, 1995.
- [31] G. Caryotakis, "Development of X-Band Klystron Technology at SLAC", 1997 PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE (PAC97), Vancouver, Canada, May 1997.
- [32] James Benford, John Swegle, Chapter 10 in *High-power microwaves*, Artech House, Boston, 1992.
- [33] E. A. Gelvich et al., "The New Generation of High-Power Multiple-Beam Klystrons", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. Vol. 41, pp. 15-19, 1993.
- [34] A. Beunas et al., "A High Efficiency Long Pulse Multi Beam Klystron for the TESLA Linear Collider", DESY TESLA-01-01, 2001.
- [35] C. Bearzatto et al., "Long Pulse and Large Bandwidth Multibeam Klystron", in "High Energy Density Microwaves", AIP Conference Proceedings 474, Oct. 1998.
- [36] 例えば、  
K. Nakao et al., "Phase Variation of High Power Klystron at KEKB Linac", 第 22 回リニアック技術研究会 (1997 年 9 月、東北大学), pp. 137-139.  
T. Sakamoto et al., "Klystron rf stabilization at ATF Linac", 第 22 回リニアック技術研究会 (1997 年 9 月、東北大学), pp. 158-160.  
S. Michizono et al., "Output RF Phases from the S-band Klystrons used in the KEKB Linac", 7<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000), Vienna, Austria, Jun. 2000.
- [37] Y. Saito et al., "Breakdown of rf windows", Rev. Sci. Instrum. Vol. 60, pp. 1736-1739, 1989.
- [38] *International Study Group progress report on linear collider development*: ed. by C. Adolphsen et al., KEK Report 2000-7; SLAC R-559, Apr 2000.
- [39] S. Yamaguchi et al., "Trajectory Simulation of Multipactoring Electrons in an S-Band Pillbox RF Window", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 39, pp. 278-281, 1992.
- [40] S. Michizono, Y. Saito, "Surface discharge and surface potential on alumina rf windows", Vacuum, Vol. 60, pp. 235-238, 2001.
- [41] S. Michizono et al., "High-power tests of pill-box and TW-in-ceramic type S-band RF windows", 17<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC94, Tsukuba, Aug. 1994.
- [42] Y. Takeuchi, "APPLICATION OF TRAVELLING-WAVE TYPE RF WINDOW IN L AND S BANDS", Proc. 18<sup>th</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Tsukuba, July 1993.
- [43] S. Y. Kazakov, "A new traveling-wave mixed-mode RF window with a low electric field in ceramic-metal brazing area", KEK Preprint 98-120, 1998.
- [44] S. Tokumoto et al., "High Power Testing Results of the X-Band Mixed-Mode RF Windows for Linear Colliders", 20<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC2000, Monterey, USA, Aug. 2000.
- [45] *Design report on PF injector linac upgrade for KEKB*: ed. by I. Sato et al., (KEK Report 95-18)
- [46] 小林仁, 電子線形加速器 (OHO88)
- [47] インバータ充電方式の文献としては、  
H. Matsumoto et al., "OPERATION OF THE

- C-BAND 50 MW KLYSTRON WITH SMART MODULATOR”, First Asian Particle Accelerator Conference (APAC98), Tsukuba, Mar. 1998.
- E.Oshita et al., “DEVELOPMENT OF LONG-PULSE, HIGH-FLATNESS PULSE POWER SUPPLY FOR AN S-BAND KLYSTRON”, 第 19 回リニアック技術研究会 (1994 年 7 月、日本原子力研究所) 予稿集, pp.242-244.
- [48] J. S. OH et al., “Development of a Smart Modulator and Efficiency Evaluation of 500 GeV  $e^+e^-$  C-band Linear Collider”, 20<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC2000, Monterey, USA, Aug. 2000.
- [49] 明本 光生、他, “クライストロン電源用 45kV, 6kA 半導体スイッチの開発”, 第 25 回リニアック技術研究会 (2000 年 7 月、姫路) 予稿集, pp. 86-88.
- [50] H. Pfeer et al., “A Second Long Pulse Modulator For TESLA Using IGBTs”, 5<sup>th</sup> EPAC, Sitges 1996.
- [51] E. G. Cook, “Review of Solid-State Modulators”, 20<sup>th</sup> International Linac Conference, LINAC2000, Monterey, USA, Aug. 2000
- [52] 田中治郎、馬場斉, “大電力パルストランス”, 東京大学原子核研究所 INS-TH-69, 1971.
- [53] *Pulse generators*: ed. by G. N. Glasoe and J. V. Lebacqz, Boston Technical Pub. , Lexington, Mass 1964.
- [54] 大川光吉, 永久磁石磁気回路入門, 総合電子出版社, 1994.
- [55] S.N.Simrock, “Achieving Phase and Amplitude Stability in Pulsed Superconducting Cavities”, 2001 PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE (PAC2001), Chicago, June 2001
- [56] T.Schilcher, “Vector Sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force Detuned Superconducting Cavities”, TESLA 98-20 Aug. 1998.
- [57] S.N. Simrock et al., “Experience with the Control of the Vector Sum at the TESLA Test Facility”, 6<sup>th</sup> EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE (EPAC98), Stockholm, June 1998.