

# ダンピングリング

浦川順治

リニアコライダーでは効率良く高エネルギー衝突実験を行なうために、超安定マルチバンチ偏平ビームを必要とする。ダンピングリングの役割は電子源及び陽電子源からのビームを超安定マルチバンチ偏平ビームに変換することである。このようなビームは現存の加速器ではまだ実現されていない。種々の先端加速器技術を開発し、近い将来に超安定マルチバンチ偏平ビームを生成する実験が国際協力で本研究所の装置を使って進められる。ここではダンピングリングの設計及び技術に関する説明とATFダンピングリング計画を紹介する。

ダンピングリングの設計を行なう場合、まず実効ダンピングタイムと呼ばれる量を考えなければならない。入射線形加速器からビームパルスが  $f[\text{Hz}]$  の繰り返しでダンピングリングへ入射され、ダンピングリングから取り出される。リング内を周回している電子又は陽電子のエミッタンスは主に放射減衰と放射励起によって決まる平衡状態のエミッタンスに収束していく。<sup>1)</sup>

ビームのエミッタンスの時間変化は次ぎの式に従う。

$$\varepsilon_x(t) = \varepsilon_i \exp\left(-\frac{2t}{\tau_x}\right) + \left(1 - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_x}\right)\right) \varepsilon_x$$

$$\varepsilon_y(t) = \varepsilon_i \exp\left(-\frac{2t}{\tau_y}\right) + \left(1 - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_y}\right)\right) \varepsilon_y$$

ここで  $\varepsilon_i$  は入射ビームのエミッタンス、 $\tau_{x,y}$  は水平及び垂直方向のダンピングタイム、 $\varepsilon_{x,y}$  は水平及び垂直方向のリングの平衡状態でのビームのエミッタンスである。

線形加速器の保存量は規格化エミッタンスで、エミッタンスを  $\gamma$  倍したものである。 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に近いルミノシティを得るためにはこの規格化エミッタンスの垂直成分が  $3 \times 10^{-8} \text{radm}$  以下になる必要がある。現実的な水平エミッタンスの値を考慮すると、規格化エミッタンスの水平成分は  $3 \times 10^{-6} \text{radm}$  以下にする必要がある。一般に入射ビームはroundビームでその規格化エミッタンスは  $10^{-4} \text{radm}$  程度である。それゆえビームを減衰

するのに必要な時間は

$$\gamma \varepsilon_i \exp\left(-\frac{2t}{\tau_y}\right) \leq 10^{-9} \text{ より決まる。}$$

$$t \geq 6\tau_y \text{ となる。}$$

今  $N_p$  パルストレイン (バンチのひとつ塊をトレインと呼ぶ) のビームがリング内を周回しているとすると、ダンピングタイムの条件式は以下のようになる。

$$6\tau_y \leq \frac{N_p}{f}$$

ここで  $\frac{\tau_y}{N_p}$  を実効ダンピングタイム ( $\tau_{\text{eff}}$ ) と

呼ぶ。

$$\text{よって、} \tau_{\text{eff}} \leq \frac{1}{6f}$$

例えば、 $f=150\text{Hz}$  の時、 $\tau_{\text{eff}}=1.11\text{msec}$  となる。

$\rho_B$  を偏向半径とすると、ダンピングタイムは  $\frac{\rho_B}{\gamma^3}$  に比例する。一方、規格化平衡エミッタンスは  $\frac{\rho_B}{\gamma^3}$  に反比例する。この矛盾する関係がある

ので、ダンピングリングではこれらの両方の値を小さくする装置として Damping Wiggler を使用することになる。ここでは話を簡単にするために、Separated function FODO Lattice と Damping Wiggler を使用した場合に限定して、ダンピングリングの設計について説明する。

ダンピングリングでは入射及び取り出し系のキッカー電磁石の性能が全体の設計に決定的な影響を与える。キッカー電磁石の立ち上がり (立ち下がり) 時間と Flat Top の時間の和を  $t_k$  とすると、リングの周長  $L_R$  は  $t_k N_p c$  以上でなければならない。ただし、 $c$  は光の速度である。

以下にダンピングリングの設計に係る式及びパラメータについてまとめる。

$\rho_w(\text{m})$  : ウィグラーの偏向半径

$L_w(\text{m})$  : ウィグラーの全長

$$\eta = \frac{L_w}{2\pi\rho_w} = \frac{|\theta_w|}{2\pi}$$

$$L_R(m) = 2\pi \left( \frac{\rho_B}{F} + \frac{\eta \rho_w}{F_w} \right)$$

F: アーク部での偏向磁石の占有率

F<sub>w</sub>: 直線部でのウィグラー磁石の占有率

E(GeV): ビームエネルギー

ビームがリングを一周するとき放出する放射光のエネルギーは次式で表わされる。

$$U = U_0 + U_w = U_0 \left( 1 + \frac{\eta \rho_B}{\rho_w} \right) \\ = 88.5 E^4 \left( \frac{1}{\rho_B} + \frac{\eta}{\rho_w} \right) [\text{keV}]$$

ここでウィグラー磁石の効果を偏向磁石に含めるために次式の半径(Equivalent radius)を定義する。

$$\rho_{\text{eq.}} = \frac{\rho_w}{\eta + \frac{\rho_w}{\rho_B}}$$

この半径を使うと放射損失は以下の式で表わせる。

$$U = 88.5 E^4 / \rho_{\text{eq.}}$$

また、ダンピングタイムは次式のようになる。

$$\tau_x \approx \tau_y \approx 2\tau_s = 2 \left( \frac{E}{U} \right) \left( \frac{L_R}{c} \right) / (1 - D)$$

$$\approx 7.533 \times 10^{-5} L_R E^{-3} \rho_{\text{eq.}} [\text{sec}]$$

(D ≈ 0)

ビームのリング内滞在時間を 6τ<sub>y</sub>であると仮定する。

上の式から入射リニアックの繰り返しは次式で表わせる。

$$f = 1.896 \times 10^3 E^3 / (\rho_{\text{eq.}} t_k c)$$

また、放射光の全パワーは以下の式で表わせる。

$$P = 88.5 \left( \frac{E^4}{\rho_{\text{eq.}}} \right) eN \frac{1}{t_k} [\text{kW}]$$

リングの自然平衡エミッタンスは

$$\varepsilon_{0x} = 1.4675 \times 10^{-6} E^2 \frac{\frac{\langle H \rangle_B}{\rho_B} + \frac{\langle H \rangle_w \eta \rho_B}{\rho_w}}{\left( 1 + \frac{\eta \rho_B}{\rho_w} \right) (1 - D)}$$

となる。(D ≈ 0)

$\langle H \rangle_B$  と  $\langle H \rangle_w$  は Courant-Snyder dispersion invariant で、それぞれ偏向磁石とウィグラー磁石内での下の式で表わされる量の平均である。

$$H \equiv \gamma \eta_x^2 + 2\alpha \eta_x \eta'_x + \beta \eta'^2_x$$

ここでの α, β, γ はツイスのパラメーターで、η

はディスパージョン関数である。

$$\varepsilon_B = 1.4675 \times 10^{-6} E^2 \frac{\langle H \rangle_B}{\rho_B},$$

$$\varepsilon_w = 1.4675 \times 10^{-6} E^2 \frac{\langle H \rangle_w}{\rho_w},$$

$$p = \frac{\rho_w}{\rho_w + \eta \rho_B}.$$

とおくと、

$$\varepsilon_{0x} = p \varepsilon_B + (1 - p) \varepsilon_w.$$

となる。

自然平衡エミッタンスは次ぎの不等式のどちらかを満足しなければならない。

$$\varepsilon_B \leq \varepsilon_{0x} \leq \varepsilon_w$$

$$\varepsilon_w \leq \varepsilon_{0x} \leq \varepsilon_B$$

ダンピングリングでは ε<sub>0x</sub> ≈ 10<sup>-9</sup> radm なので、一般に ε<sub>w</sub> ≤ ε<sub>0x</sub> ≤ ε<sub>B</sub> の条件でリングを設計することになる。

ウィグラー磁石のピッチの長さを l<sub>p</sub> として、ウィグラー磁石内の β<sub>x</sub> の平均値を使うと、

$$\langle H \rangle_w = \langle \gamma \eta^2 + \beta \eta'^2 \rangle \equiv \bar{\beta}_x \frac{l_p^2}{48 \rho_w^2}$$

$$\frac{\bar{\beta}_x}{\frac{l_p^2}{48 \rho_w^2}} \gg 0.271 p$$

$$(1 + \alpha_x^2)$$

上の条件を満足させることは簡単であるから、

$$\varepsilon_w \approx 3.06 \times 10^{-8} E^2 \bar{\beta}_x l_p^2 / \rho_w^3$$

と近似できる。

リングのモーメントムコンパクション係数 α (ツイスパラメーターの α と区別すること) は次ぎの式で評価できる。

$$\alpha = (\alpha_{\text{arc}} L_{\text{arc}} + \alpha_w L_w) / L_R$$

ここで α<sub>arc</sub>, α<sub>w</sub> はアーク部及びウィグラー部のモーメントムコンパクション係数である。

上と同様の近似で

$$\alpha_w \approx - \frac{l_p^2}{48 \rho_w^2}$$

になる。この値は非常に小さいのでリングのモーメントムコンパクション係数はほとんどアーク部のモーメントムコンパクション係数で決まる。

ウィグラーがある場合のビームのエネルギー巾は

$$\sigma_p^2 = 1.467 \times 10^{-6} E^2 \rho_{eq} \frac{\left( \frac{1}{\rho_B^2} + \frac{\eta}{\rho_w^2} \right)}{(2+D)}$$

(D ≈ 0)

となる。

ビームのバンチ長は次式によって与えられる。

$$\sigma_z = \frac{R\alpha}{v_s} \sigma_p$$

R: リングの平均半径

$v_s$ : シンクロトロンチューンで次式で与えられる。

$$v_s = \left( \frac{\alpha h e \hat{V} \cos \phi_0}{2\pi E} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{\alpha h U (q^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{2\pi E} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\cos \phi_0 = \sqrt{1 - \frac{1}{q^2}}, q = \left( \frac{U}{e \hat{V}} \right)^{-1}$$

ここで、h: ハーモニクス数、 $\hat{V}$ : 加速電圧の最大値である。

よって、Longitudinal規格化エミッタンスは次ぎの比例関係を持つ。

$$\epsilon_m = \gamma \sigma_p \sigma_z \propto \gamma^{\frac{3}{2}} \alpha^{\frac{1}{2}}$$

以下に重要な近似式を与えておく。

アーク部のディスパージョン関数

$$\eta_x \approx \frac{\beta'_x{}^2}{R'} \approx \frac{R'}{v_x^2}$$

$R'$ : アーク部の平均半径  $v_x$ : アーク部の水平方向のチューン

アーク部のモーメントムコンパクション係数は

$$\alpha_{arc} \approx \frac{\beta_x \beta'_x}{R R'} \approx \frac{1}{v_x} \frac{1}{v'_x}$$

Longitudinal Impedance Thresholdの式は

$$\left( \frac{Z}{n} \right)_t \leq \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_z \left( \frac{E}{e} \right) \alpha \sigma_p^2}{ceN}$$

$$n = \frac{R}{\sigma_z}$$

である。

ダンピングリングのエネルギーの決定においては、種々の条件を考慮しなければならないが、エネルギーの下限は主に intrabeam scattering で決まる。

Touschek lifeや Longitudinal Impedance Threshold も考慮して最適なエネルギーを調べると、1.2か

ら3.0GeVの範囲になる。リニアコライダーのダンピングリングのエネルギーは種々の条件に従って信頼性の高い経済的なリング設計ができる最適値に決めなければならない。

リング内のバンチ当たりの粒子数は

Longitudinal microwave instability (Turbulent bunch lengthening)によって制限される。Longitudinal microwave instabilityが起きるLongitudinal Threshold Currentの値が高くなるように設計しなければならない。リング用真空チェンバーのLongitudinal Impedanceを0.2Ω以下にすることは不可能であると言われている。<sup>2)</sup>

ダンピングリングの規格化エミッタンスの垂直成分を数十nradm以下にするためにはカップリング (エミッタンス比) を小さくしなければならない。カップリングの原因として以下のものが考えられる。

1. 偏向マグネットの磁場に垂直成分がある場合または4極マグネットの中をビームが垂直方向にマグネットの軸からずれて通過するとき、垂直方向にディスパージョンが発生する。このディスパージョンによって垂直エミッタンスが発生する。

2. 6極マグネットの中をビームがマグネットの軸に対して垂直方向にずれた軌道上を通過するか6極マグネットの軸が垂直方向にずれている場合、一般に6極マグネットの場所はディスパージョンの水平成分があるので、そのディスパージョンが垂直方向へ回り込んだりベータatron運動が結合するため、エミッタンスの水平成分が垂直方向へ回り込む。

3. 4極マグネットの回転誤差も上に述べた運動の結合を通じて、垂直方向のエミッタンスを増やす。

カップリングをκとすると、それぞれのエミッタンスは以下ようになる。

$$\epsilon_x = \frac{1}{1 + \kappa} \epsilon_{0x}$$

$$\epsilon_y = \frac{\kappa}{1 + \kappa} \epsilon_{0x}$$

κ: coupling constant (emittance ratio)

以上のことからマグネットのアラインメントを従来の加速器よりも2から3倍以上精度良く行なわなければ1%以下のカップリングは得られない。<sup>3)</sup>一方、50μm程度のアラインメントが達成されていれば、Beam Based Alignmentと呼ば

れるビーム調整技術によって、6極マグネットや4極マグネットの磁場中心をビームが通過するように調整できる。これはビーム位置モニターの分解能でビーム軌道を調整して、ビームのカップリングを小さくすることに相当する。

これ以外に多くの設計上考慮すべき問題はあるが、話が複雑になるので省略させていただく。

この節の締めくくりとして、ダンピングリングを建設する場合に要求される主な技術について以下に要約し、国際協力で進められているダンピングリングの開発実験について紹介する。

1) 入射及び取り出し系のキッカー電磁石は高い繰り返し(150Hz)で動作して、立ち上がり及び立ち下がり時間が短くて(60nsec以下)、Flat Topの時間が長い(~300nsec)台形磁場を発生しなければならない。また、ビームのふらつきを小さくしなければならないので、各Elementの安定度は従来のものと比べて10倍以上でなければならない。

2) エミッタンスが放射光用低エミッタンスリングと比較して1/10以下になるため、アライメント誤差やマグネットのフィールド誤差などがエミッタンス増加を引き起こす。位置にして50 $\mu$ m以下の設置精度と0.1%以下のフィールドQualityが要求される。

3) マルチバンチ運転を行なうので、Coupled bunch instabilityを十分に考慮したRF系を製作しなければならない。<sup>4)</sup>

4) 5 $\mu$ m以下の相対精度でビーム位置を測定しなければならない。<sup>5)</sup>

5) 磁場が高く(~1.7T)、ピッチの短いウイグラーを多数精度良く製作しなければならない。

ダンピングリングの試験加速器であるATFの設計パラメーターと構成図を以下に示す。<sup>6)</sup>熱電子線源から2.8nsec間隔のマルチバンチビーム(10<sup>10</sup>程度/バンチ)を発生して、1.54GeV S-band Injectorで加速した後ダンピングリングに入射する。電子ビームは放射減衰により水平方向及び垂直方向の規格化エミッタンスが5.0 $\times$ 10<sup>-6</sup>radm及び3.0 $\times$ 10<sup>-8</sup>radm以下になるまでリング内を回り取り出される。垂直方向のエミッタンスは~10<sup>-11</sup>radmで、このような超低エミッタンスは種々の補正を行わない限り得られない。例え全てのエレメントを精度よく製作設置

できても、リング全体として性能を十分にさせるかはリング全体の調整に依存している。国際協力によって開発されている装置が完成した後、ビーム実験によってビーム調整技術を開発しながら装置に必要な改良を行なわなければならない。ダンピングリングの最終性能を発揮させるには最先端のビーム診断技術と自動制御技術を駆使することになる。

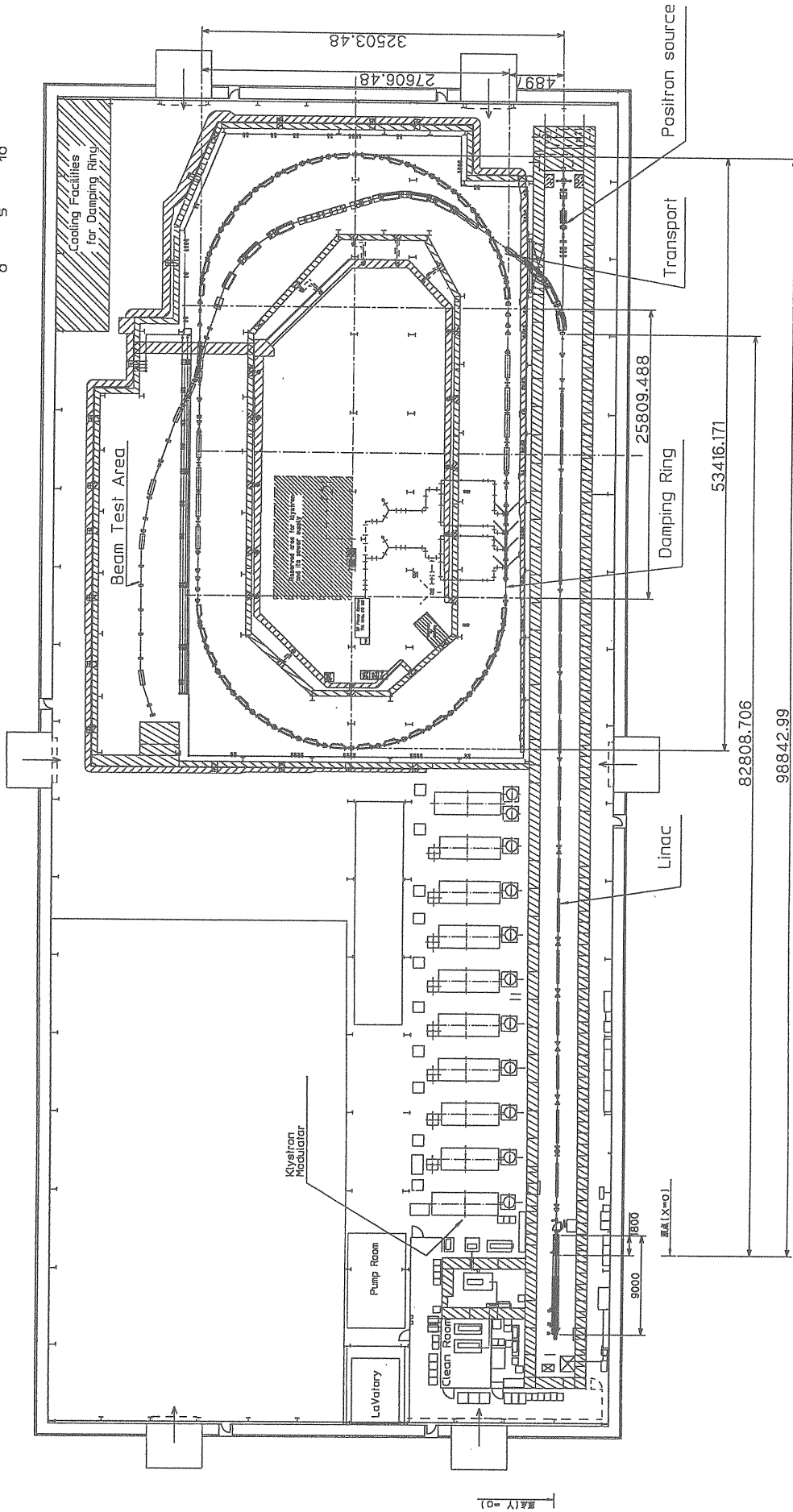
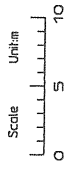
#### Parameters of the ATF Damping Ring Combined FODO+Wiggler

Beam Energy	1.54GeV
Circumference	138.6m
Number of Particles per Bunch	1 $\times$ 10 <sup>10</sup>
Repetition Rate	25Hz
Harmonic number	330
Number of Normal Cells	36
Bending Field	0.896T
Wiggler Pitch	40cm
Wiggler Field	1.61T (I <sub>eff</sub> =0.144m, l=0.4m)
Number of Cavity Cells	4+1(Passive Cavity)
Phase Advance per Cell	140degree, 52degree
Synchrotron Radiation per turn	0.1564MeV
Maximum Total Current	600mA
Longitudinal Impedance Threshold	0.21 $\Omega$
Bending Field	0.896T
Momentum Compaction	0.00193
Damping Time	6.9msec, 9.2msec, 5.5msec
Damping Partition Number	1.33, 1.00, 1.67
Tune	15.105, 9.135
Accelerating Frequency	714MHz
RF Voltage	0.77MV
Natural Emittance	1.24nradm
Bunch Length	4.09mm(4.33mm)
Energy Spread	0.0675%(0.0716%)
Touschek Lifetime	76sec
Emittance with Intra-beam	1.49E-9
Coupling (Emittance Ratio)	0.67%

#### 参考文献

- 1) 浦川順治、リニアコライダー、"OHO90"
- 2) 照沼信浩、真空チェンバー、"OHO95"
- 3) 竹内康紀、アライメント、"OHO95"
- 4) 坂中章悟、減衰空洞、"OHO95"
- 5) 日出富士雄、高分解能BPM、"OHO95"
- 6) ATF (Accelerator Test Facility) Design and Study Report, KEK Internal 95-4, June 1995 A





# 高次モード減衰空洞

坂中 章悟

## 1. はじめに

NLC や JLC のように、数十個のバンチを 1 回のパルスで加速する設計のリニア・コライダでは、ダンピング・リングにも多バンチ（バンチ・トレイン）のビームが入射される。入射されたビームは少なくとも放射減衰時間の 7 倍程度以上リング内に滞在させる必要があるが、この時間は一般にビームの繰り返しの間隔よりも長い。そこで、ダンピング・リングに複数のバンチ・トレインを貯め込み、先に入射されたトレインから順に取り出すことで、エミッタンスを十分減衰させるだけの時間を確保する。このため、ダンピング・リング内には定常的に複数のトレインが滞在する。また、バンチ当たりの粒子数、バンチ数共にできるだけ多くしたいので、ダンピング・リングのビーム電流も大きくなる。このような多バンチ・大電流のリングでは、coupled-bunch instability（バンチ結合型不安定性）が極めて起こりやすいので、ダンピング・リングで良質な（低エミッタンス、低エネルギー・スプレッドの）ビームを得るためには、その対策が非常に重要である。

Coupled-bunch instability とは、もともと独立な個々のバンチの振動（ベータatron およびシンクロtron 振動）が何らかのバンチ間相互作用によって結合して連成振動になり、不安定な（すなわち振幅が増大する）振動モードが発生する現象である。バンチ間相互作用を起こす要因として最もポピュラーなものは、加速空洞などの構造をバンチが通過する際に発生する wake field（航跡場）と呼ばれる電磁場である（注）。あるバンチが誘起した wake field のうち、後続のバンチがその構造を通過する時までに減衰しない成分（long range wake）があると、バンチ間の結合が起こる。従って、coupled-bunch instability を避けるためには、空洞共振器のように電磁場が閉じ

（注）wake field の他にバンチ間の結合を引き起こす要因として、(1) 軌道上に捕獲されたイオン、(2) 大きさの異なる doubling collider の場合に相手のビームから受ける力、(3) 放射光の照射によって壁から放出される密度変調された光電子雲（これは最近、大見氏によって提案された）、などがある。これらについては、適当な文献を参照。

こめられる構造をビームライン上に置かないことが重要である。このために、ビームパイプはできるだけ滑らかで凸凹がないことが要求される。ところが、シンクロtron 放射で失われるエネルギーを補充するための加速空洞はリングに置かない訳にはいかない。この加速空洞内には、加速に用いられる共鳴（加速モード）の他に、多数の高次モード共鳴（Higher-order-mode、HOM と略称される）が存在する。これらの高次モードが coupled-bunch instability を引き起こすことは古くから問題となり、高次モードの Q 値を下げる装置（高次モードダンパー）や、その他不安定性を抑制する様々な装置が開発されてきた。最近になって、加速モードの性能をあまり落とさずに高次モード共鳴のみを強力的に減衰させる新しいタイプの空洞が次々に提案され、高次モード減衰空洞（Higher-order-mode damped cavity）と総称されている。この種の加速空洞を用いれば、電子リングのビーム電流を画期的に増やせることが期待できるため、世界中で競って開発が進められている。

高エネルギー物理学研究所で建設が進められている ATF (Accelerator Test Facility) のダンピング・リング（以下、ATF DR と呼ぶ）でも、高次モード減衰空洞を採用する予定であり、現在開発を進めている。本稿では、この減衰空洞の開発の概要を紹介する。

## 2. 空洞に要求される性能

### ダンピング・リングの RF システム

ATF DR ではビームエネルギー 1.54 GeV において、ビームのエミッタンスを 1.4 nm-rad 程度まで減衰させると同時に r.m.s. で 5 mm 以下のバンチ長を得ることを目指している [1]。リングのビーム電流としては、最大で 600 mA が目標である。RF システムに必要な機能としては、1) 5mm 以下のバンチ長と、入射に必要な 1% 以上の bucket height を確保するために必要な RF 電圧を供給する、2) シンクロtron 放射や parasitic mode loss で失われるエネルギーを補給する、が挙げられ、その上で 3) coupled-bunch instability を避けるために、空洞の高次モード

対策が十分なされていること、が必要である。

RF周波数は選択が難しい問題の一つで、次のような点を考慮して決める必要がある。

(1) リングとリニアックの周波数を単純な整数比にしておくと、それらの位相をロックして運転することができ、入射および取り出しの際にビームのタイミングをRFの位相と精度よく同期できる。(2) 高い周波数ほど、低い電圧で短いバンチが得られる。

(3) 高い周波数では、空洞当たりの加速電圧は小さくなるので、加速モードのインピーダンスに起因する coupled-bunch instability が起こりやすくなる [2]。また、バンチ・トレインが加速電圧を変動させることに起因して、synchronous phase がバンチ毎に異なってしまう効果が発生するが [3]、これも周波数が高いほど大きい。(4) 加速モードの周波数が高いほど、対処すべき高次モードは少なくて済む。(5) 適当な大電力高周波源や立体回路コンポーネントの製品が存在するか？あるいは開発が容易か？

これらを総合的に検討して、714 MHz (入射リニアック周波数の1/4) のRF周波数を選んだ。RF電圧を1 MV にすれば、5 mm 以下のバンチ長と2.2% のRF bucket height が得られる。これを4台の加速空洞を用いて供給する。RFシステムに関連するリングのパラメータを表1に示す。

ダンピング・リングでは、極めて小さいビームエミッタンスを実現するために強い4極や6極電磁石が必要とされる。このため、これらの磁石のボア径を小さくせざるを得ず、真空チャンバーの内径もφ24 mm 程度の小さいものになる。この場合、加速空洞を設計する者にとって厄介なのは、ビームパイプの遮断周波数が非常に高くなることである。通常は、この遮断周波数よりも高い周波数のHOMの電磁場は、ビームパイプ内を伝搬して空洞の外に逃げるため、ビーム不安定性を起こすことは少ないと考えられている。ATF DR のビームパイプの遮断周波数は非常に高く、円形パイプのTM01伝搬モード

表1 ダンピング・リングのパラメータ

ビームエネルギー	E	1.54 GeV
RF周波数	$f_{RF}$	714 MHz
ギャップ電圧 (合計)	$V_c$	1 MV
空洞の台数	$N_c$	4 台
最大ビーム電流	$I_0$	600 mA
ハーモニック数	h	330
1周当たりの放射損失	$U_0$	156 keV
バンチ長 (低電流の時)	$\sigma_z$	3.6 mm

(主に空洞のTM0-like mode と結合するもの) が9.6 GHz、TE11伝搬モード (主にTM1-like またはTE1-like mode と結合) が7.3 GHzである。減衰空洞には、これらの遮断周波数までの高次モードをすべて効果的に減衰させることが求められる。ビーム電流が600 mA と大きいことと相まって、高次モードに対する要求は極めて厳しいものになる。

#### 空洞の高次モードに求められる性能 (縦方向)

Longitudinal coupled-bunch instability はビーム軸上で進行方向の電場 ( $E_z$ ) があるような、TM0-like mode (TE0-like mode を含んで、monopole mode と呼ばれることもある) の共鳴によって誘起される。簡単のため、個々のバンチを点状の粒子と考え、リング内にM個の等間隔なバンチが周回しているとすると、longitudinal coupled-bunch instability の growth rate  $1/\tau_g$  (振動を減衰させる効果がない場合に、振幅の増大する時定数の逆数) は次式で与えられる [4-8]。

$$\tau_g^{-1} = \frac{e\alpha I_0}{4\pi E v_s} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \omega_{\mu,n}^+ \operatorname{Re} Z(\omega_{\mu,n}^+) - \sum_{n=1}^{\infty} \omega_{\mu,n}^- \operatorname{Re} Z(\omega_{\mu,n}^-) \right\} \quad (1)$$

$$\omega_{\mu,n}^{\pm} = \{nM \pm (\mu + v_s)\} \omega_0 \quad (2)$$

ここで、eは素電荷、 $\alpha$ はmomentum compaction factor、 $I_0$ はビーム電流(A)、Eはビームエネルギー(eV)、 $v_s$ はシンクロトロン・チューン、nは整数、 $\omega_0$ は周回角周波数(rad/s)である。連成振動のパターン(振動モード)にはM通りのものがあり、これをcoupled-bunch mode number  $\mu$  で区別する ( $\mu$ は0からM-1の間の値をとる整数)。式(1)は、隣り合うバンチのシンクロトロン振動の位相が $2\pi\mu/M$ だけずれているような振動モードのgrowth rateを与える。 $Z(\omega)$ はリング全体のlongitudinal coupling impedanceである。加速空洞のもつ1つの(TM0-likeな) monopole modeの共鳴は、longitudinal impedanceへ次の寄与をする。

$$Z(\omega) = \frac{R}{1 + jQ_L \left( \frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (3)$$

$$R = \frac{1}{2} \left( \frac{R_{sh}}{Q} \right) Q_L \quad (4)$$

ここで、 $\omega_r$ は共鳴角周波数、 $Q_L$ は負荷Q値、 $R_{sh}$ はシャント・インピーダンスである ( $=V^2/P$ 。V, Pはそれぞれgap電圧と損失電力)。 $R_{sh}/Q$ は空洞の形

状によってほぼ決まる量であり、ビーム軸上での  $z$  方向の電界  $E_z(x=0, y=0, z)$  を積分することにより、次のように計算または測定ができる。

$$\frac{R_{sh}}{Q} = \frac{1}{\omega_r W} \left| \int E_z \exp(jkz) dz \right|^2 \quad (5)$$

ここで、 $W$  はこのモードの電磁場の蓄積エネルギー (Joule)、 $k=\omega_r/c$ 、 $c$  は光速である。

式(1), (2) より、加速器によって決まる振動数  $\omega_{\mu,n}^+$  ( $n$  は任意) の一つが共鳴角周波数  $\omega_r$  と一致した場合に growth rate が極大になることがわかる。この場合でも、シンクロトロン振動の放射減衰率  $1/\tau_e$  が growth rate を上回れば、振動は減衰されてビーム不安定性は起こらない。したがって、{ } 内の第 2 項 (振動の減衰に寄与する項) を無視して多少オーバーに見積もれば、不安定性を避けるためには、

$$f_r \cdot (R_{sh}/Q) Q_L < \frac{4E v_s}{e c I_0 \tau_e} \quad (6)$$

が必要であることがわかる ( $f_r$  は共鳴周波数)。ATF DR の場合、 $E=1.54 \times 10^9$  eV,  $v_s=0.0080$ ,  $\alpha=0.00193$ ,  $I_0=0.6$  A,  $\tau_e=5.5 \times 10^{-3}$  sec を用いて

$$f_r \cdot (R_{sh}/Q) Q_L < 8 [k\Omega \cdot GHz] \quad (7)$$

が条件となる。空洞 1 台当たりでは、この値を空洞の数 (4 台) で割ったものが、高次モードのシャント・インピーダンスに対する目安になる。例えば、 $R_{sh}/Q \sim 63 \Omega$  の TM011-like mode に対しては、 $Q$  値を 30 以下に下げることがある。(過渡的な振幅の増大を避けるために、さらに低い  $Q_L < 15$  を目標にした)。式(7)によれば、高い共鳴周波数を持つモードほど、シャント・インピーダンスを下げなければならないことに注意する必要がある。

#### 空洞の高次モードに求められる性能 (横方向)

Transverse coupled-bunch instability はビーム軸上で横方向の電磁場 ( $E_x, H_y$ ) が存在する共鳴モード (以下 dipole mode と称する) によって誘起される。前項と同様に、点状で等間隔な  $M$  個のバンチがある場合には、その growth rate は次式で与えられる [5-8]。

$$\tau_s^{-1} = \frac{e I_0 \omega_0 \beta}{4 \pi E} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \text{Re} Z_T(\omega_{\mu,n}^-) - \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} Z_T(\omega_{\mu,n}^+) \right\} \quad (8)$$

$$\omega_{\mu,n}^{\pm} = \left\{ nM \pm (\mu + \delta v_{\beta}) \right\} \omega_0 \quad (9)$$

ここで、 $\beta$  は空洞の位置でのベータトロン関数、 $\delta v_{\beta}$  はベータトロン・チューンの少数部である。 $Z_T$

はリングの transverse coupling impedance であり、1 つの dipole mode 共鳴の寄与は次式で与えられる。

$$Z_T(\omega) = \frac{R_T \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)}{1 + j Q_L \left( \frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (10)$$

$$R_T = \left( \frac{R_T}{Q} \right) Q_L \quad (11)$$

$R_T/Q$  もほぼ形状のみに依存する量であり、次式を用いて計算や測定ができる。

$$\frac{R_T}{Q} = \frac{c}{2 \omega_r^2 W r_0^2} \left| \int E_x \exp(jkz) dz \right|^2 \quad (12)$$

ここで  $E_z$  の積分は、ビーム軸から  $r_0$  だけ離れた軸上で (水平方向インピーダンスに対しては  $x=r_0, y=0$  で、垂直方向インピーダンスに対しては  $x=0, y=r_0$  で) 行う。縦方向の場合と同様の考察により、coupled-bunch instability を避けるためには、大まかに

$$R_T < \frac{4 \pi E}{e I_0 \omega_0 \beta \tau_{\beta}} \quad (13)$$

が必要である ( $\tau_{\beta}$  はベータトロン振動の放射減衰時間)。ATF DR の場合、 $\beta \sim 10$  m,  $\omega_0=2\pi \times 2.163 \times 10^6$  rad/s,  $\tau_{\beta}=9.1 \times 10^{-3}$  sec (vertical) をとれば、

$$R_T < 26 [k\Omega / m] \quad (14)$$

が必要とされる。これは非常に厳しい要求であるが、1 つのバンチ・トレイン内のバンチのベータトロン・チューンにばらつきを持たせることによってこれを緩和することが出来る。横方向インピーダンスとしては、最大で "1 つのトレイン内のバンチ数" 倍程度まで許容できる可能性がある。従って、合計した減衰空洞の横方向インピーダンスとしては式(14)がまず目標であるが、その 20 倍程度までは許容範囲であると考えている。

バンチが等間隔でなく、バンチ・トレイン単位で入射される場合については、縦方向、横方向ともに久保 浄氏が tracking simulation を行い、詳細に検討した [9]。その結果、上記のような粗い見積もりによるインピーダンスへの要求と同程度の結果が得られた。ただし、特に  $R_{sh}/Q$  や  $R_T/Q$  が高いモードに関しては、過渡的な振動の増大を避けるために  $Q$  値をさらに低くする必要があることも示された。

ここでは 1 つの共鳴に対する大まかな目標値を導出した。複数の共鳴がある場合には、それらの寄与

が加算される場合とキャンセルされる場合があるので、計算や測定された共鳴の特性を用いて再度検討する必要がある。

### 3. 高次モード減衰空洞

高次モード減衰空洞とは、有害な高次モードの電磁場を引き出すための特別なポートを備えた加速空洞である。引き出された電磁波をマイクロ波吸収体で消費させることにより負荷Q値を下げ、それに伴って coupling impedance を下げることが出来る。この方法により、従来の高次モードダンパー（空洞内に挿入されるアンテナの一種）などを用いた場合に比べて、Q値を1～2桁程度低減できる。例えば、高次モードによっては、もともと数万程度のQ値を10程度まで下げることが出来る。

減衰空洞としては、有害な高次モードのQ値を十分下げることができ、かつ加速モードのシャント・インピーダンスはなるべく高いことが理想である。従って、減衰用ポートをできるだけ多くの高次モードと強く結合させる必要がある一方で、加速モードの電磁場をうまく空洞内に閉じこめるための工夫が必要である。

現在までには、様々なタイプの減衰空洞が提案されている [10-23]。これらについては、文献[24]によるレビューがあるので、興味のある方は参照されたい。減衰空洞は次のようなタイプに大別される。

1) 同軸線路のように遮断周波数を持たない線路で高次モードを引き出す。加速モードの電磁場はノッチ・フィルター等でブロックして、空洞内に閉じこめる。

2) 導波管内を遮断周波数以上の電磁波だけが伝搬することを利用し、高次モードの電力を引き出す一方、加速周波数を（遮断周波数以下にしておいて）閉じこめる。

ATF ダンピング・リング用には2)の導波管タイプを採用することにした。初めに、SLACのPEP-II B-factory用に提案された減衰空洞を参考にし、様々な検討を行いながら設計を進めた。電磁場解析には3次元コードMAFIAを用いて、加速モードの特性や高次モードの減衰などの諸特性を計算した。

ダンピング・リング用減衰空洞 [20] の概念図を図1に示す。空洞に取り付けられた4本の導波管ポートから高次モードの電力を引き出す。引き出された電力は、真空中に置かれたSiCなどの吸収体によって消費される。空洞の内面形状を図2に示す。図3は代表的な高次モードの磁場分布である。図中の矢

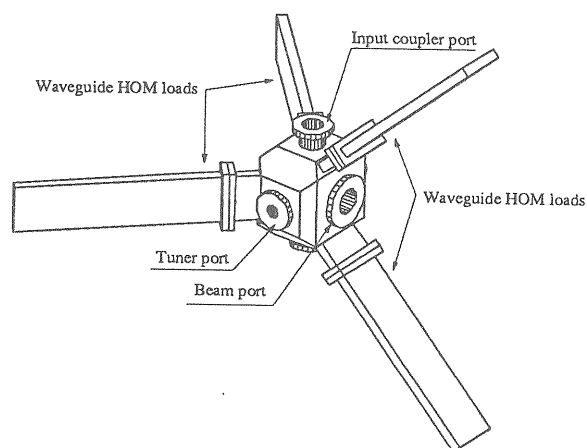


図1 ダンピング・リング用高次モード減衰空洞

印で示した部分には、いずれも紙面に垂直な強い磁場がある。そこで、この位置に導波管ポートを付ければ、導波管はこれらのモードと強く結合することが期待される。また、それぞれのdipole modeには2つの縮退したモードが付随しているため、導波管2本を左右方向に付け、残りの2本を上下方向につけることで縮退した両方のモードを減衰させることができる。

様々な高次モードの電磁場分布を検討すると、導波管を付ける隅の部分の半径はある程度小さい方が（加速モードのQ値は若干犠牲になるかわりに）導波管ポートの位置に高次モードの磁場が集中しやすい傾向にあり、高次モードを減衰する上で都合がよい。導波管の寸法は、幅170 mm、高さ20 mmに選び、四隅を半径5 mmに丸めた。このとき導波管の遮断周波数は、加速周波数（714 MHz）と最も低い高次モードの周波数（TE<sub>111</sub>-like modeの954 MHz）の間の887 MHzになる。導波管の高さには任意性があるが、導波管内にしみだした加速電磁場によって1/2サイクルのマルチパクタ放電が起こらないように選んだ。

導波管内には加速モードの電磁場がしみ出す。吸収体での加速モードの電力損失を無視できる程度に抑えるためには、空洞から吸収体までに十分な距離をとる必要がある。この空洞では、約50 cmの距離をとることにした。

ところで、ATF DRのビームパイプの遮断周波数までの周波数範囲には多数の高次モードがあり、これらの中には導波管ポートとの結合が弱いモードがあることも予想される。そこで、ビームホールの直径を大きく（φ100 mm）しておき、ビームホールからも高次モードを引き出すことを併用することにした。引き出された電磁波は、ビームパイプの内面

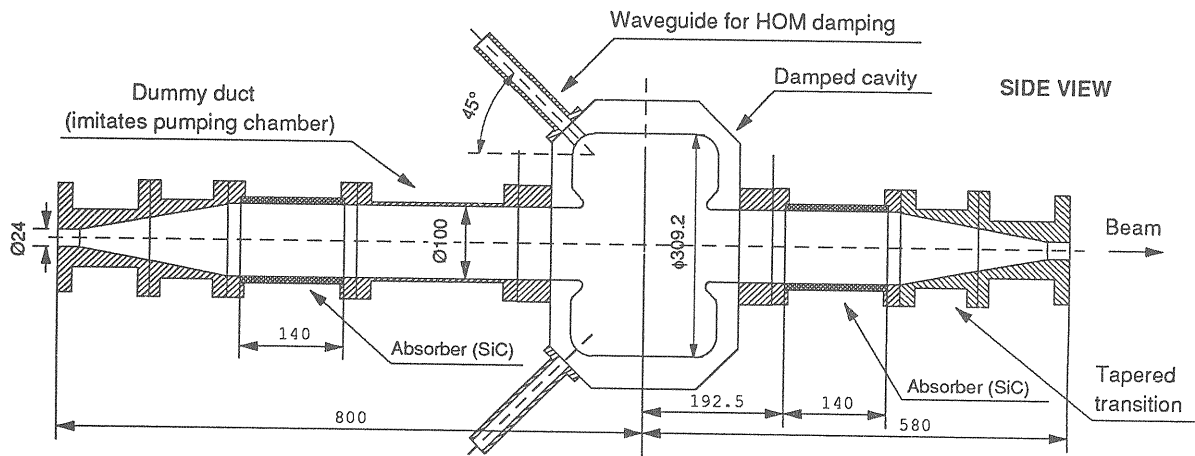
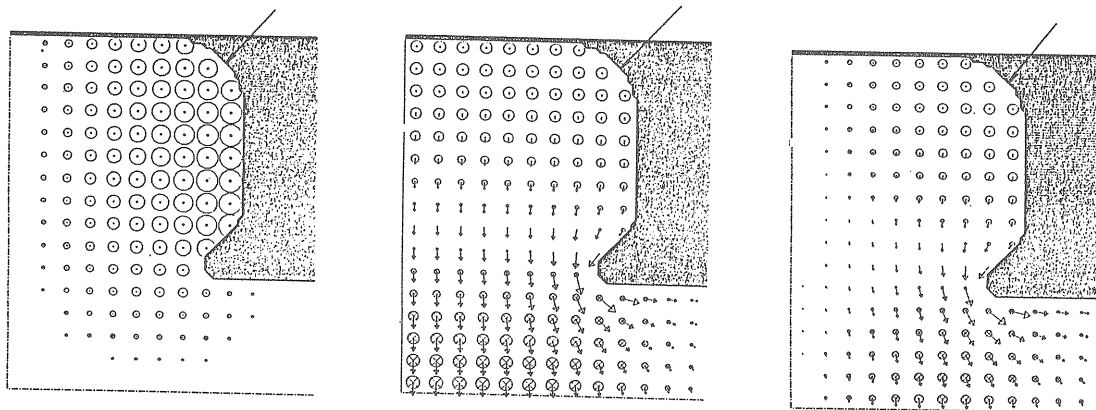


図2 低電力試験用空洞の断面図。内面の寸法は実機とほぼ同じ。



(a) TM011-like mode

(b) TM110-like mode

(c) TM111-like mode

図3 代表的な高次モードの磁場分布（水平面での断面）。(b), (c)については、縮退した2つのモードのうち、水平方向にビームを偏向させるモードを示す。矢印が導波管ポートの位置。

に取り付けられる吸収体で消費される（図2）。空洞部の太いパイプは、テーパ管を介してリングの細いビームパイプと接続される。

この空洞には、上下、左右に2本ずつの導波管が対称に付いており、ビーム軸に対する180°の回転に対して対称な形状をしている。このため、完全な軸対称形状ではないものの、monopole modeとdipole modeが混じりあうことは起こらない。例えば、加速モードの電磁場によってビームが横方向にけられることはない。この対称性という点では、3本の導波管ポートを備え120°の回転対称性を持つPEP-II cavityのほうが優れているが、機械設計のやり易さ、および導波管が多いことによる高次モード減衰効果を考えればこの形状のメリットは十分あると思う。

加速モードの諸特性はMAFIA等を用いて計算し

た。代表的な空洞のパラメータを表2に示す。表面粗さやチューナー等の影響により、無負荷Q ( $Q_0$ )が理想の場合から20%程度低下することを見込んだ。

表2 減衰空洞のパラメータ（設計値）

Shunt impedance / Q	$R_{sh}/Q$	165.7 $\Omega$
無負荷 $Q^*)$	$Q_0$	22,100
シャント・インピーダンス	$R_{sh}$	3.6 M $\Omega$
ギャップ電圧（1台あたり）	$V_{c1}$	0.25 MV
空洞壁損失	$P_c$	17.4 kW
ビームパワー（1台あたり）	$P_b$	23.5 kW
カップラー結合度	$\beta$	2.4
カップラー通過電力（最大）	$P_{win}$	41 kW

\*) 計算値より20%程度低下することを見込んだ。

だ。なお、4本の導波管ポートを付けた為に、付けない場合に比べ無負荷Qが約23%低下した。この程度の犠牲は、良い高次モードの減衰特性を得るためにはやむを得ないところである。シャント・インピーダンスは3.6 MΩであり、0.25 MV/cavityの電圧を発生するためには17 kW/cavityの壁損失が必要である。カップラーの結合度を2.4に選ぶと、最大ビーム電流の時にカップラー通過電力は約41 kWとなる。カップラーとしては、トリスタン常伝導空洞で実績のあるループ型カップラーと同様なものを採用した。

#### 4. 高次モードの減衰特性の計算

上記の設計でどの程度まで高次モードの負荷Q値を下げるができるかを、3次元電磁場解析コードMAFIAを用いて計算した[20]。通常の3次元コードでは吸収体がある場合の負荷Q値を計算出来ないため、その代わりに導波管の外部Q値( $Q_{\infty}$ )を計算する。導波管を無反射終端した場合に負荷Q値は、

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\infty}} \quad (15)$$

で与えられるため、 $Q_{\infty} \ll Q_0$ ならば $Q_L$ はほぼ $Q_{\infty}$ に等しい。 $Q_{\infty}$ を計算する方法としては、基本的に同調曲線法[25]を用い、その解析をKrollとYuによる方法[26]で行った。同調曲線法については、影山氏による良い解説があるので、参照されたい[27]。

計算では、空洞に付けた導波管の終端を金属でショートした形状の共鳴モードを計算し、周波数の低い方から順に $n=1,2,\dots$ と番号をつけることにする。計算に用いた形状を図4に示す。導波管の長さを幾つか変えて計算することにより、幾つかの共鳴周波数のセットが得られる。KrollとYuは、これらのデータに対し、横軸に共鳴周波数、縦軸に次の位相

$$\phi = 2\pi L / \lambda_g - n\pi \quad (16)$$

をとってプロットすると、全てのデータが一つの曲線上にのることを見いだした。 $(\lambda_g$ は管内波長、 $L$ は適当な基準からの導波管の長さである)。なお、共鳴の前後の周波数で $\phi$ は $\pi$ だけジャンプする。図5にこの位相プロット(Kroll's plot)の例を示す。ある周波数の近くに $m$ 個の共鳴がある場合には、ここで得られた $\phi$ を次のように近似することが可能である。

$$\phi(\omega) \approx \sum_{i=1}^m \arctan\left(\frac{v_i}{\omega - u_i}\right) - (\chi_0 + \omega\chi') \quad (17)$$

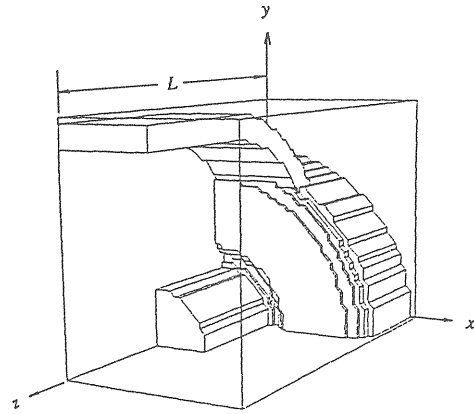


図4 計算に用いた空洞形状(全体の1/8)。

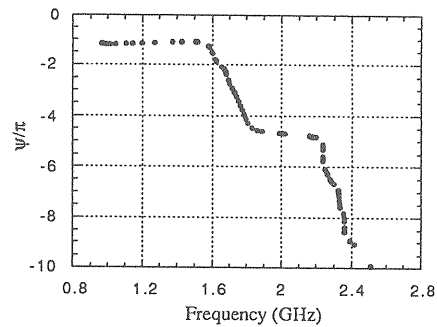


図5 減衰空洞に関する位相プロットの例。図4のモデルで、 $x=0, y=0, z=0$ の各面に対しそれぞれ magnetic, magnetic, electric なショート境界条件を設定した。

ここで、 $(u_i + jv_i)$ は複素数で表した $i$ 番目の共鳴の角振動数であり、 $u_i/(2v_i)$ が外部Qを与える。これより、計算で得られた値を $(u_i, v_i, \chi_0, \chi')$ をフリーパラメータとして式(17)でフィットすることにより、外部Q値と共鳴角周波数 $(u_i)$ を求めることが出来る。

このようにして求められた外部Q値を、代表的なHOMについて表3に示す。通常最も強く縦方向不安定性を起こすTM011-like modeについては外部Q値が7程度であり、横方向不安定性を起こすTM110-likeとTM111-like modeについてはどちらも24程度である。これらは満足できる値である。また、その他の有害な高次モードについても、ビームホルの遮断周波数以下ではすべて100程度かそれ以下の外部Q値が得られた。

表3 代表的な高次モードに関する計算値

モード	$Q_0^{(*)}$	$R_{sh}/Q^{(*)}$ ( $\Omega$ )	$R_T/Q^{(*)}$ ( $\Omega/m$ )	周波数 (GHz)	$Q_{ex}$
TM011	28,000	62.5	0	1.08	7.1
TM110	45,400	0	263	1.16	24
TM111	33,900	0	726	1.36	24

\*) 減衰用導波管を付けない場合の値。

我々の空洞では、導波管を付けたことによって、モードの混じり合いがおこることがある。例えば、あるmonopole modeとquadrupole modeの周波数をもとと近いと、それらが混じりあって新しい固有モードができる。新しい固有モードはもとと電磁場分布が変わってしまうので、はじめの電磁場分布から予想されるほどQ値が下がらないことが、計算してみると見られた。そこで、空洞の内面形状を調整して、monopole modeとquadrupole modeの周波数を離しておく必要があった。

ここでの計算法はある程度確立したものではあるが、まだ様々な課題がある。例えば、上述のmode mixingが起きた場合には $R_{sh}/Q$ 等がもとの固有モードのそれとは変わってしまうが、これを正確に計算することが出来ない。また、共鳴周波数が高くなって、導波管の高次の伝搬モード(例えばTE30 mode)でも電磁波が伝搬するようになると、ここでの解析を適用することができない(Kroll's plotが一つの曲線にのらなくなる)。高次モードの計算に関する研究は、現在も様々な研究所で続けられている。

## 5. モデル空洞を用いた測定

前述した基本設計をもとに、アルミ合金製のモデル空洞を製作し、電気的特性を測定した[28]。この空洞は低電力(数mW)で測定を行うためのもので、真空封止や冷却は必要としない。低電力試験には主に、1)有害な高次モードが十分減衰できているか調べること、および2)加速モードの諸特性が計算通りになっているか確認すること、の2つの目的がある。高次モードについては、計算結果の妥当性を確認することと、計算ができていない高い周波数領域について、その性質を知ることが課題である。

測定では、空洞にプローブを取り付け、ネットワークアナライザを用いて共鳴の周波数やQ値を測定した。空洞のビームポートには、実機と同様な形状のSiC吸収体とテーパ管を付けた(図2)。また、

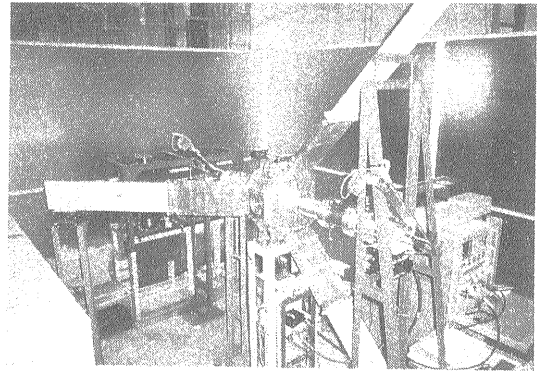


図6 低電力試験空洞の測定用セットアップ。導波管ポートにはダミーロードが、ビームポートにはSiC吸収体とテーパ管が取り付けられている。

広帯域の導波管型ダミーロードを製作し、HOM減衰用ポートを終端した。図6は測定風景である。

観測された共鳴モードを同定(monopole, dipoleあるいは高次の軸対称性をもつモードかを判別)し、 $R_{sh}/Q$ などの特性を得るためには、空洞内の電磁場分布を知る必要がある。これには、一般的なビーズ摂動法[29-31]を適用した。

空洞内に金属でできた小さな物体(ビーズ)を入れると、ビーズの位置での電磁場の強さに応じて共鳴モードの周波数は次の量だけシフトする。

$$\frac{\omega_r - \omega_{r0}}{\omega_{r0}} = -\frac{\pi r_0^3}{W} \left\{ \epsilon_0 (F_1 E_z^2 + F_2 E_r^2) - \frac{\mu_0}{2} (F_3 H_z^2 + F_4 H_r^2) \right\} \quad (18)$$

ここでビーズは軸対称形状とし、 $\omega_{r0}$ 、 $\omega_r$ はそれぞれ摂動を受ける前後の共鳴角周波数、 $r_0$ はビーズの半径(細長い物体の場合は長い方の寸法の半分)、 $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$ はそれぞれ真空の誘電率と透磁率、 $E_z$ 、 $E_r$ 、 $H_z$ 、 $H_r$ はそれぞれ電場、磁場のlongitudinal(z)およびtransverse(t)の成分を表す。 $F_1 \sim F_4$ はビーズの形状因子で、金属球の場合には理論的に $F_1=F_2=F_3=F_4=1$ である。原理的には式(18)より、異なる形状因子をもつ4種類のビーズを用いて共鳴周波数のシフトを測定すれば、 $E_z \sim H_r$ がすべて(符号を除いて)決定できる。実際には、目的により測定の回数を減らすことができる。例えば $E_z$ のみを知りたい場合には、z方向に細長いニードルを用いれば $F_1 \gg F_2, F_3, F_4$ であることから、ほぼ $E_z$ のみを選択的に測定することが出来る。ビーム軸上で $E_z$ の大きさが得られたら、符号を手で入力して式(5)の積分を実行すれば、 $R_{sh}/Q$ を求めることが出来る。

実際の測定では、細い糸で吊ったビーズをビーム軸上に沿って動かし、周波数シフトをネットワーク・



アナライザで測定する。これを計算機を用いて半自動で行った。一般的に、共鳴周波数を測定するには、周波数を掃引して  $S_{11}$  または  $S_{21}$  を測定し、共鳴のピークの周波数を読みとる方法がとられる。ところがこの方法では、 $Q$  値が 100 以下のように低い場合、僅かな周波数シフトを精度良く測定することができない。このような場合には、位相シフトを測定する方法が非常に有効である。空洞に 2 つのプローブを付け、共鳴の無摂動の角周波数  $\omega_{r0}$  で一方のプローブを励振しておく。摂動を与えた場合には、他方のプローブに透過する波の位相は  $\psi$  だけずれるので、これを測定する。この位相シフトは周波数シフトと

$$\frac{\omega_r - \omega_{r0}}{\omega_{r0}} = \frac{1}{2Q_L} \tan \psi \quad (19)$$

の関係にあるので、 $Q_L$  を予め測定しておけば周波数シフトを求めることができる [32]。この方法では周波数掃引がいらないので、1 秒以下の短い時間で 4096 回程度の測定を行い、それらを平均して高精度のデータを得ることができる。実際に、 $Q$  が 20 程度までダンプされたモードの電磁場分布でも測定することができた。ただし、この方法では  $Q$  値が高い場合には逆に精度が悪くなることに注意する必要がある (式(19)で、 $\psi$  が  $90^\circ$  に近くなる場合)。

モードの同定は、基本的には次のようにして行った。まず、ビーム軸上で球形ビーズを動かした時に周波数シフトがなければ、軸上で電磁場はほぼゼロである。このようなモードはビーム不安定性を起こすことはない (quadrupole 以上の高次の軸対称性を持つモード)。他方、周波数シフトがあった場合には、次に  $z$  方向に細長いニードルを軸上で動かす。

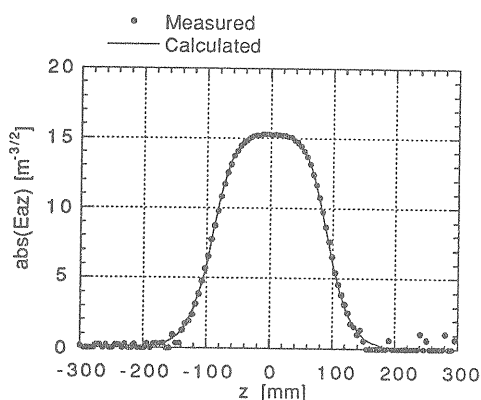


図7 加速モードの電場 ( $z$  成分)。点が測定値、実線は MAFIA による計算値。横軸はビーム軸に沿った距離、縦軸は  $E_{z0} = \sqrt{\epsilon_0 / 2W} E_z$ 。

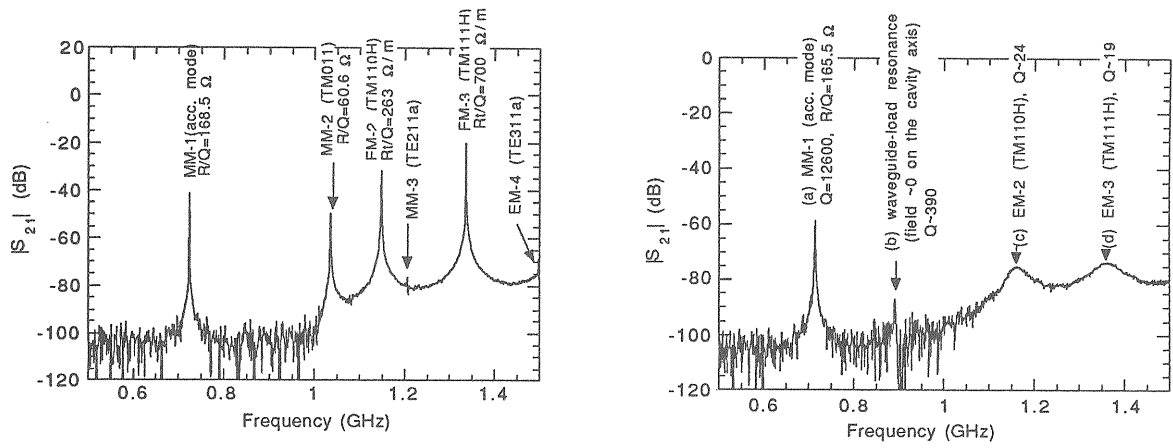
この時シフトがあれば、軸上で  $E_z$  がゼロでない TM0-like の monopole (の成分をもった) モードである。(また、測定結果から、 $R_{\omega}/Q$  が得られる)。一方、シフトがない場合には、軸上で  $E_z, H_z$  がゼロでない dipole mode か、軸上で  $H_z$  が存在する TE0-like mode の 2 つの可能性がある。これらの違いは、TE0-like mode の場合球体による周波数シフトが常にプラスであることから通常容易に区別できる。さらに dipole mode の場合には、ビーム軸から  $r_0$  だけオフセットをつけた軸上で  $E_z$  を測定すれば、式(12)から  $R_T/Q$  を求めることができるが、これはまだ行っていない。

図7に、測定された加速モードの電場分布を MAFIA で計算された値と比較して示す。計算と測定との一致は非常によい。加速モードに関しては、この他にモデルカップラーを用いた結合度の測定や、チューナーによる周波数シフトの測定、大電力モデルを製作する場合に必要な周波数補正量の決定なども行った。

減衰用導波管ポートで高次モードが減衰される様子を図8に示す。図8(a)は導波管を取り除いてポートにフタをした場合で、加速モードの他に TM011, TM110, TM111-like な高次モードが鋭いピークとして見える。図8(b)は導波管ポートの終端にロードを付けた場合で、これらの高次モードが強力に減衰されていることがわかる。TM011 モードは見えなくなり、TM110 と TM111 モードの  $Q$  値もそれぞれ 24, 19 程度まで下がった。これらの結果は、前節の計算結果とほぼ一致する。

図9に、さらに上の周波数範囲 (1.5 - 2.5 GHz) の共鳴スペクトルを、導波管とロードを付けた場合について示す。図中には、測定された  $Q$  値や  $R_{\omega}/Q$  なども書き込んである。このあたりの周波数領域になると、2 つ以上の共鳴が重なってしまい、 $Q$  値や摂動法の測定が困難なものも幾つかあった。それらを除けば、2.5 GHz までの周波数ではほぼ目標近い高次モードの性能を達成しているようである。

なお ATF DR の空洞としては、さらに 10 GHz 近い周波数までの coupling impedance を知る必要がある。この周波数範囲でもかなり低いインピーダンスが得られているだろうと予想されるものの、実際に測定するのは容易なことではない。通常の摂動法ではそろそろ限界だと思われ、coupling impedance の直接測定のような方法を開発する必要がありそうである。また、摂動法自体、フィッティングなどを駆使すれば、より適用範囲が広がる可能性もある。このように、減衰空洞の測定法に関しても、さらなる発展が



(a) 導波管を取り外した場合（開口部は蓋をした）。 (b) 導波管とダミーロードを取り付けた場合。

図8 空洞の共鳴スペクトル (0.5-1.5 GHz)。縦軸は、端板に取り付けた2つのロッド型プローブの間の透過係数 ( $S_{21}$  の絶対値)。導波管とロードを付けることにより、高次モードが強く減衰されている。

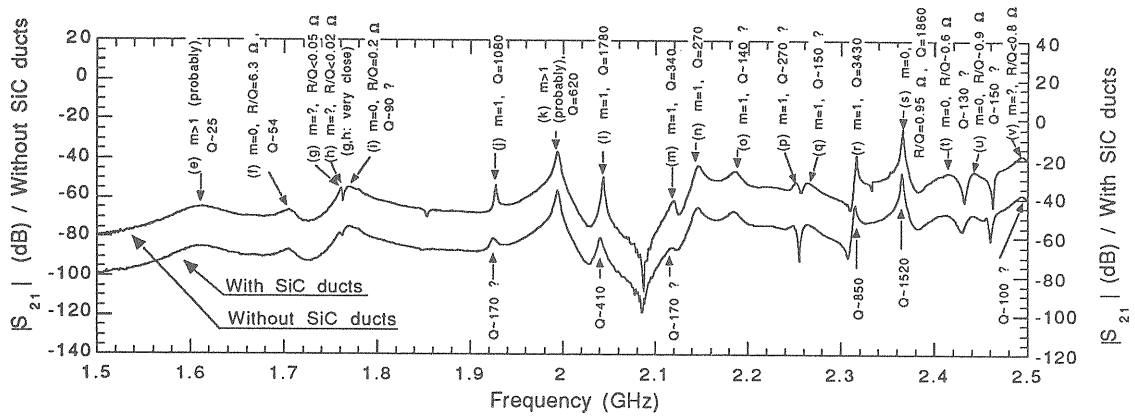


図9 高次モードの共鳴スペクトル (1.5 - 2.5 GHz)。導波管とロードを取り付けた場合。2本の曲線は、ビームパイプ側のアブソーバを付けない場合（上）と付けた場合（下）で、見やすくするため上下に20 dB だけオフセットをつけてある。

望まれる。

## 6. 大電力空洞の製作

前述の基本設計に基づき、大電力を投入して性能を試験するための空洞を設計・製作した [33]。一般的に大電力空洞には、内部を超高真空に封止するための構造と、空洞壁で発生する熱を取り去るための水路が必要である。加速モードの共鳴周波数を正確に合わせるために、空洞内面の加工には高い精度が要求される。高い加速モードのQ値を達成し、放電の原因になる突起や傷をさけるために、空洞内面に

は良い仕上げが必要である。また、接合部は電氣的によく接触している必要がある。さらに、チューナーや入力カップラー用のポートへの加速モードの電磁場のしみだしや引き込み、それによる発熱や放電の可能性など、様々な部分に細心の注意が求められる。空洞の製作技術一般についてのよい教科書としては、例えば文献 [34] がある。

大電力空洞を設計するにあたっては、効果的な冷却水路をできるだけ単純な構造で実現することを念頭に置いた。基本的な製造法としては、無酸素銅のブロックを機械加工し、水素雰囲気中でろう付けして接合する方法をとった。部分的には、電子ビーム溶接 (EBW) やTIG溶接、Hot isostatic press (HIP)

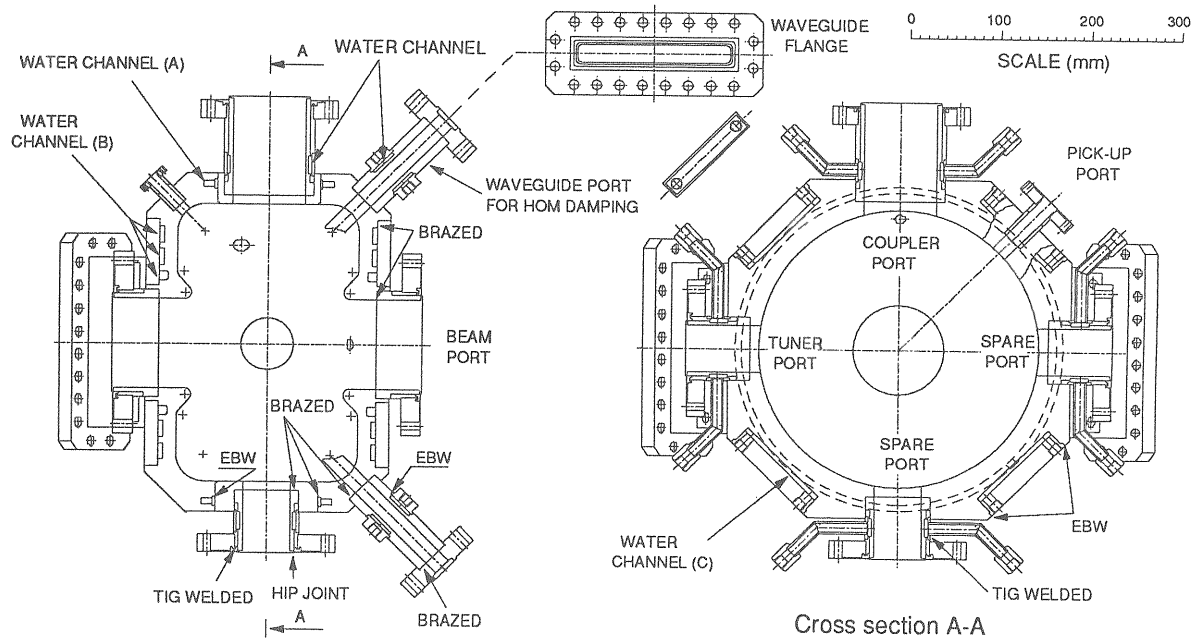


図10 大電力試験空洞。

などで接合した部分もある。

空洞当たりの壁損失 17 kW は他の空洞と比較して特に大きなものではなく、空洞内面での平均的な発熱密度は  $5\text{--}7\text{ W/cm}^2$  程度である。しかし、この空洞には部分的に発熱が集中する部分がある。MAFIA による計算結果では、導波管開口部の両側（狭い方の辺）付近に最も発熱が集中するスポットがあり、 $18\text{ W/cm}^2$  程度の発熱がある。（PEP-II のグループによれば、荒いメッシュを用いた MAFIA の計算では、他の方法で精密に計算した場合に比べ、発熱密度が数分の 1 程度に過小評価されるとのことである。したがって、狭い範囲ではこの数倍程度の発熱密度になる可能性がある）。この部分を効果的に冷やすことが重要である。空洞の分割面や水路の検討は、3次元 CAD を用いて行った。

設計された大電力空洞の断面図を図10に示す。空洞本体は、3分割して製作され、銀ろう付けで接合される。導波管開口部などを機械加工する際に基準をとり易いように、空洞の外形は多面体形状にした。冷却は主に、外周部を周回する水路 (A)、端板に彫り込んだ3本の水路 (B)、および側面中央部に彫り込んだ短い4本の水路 (C) への熱伝達によって行われる。発熱の集中する導波管開口部の冷却は、図11に示すように、水路 (A) と、(B) の外側の水路（角の丸い四角の経路になっている）への熱伝達でなされる。これらの水路までの最短距離は、それぞれ 20mm と 40 mm 程度である。この構造では、発熱が

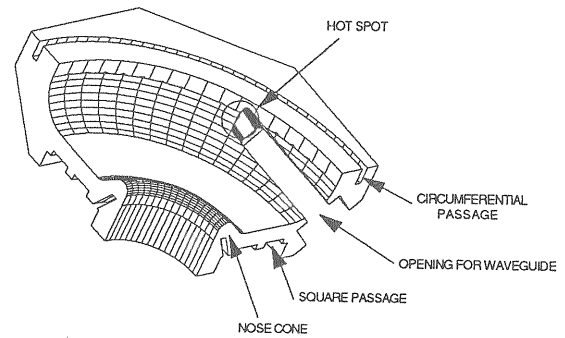


図11 導波管開口部付近の水路。空洞内面から見た。

集中する部分から水路までの距離がやや長くなるものの、水路の構造が比較的単純で製作し易いというメリットがある。

空洞には、4個の高次モード減衰用ポートの他に、入力カップラーとチューナー用のポート、および2個の予備ポートを備えた。予備ポートは水冷された銅のブロックで蓋をするが、そのつき出し量を調整削りすることにより、共鳴周波数の微調を行う。また、加速モードのモニター用ポートと、高次モードのモニター用ポート2個も付けた。

導波管用ポートの部品は、無酸素銅の板を機械加工して製作した。内面はワイヤーカットでくり抜いた。ろう付け後の機械加工をする都合上、導波管ポートの長さをあまり長くする訳にはいかないので、空洞内面から約 15 cm のところで一旦フランジで接続

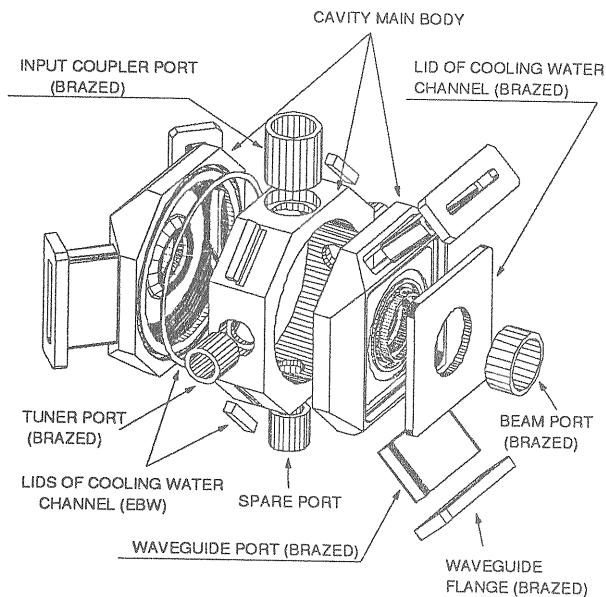


図12 空洞各部の組み立て。

することにした。この部分ではまだ加速モードの電磁場が強いので、導波管フランジでは真空封止と同時によい電氣的接触をとることが必要である。ステンレス製の角形フランジを採用し、表面電流が流れる内面部分には銅メッキを施した。シール部の構造は、SLACのSバンド・リニアック用の導波管で採用されているフランジを参考にして設計した。この導波管ポートのあとに、加速電磁場を十分減衰させるための延長導波管（長さ35 cm）を接続し、その後ろにダミーロードが接続される。

図12は空洞の組み立てを図示したものである。製造の手順としては、まず、鍛造品の無酸素銅ブロックを機械加工して、空洞の外形と大まかな内面加工を行う。その上で、水路や導波管開口部を彫り込む。ろう付けは2段階で行い、1回めのろう付けで、中央部への各ポートの接合と、端板部への導波管ポートおよび水路蓋の接合を行う。その後、空洞内面を超精密旋盤で仕上げる。2回めのろう付けで、3つの部分を合体させるのと同時に導波管フランジ（ステンレス製）を導波管ポートに接合する。ろう付けのあと、カップラーポート等に真空フランジをTIG溶接する。

空洞内面の仕上げとしては、最大高さで3S以下を目標にした。ポートの開口部のエッジは手仕上げで1 mm程度の半径に丸めた。

空洞の詳細な機械設計と製造は（株）東芝・京浜事業所で行われた。この空洞は通常の軸対称空洞に比べて構造が複雑で、設計・製造はかなり大変であっ

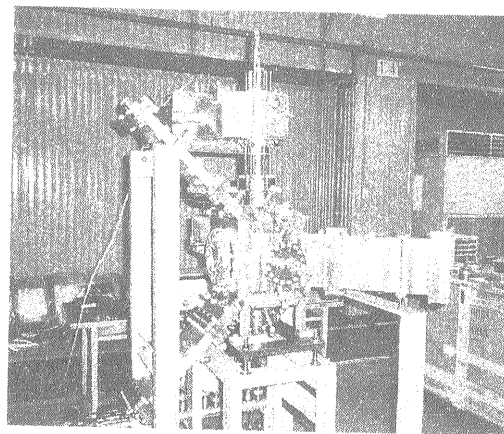


図13 完成した大電力試験空洞。

た。図13は、最近完成した大電力試験空洞である。現在KEKにおいて、大電力試験の準備を進めているところで、その結果が期待される。

なお、大電力空洞の設計にあたっては、次のような点を考慮した。

#### 熱解析

全体的な温度分布については、ポートの存在を無視した2次元モデルについて、有限要素法コードANSYSを用いて熱解析を行った。冷却水の流速として2.7 m/sを仮定すると、水路壁における熱伝達係数は1.2 W/cm<sup>2</sup>/K程度になる。このとき、（ポート周辺を除いて）最も温度が高い部分はノーズコーン先端部で、11° C程度の温度上昇が見込まれる。

導波管ポートの周辺については、非常に単純化した3次元モデルで熱解析を行った。最も発熱密度の高い部分に18 W/cm<sup>2</sup>を仮定すると、この部分の温度上昇は22° C程度である。前述のように、さらに狭い範囲ではこの数倍程度の発熱密度である可能性があり、100° C程度の温度上昇になるかもしれない。この程度であれば、おそらく問題ないと考えている。

#### 導波管ポート周辺の電磁場

MAFIAの計算結果から、導波管内の電磁場はほぼTE<sub>10</sub>モードでのしみだして近似できることがわかる。開口部の中央付近には~1.1 MV/m程度の電場が発生する。静電場解析によれば、導波管開口部の角（R1 mm）では、表面電場の強さが2倍程度強くなるようである。導波管内では、最も強い1/2サイクルのマルチパクタはほぼ避けられると思われるが、3/2サイクル以上の高次のマルチパクタ放電を起こす可能性がある。これは、コンディショニングで除かれると期待している。

## チューナーおよびカップラー用ポート

チューナー等とポートとの隙間は同軸線路を形成し、加速モードの電磁場と結合することがある。空洞の形状がポートの中心軸に関して対称ならば、加速モードの電磁場はこの同軸構造の TEM モードとはほとんど結合しない [27]。この場合でも、開口部の近くには電磁場の滲み出しがあり、その分布はほぼ同軸線路の TE<sub>11</sub> モードで近似することができる。

(このモードは TEM の次に遮断周波数が低く、また電磁場分布がポート近くの空洞内電磁場と似ている。通常は、遮断周波数が加速周波数よりも高いので、開口部付近への滲みだしにとどまる)。発熱を避けるために、滲みだした電磁場が強い部分には低導電率の材質を避ける必要がある。

ポートからみた空洞の形状が対称でない場合には、加速電磁場は同軸部の TEM モードと結合する可能性がある。例えば、我々の空洞では、減衰用導波管によって形状が若干非対称になる。蓋をした予備ポートのように同軸部の隙間が一定の場合、開口部から終端 (ショート) までの距離が  $(2n-1)\lambda/4$  ( $\lambda$  は管内波長、 $n$  は自然数) の時に、同軸構造内に電磁場が強く励振されるので、このあたりの距離をとることは避けなければならない。チューナー内部の同軸構造についても同様に、内部の共鳴を加速周波数からデチューンしておくことが必要である。

ある程度の電磁場が引き込まれた場合でも、真空フランジ部の電氣的接触をよくしておけば問題がないと考えられる。このため、コンフラットフランジの内側にヘリコフレックスで電氣的接触をとる構造にした。

チューナーとポートとの隙間は 1 mm に選んだ。この間隔以下ならば、ギャップ間の電圧に関係なく 1/2 サイクルのマルチパクタ放電を避けることができると考えられる。

## チューナーおよびカップラー

KEK では 714 MHz の空洞の実績がないので、チューナー、入力カップラーともに新規に開発する必要がある。チューナーとしては、PFリングで実績のあるチューナーを基本的にスケールダウンして設計した。 $\phi 50$  mm のピストンを空洞内部に -10 ~ +30 mm だけ突き出すことにより、-200 ~ +1700 kHz の範囲で共鳴周波数を調整できる。内部にグラフィイトを用いた接触子を用いてペローズの RF シールドをする。

高周波を導入するための入力カップラーについても、トリスタン常伝導空洞で実績のあるループ型カップラーをスケールダウンして設計した。真空窓は円筒型で、内面にマルチパクタ防止のため TiN コーティ

ングを施す。適切なループ位置を低電力モデルで測定し、最大で 4 程度の結合度が得られるように設計した。結合度はループを傾けることで適当な値に調節できる。

## 7. まとめ

高次モード減衰空洞の開発には、計算機を用いた電磁場解析、モデル空洞の低電力測定、大電力モデルの機械設計や製造などにおいて広範な技術が要求される。これらにはそれぞれ重要で興味深い問題があるので、今後一層の発展がなされるであろう。ATF DR 用の空洞の開発には、試行錯誤をへて 3 年余の時間をかけ、最近大電力空洞が完成したところである。大電力試験の結果に興味を持たれるところである。

なお、引き出した高次モードの電磁波を吸収するダミーロードについてはここでは触れなかったが、ビームラインに設置するロードについては開発が進んでおり、プロトタイプが完成している [35]。また、導波管ロードについては、内面に SiC をろう付けする方法を検討しており、本格的な開発はこれからである。

## 参考文献

- [1] ATF Design and Study Report, KEK Internal 95-4, edited by F. Hinode et al.
- [2] K. Kubo, KEK Proceedings 92-6, pp. 155-165.
- [3] K. Kubo et al., Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 5, pp. 3503-3505.
- [4] C. Pellegrini and M. Sands, PEP-258, 1997.
- [5] Y. Kamiya, KEK 82-15.
- [6] H. Kobayakawa et al., Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) pp. 864-874.
- [7] 久保 浄, OHO'91 テキスト。
- [8] 赤井 和憲, OHO'94 テキスト。
- [9] K. Kubo, Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, Vol.3, pp. 1833-1835.
- [10] T. Weiland, DESY 83-073.
- [11] R.B. Palmer, SLAC-PUB-4542 (1988).
- [12] G. Conciauro and P. Arcioni, Proc. of EPAC, pp. 149-151.
- [13] R. Rimmer et al., Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, Vol.2, pp. 819-821.

- [14] M. Suetake et al., KEK Report 90-24 (1991), pp. 85-94.
- [15] T. Higo et al., Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, Vol.2, pp. 1011-1013.
- [16] T. Kageyama, KEK Preprint 91-133 (1991).
- [17] H. Padamsee et al., Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, Vol.2, pp. 786-788.
- [18] T. Shintake, Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) pp. L1567-L1570.
- [19] K. Akai et al., Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 2, pp. 769-771.
- [20] S. Sakanaka et al., Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 2, pp. 1027-1029.
- [21] S. Bartalucci et al., Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 2, pp. 778-780.
- [22] T. Koseki et al., Proceedings of 9th Symposium on Accelerator Science and Technology, 1993, pp. 246-248.
- [23] T. Kageyama et al., KEK Preprint 94-62.
- [24] Y. Yamazaki, KEK Preprint 95-6.
- [25] J.C. Slater, Microwave Electronics, D. Van Nostrand.
- [26] N.M. Kroll and D.U.L. Yu, Part. Accel. 34 (1990) pp. 231-250.
- [27] 影山 達也、OHO'94 テキスト。
- [28] S. Sakanaka et al., Proceedings of the 1994 International Linac Conference, Vol. 1, pp. 281-283.
- [29] L.C. Maier, Jr. and J.C. Slater, J. Appl. Phys. 23 (1952) pp. 68-77.
- [30] Y. Yamazaki et al., KEK 80-8.
- [31] J. Jacob, ESRF-RF/88-02.
- [32] F. Caspers and G. Dome, CERN SPS/85-46 (ARF).
- [33] S. Sakanaka et al., KEK Preprint 95-44.
- [34] I. Wilson, "Cavity Construction Techniques", in the Proceedings of CERN Accelerator School, CERN 93-03, pp. 375-394.
- [35] F. Hinode and S. Sakanaka, KEK Preprint 95-45.

# ダンピングリングの真空

照沼 信浩

ATFのダンピングリング(以下、DRと略す)は、ライナックから入射された電子ビームを $3 \times 10^{-8}$  mの低エミッタンスビームに変換し、それを安定に取り出すことを研究の目的としている。ビームが入射から取り出しの間にリングに滞在する時間はわずか200 msecであり、そこがストレージリングと基本的に異なる点である。しかしながら、真空システムの構築を考える場合、ほとんどの部分はストレージリングと変わりはない。

ストレージリングにおける真空については過去のセミナー[1]で様々な視点から詳細に述べられている。そこで、本セミナーでは一般的な項目については簡単に触れるにとどめ、ダンピングリングの真空システムに求められていることおよびその対策を例示したい。講義ノートとしては説明不足と思えるが、概略を知っていただければ幸いである。

## 1. シンクロトロン放射光

電子ビームが磁場によって軌道を曲げられるとシンクロトロン放射光が発生する。この放射光は真空チャンバーを加熱する、表面からのガス放出を誘起するという点で真空システムにとって重要である。

リング一周あたりに放射される光のパワー $W_p$ とその数 $N_p$ は次式で与えられる。

$$W_p = 88.4 I_b E_b^4 / \rho \quad (\text{Watts}) \quad (1)$$

$$N_p = 8.08 \times 10^{17} I_b E_b \quad (\text{photons/s})$$

ここで $I_b$ (mA)はビームの平均電流、 $E_b$ (GeV)はエネルギー、 $\rho$ (m)は電子ビーム軌道の曲率半径である。

他のリングとのアーク部における放射光負荷の違いを表1にまとめる。ATFでは最大のパワー密度はARや

PFの7割程度にとどまり、熱負荷的には大きくないが、平均の光子密度はPFの2倍になり、ガス放出の面からはやや厳しい条件となっている。

### 光刺激脱離

放射光が真空チャンバーの表面に入射すると光刺激脱離と呼ばれるプロセスによりガス放出が起こる。この放出量は一般に熱的なガス放出量より2桁ほど多く、リングの真空度はこのガス放出で支配されている。

この放出量を評価するのに入射光子一個あたりの放出ガス分子の数(光刺激脱離係数、 $\eta$  [molec./photon])を用いる。 $\eta$ は放射光のエネルギーや入射角度、チャンバーの材質やその表面処理方法などによって異なり、照射初期ほど違いが顕著である。また、放射光の照射量とともに $\eta$ は減少し、これは”チャンバーの枯れ”としてよく知られている。図1にアルミニウム合金製チェン

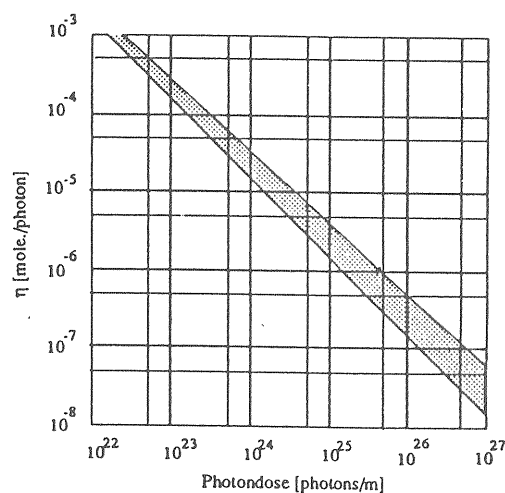


図1: ARでの $\eta$ の変化。幅は誤差の範囲を示す。現在の照射量は $5 \times 10^{24}$  Photons/m程度である。

	ATF-DR	SLC-DR	PF	AR	LER
$E_b$ (GeV)	1.54	1.2	2.5	6.5	3.5
$I_b$ (mA)	600	100	300	40	2600
$\rho$ (m)	5.7	1.9	8.7	23.2	16.3
アーク部長さ (m)	87	30	140	300	2200
$W_p$ (kW)	52	10	120	270	2100
Max. $W_p$ (kW/m)	1.4	0.8	2.2	1.9	14.8
$N_p$ (Photons/s)	$7.5 \times 10^{20}$	$1.0 \times 10^{20}$	$6.1 \times 10^{20}$	$2.1 \times 10^{20}$	$7.4 \times 10^{21}$
Av. $N_p$ (Ph/s/m)	$8.6 \times 10^{18}$	$3.2 \times 10^{18}$	$4.7 \times 10^{18}$	$8.6 \times 10^{17}$	$3.3 \times 10^{18}$

表1: 電子リングのアーク部におけるシンクロトロン放射光

バーでの  $\eta$  の減少の見積もり図を示す。これは、AR に  
おける真空度の推移から評価されたものである。

最近のリングの設計では  $\eta$  を  $10^{-6}$  としている例が多  
いが、DR の場合では  $10^{-5}$  を仮定している。これは、ATF  
が早期に実験結果を出す必要があること、その間には十分  
に枯れていない事を想定しているためである。図1 から  
推定すれば、 $10^{-5}$  の値を得るためには、ビーム電流と  
の積算の運転時間で 40 A 時間ほど必要となる。

ここで達成できる真空度を評価してみる。表1 の平均  
の光子数密度と  $\eta=10^{-5}$  から放出ガス量  $Q$  を求めると、

$$Q = \frac{8.6 \times 10^{18} \cdot 10^{-5}}{2.47 \times 10^{20}} = 3.5 \times 10^{-7} \quad (\text{Pa} \cdot \text{m}^3 / \text{s} / \text{m})$$

ここで分母は  $1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3$  あたりのガス分子数である。排気  
速度を後に述べるチェンバーの形状での現実的な値と  
して  $70 \text{ l/s/m}$  と仮定すると、 $P$  (圧力)  $= Q$  (ガス放出量)  
 $/ S$  (排気速度) より、真空度は  $5 \times 10^{-6} \text{ Pa}$  と評価される。

## 2. ビームと真空

真空システムとして見た場合、それがビームに及ぼす  
影響はチェンバー内部の残留ガスによるものだけでなく、  
真空チェンバー自身によるものも考える必要がある。

### (1) 残留ガスとの散乱による影響

ビーム中の電子がチェンバー内部の残留ガスと衝突  
し、リングのアクセプタンス以上に散乱されるとその電  
子は失われ、結果としてビーム寿命が決まる。この散乱  
には

- 弾性散乱 ( $\tau_R$ )、
- ガス分子のイオン化 ( $\tau_M$ )、
- 制動放射 ( $\tau_B$ )

の3形態がある。ここで  $\tau$  はその散乱で決まるビーム寿  
命とすると、おおむね  $\tau_R$  と  $\tau_B$  は原子番号  $Z$  の二乗に  
反比例し、 $\tau_M$  は  $Z$  に反比例する。従って、 $Z$  の大きい  
原子を含むガス分子との散乱ほど寿命が短くなる。光刺  
激脱離による放出ガスは  $\text{H}_2$ 、 $\text{CO}$ 、ついで  $\text{CO}_2$ 、 $\text{CH}_4$  など  
が多い。典型的な分圧を想定すると  $\text{CO}$  の影響が一番  
大きいことになる。そのため電子リングの真空では残留  
ガスを  $\text{CO}$  で代表させて議論することが多い。

DR では  $5 \times 10^{-6} \text{ Pa}$  以下の真空度を想定している。こ  
のとき、 $\text{CO}$  を仮定したビーム寿命は 40 分程である。

この他にビーム寿命は、量子効果、Touschek 効果に  
より決まる。通常は量子効果による寿命は十分長いので  
無視する。

Touschek 寿命はバンチ内の電子同士の散乱による寿  
命である ([2] を参照)。従って、低エミッタンスビ  
ームのように、バンチの体積が小さい場合やバンチ内電  
子数が多い場合など影響が大きくなる。ATF-DR では  
Touschek 寿命は 76 秒程であり、残留ガスとの散乱によ  
る寿命よりはるかに短い。このように寿命は Touschek  
効果で決定されているが、はじめに述べたようにバンチ  
はリング内に 200 msec しか滞在しないので問題にはな  
らない。

残留ガスと散乱してもリングのアクセプタンス以内  
に留まった電子はそのまま回り続けることができる。こ  
の電子はビームハローを形成するが、バンチの中心付近  
での分布は余り変化を受けない [3]。  $10^{-6} \text{ Pa}$  以下の  
真空では DR としての性能に影響は少ないと評価されて  
いる。

この他、真空に関連した現象としてイオントラップ  
ングがあるが、本セミナーでは省略するので文献 [4] を  
参照していただきたい。

### (2) 真空チェンバーとインピーダンス

電子が真空チェンバーの断面が変化する場所を通  
ると、そこに電磁場 (Wakefield) が残される。その  
後に続く電子はこの Wakefield により力を受け、また、  
その電子も Wakefield を生成していく。Wakefield は断  
面変化が急なほど強くなり、その部分の構造によって消  
滅するまでの時間が異なる。周回するビームが感じる  
Wakefield の総量が大きい場合、様々なビーム不安定性  
を引き起こし、ビームの質を悪化させてしまう。

真空チェンバーの段差やフランジの継ぎ目などで生  
じた Wakefield は、通常は長く残らずに同じバンチ内の  
後から続いてくる電子に作用する。一方、加速空洞のよ  
うに大きな構造で生じた Wakefield は長い間存在し、後  
に続くバンチにまで作用する。前者によるビーム不安定  
性を Single Bunch Instability と呼び、後者を Coupled  
Bunch Instability と呼ぶ。Coupled Bunch Instability に  
ついては、本セミナーの減衰空洞 (坂中) の講義を参考  
にされたい。

### インピーダンス

真空チェンバーの断面変化がビームに与える影響を  
見るとき、インピーダンスという概念を用いてその大小  
で評価すると便利である。ここでは簡単のため Longitudinal Impedance の定義を示す。Transverse につ  
いては文献 [5] を参照されたい。

電荷  $Q$  の点状バンチが誘起した Wakefield によって、  
その後方  $s$  の距離の電荷  $q$  が失うエネルギーとして、  
Longitudinal wake function,  $W_{||}^0(s)$  を (2) 式のように  
定義する。



$$W_{\parallel}^0(s) = \frac{\Delta U}{qQ} = -\frac{1}{qQ} \int_{-\infty}^{\infty} F_z dz \quad (2)$$

バンチによる Wake function は電荷分布を  $\lambda(s)$  とすると、

$$W_{\parallel}(s) = \frac{1}{Q} \int_0^{\infty} \lambda(s-s') W_{\parallel}^0(s') ds' \quad (3)$$

となる。Longitudinal Impedance は  $W_{\parallel}^0(s)$  のフーリエ変換になっている、

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} W_{\parallel}^0(s) e^{i\omega s/c} ds \quad (4)$$

と表せる。

Single Bunch Instability はダンピングリングで避けなければならない問題の一つである。これはエミッタンスの増加を引き起こしたり、バンチ長の異常な増加(Bunch Lengthening) を起こすなどして、リニアコライダの実験効率を低下させる。この Bunch Lengthening は Longitudinal Impedance と深く関係している。

一例として SLC(SLAC) のダンピングリングで測定された Bunch Lengthening の様子を図 2 に示す [6]。SLC では 2 年前にインピーダンスを下げることを目的に真空チェンバーの入れ替えを行った。このときチェンバーの形状以外に変更されていないので純粋に Wakefield の影響の差を見ることが出来る。白抜きのプロットは真空チェンバー入れ替え前の測定で、バンチ内電子数の増加とともにバンチ長が増加している。一方、入れ替え後(黒印) ではこの影響がかなり改善されている。

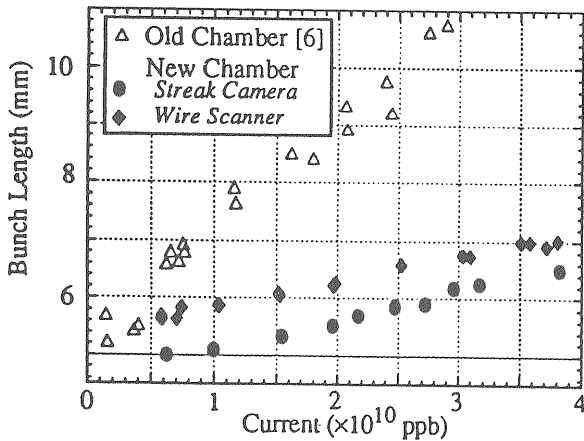


図 2：バンチ長の増大の例。  
SLC(SLAC) のダンピングリングでの測定。

チェンバーの改造はリングの 3/4 を占めるアーク部について行われ、

(1) ステップ状の断面変化をテーパでつなぐ、

(2) ベローズに RF コンタクトを付ける

ということが主であった。チェンバー断面を滑らかになく事が、いかに重要であるかを示している好例である。

### しきい値の計算

Single Bunch Instability が起こるかどうか目安となるインピーダンスの”しきい値”は (4) 式で評価される。これはいくぶん厳しい評価値であり、実際はもう少し余裕がある。

$$|Z/n|_{th} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\gamma Z_0}{r_e} \frac{\alpha_p \sigma_s^2 \sigma_z}{N}} \quad (4)$$

ここで  $Z_0$  は”電磁気学で言うところの真空”のインピーダンス(377 Ω)であり、 $\alpha$  は momentum compaction factor、 $\sigma_s$  は energy spread、 $\sigma_z$  は bunch length、 $N$  はバンチあたりの電子数である。DR の場合、しきい値は  $N=1 \times 10^{10}$  の時、

$$|Z/n|_{th} = 0.21 \Omega$$

と求められる。

Transverse Instability のしきい値は通常は十分大きいのでここでは省略する。文献 [5] を参照されたい。

### インピーダンスの計算

インピーダンスの評価は単純な形であれば解析的に行えるが、実際の部品形状については計算機コード、ABCI (二次元) や MAFIA (三次元) を使用するのが便利である。これらを使用しているインピーダンスの評価については文献 [7] が詳しい。

フランジなど真空チェンバーの多くの部品のインピーダンスは、Inductive (Wake function が電荷分布の微分型) であると表現される。Inductive の場合、Bunch Lengthening が起こる [5]。この時、インピーダンスは近似的に次式のように見積もることができる。

$$|Z_{\parallel}(\omega)/n| = \sqrt{2\pi} e^{1/2} \sigma_z^2 \omega_0 W_{\parallel}^{\max} / c^2 \quad (5)$$

ここで、 $\omega_0$  は回転周期で  $W_{\parallel}^{\max}$  は Wake function の最大値である。(4) 式のしきい値と比較すべき値は、リング一周に存在する断面変化のインピーダンスの総和である。

このようにして DR におけるインピーダンスを見積もると、0.33 Ω となる。ただし、リング直線部のチェンバー設計はまだ終了していないため暫定的なものである。加速空洞、ベローズ、放射光マスクの値が大きく、そのうち加速空洞は 0.2 Ω を占める。加速空洞の Wake function は capacitive (電荷分布の積分型) 的であり、

Single bunch instability に対する寄与はそれほど大きくないと考えられている。

このような評価の他に、計算コードで求めた Wake function を直接用いることで、より現実的にビーム不安定性を評価する方法もある [8]。その結果を図3に示す。バンチあたりの粒子数が  $3.5 \times 10^{10}$  個付近にしきい値があると推定される。

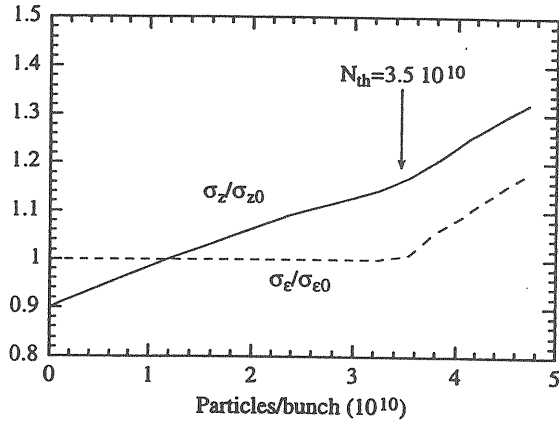


図3：DRにおけるBunch Lengtheningの見積もり。バンチ長を5mmとした時の相対変化。

### 3. 真空チャンバーの設計

#### (1) 材質の選定

チャンバー材質の選定については適材適所で行うことは言うまでもない。真空チャンバーの材質ではステンレス鋼、アルミニウム合金そして無酸素銅合金がよく使用される。DRの真空チャンバー本体にはアルミニウム合金を採用した。その理由は次のとおりである。

- 押し出しによりビーム室と冷却水路を一体で成形できるなど、加工溶接の簡素化ができる。
- 熱伝導度が比較的良く、水冷で放射光による発熱を抑えることができる。
- 2~3mmの薄い肉厚でチャンバーを作ることが可能であり、実績がある。

チャンバー本体以外では、熱負荷が大きいところ、例えば放射光アブソーバー部、には熱伝導率がアルミニウムの2倍ある無酸素銅を採用している。

#### (2) チャンバー断面の決定

ダクトの大きさを決定する時に問題になるのは、

- 電磁石の内部に収まるか？

- ビームにとって十分な空間があるか？
- 目標の真空度を得るために必要な排気のコンダクタンスが取れるか？
- 同じ断面の形状でベローズ、フランジ、ビーム位置モニターを製作できるか？

などである。最後の項目は次節で説明する。

DRのように小型の電磁石で必要な磁場強度と磁場精度を実現しようとする、磁極間隔(ボア径)を小さくせざるを得ない。例えばATF-DRでは基本的なボア径は32mmと設定されている。ここで、大気圧でチャンバーが変形しない肉厚(3mm)を確保し、電磁石とのチャンバーの隙間を設けると、内径は最大で24mmとなる。隙間はチャンバー(押し出し材)の外形精度、チャンバー設置後の電磁石の位置調整を見込んだ値とし1mm確保している。

内径24mmというのはトリスタンなど他の加速器のものと比較しても1/4~1/5程度で非常に小さいが、ビームにとっては十分であることを示しておく。

ビームがチャンバー内壁と衝突せずにリングを周回するのに必要な大きさBSC(Beam Stay Clear)を次式のように見積もる。

$$BSC = \sqrt{9\epsilon\beta + \eta^2(\Delta p/p)^2} + \Delta Orbit \quad (6)$$

ここで、 $\epsilon$ は入射ビームのエミッタンス、

$\beta$ はベータ関数の値、

$\eta$ はディスパージョンの値、

$\Delta p/p$ は最大のビーム運動量の広がり、

$\Delta Orbit$ はCODと入射時のビームのふらつき。

他のリングのデザインでは余裕をみて入射ビームサイズの10 $\sigma$ 以上確保しているが、DRの場合は必要最小限として3 $\sigma$ としている。この式とリングの場所場所での $\beta$ 、 $\eta$ を用いて最小のチャンバーサイズを割り出す。

DRの場合、 $\epsilon = 1 \times 10^{-7} \text{ m}$ 、 $\beta = 6 \text{ m}$ 、 $\eta = 0.12 \text{ m}$ 、 $\Delta p/p = 0.5\%$ 、 $\Delta Orbit = 1 \text{ mm}$ とすると、BSCは大きいところで4mmとなり、ビームダクトは8mm以上あればよいことになり、前述した内径24mm(リングの8割の部分)は問題はない。ここではチャンバーのコンダクタンスを確保するために広く取っている。

チャンバーサイズで厳しいのはキッカー、セプタムなど特殊な電磁石部分で、現在の設計では内径10mmである。

#### (3) インピーダンスを下げるためのポイント

簡単に言ってしまうと、とにかく断面形状を一定に保つことであり、そのようにできない部分は変化量を小さくし、滑らかにつなぎ、数を減らすことである。

## 断面形状の統一

140 m のリングのうちアーク部は約 100 m を占める。2 カ所あるアーク部はそれぞれ 18 セルからなり、各々のセルは偏向電磁石部 (図 4 下) とその間の直線部 (図 4 上) から構成されている。この間、ビームの通過する部分の断面は内径 24 mm の円に統一している。

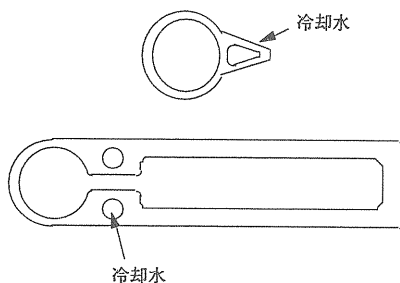


図 4 : アーク部チェンバー断面図

リングの残り 40 m の部分はウィグラー電磁石、加速空洞、入射取り出し系から構成され、アーク部と同じ断面にはできないが、それぞれの区間では統一する。また、これらの区間の境界はテーパ形状にし、階段状の段差は作らないことが大切である。

## RF コンタクトの取り付け

ベローズ、フランジなど大きく断面が変化するもの (Gap があるもの) は、内部にチェンバー断面と同じ形状になるように RF コンタクトと呼ばれているシールドを取り付け、電氣的に Gap を隠す。コンタクトには Be-Cu の薄板 (0.3 mm 程度) がよく用いられている。また、壁電流をスムーズに流す役目もあり、チェンバーとの接触を良くすることも大切である。

## 放射光マスク

放射光マスクは、冷却水を流せない真空部品を強い放射光から守る (マスクの陰にする) ために設置する。一定の長さを陰にする場合、マスクの高さは発光点に近いほど高くする、または細かく配置する必要がある、インピーダンスはさらに大きくなる。偏向電磁石下流の直線部では発光点から遠ざかるほど、光の入射角が小さく影が長くなるので、マスクを低くできる。従って、このような部分をできるだけ下流側に移す事がポイントといえる。

DR の初期の設計では、アライメントの容易さなどを考え、偏向電磁石部と下流の直線部 (四極などを配置) の間にベローズを配置していたが、マスクの影響が大きいため廃止した。このため、ベローズおよびマスクの数は半減し、インピーダンスは大きく改善されている。

## 4. 各種コンポーネントの開発

DR では電磁石が小型でかつ各々が非常に接近して配置されている。隣り合う磁石の鉄心端面の間の距離は多くの場所でわずかに 10 cm であり、この中にコイルの突き出しも入れる。さらに、ビーム位置モニター、場所によってはフランジやベローズを設置しなければならない。従って、これらの部品は可能な限り小さくする必要があり、当然ながらインピーダンスの低い構造でなければならない。

### フランジ

チェンバーの接続に使用するフランジは写真 1 に示すクランプチェーン型を採用している。これにより 3cm 程度の空間があれば接続が可能となる。また、使用するガスケットの内径はフランジ内径と同じであり、Gap を作らないインピーダンスの低い構造としている。

このフランジに対して、室温から 150 度までの熱サイクル試験を連続で 40 回行ったがリークは起こらなかった。今までに約 80 個のフランジを使用しているが真空のシール性能は十分でリークは一度もない。

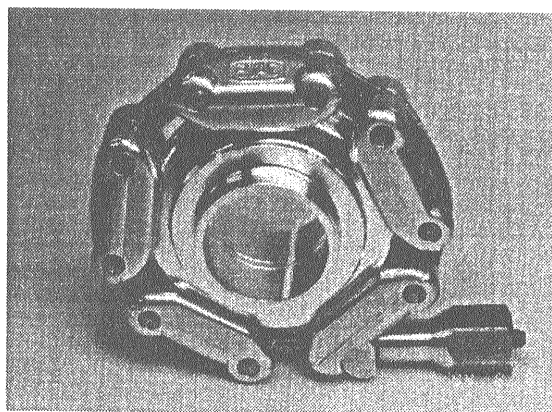


写真 1 : クランプチェーン型フランジ

### ベローズ

ベローズはチェンバーの接続作業を容易にし、また、製作されたチェンバーの曲がりや設置時のずれを吸収するために使用する。DR では約 10 mm の伸縮量が必要で、これをわずか数センチの長さで得るためにステンレス製の溶接ベローズを使用する。

インピーダンスを下げるために使用する RF コンタクトは、板バネ状とし、パイプの内側から押しつける形になっている (写真 2、試作品)。このコンタクトを放射光から守るために取り付けるマスクは、インピーダンスが大きいので十分に検討する必要がある。そのため、コンタクトの水平部分にスリットを開けて放射光を逃がし、マスクを設けない案を検討している。

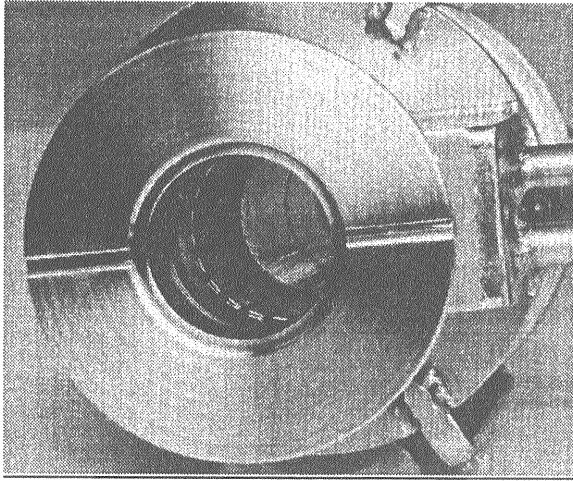


写真2：試作品ベローズの内部  
板状に見えるのがRFコンタクト。

#### ビーム位置モニター

現在、アーク部のモニターについては完成している（写真3参照）。断面は真空チェンバーと同一で、電極はパイプ断面に沿うように円弧状に加工されている。十字に見える腕の部分は位置測定のための基準である。

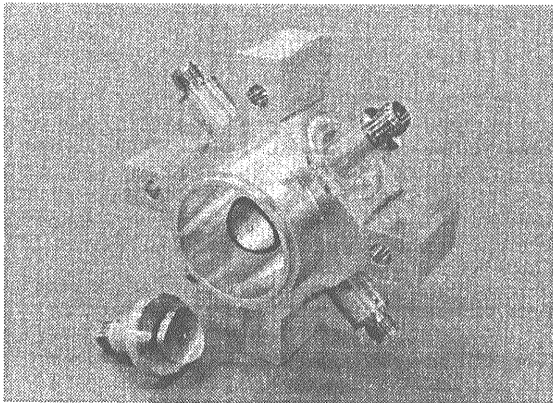


写真3：ビーム位置モニター

#### 真空チェンバー

最後ではあるがこれらのコンポーネントを使用して作られた真空チェンバー（アーク部用）を写真4に示し結びとしたい。このチェンバー一本がノーマルセル1セルに対応し、長さは2.3 mである。写真で幅が広い部分は偏向電磁石部のアンテナ型（図4下の断面）チェンバーである。アンテナ型を採用した理由は、

- (1) スリット加工がいらぬ、
- (2) 十分なコンダクタンスが得られる、
- (3) 放射光を銅製アブソーバーまで逃がせるので、アルミ部分への照射よりガス放出を少なく抑えられる、

(4) 最近の放射光リングなどで採用されておりビーム運転での実績がある、などのメリットがあるためである。

このチェンバーの3ヶ所の排気用のポートにはイオンポンプやNEGポンプを取り付け、ビーム室における排気速度70 l/s/mを実現させる。

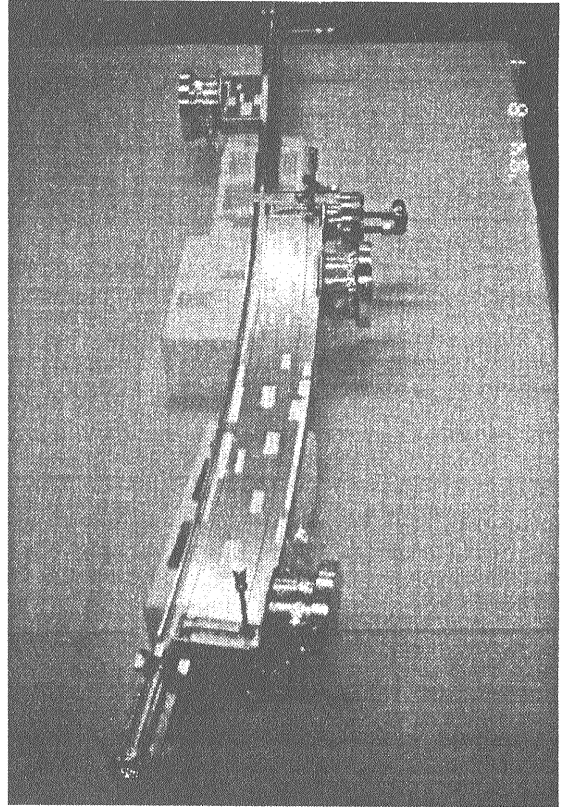


写真4：ATF-DR アーク部用真空チェンバー

#### 参考文献

- [1] 小林 正典、OHO'87.、堀 洋一郎、OHO'93. 末次 祐介、OHO'94.
- [2] 中村 典雄、OHO'91.
- [3] 金沢 健一、OHO'91. T.O.Raubenheimer., KEK Report 92-7 (1992). K.Hirata and K.Yokoya., KEK Preprint 91-212 (1992).
- [4] 坂中 章悟、OHO'86.
- [5] 久保 浄、OHO'91.、伊澤 正陽、OHO'93.
- [6] K.Bane et al., Proceedings of PAC'95.
- [7] M.Takao et al., KEK Report 91-14 (1992). S.Heifets et al., SLAC/AP-99 March 1995. Y.H.Chin and K.Satoh, KEK Preprint 95-39 (1995).
- [8] K.Oide and K.Yokoya, KEK Preprint 90-10 (1990). K.Oide, KEK Preprint 90-168 (1990).

# ダンピングリングのアライメント

竹内 康紀

## 1. はじめに

最近の低エミッタンス、大電流の加速器では、そのコンポーネントのアライメントが、重要課題の一つとなっている。ATF ダンピングリングの場合、電磁石の位置の許容誤差は水平方向で  $60\ \mu\text{m}$ 、垂直方向で  $50\ \mu\text{m}$  である。

ATF ダンピングリングの電磁石は上部にアライメント用の基準面および基準穴を備えている。上記の精度で並べなければならないのは磁場中心であるが、磁場中心を直接見ることは不可能なので、この基準面/穴を利用してアライメント作業を行うことになる。従って、この基準の位置が磁場中心に対して誤差を持っていると、アライメント作業に対する許容誤差はさらにきびしいものになる。ATF ダンピングリングの電磁石の場合、幾何学的中心に対する基準面/穴の位置の精度は  $30\ \mu\text{m}$  の程度である。また、幾何学的中心と磁場中心とのずれを  $30\ \mu\text{m}$  程度と仮定し、電磁石のビーム軸回りの回転に対する設置精度を  $0.1\ \text{mrad}$  の程度とすると、基準面/穴を利用したアライメント作業の精度は  $30\ \mu\text{m}$  程度でなければならない。(基準面/穴と磁場中心間の距離は約  $30\ \text{cm}$  である。)

電磁石の大きさや重さを考慮すると、 $30\ \mu\text{m}$  はもとより、 $60\ \mu\text{m}$  のアライメントでも、容易な話ではない。以下では、このアライメントを達成するために必要な点を、順に述べる。

## 2. 位置調整機能付架台

加速器は通常頑丈な床の上に設置されるが、この床としても決して不動のものではない。床の動きの大きさは、床の構造やその下の地面の性質によるが、数十メートル離れた点の相互の動きの大きさが  $10\ \mu\text{m}$  程度になることはめずらしくはない。また、加速器でよく使用される金属材料の線膨張率は  $10 \times 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$  以上である。したがって、精度数十  $\mu\text{m}$  のアライメントを長期間保つためには、自動または遠隔制御による位置の調整機構が不可欠である。このため、ダンピングリングのアーケ部では、5台の電磁石を1台の位置調整機能付架台に載せることとした。図1に、この架台の写真を示す。写真では、架台上部の定盤上にダミーウエイトと振動計が載っているが、実際はここに5台の電磁石が載るわけである。この定盤は3台のムーバーで支えられており、定盤の位置と角度の6自由度を調整できるようになっている。ビーム軸方向の位置の調整は手動によるが、他の5自由度の調

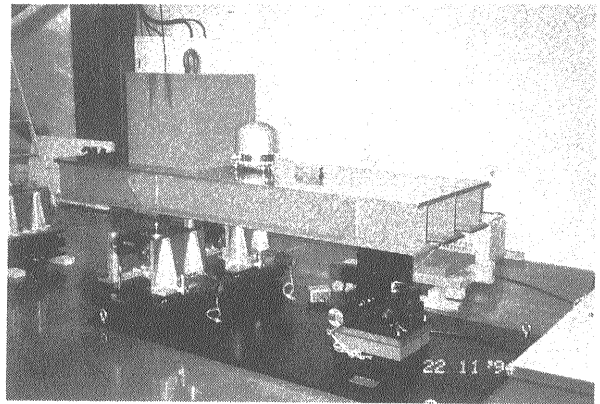


図1：位置制御機能付架台

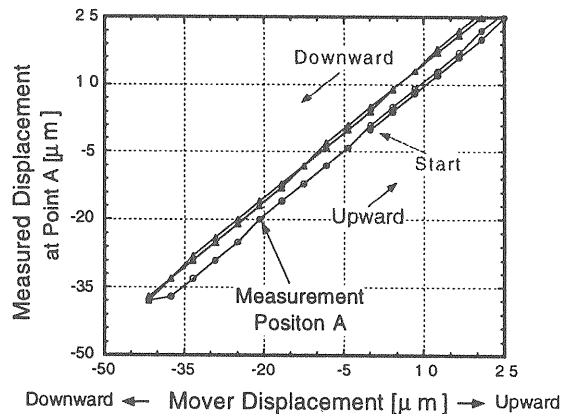


図2：性能試験の結果（高さの制御）

整はステッピングモーターにより行い、計算機による制御が可能となっている。

試験の結果、定盤の位置/姿勢の変化は制御入力に対して極めて高いリニアリティを示すことがわかった。図2は、定盤の高さを  $1.3\ \text{mm}$  上下させて行った試験結果の一部を拡大したものである。(図の横軸はパルス数にステッピングモーターの回転角、ボールネジのピッチ等を掛けて移動量に直したものである。) 図からわかるように、上昇時の軌跡と下降時の軌跡は  $5\ \mu\text{m}$  ほど分離している。これは、ムーバーに使用したボールネジのバックラッシュによるものと思われる。このうち上昇時の軌跡のみを取り出して直線フィットを行い、各測定点の直線からのずれを示したのが図3である。高さの調整時に常に下から上昇させて目標の高さに合わせるようにすると、精度約  $1\ \mu\text{m}$  で目標の高さに合わせられることがわかる。他の自由度についても試験を行った結果、この架

台はダンピングリングのアラインメントに対して、十分な精度を有することが確認された [1]。

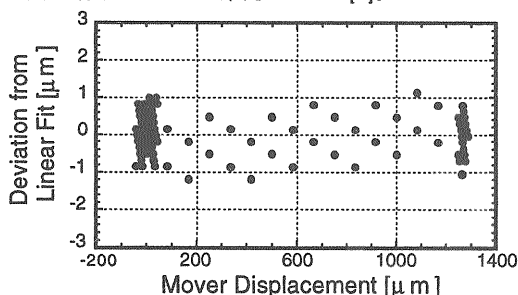


図 3 : 直線フィットからのずれ

### 3. 架台定盤上での電磁石のアラインメント

定盤上の電磁石は、(1) 床の動きの影響を受けず、(2) 熱膨張に関しても、テーブル上面とビームラインの間隔が 40 cm と小さいので、温度変化によるアラインメントの狂いは小さい。従って、最初に一度精密アラインメントを行っておけば、以後特別な理由のないかぎり相互のアラインメントは許容誤差以内に保たれると考えられる。

この定盤上の電磁石のアラインメントに要求される精度は約 30 μm である。ただし、この 30 μm という値はビームに直角方向のアラインメントに関する値で、ビーム方向のアラインメントの許容誤差はずっと大きい。

一般に、計測装置等は精度が良くなると測定範囲が狭くなる。従って、アラインメントの作業も、(1) 粗アラインメントと、(2) 精密アラインメントの2段階に分けて考えたほうが良い。粗アラインメントの目標精度は数百 μm で、これはセオドライトとチルチングレベルで達成可能であろう。精密アラインメントに関しては、

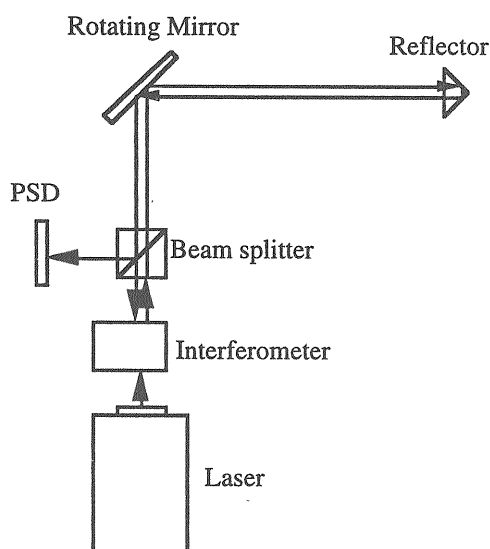


図 4 : レーザートラッカーの原理

- (1) レーザートラッカー (Leica - SMART310)、
  - (2) 水レベル
- の使用を予定している。

レーザートラッカーは、そのターゲットの3次元空間内での位置の精密測定を行う装置である。その原理を図 4 に示す。ターゲットとしては、レトロリフレクターかキャッツアイと呼ばれるものを使用する。レトロリフレクターは、3枚の平面鏡を互いに直角になるように組み合わせ合わせたもので、入射光を正確に入射方向に反射するものである。キャッツアイはレンズと球面鏡の組み合わせでレトロリフレクターと同じ機能を実現し、しかも大角度まで使用できるようにしたものである。レーザートラッカーは本質的には、レーザー干渉計であるが、干渉計のレーザー光の出口に2軸の回りに回転する反射鏡を設け、レーザー光がターゲットを追尾できるようにしたものである。ターゲットの追尾は、反射光の位置をを本体内の PSD (Position Sensitive Detector) で検出してターゲットの位置変化を知ることにより行う。ターゲット位置の3次元座標は、ターゲットまでの距離をレーザー干渉計で得、その水平角および天頂角を反射鏡に取付けたロータリーエンコーダーで得る。距離および角度の測定の分解能は、それぞれ 1.3 μm と 0.7 秒 (3.4 μrad) である。

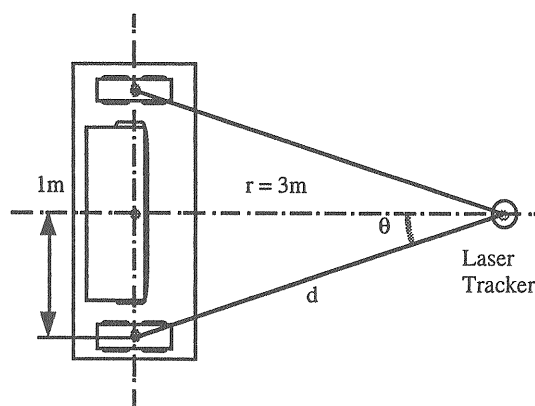


図 5 : レーザートラッカーによるアラインメント

このレーザートラッカーを、例えば、図 5 のような配置で使用すれば、ビームに垂直な水平方向の位置は、3.6 μm の分解能で得られると見積ることができる。高さのアラインメントについても、その分解能は 10.2 μm で、十分な精度を持つと考えられる。(図 5 では、偏向電磁石によるビーム軌道の曲がりを考慮していないが、大勢に影響はない。)

また、高さのアラインメントについてさらに精度が必要であれば、水レベルを使用することもできる。ESRF 等で広く使用されている水レベルを用いれば、2点の高低差を 1 μm より良い精度で計測することができる [2]。

また、通常の水レベルの他に、KEK の竹田らによって、温度変化による誤差の生じにくい half-filled type の水レベルの R&D も進められている [3]。

#### 4. 架台（定盤）のアラインメント

次の作業は、5台の電磁石の載った架台（定盤）をアーク状に配置することである。ここで要求される配置の精度も約 30 $\mu\text{m}$  である。ここで注意しておきたいのは、30 $\mu\text{m}$  というのは隣り合った定盤同士がこの精度で並んでいなければならないということで、約 140 m のリングの周長すべてにわたって定盤が設計軌道に対してこの精度で設置されなければならないというわけではないことである。また、前節と同様、30 $\mu\text{m}$  はビームに対して直角方向の許容誤差であり、ビーム軸方向の許容誤差はずっと大きい。

従って、アラインメントの手順も原理的には前節と同様なものになる。すなわち、アラインメントは、(1) 粗アラインメントと (2) 精密アラインメントの2段階に分れ、精密アラインメントではビーム軸に直角の方向の調整のみを行う。

一般に、精密アラインメントでは隣同士の位置関係しか考慮しないので、その結果は設計軌道とは必ずしも一致しない。しかし、精密アラインメントは、粗アラインメントに対する補正として行われるので、その結果の設計軌道からのずれは、だいたい粗アラインメントの精度の程度であり、ダンピングリングの性能に影響を及ぼすことはないと考えられる。

この段階の精密アラインメントに関しては、

- (1) レーザートラッカー、
- (2) 水レベル、
- (3) ワイヤアラインメントシステム

の使用を予定している。アーク部の定盤の精密アラインメントにはレーザートラッカーと水レベルを使用する。これらに関しては、前節で述べた通りである。ところで、今までは、特に断らなかったが、アーク部についてのみ

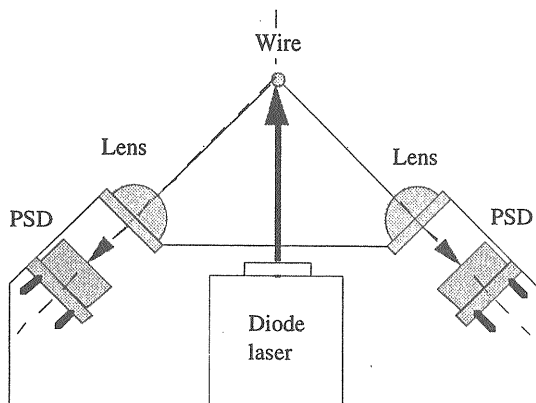


図 6 : ワイヤアラインメントシステム概念図

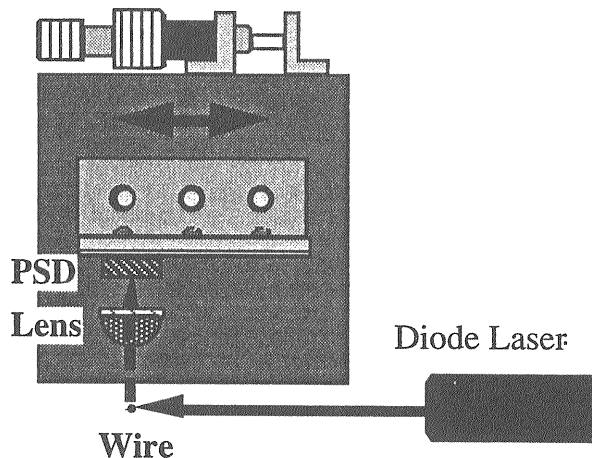


図 7 : ワイヤシステムのテスト

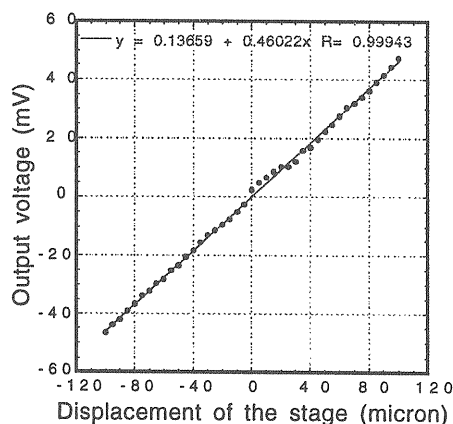


図 8 : ワイヤシステムの試験結果

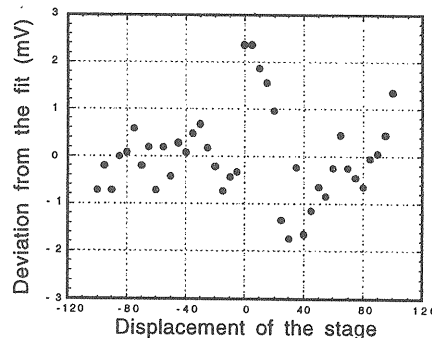


図 9 : フィットした直線からのずれ

考えてきた。しかし、ATF のダンピングリングはレーストラック型で、約 25 m の長さの直線部が2ヶ所存在する。この直線部の電磁石のアラインメントに関しては、ワイヤを利用する方法も使用したいと考えている。

ワイヤアラインメントシステムとしては、FFTB で使用されている優秀なシステムがあるが、かなり大がかりなものである [4]。精度が良く、しかも簡単なものがで



きないかと、図 6 のようなものを考えている。これは、ワイヤーにレーザー光を当て、その反射光を PSD で検出するものである。2 個の PSD を使用すれば、ワイヤーの位置を 2 次元で読み取れるはずである。この方式だと、ワイヤーの影を見る場合のように、ワイヤーを光源と検出器ではさむ必要がないので、応用範囲が広いのではないかと考えている。細いワイヤーからの反射光を PSD で検出できるかどうかを確認するために、図 7 に示すセットアップで簡単な実験を行った。ワイヤーは直径  $50\ \mu\text{m}$  の金メッキタングステン線を用いた。このセットアップでは、ワイヤーとレンズの間の距離は約  $4.5\ \text{cm}$ 、レンズと PSD 間の距離は約  $2\ \text{cm}$  であった。従って、ワイヤーが  $1\ \mu\text{m}$  動くと、PSD 上のワイヤーの像は  $2/4.5 = 0.44\ \mu\text{m}$  動くことになる。PSD の出力は PSD 上のスポットが  $1\ \mu\text{m}$  動くと  $1\ \text{mV}$  変化するように調整されているので、ワイヤーが  $1\ \mu\text{m}$  動くと  $0.44\ \text{mV}$  の出力変化があることになる。この値は、図 8 中に示した、フィットした直線の傾き ( $0.46$ ) とよく一致している。 $0.44$  と  $0.46$  との間の  $5\%$  程度の値の違いは、距離の測定誤差によるものと思われる。図 9 は、フィットした直線からのずれをプロットしたものである。ずれの最大値は約  $2.4\ \text{mV}$  である。これをワイヤーの変位に直すと  $2.4/0.46 = 5.2\ \mu\text{m}$  となる。すなわち、直径  $50\ \mu\text{m}$  の金メッキタングステン線の（相対的な）動きを、 $5\ \mu\text{m}$  程度の精度で検出することができたわけである。これは、ATF ダンピングリングのアラインメントには十分な精度である。ただしこの方式は、精度がワイヤーの表面状態に依存すると思われるので、さらに十分な試験が必要である。

## 5. オンライン・モニタリング

精密アラインメントの終了後は、テーブルの動きを常時モニターし、アラインメントのずれを監視する。このモニターには、

- (1) 水レベル、
- (2) ワイヤーシステム、
- (3) レーザーシステム

の使用を考えている。水レベルとワイヤーシステムについてはすでに述べたので、ここではレーザーシステムについて説明する。

このシステムはダイオードレーザーと PSD を使用したものである。図 10 に示すように、ダイオードレーザーのビームをスプリッターで分割し、3・4 個の 2 次元 PSD で検出する。これにより、隣り合った定盤間の相互の変位を、都合 6 自由度にわたってモニターすることができる。この方式の原理を検証するために、簡単な実験を行った。

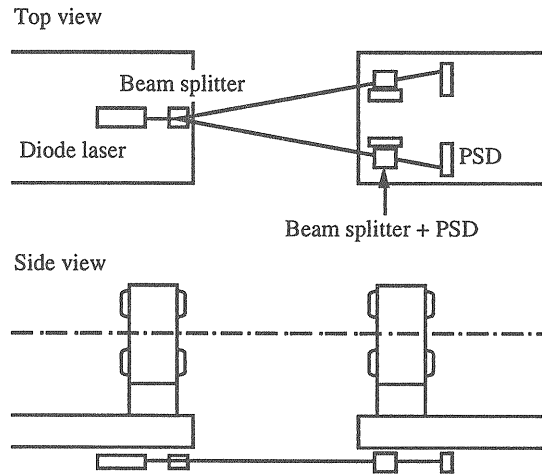


図 10 : レーザーモニターシステム

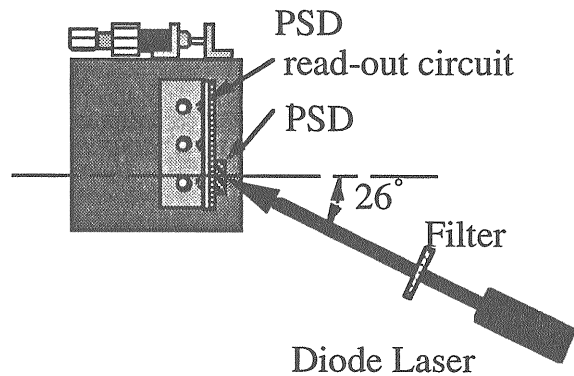


図 11 : 実験のセットアップ

まず、PSD に垂直にレーザー光を入射させ、PSD の性能のチェックを行った。入射位置に対する出力のリニアリティは非常に良好で、 $1\ \mu\text{m}$  より良い精度で入射位置の変化を測ることができた。次に、図 11 に示すセットアップで、レーザー光の進行方向に近い方向（もちろん全く平行ではなく、ある程度の角度をもった方向）の PSD の変位が測定できるかどうかをチェックした。結果は、十分な感度と良好なリニアリティを示した（図 12）。図 13 は、図 12 で行った直線フィットの直線からのずれをプロットしたものである。縦軸はわかりやすいように変位量に変換してある。図で明らかなように、変位測定の分解能は  $1\ \mu\text{m}$  以下である。すなわち、図 10 のシステムで、（電子）ビーム方向の変位も精度良く測定できることになる。

さらに、図 10 のシステムでは、光源側（左側）のビームスプリッターで分けた後のレーザービームのそれぞれを、2 個の PSD で測定している。従って、左側の定盤に対する右側の定盤の傾き（ヨーとピッチ）の変化もモニターすることができる。



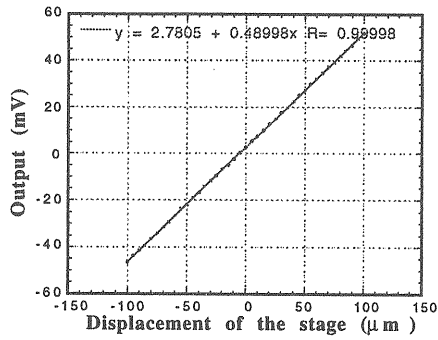


図 12 : 実験結果

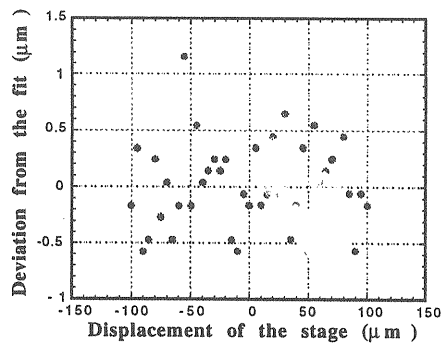


図 13 : フィットした直線からのずれ

## 6. おわりに

以上、いろいろと述べてきたが、これは「原理的に可能であろう」ということを示したままで、現在のところ「実際に可能である」ことを示せているわけではない。実際の場合には様々な外乱が存在し、 $30\mu\text{m}$  の精度を達成するのは容易なことではないと考えている。

第 1 節で述べたように、現在のところ基準と磁場中心の間には 2 つの未知因子があり、アラインメント作業の

許容誤差を厳しくしている。しかし、磁場中心と基準との位置関係を新たに測定することにより  $20\mu\text{m}$  程度の精度で得ることができれば、アラインメント作業に要求される精度は約  $50\mu\text{m}$  となり、大きく緩和される。従って、この測定が今後考慮すべき重要 R&D 項目の一つである。

実際の経験からいうと、5 m 程度の直線区間に 4・5 台の 4 極電磁石 (約  $200\text{ kg}$  / 台) を並べる場合には、十分時間をかけて丁寧に行えば、 $50\mu\text{m}$  の精度で行うことも不可能ではないとの感触を得ている。しかし、この作業を限られた時間で、しかもダンピングリング全域にわたって行うのは非常に困難であると考えている。このために、本文で述べたような装置を導入するわけであるが、さらに、どのような作業条件でも精度を要求レベル以上に保つことができるようなアラインメントシステムを構築していくことが重要であると考えている。

## 参考文献

- [1] Y. Funahashi et al., Proceedings of the 1994 International Linac Conference, Aug. 21 - 26, 1994, Tsukuba
- [2] D. Roux, Proceedings of the Third International Workshop on Accelerator Alignment, Sep. 28 - Oct. 1, 1993, Annecy
- [3] S. Takeda et al., Contribution to the 4th European Particle Accelerator Conference (EPAC94), London, Jun. 27 - Jul. 1, 1994
- [4] R. Ruland et al., Proceedings of the Third International Workshop on Accelerator Alignment, Sep. 28 - Oct. 1, 1993, Annecy

# バンチコンプレッサー

菊池光男

## 1. はじめに

リニャーコライダー（以下LCと略記する）でなぜバンチ長圧縮が必要かということについては加速器全体構成の章で述べられているが、要約すれば（1）衝突点でのバンチ長は $\beta$ 関数の値に比べて小さくなければならない、（2）横方向ウエイク場によるビームエミッタンスの増大を抑えるためにバンチ長は小さい程良い、ということである。これらの観点からJLCでは $\sigma_z = 80 \mu\text{m}$ のバンチが必要とされている。（ $\sigma_z$ は標準偏差）。ダンピングリング（以下DRと略記する）内のバンチの自然長は4~5mm程度なので1/50~1/60程度に圧縮することが求められている。

表1にJLCのパラメータの内バンチ長圧縮システム（以下、BCあるいはBCSと省略することがある）に関係するものをあげる。本稿ではこれらの値を念頭に置いて議論を進める。

表1 パラメータ

エネルギー (DR)	1.98 GeV	
バンチ長 (DR)	5 mm	
エネルギー幅 (DR)	0.1 %	
最終バンチ長	0.08 $\mu\text{m}$	
2段階方式	BC1	BC2 (10 GeV)
バンチ圧縮率	.1	.16
$R_{56}$ (m)	.5	.25 (アーク)
		.04 (シケイン)
加速管電圧	67 MV	4.85 GV
周波数	2.856MHz	2.856 MHz
1段階方式		
バンチ圧縮率	.016	
$R_{56}$ (m)	.08	
加速管電圧	610 MV (2.856 GHz)	
加速管電圧	100 MV (5.712GHz)	
ビームローディング補正電圧	2 x 65 MV ( $\Delta f=10\text{MHz}$ )	

## 2. バンチ長圧縮の方法

### 2.1 原理

バンチ内の1個の粒子を考えたとき、基準粒子から測った進行方向の距離を $z$ 、基準粒子に対するエネルギーの相対偏差を $\epsilon$ とする。すなわち $\epsilon = \Delta E / E_0$ 。バンチ長を短くすることは $(z, \epsilon)$ の空間内でバンチ（粒子分布）を変形させて、 $z$ -軸に射影したときの幅を短くすることである。（図-1参照）光学、あるいはビーム光学に親しい読者はレンズあるいは4極磁石と自由空間からなる系において、ビームが進行するにしたがって場所ごとにビームの幅が変わっていくことと似ていること気づかれるであろう。これらはともに位相空間（前者では $(z, \epsilon)$ 、後者では $(x, x')$ あるいは位置とその傾きで与えられる空間）におけるビームの「回転」の結果であるにとらえることができる。ここで重要なことは位相空間内に占めるビーム（粒子群）の体積、すなわちエミッタンスは保存するので、ある場所でバンチ長が短かくなっているということはその同じ場所でエネルギー幅が大きくなっているということである。

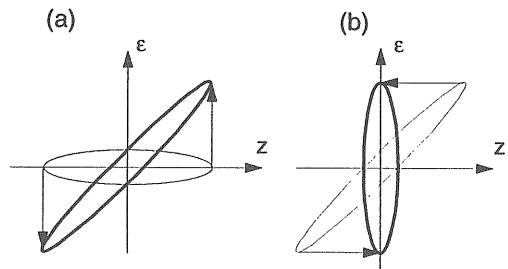


図1 バンチ長圧縮の原理。位相空間でのバンチの変形を示す。(a)では $z$ に比例した加速電圧を受けてバンチ前方では加速、後方では減速され、バンチは $\epsilon-z$ 相関を持つ。(b)は(a)による変形の後、偏向磁石を通ることによってエネルギーの高い粒子は遅れ、低い粒子は早く進む結果バンチ長が短くなる様子を表している。

さて4極磁石に相当するものは今の場合バンチ中心が零度の位相になるようにおかれた加速空洞で

ある。ただしRF電圧は  $V(z) = \hat{V} \sin(\omega/c \cdot z)$  とかかれる。  $z$  がRFの波長より十分小さい範囲では  $V(z) = \hat{V} \omega/c \cdot z$  となって  $z$  に比例して加速を受けることになる。したがって  $\bar{Z} \equiv (z, \varepsilon)'$  で与えられる粒子は加速空洞を通った後では

$$\bar{Z} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \hat{V}/E_0\omega/c & 1 \end{pmatrix} Z \quad (1)$$

という変換を受ける。一方自由空間に相当するものは偏向磁石である。偏向磁石を含む区間では一般にエネルギーに応じて曲率半径が異なるのでエネルギーに比例して行路長に差が生ずる。式でかけば

$$\bar{Z} = \begin{pmatrix} 1 & l_z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} Z \quad (2)$$

というふうにかける。

以上の要素を用いるとバンチ長圧縮システムが構成できる。例として加速空洞、偏向区間の順番に並べる系を考える。  $k \equiv \hat{V}/E_0\omega/c$  として

$$\bar{Z} = MZ = \begin{pmatrix} 1 & l_z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} Z \quad (3)$$

ビームマトリクス  $\Lambda \equiv \langle ZZ' \rangle$  はこの系を通った後、

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda} &\equiv \langle \bar{Z}\bar{Z}' \rangle = M \langle ZZ' \rangle M' = M \Lambda M' \\ &= \begin{pmatrix} (1+kl_z)^2 \sigma_z^2 + l_z^2 \sigma_\varepsilon^2 & k(1+kl_z) \sigma_z^2 \\ k(1+kl_z) \sigma_z^2 & k^2 \sigma_\varepsilon^2 \end{pmatrix} \quad (4) \end{aligned}$$

となる。ただし入口ではビームは直立楕円すなわち  $\langle z\varepsilon \rangle = 0$  と仮定した。(  $\langle \dots \rangle$  は粒子全体に亘る平均)。これから

$$\sigma_z^2 = (1+kl_z)^2 \sigma_z^2 + l_z^2 \sigma_\varepsilon^2 \quad (5)$$

となる。したがってバンチ長圧縮率  $m = \sigma_z / \sigma_\varepsilon$  が決まっているとすると  $k$  と  $l_z$  には一意的な関係がつく。すなわち

$$k = \left( \sqrt{m^2 - (l_z \sigma_\varepsilon / \sigma_z)^2} - 1 \right) / l_z \quad (6)$$

これをグラフにすると図2のようになる。  $l_z$  には最小値があり ( $l_z = m \sigma_z / \sigma_\varepsilon$ )、このとき転送行列  $M$  の (1, 1) 成分がゼロになっている。また  $k$  にも最小値が存在する。

記号についての注意。以上の話は  $(z, \varepsilon)$  空間の中だけで閉じていたが、一般には6次元の位相空間  $(x, x', y, y', z, \varepsilon)$  のなかで考える必要がある。

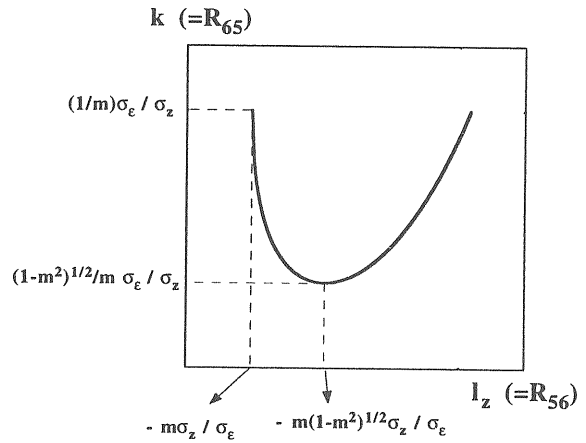


図2 バンチ長圧縮率  $m$  が与えられているときの  $k$  と  $l_z$  の関係。

ビームラインでは光学系の出口での座標を入口での座標についてフーリエ展開して議論することが多い。展開

$$\bar{z}_k = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{j_1, j_2, \dots, j_n \in \{1, \dots, 6\}} R_{k j_1 j_2 \dots j_n} z_{j_1} z_{j_2} \dots z_{j_n} \quad (7)$$

において係数  $R_{k j_1 j_2 \dots j_n}$  を  $n$  次の転送行列要素と呼ぶ。ここで変数に1から6まで番号をつけて  $z_1 = x, z_2 = x', \dots, z_6 = \varepsilon$  としている。  $n=1$  の係数は通常の転送行列の行列要素である。上の項で述べた  $l_z$  は  $R_{56}$ 、  $k$  は  $R_{65}$  ということになる。

3. JLCにおけるバンチ長圧縮システムの設計  
バンチ長圧縮システムの構成を図3、図4に示す。

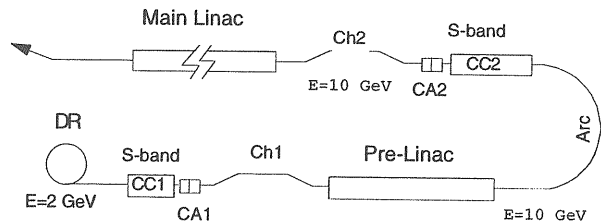


図3 2段階方式バンチ長圧縮システム

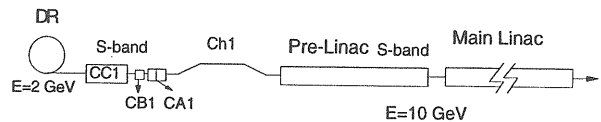


図4 1段階方式バンチ長圧縮システム

図3、図4において  $Ch1, Ch2$  は偏向磁石からなるシケイン、  $CC1, CC2$  はバンチ長圧縮用キャビティ、  $CA1, CA2$  はビームローディング補償用

キャビティーを表している。2段階方式においてはまず初段のバンチ長圧縮システム (CC1, Ch1) によって5 mmから0.5 mmまで圧縮する。このときエネルギー幅は1%となる。このまま次段のバンチ長圧縮系で80  $\mu$  mまで圧縮するとエネルギー幅が6.25%に達しビーム輸送が困難となる。このため中間に前段ライナックをおきエネルギー幅を0.1%までおとし2段目のバンチ長圧縮系に入射する。1段階方式においては、上述のようにエネルギー幅が6.25%に達するのであるが、これをそのまま前段ライナック、主LINACに入れてしまおうというものである。これは2段階方式のように途中にアークがないのでビーム輸送自体はさほど困難ではないが、4曲磁石の設置誤差および偏向磁石の回転誤差の許容値が厳しくなる。設計の詳細について述べることは与えられた紙数を越えるので本項では設計上の主な問題点について解説するにとどめる。

### 3.1 設計上の主な問題点とその解決法

バンチ長圧縮自身は $R_{56}$ と $R_{65}$ の発生とその組み合わせだけの問題であるがJLCでは超低エミッタンスビームをエミッタンスを増大させることなくバンチ長圧縮を行う必要があることおよび各種の誤差に対する許容度等から種々の問題点が生ずる。

#### DRにおけるバンチごとの縦方向位置変位

DR内ではビームは数個のバンチ列の形をなして周回している。1つのバンチ列には数10個のバンチが2.8 ns 間隔で並んでいるがバンチ列どうしの間には約60 ns の間隙がある。各バンチはキャビティーによって加速を受ける結果としてキャビティー内の(基本モードの)電場を減らす(ビームローディング)。キャビティーに供給される電力はこれを補償せんとするが電力の充填時間よりもバンチ間隔が短いため、次にやってくるバンチはより少ない電場を感じ、後ろのバンチほど受ける加速は小さくなるはずである。実際にはシンクロトロン安定性によって、加速量が所定の値(シンクロトロン放射損失とつりあう値)になるように各バンチは自ら位相すなわち進行方向の位置 $z$ を再調整し平衡状態に達する。したがって各バンチの平衡位置 $z$ は一般的には異なる。バンチがリングの周上に一様に分布している場合には対称性から各バンチの $z$ は等しい。我々の場合、バンチ列の先頭と最後尾では $z$ は5 mmぐらい異なる。

さて、これがどうして問題になるのか。もしこのビームがそのまま前段ライナックに入射されるとすると $z$ の偏差がそのまま前段ライナックでのRF位相の偏差すなわちエネルギーの偏差になるからである。幸いこれは最初のバンチ長圧縮系を使って後段に対する影響を免れることができる。すなわち初段のバンチ長圧縮系の転送行列で $R_{55}$ 成分をゼロにすれば入口の $z$ の偏差は出口の $z$ に影響しない。すなわち位置の偏差はエネルギーの偏差に転化されるのである(このエネルギー偏差は後段のライナックで加速されるうちいずれ減衰するので基本的に問題ない)。2.1節で述べたように $R_{55}=0$ となるように $R_{56}$ および $R_{65}$ を選ぶことができる。

#### 前段ライナックのエネルギージッター

これは2段階方式に特有の問題である。電源電圧の変動、RF位相の変動により前段ライナックの出口ではビームエネルギーの変動が避けられない。さらにライナックにおけるビームローディングのためにバンチ列内の各バンチはエネルギーが異なっている可能性がある。2.1節で述べたようにバンチ長圧縮は( $z, \epsilon$ )空間における回転であるから、これらのエネルギー偏差は、何もしなければ2段目のバンチ長圧縮系によって $z$ の偏差すなわち主ライナックにとってはエネルギーの偏差になってしまう。これを避けるためには2段目のバンチ長圧縮系ではエネルギー偏差が位置偏差に写らないようになっていなければならない。すなわち $R_{56}=0$ が必要条件となる。この条件は2.1節で述べた単一の加速空洞と偏向区間を並べた系では実現できない((6)式)ので少なくとも1個の加速空洞と2個の偏向区間を用いた系が必要となる。図3では

(Arc) (CC2) (Ch2)

という形で実現している。この系では必要な条件の数(2個)に比べてパラメータの数が1つ多いので加速管電圧を最適化できる。

#### 単一バンチビームローディング

加速管では一つのバンチ内の各粒子は前方にある粒子の作る縦方向ウェイク場によって減速される。単一粒子のつくるウェイク場は一般に $z$ について非線型でありかつ $z$ 方向のバンチ形状も一様でないので $R_{65}$ だけでなく高次項 $R_{655}$ や $R_{6555}$ なども生ずる。JLCのバンチ粒子数 $N=1 \times 10^{10}$ ではバン

チ長 1 mm 程度では無視できるが 100 μm 程度になる第 2 バンチ長圧縮系では無視できないので RF 位相を適当に選んで高次項を相殺するようにしなければならない。

### 多バンチビームローディング

加速管を多くのバンチが通過した場合後ろのバンチは以前に通過していったバンチの残したウェイク場を感じる。加速管はこれらのウェイク場のうち高次モードは非常に小さくなるようになるように設計されている（減衰型加速管あるいはチョークモード加速管）ので残るのは基本モードだけと考えるが良い。これら基本モードの多バンチビームローディングがなぜ問題になるのか。前段および主ライナックでは多バンチビームローディングは、別の章で述べられているように補償する手だてが講じられている。問題はバンチ長圧縮系に用いられている加速管のビームローディングである。これらの加速管ではバンチ中心は 0 度の位相にのっているが、前方のバンチのつくった基本モードウェイク場は後続のバンチに対しては 90 度の減速位相になる。ウェイク場は後続バンチほど大きい。

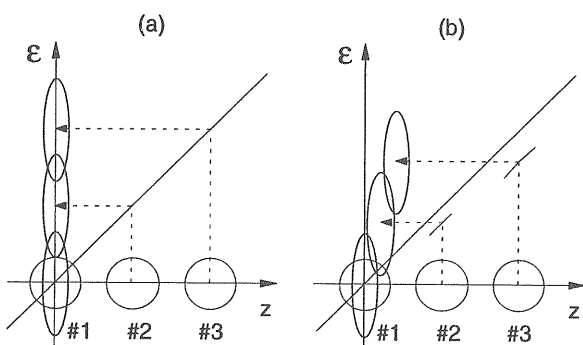


図5 多バンチビームローディングの影響。DR 出口のビームは後ろのバンチほど正規の位置より前方にずれるが (a) ビームローディングのない場合、各バンチは 90 度回転し、重心の z は正規の位置にくるように位相の進みが選ばれている。実際は (b) ビームローディングのために各バンチの重心は 90 度回転せず後ろのバンチほど正規の位置からずれる。

n 番目のバンチに対するビームローディング電圧  $V_b(n)$  は

$$V_b(n) = 2kq \sum_{i=1}^{n-1} [L - (n-1)\Delta s] \cos \omega/c \cdot (z_n - z_i) \quad (8)$$

と表される。ここで 2kq は 1 個のバンチが加速管

に残す 1 m 当たりの基本モードビームローディング電圧、L は加速管の長さ、 $\Delta s$  は (加速管の群速度) × (バンチ間距離) である。(  $V_b(n)$  は  $n \Delta s \ll L$  ならば  $z_n$  に対して線形としてよいが、JLC の場合 n は 50 ~ 90 なので 2 次の項は無視できない。) したがってバンチに対する局所的な  $R_{65}$  は変わらないが各バンチの中心どうしの関係では  $R_{65}$  は変化していることになる。図 5 参照。したがって各バンチは正しく圧縮されるが重心は 90 度回転せず後ろのバンチほど正規の位置からずれることになる。

この問題の解決案としては“ビート (うなり) 法”による補償が提案されている。これは 2 種類の補償用加速管を用い一つは RF 周波数を  $-\Delta f$ 、他を  $+\Delta f$  だけずらすもので、各々の加速管電圧を V とすると n 番目のバンチに対する全電圧  $V_n$  は

$$\begin{aligned} V_n &= V \sin((\omega + \Delta\omega)/c \cdot z_n + \phi) \\ &\quad - V \sin((\omega - \Delta\omega)/c \cdot z_n + \phi) - V_b(n) \quad (9) \\ &= 2V \sin(\Delta\omega/c \cdot z_n + \phi) \cos \omega/c \cdot z_n - V_b(n) \end{aligned}$$

となる。但し  $\phi = 2\pi\Delta\omega/\omega \times$  整数、を仮定している。 $V_b(n)$  はこれらの補償用加速管自身のビームローディング電圧である。これは補償されるべき加速管のビームローディング電圧に含めて考えてよい。 $\Delta\omega/c \cdot z_n + \phi \ll 1$  となるように  $\Delta\omega$  を選んておけば第 1 項から  $z_n$  に比例した電圧が得られ多バンチビームローディングを補償することができる。さらに  $\phi$  および V を調整すれば  $z_n$  の 2 次のオーダーまで補償可能である。図 3、図 4 において CA1、CA2 がこの補償用加速管を表している。

### 高次項 $R_{566}$ 、 $R_{5666}$

シケインおよびアークは有限の高次項  $R_{566}$ 、 $R_{5666}$  をもつ。アークはセル構造によってその大きさは変わるがシケインの場合

$$R_{566} = -3/2 R_{56}, \quad R_{5666} = 2 R_{56} \quad (10)$$

となって  $R_{56}$  が決まれば必然的にできる量である。とくに 1 段階方式の場合エネルギー幅が 6.25%、 $R_{56} = -0.08$  なので  $R_{566} = 0.12$ 、 $R_{5666} \epsilon^2 = 470 \mu\text{m}$  となる。これは目的とするバンチ長 80 μm より大きい。これを補正するため周波数が 2 倍の加速管 (C-バンド) を用い、 $R_{655}$ 、 $R_{6555}$  の高次項を発生させて補正している。図 4 で CB1 が高次項発生用加速管である。

### 横方向エミッタンス増大の問題

以上述べたことは縦方向位相空間での問題であったが、実際は横方向位相空間と結合した系として考える必要がある。6次元位相空間のエミッタンスは保存するが、横方向エミッタンス（あるいは横方向に射影したエミッタンスといっても良い）はこの結合の結果として保存しなくなる（通常は増大する）。このエミッタンスの増大は直接ミノシティーの減少をまねくので重大である。エミッタンスの増大の現象はおおよそ次の5つに分類できる。

(a) 分散（エネルギーの違いによるビーム軌道の違い）からくるもの。ビームが中心軌道からずれているとする。このずれの原因はビームラインへの入射位置、角度の誤差でもよいあるいは磁石の設置誤差によって生まれる軌道のずれでもよい。横方向位相空間では原点の周りに軌道の大きさ比例した半径を持って回転する。この回転の位相進行の速さは次に述べる色収差によってエネルギーに依存するから、ビームの進行にしたがって位相空間内ではビームはリング上に分布するようになる（エネルギーの違いによる位相の広がりの色位相と呼ぶ）。この効果は、リング状にひろがるまではビーム軌道が大きいほど、またエネルギー幅が大きいほど大きい。いったんリング状になってしまうえばそれ以上ひろがらないので軌道の大きさだけによる。このことから与えられたエミッタンス増大の許容値から磁石の設置誤差あるいはエネルギー幅の許容値が決まる。2段階方式では色位相ができるだけ小さくなるように、1段階目のバンチ長圧縮率、2段階目のバンチ長圧縮率、前段ライナックエネルギーを最適化しなければならない。1段階方式では色位相は $2\pi$ を越えるので磁石の設置誤差は厳しくなる方向である。

(b) 色収差（エネルギーの違いによる位相進行の違い）からくるもの。ビームが中心軌道上にあってもエネルギーによって位相進行が異なるためエミッタンス増大が起こる。この効果はエネルギー幅に依る。したがって2段階方式よりも1段階方式の方がより厳しい。

(c) 偏向区間（シケイン、アーク）におけるシンクロトロン放射。シンクロトロン放射によるエミッタンスは $E^5/\rho$ に比例する。（ $E$ はビームエネルギー、 $\rho$ は曲率半径）。2段階方式のアークではシンクロトロン放射によるエミッタンスが十分

小さくなるように $\rho$ を十分大きくとる必要がある。またエネルギー幅を抑えるため前段ライナックでエネルギーを上げすぎると $E^5$ が効いてきてさらに $\rho$ を大きくすることになる。したがってアーク半径を現実的な長さにおさめるためにエネルギーを最適化する必要がある。現在のところエネルギーは10 GeV、アーク半径は100 mぐらいの値になっている。またシケイン、とくに2段階目の高エネルギー部のそのエミッタンスも看過してはならない。1つのシケインを複数に分割することはさらにエミッタンスを悪くするので、結局長大なシケインをつくるしかない。2段階方式では100~200 mに達する。

(d) カップリング（垂直方向エミッタンスの水平方向エミッタンスとの比）。JLCではカップリングは1%を要求されている。カップリングには水平方向のベータatron振動と垂直方向のそれとが結合し水平方向のエミッタンスが垂直方向に回り込む機構（線形結合）と、水平方向の自由度に伴って発生するシンクロトロン放射エミッタンスが垂直方向に回り込む機構とがある。カップリングを悪くする要因は4極磁石や水平偏向磁石の回転誤差による垂直方向ディスパーション、また6極磁石の垂直方向設置誤差である。2段階方式のアーク部では大量の4極磁石や水平偏向磁石が使われるのでこれらの誤差の許容値が問題となる。またアーク部でのエネルギー幅が大きいと色位相を補正するため通常6極磁石が使われるが、これに垂直方向設置誤差が加わるとこれは非常に強い線形結合を生み出すので6極磁石が必要とされない程度までエネルギー幅を抑えた方が運転にとっては好都合である。

(e) 空間電荷。これは低エネルギー部で効く可能性がある。垂直方向エミッタンスが非常に小さいために垂直方向ビームサイズは数 $\mu\text{m}$ となり空間電荷力によってビームが垂直方向にひろがってしまうものである。1段階方式ではこの効果のため数%垂直方向エミッタンスが増大する。またシケイン部における遠心力による空間電荷効果も大きさが見積もられたが影響はJLCのパラメータに対しては非常に小さい。

### 4. 最後に

バンチ長圧縮システムの設計は現在進行中であり、問題点を示すのに主眼をおいたため詳しいパラメータはあえて言及しなかった。諒解されたい。