

解説

高輝度光源加速器のための高周波加速空洞

小関 忠*, 伊澤 正陽**, 佐藤 潔和***

*東京大学物性研究所, **高エネルギー物理学研究所, ***(株)東芝

An RF Cavity for High-Brilliance Synchrotron Radiation Source

Tadashi KOSEKI*, Masaaki IZAWA** and Kiyokazu SATOH***

*ISSP, The University of Tokyo,

**National Laboratory for High Energy Physics (KEK),

***Toshiba Corporation

Beam quality of synchrotron radiation strongly depends on the stability of circulating electron/positron beam. In high-brilliance synchrotron radiation rings, the suppression of collective beam instabilities, particularly coupled-bunch instability due to higher-order modes (HOM's) in an RF cavity, is one of most important issues. The R & D on a new 500 MHz HOM damped cavity is being carried out by the collaboration of ISSP and KEK. The damped cavity aims at being installed in two low emittance storage rings. One is a third-generation VUV-SX synchrotron radiation source (VSX storage ring) which is a future project of the University of Tokyo. The other is the Photon Factory storage ring with a high-brilliance configuration. In this paper, the design consideration of the cavity and the progress status of the R & D efforts are described.

1. はじめに

現在, 世界各国で, いわゆる第3世代に属する放射光リングの計画・建設が相次いで行われ, そのうちのいくつかはすでに本格的な利用運転を開始している。第3世代の放射光リングは高輝度放射光源とも呼ばれ, 挿入型光源の利用を主体として, これまで(第2世代)のリングに比べ数桁高い輝度の放射光を発生することができる。その光源としての性能がリングを周回する電子または陽電子ビームの質に強く依存することは言うまでもないが, 特に高輝度放射光を得るためには, ビームのサイズ, 及び角度発散ができるだけ

小さいこと, すなわち低エミッタンスビームであることが必要である。また当然の事ながら, 十分な光子フラックスを得るためには, ビームの周回電流値はできるだけ高くしたい。ところが, 蓄積リングで低いエミッタンス, 高いビーム電流を実現するためには, ビームの不安定性, 特にバンチ結合型ビーム不安定性の問題を避けて通ることはできない。

リングの中にはビームを加速するために高周波加速空洞が置かれている。この空洞をビームのバンチが通過すると, バンチは空洞中に電磁場を励起する。このような電磁場を wake field と呼ぶ。

* 東京大学物性研究所 〒188 田無市緑町 3-2-1
TEL 0424-69-9563 FAX 0424-61-5401 e-mail koseki@issp.u-tokyo.ac.jp

加速空洞は高Q値共振器であるから、励起された wake field には減衰の時定数が長い成分がある (long-range wake field)。そのため、次にやってくるバンチは long-range wake field によってローレンツ力を受け、その電磁場の方向に応じてシンクロトロン振動 (縦方向)、またはベータトロン振動 (横方向) が励振される。そして、この振動により縦または横方向にずれたバンチはさらに強い wake field を励起し、ある条件のもとでは、この連鎖によりバンチの振動が次第に成長していく。このように複数のバンチの振動が、高Q値の共振器を介して結合し、連成振動となって成長する現象をバンチ結合型ビーム不安定性 (coupled-bunch instability) という。この不安定性はビーム損失を引き起こして蓄積電流値を制限したり、ビームのエミッタンスを増大させたりするため、第3世代放射光源においては最も深刻なビーム不安定性である。

高周波加速空洞中に励起される電磁場 (共鳴モード) のうち、最も周波数の低いものを基本モード、それ以外を高次モードという。基本モードはビームの加速に用いられる電磁場であり、加速モードともよばれる。高次モード (Higher-Order Mode, HOM と略される) は空洞内に多数存在し、そのなかでQ値の高いものがバンチ結合型ビーム不安定性の原因となる。そこで、バンチ結合型ビーム不安定性を抑制して安定なビームを実現するためには、加速空洞を工夫して、バンチが通過しても高次モードが励起されにくい構造を実現できればよい。ただし、その際、加速モードの性能を損なわないように注意することが重要である。このように、加速モードに影響を与えずに、高次モードだけを強く減衰させる加速空洞を、高次モード減衰型加速空洞 (HOM damped cavity) と呼ぶ。

バンチ結合型ビーム不安定性の抑制は、放射光リングに限らず、素粒子実験用の各種フレバーファクトリー (Bファクトリー等) やリニアコラ

イダー用ダンピングリングでも加速器の成否を左右する最も重要な課題の一つとされている。したがって、各国の加速器施設において独自の高次モード減衰型加速空洞が次々に考案され、きわめて精力的な研究が行われている。本稿では東京大学物性研究所と高エネルギー物理学研究所が共同で進めてきた高次モード減衰型加速空洞の研究開発について紹介する。この空洞は東京大学の VUV・SX 高輝度光源リング (以下、VSX リングと略す) 及び高エネルギー物理学研究所放射光実験施設におけるフォトンファクトリー (PF) の高輝度化において用いられることを目的としている。

なお、VSX リング、PF リング、共に電子及び陽電子の蓄積が可能であるが、本稿においては便宜上、電子という言葉だけを使用することにす。本稿の内容に限って言えば、電子を陽電子と読み変えても全く差し支えない。

2. 加速空洞の設計

2.1 VSX リング及び PF 高輝度化の RF システム

表1に VSX リング^{1,2)}及び PF 高輝度化³⁾の主なパラメータを示す。VSX リングは東京大学が千葉県の新キャンパスに建設することを計画している VUV・SX 領域の高輝度光源リングで、エネルギー2.0 GeV、周長約400 m、エミッタンスは 5 nm・rad 以下、4つの長直線部 (12.5 m) と12個の準長直線部 (7.5 m) を持ち、高周波加速空洞と入射用の2つの直線部を除く14の直線部に各種の挿入型光源が設置される。一方、PF 高輝度化は PF リングのノーマルセルの四極、及び六極電磁石を増設、増強してエミッタンスを 27 nm・rad (現状の約1/5) にする計画で、97年1月からリングをシャットダウンして本格的な改造作業に入る。

電子蓄積リングにおける高周波加速システムは、偏向電磁石や挿入光源における放射光によるビームのエネルギー損失を補償し、さらに、十分

Table 1. The basic parameters of the VSX ring and PF high-brilliance configuration.

		VSX リング	PF 高輝度化
Beam energy	$E[\text{GeV}]$	2.0	2.5
Lattice type		DBA	FODO
Circumference	$C[\text{m}]$	388	187
Revolution frequency	$f_0[\text{MHz}]$	0.801	1.603
Natural emittance	$\varepsilon_{x0}[\text{nm-rad}]$	4.9	27
Energy spread	σ_E/E	6.7×10^{-4}	7.3×10^{-4}
Momentum compaction	α	6.9×10^{-4}	4.3×10^{-3}
Betatron tune (Hor., Ver.)	(ν_x, ν_y)	18.41, 9.78	10.85, 4.20
Chromaticity (Hor., Ver.)	(ξ_x, ξ_y)	-46.73, -30.00	-16.1, -13.3
Harmonic number	h	648	312
RF frequency	$f_{RF}[\text{MHz}]$	500.1	500.1
RF voltage	$V_c[\text{MV}]$	1.5	1.5
Energy loss/turn [keV]	$U_0[\text{keV}]$	213.8	398.8
Beam current	$I_0[\text{mA}]$	400	500
Natural bunch length	$\sigma_z[\text{mm}]$	4	8
Number of cavity	N_c	3	4

なビーム寿命を確保するために用いられる。例えば、VSX リングの場合は偏向電磁石からの放射光によるリング一周当たりのエネルギー損失は214 keVであり、挿入光源での放射損失は、挿入光源の種類にもよるが、14の直線部にアンジュレーターを設置するとすれば、およそ50 keV程度と見積もられる。従って定格ビーム電流400 mA では、補償すべき電力は約100 kW となる。

また、加速空洞に供給される高周波電力には、電子をバンチ内に閉じ込めておくためのポテンシャルの井戸 (RF バケットという) をつくる目的もある。バンチ内電子の運動量のばらつきがポテンシャルの井戸の高さを越えると、その電子はRF バケットから飛び出して失われる。この過程がビーム寿命を決める主な原因の一つとなる。ビームが失われないで済む運動量 p のばらつき $\Delta p/p$ の上限を運動量アクセプタンスという。VSX リング、PF、共に Touscheck 寿命等を考慮すると、運動量アクセプタンスは $\pm 3\%$ 程度が必要であり、要求される加速電圧は1.5 MV 以上となる。この加速電圧をVSX リングでは3台、PF では4台の加速空洞を用いて供給する。

なお、RF 周波数はリングの性能と密接に関わる重要なパラメーターであるが、VSX リングではPF でのこれまでの実績と豊富な経験を重視し、PF と同じ500.1 MHz を採用する。したがって、加速空洞は基本的に同一形状のものがVSX リングにもPF にも使用できる。

2.2 バンチ結合型ビーム不安定性

バンチ結合型ビーム不安定性^{4,6)}は加速空洞のタイプや構造と密接に関わる不安定性である。ここでは、バンチ結合型ビーム不安定性が生じないためには、加速空洞にどのような性能が要求されるかを述べる。なお、本稿ではバンチ結合型ビーム不安定性を、ビーム軸方向 (縦方向)、及びビーム軸に垂直な方向 (横方向) に分けて、各々独立として考える。厳密に言えば、横方向の振動が縦方向の振動と結合する場合もあるが、通常はそのような効果が小さくなるように加速器のラティスが設計されている。

(1) 縦方向バンチ結合型ビーム不安定性

縦方向バンチ結合型ビーム不安定性 (longitudinal coupled-bunch instability) はビーム軸上の進行方向に電場を持つ共鳴モード (longitudinal

mode と呼ぶ) によって引き起こされ、ビームのシンクロトロン振動を増大させる。通常、この不安定性が直ちにビーム損失をまねくことはないが、シンクロトロン振動はエネルギー振動であるから、リングの分散関数 (dispersion function) がゼロでない箇所では、水平方向のビームサイズが大きくなってしまふ。

不安定性によってビーム振動の振幅が増大していくとき、その時定数 τ の逆数を不安定性の growth rate と呼ぶ。ここでは、バンチ形状を不変として (rigid bunch), バンチを一つの点電荷として取り扱うことにする。リングの中に M 個のバンチが等間隔に存在する場合を考えると、縦方向バンチ結合型不安定性の growth rate $1/\tau_s$ は次式で表される。

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

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

ここで、 e は電気素量、 v_s はシンクロトロンチューン、 n は整数、 ω_0 は周回角周波数である。 μ はバンチ結合振動のモードナンバー ($\mu=0, 1, 2, \dots, M-1$) で、隣り合うバンチの振動の位相差は $2\pi\mu/M$ と仮定している。 $Z(\omega)$ はリングの縦方向結合インピーダンス (longitudinal coupling impedance) で、共鳴角周波数 ω_r を持つ longitudinal mode の、 $Z(\omega)$ に対する寄与は次式で与えられる。

$$Z(\omega) = \frac{R_{sh}/2}{1 + iQ \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (3)$$

ここで、 R_{sh} , Q は、それぞれ、共鳴モードのシャントインピーダンス、及び Q 値である。ただし、

(3)式では空洞の外部との結合は無視している。(2)で与えられる $\omega_{\mu,n}^+$ は、リングの周回周波数やハーモニック数からきまる周波数であり、そのうちの一つが共鳴モードの ω_r と一致したときに、不安定性の growth rate は極大値をとる。また、(1)式の右辺第2項は逆に growth rate の減少に寄与する項で、 $\omega_{\mu,n}^-$ が ω_r 付近にあると振動は減衰される。

一方、電子蓄積リングでは放射光を放出することに起因してビーム振動が減衰していくメカニズムが存在し、これを放射減衰 (radiation damping) と呼ぶ。この場合、減衰の時定数の逆数を damping rate という。ビーム不安定性の現象は、不安定性による振動の growth rate が、放射減衰による振動の damping rate を上回るときに現れる。growth rate はビームの電流値に比例するので、growth rate と damping rate がちょうどバランスする電流値が存在し、これをしきい電流値 (threshold current) と呼ぶ。(1)式の減衰項を無視して、一つの共鳴モードによる不安定性を考えると、しきい電流値 I_{th} は、次式で与えられる⁷⁾。

$$I_{th} = \frac{4\pi E v_s}{\tau_s e \alpha \omega_{\mu,n}^+ \operatorname{Re} [Z(\omega_{\mu,n}^+)]} \quad (4)$$

ここで、 τ_s はシンクロトロン振動の damping time で $\tau_s \propto 1/E^3$ なるエネルギー依存性を持っている。したがって、(4)より I_{th} は E^4 に比例する量となり、ビームエネルギーが低いリングでは不安定性のしきい電流値は著しく小さくなる。VUV・SX 領域の放射光源のように、低エネルギーの蓄積リングで大きなビーム電流を実現しようとするときに、バンチ結合型ビーム不安定性の問題が深刻となるのはこのためである。

しかし、もし共鳴モードのインピーダンス R_{sh} を十分下げることができれば、しきい電流値 I_{th} をリングの定格電流値以上に高くすることができるとは必ずしも限らない。リングを定格電流で運転するとき

に、不安定性が起こらないで済むために許容される最大のインピーダンスを許容インピーダンス (critical impedance) と呼ぶことにする。VSX リング (定格電流400 mA) と PF 高輝度化 (定格電流500 mA) における空洞一台当たりの許容インピーダンス R_c を(4)式を用いて計算すると、周波数0.5 GHz~2.5 GHz の範囲で、VSX リングの場合 $R_c=10\sim 2$ k Ω , PF 高輝度化の場合 $R_c=7\sim 1$ k Ω 程度となる。従って、我々の空洞に要求される性能は、longitudinal mode のインピーダンスをこれらの許容値以下にまで減衰させることである。

(2) 横方向バンチ結合型ビーム不安定性

横方向バンチ結合型ビーム不安定性 (transverse coupled-bunch instability) は、ビーム軸上の横方向に電磁場が存在する共鳴モード (transverse mode と呼ぶ) によって引き起こされ、ビームのベータートロン振動を増大させる。この不安定性はビーム損失を引き起こすため、この不安定性によって蓄積電流値が制限される場合もある。その意味では、縦方向よりもたちの悪い不安定性といえることができる。縦方向の場合と同様に考えると、横方向バンチ結合型不安定性の growth rate $1/\tau_\beta$ は次式で表される。

$$\tau_\beta^{-1} = \frac{-eI_0\omega_0\beta}{4\pi E} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} [Z_T(\omega_{\mu,n}^+)] - \sum_{n=1}^{\infty} \text{Re} \times [Z_T(\omega_{\mu,n}^-)] \right\} \quad (5)$$

$$\omega_{\mu,n}^\pm = \{nM \pm (\mu \pm \delta v_\beta)\} \omega_0 \quad (6)$$

ここで、 β は空洞の位置におけるベータートロン関数、 δv_β はベータートロンチューンの少数部分である。 $Z_T(\omega)$ はリングの横方向ビーム結合インピーダンス (transverse coupling impedance) で、横方向インピーダンスが R_T で、共鳴角周波数が ω_r の transverse mode の場合、その寄与は、

$$Z_T(\omega) = \left(\frac{\omega_r}{\omega}\right) \frac{R_T}{1+iQ\left(\frac{\omega_r}{\omega}-\frac{\omega}{\omega_r}\right)} \quad (7)$$

で与えられる。

不安定性が現れるしきい電流値は

$$I_{th} = \frac{4\pi E}{\tau_\beta e \omega_0 \text{Re} [Z(\omega_{\mu,n}^-)]} \quad (8)$$

となる。

(7)式、(8)式より空洞一台当たりの許容インピーダンス R_c を求めると、VSX リングの場合 $R_c=16$ k Ω , PF 高輝度化の場合 $R_c=20$ k Ω 程度となる。

2.3 加速空洞の形状

加速空洞のデザインに当たり、我々が特に留意したのは、放射光リングとしての長期に亘る安定な運転を保証するために、空洞の構造をできるだけシンプルにすることである。B ファクトリー等の高エネルギー実験用加速器の多くで、高次モードの電磁場を外部に引き出すために同軸導波管や中空の導波管を空洞中心部分に設置する方法が採用されているが^{8,9)}、この方法だと大電力を扱う空洞本体部分における構造の複雑化は避けられない。我々の空洞では、空洞本体部分には高次モードの減衰機構を一切置かず、そのかわりに、空洞に接続するビームダクトの口径を広げることにより、周波数の高い高次モードがビームダクト内を伝播して空洞中心から外に取り出されるようにする。そしてビームダクトの一部に高抵抗の電磁波吸収体を装着し、空洞外に出た高次モードを吸収体部分で減衰させる。電磁波吸収体の抵抗率が適度に高めれば、取りだされた高次モードのほとんどを十分減衰させることが可能である。

加速空洞の形状の最適化には、計算コード SUPERFISH, URMEL, 及び MAFIA を用いた。図1にデザインされた空洞の断面図を、表2に空

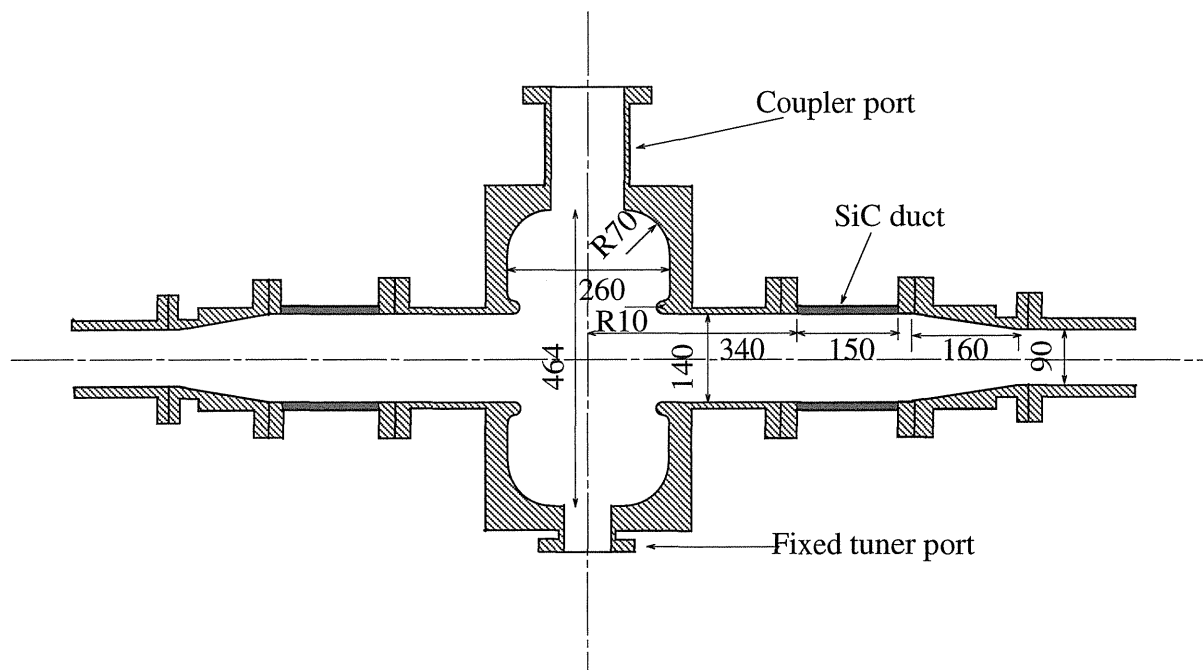


Figure 1. The cross sectional view of the damped cavity.

Table 2. The parameters of the damped cavity.

Shunt impedance	R_{sh} [M Ω]	7.68
Unloaded Q	Q	44000
RF voltage	V_c [MV]	0.50 (VSX), 0.43 (PF)
Maximum wall loss	P_c [kW]	150
Coupling coefficient	β	1.9 (VSX), 2.3 (PF)
Cavity diameter	[mm]	464
Cavity gap length	[mm]	220
Beam duct diameter (SiC part)	[mm]	140
Beam duct diameter (transition part)	[mm]	90 (VSX), 95 (PF)

洞の主なパラメーターを示す^{10,11)}。空洞に接続されるビームダクトの径の大きさは、加速モードのシャントインピーダンスを十分確保しつつ、高次モードの外部への散逸が効果的に行われるように最適化した。電磁波吸収体としては、空洞中心から340 mmの位置に抵抗率100 Ω cm程度の物質を長さ150 mmに亘って設置する。高次モードを空洞中心部から外部に取り出すという点からは、ノーズコーンがむしろ邪魔になるが、加速モードのダクトへの滲みだしを防ぐために有効である。ノ

ーズコーンがあることによって、加速モードの吸収体での減衰によるQ値の低下は0.1%以下にとどまる。

計算機コードによって計算された空洞の高次モード共鳴を表3、4にまとめる。表3は longitudinal mode, 表4は transverse modeである。ここでは、吸収体の抵抗率を20 Ω cmとして計算している。なお、この計算ではビームポート以外の各種ポートの影響は考慮されていない。空洞に接続されたビームダクト (140 mm ϕ) の遮断周波数は、TM01モードで1.64 GHz, TE11モードで1.26 GHzである。これらの表に示されているように、ビームダクトの遮断周波数より高い周波数を持つ高次モードについては、インピーダンスをバンチ結合型不安定性の許容インピーダンス以下まで低下させることができる。ただし、周波数がビームダクトの遮断周波数よりも低いモードは、空洞内に留まって吸収体部分まで到達できないため (そのようなモードを trapped mode と呼ぶ), 吸収体で減衰させることは不可能である。そこで, trapped mode については, 共鳴周波数を微調す

Table 3. Summary of longitudinal modes. The mode names used in this table are the URMEL notation.

Mode name	Frequency [MHz]	Q	R_{sh} [M Ω]
0-ee-1	501.352	43894	7.68
0-me-1	794.832	36554	1.91
0-ee-2	1162.45	54821	1.18e-3
0-ee-3	1313.02	56807	5.28e-1
0-me-2	1373.78	43051	3.82e-1
0-ee-4	1659.25	26	6.56e-8
0-me-3	1661.38	24	6.64e-7
0-ee-5	1712.62	42	7.34e-5
0-me-4	1726.44	38	3.08e-6
0-ee-6	1759.85	98	3.44e-4
0-me-5	1786.28	165	3.16e-4
0-ee-7	1809.32	139	1.77e-4
0-me-6	1847.43	48	8.68e-7
0-ee-8	1867.83	53	2.08e-5
0-me-7	1964.24	64	1.08e-5
0-ee-9	1988.67	60	7.16e-5
0-me-8	2067.43	80	9.30e-5
0-ee-10	2120.77	52	1.85e-5
0-me-9	2170.15	181	1.82e-4
0-me-10	2173.83	79	3.22e-4
0-ee-11	2228.81	86	1.08e-6
0-me-11	2301.02	68	5.34e-5
0-ee-12	2316.24	101	1.12e-4
0-ee-13	2402.66	116	4.90e-5
0-me-12	2437.60	70	7.00e-6
0-ee-14	2478.98	147	1.42e-4
0-ee-15	2536.22	166	7.16e-4

ることにより不安定性を生じさせないようにする。(このことは2.4で述べる。)

電磁波吸収材の選択は、この加速空洞にとって重要なポイントである。いくつかの候補となる材料について検討した結果、東芝セラミックス社製の常圧焼結 SiC (商品名「CERASIC-B」) を用いることとした。これを採用した主な理由をまとめると以下の通りである。

- 数 GHz の領域で適当な抵抗率 ρ を持つ ($\rho=10\text{--}100\ \Omega\text{cm}$)。
- 熱伝導率が高く冷却が容易である (熱伝導率は室温で $100\ \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 程度)。
- 真空中での脱ガスが小さく超高真空環境で

Table 4. Summary of transverse modes.

Mode name	Frequency [MHz]	Q	R_T [M Ω /m]
1-me-1	706.174	45739	3.39e-1
1-ee-1	792.743	49972	1.37e+1
1-me-2	991.512	27214	1.22e+1
1-ee-2	1192.47	1004	2.91e-2
1-me-3	1224.90	1141	1.63e-5
1-ee-3	1279.27	46	9.13e-4
1-me-4	1287.74	17	1.52e-7
1-ee-4	1307.17	20	4.44e-4
1-me-5	1363.97	29	3.30e-5
1-ee-5	1398.41	35	5.13e-4
1-me-6	1458.23	53	8.98e-5
1-ee-6	1506.12	64	7.27e-5
1-ee-7	1537.28	234	4.99e-3
1-me-7	1550.26	68	1.22e-3
1-ee-8	1584.97	102	5.36e-5
1-me-8	1635.05	79	1.61e-3
1-ee-9	1683.59	67	1.02e-4
1-me-9	1746.10	64	2.81e-4
1-ee-10	1799.21	79	5.67e-4
1-me-10	1860.89	148	2.93e-4
1-me-11	1866.19	238	1.86e-6
1-ee-11	1881.38	134	6.71e-3
1-me-12	1941.93	179	3.67e-3

の使用に適している。

- 適度な強度を持っている (曲げ強さは450 MPa 程度)。

高次モードの減衰はいわゆる抵抗損失であるから、吸収材として最も重要な条件は(a)である。また、実用を考える上で我々が特に留意したのは、吸収材をビームダクトとして使用するため、その超高真空への影響がどうかという点である。常圧焼結 SiC に関しては、その小サンプルを真空チェンバー内に置いて超高真空下での脱ガス試験を行い、ビームによる負荷のない場合には問題となるような脱ガスがないことを確認した。なお、ビーム負荷がある場合については4章で述べる。

2.4 モデル空洞による低電力試験

設計された加速空洞と同一の形状を持つモデル空洞を製作し、低電力の高周波を用いて高周波特

性の測定を行った。この測定の目的は、1) 加速モードの特性を計算と比較すること、2) 電磁波吸収体による高次モード減衰の効果を確認すること、である。モデル空洞はアルミ合金製の空洞本体部分とビームダクト部分とからなり、大電力を投入するわけではないので、真空封止や冷却は必要としない。ビームダクトには、アルミ合金製ダクトと SiC 製ダクトの2種類を用意して、両者で高次モードの減衰効果を比較することにした。高周波測定用のプローブには、ループ型、及びロッド型の2種類を用意し、それらを空洞に取り付けて、高精度シンセサイザーとネットワークアナライザを用いて空洞の S パラメータを測定する。図2にモデル空洞の写真を示す。低電力試験の前半は、空洞に入力カプラーやチューナー等の付属部品を取り付けない状態で SiC による減衰の評価までを行った。後半では、空洞にポート孔を開け、カプラー、チューナーのモデルを装着して、カプラーの結合定数の評価や trapped mode の測定を行った。以下に、低電力試験の具体的な内容を紹介する。

観測された共鳴モードを同定したり、その R/Q 値を評価したりするためには、そのモードの電磁場分布を知る必要がある。その測定には、ビーズ摂動法 (bead perturbation method) を用いた¹²⁻¹⁴⁾。空洞の中に小さな導体や誘電体を挿入すると、内部の電磁場分布に歪みが生じ、共鳴周波数がシフトする。このときの導体または誘電体を摂動子 (perturbing object) と呼ぶ。摂動子の形状がビーム軸に対して対称であれば、共鳴周波数のシフトは次式で表される。

$$\frac{\omega_r^2 - \omega_r'^2}{\omega_r^2} = 4\pi r_0^3 \left(F_1 E_z^2 + F_2 E_t^2 - \frac{1}{2} F_3 H_z^2 - \frac{1}{2} F_4 H_t^2 \right) \quad (9)$$

ここで、 ω_r と ω_r' は、各々摂動子がない場合とあ

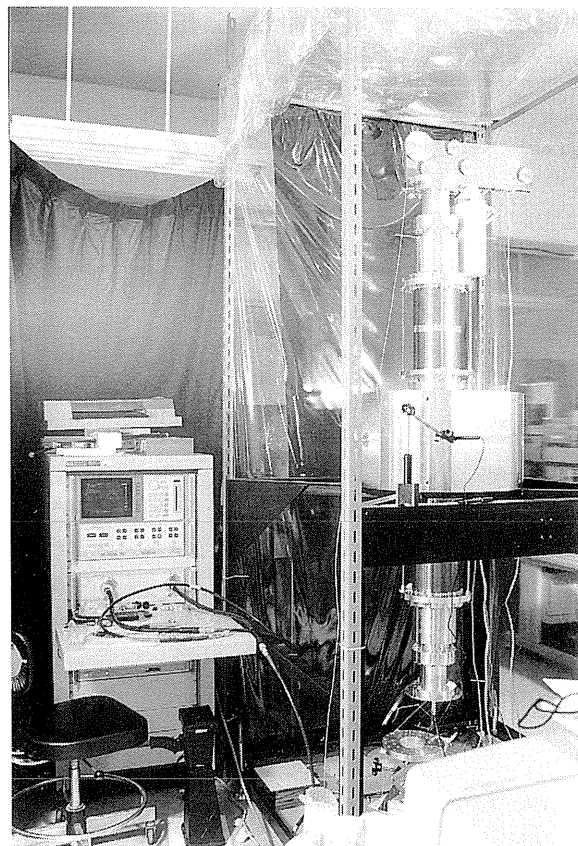


Figure 2. The prototype model of the damped cavity.

る場合の共鳴角周波数、 r_0 は摂動子の軸方向の長さの1/2である。 E, H は摂動子の置かれた位置における電場、磁場で、添字 z は縦方向、 t は横方向を意味する。 $F_1 \sim F_4$ は摂動子の形状因子で、球については、

$$F_1 = F_2 = F_3 = F_4 = 1 \quad (10)$$

円筒については、

$$F_1 \gg F_2 = F_3, F_4 \quad (11)$$

となる。

原理的には形状因子の異なる4種類の摂動子があれば、 E_z, E_t, H_z, H_t がすべてわかる。ただし、longitudinal mode では E_t, H_z, H_t がすべて0なので、摂動子に球を用いて E_z 分布を容易に求めることができる。transverse mode の場合は

それほど単純ではないが、 E_z を持つ成分に関しては、円筒を用いて E_z のみを選択的に測定すれば、モードの同定は可能である。

長さ L の空洞における longitudinal mode のインピーダンスは、ビーム軸上で電場の縦方向成分 E_z を積分することによって計算され、次式で表される。

$$\frac{R_{sh}}{Q} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) e^{ikz} dz \right|^2}{k} \quad (12)$$

ここで μ_0 , ϵ_0 はそれぞれ真空の透磁率及び誘電率、 $k = \omega_r/c$, c は光の速度である。

また、transverse mode のインピーダンスは、まずビーム軸から Δr だけ離れたビーム軸に平行な直線に沿って(12)式で R/Q を求め、それを用いて次式から得られる。

$$\frac{R_T}{Q} = \frac{R}{Q} \frac{1}{k(\Delta r)^2} \quad (13)$$

実際の測定の手順は以下の通り。空洞のビーム軸方向に糸を張り、糸に摂動子を固定する。ビーム軸上に摂動子を動かしながら、周波数シフトをネットワークアナライザーで測定していく。図2で、空洞がビーム軸を鉛直方向にした状態で置かれているのは、糸のたるみによる測定の誤差を小さくするためである。

図3に測定された加速モードの E_z 分布を示す。この分布から(12)式を用いて R_{sh}/Q を求めると、 171Ω が得られた。これに対して SUPERFISH による計算結果は 175Ω で、両者よく合っている。高次モードに関しても、周波数、無負荷 Q 値等の高周波特性は、アルミダクトの場合、SiCダクトの場合、共に、モデル空洞での測定結果と計算コードによる計算結果とでよく一致している¹⁰⁾。

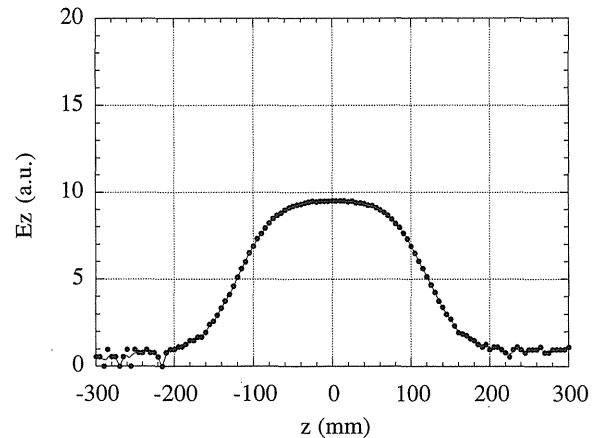


Figure 3. Field distribution of the accelerating mode.

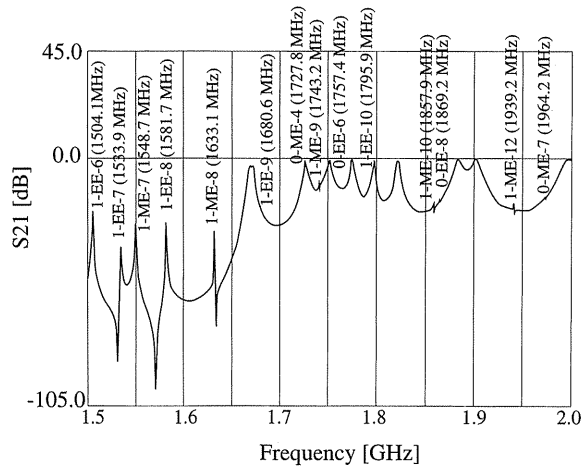
なお先に述べたように、高次モードは、SiCダクトの遮断周波数より高い周波数を持つモードと、低い周波数を持つモードとに分けて考えることができる。

- (1) SiCダクトの遮断周波数より高い周波数を持つ高次モード

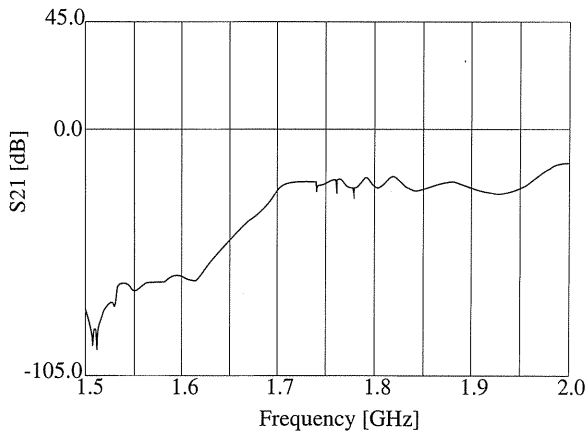
モデル空洞における高次モードの測定結果を図4、5に示す。これらは、空洞のビームダクトの両端で、ビーム軸上にロッドアンテナを設置し、その2つのアンテナ間での透過特性をネットワークアナライザーを用いて測定したものである。図4は1.5 GHzから2.0 GHz、図5は2.0 GHzから2.5 GHzである。図4、5共に、(a)はビームダクトにアルミを用いた場合で、摂動法によって同定されたモード名を URMEL の表記に従って図中に示した。(b)はビームダクトに SiC を用いた場合である。SiCダクトを用いることによって、高次モードがほぼ完全に減衰されることがわかる。

- (2) 空洞内に留まる高次モード (trapped mode)

SiCダクトの遮断周波数よりも低い周波数を持つ高次モードは、空洞内にトラップされるため、SiCダクトで減衰させることができない。ただし、(1)~(3)式、(5)~(7)式を見れば明らかのように、不安定性の growth rate が大きくなるの



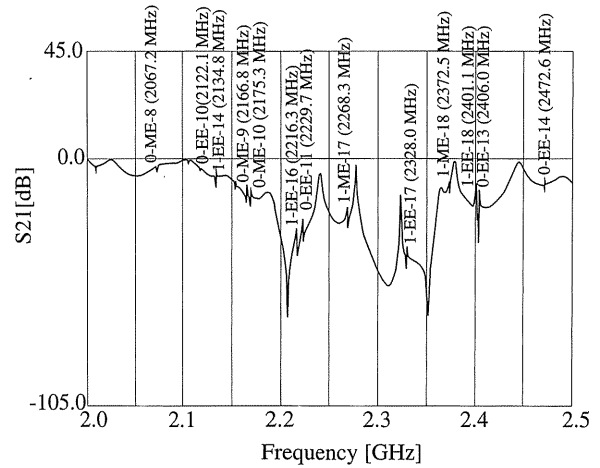
(a)



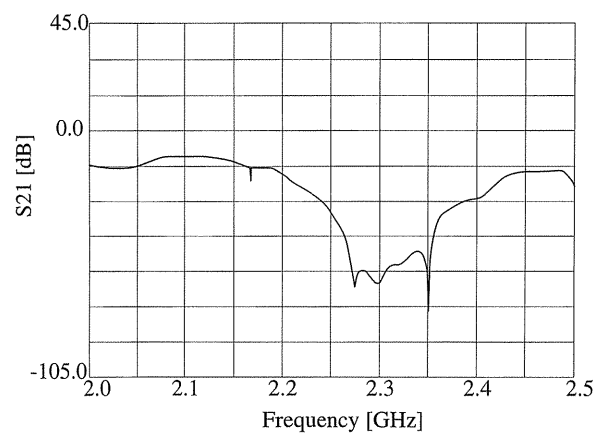
(b)

Figure 4. Measured HOM's from 1.5 to 2.0 GHz: (a) with the aluminum beam duct, (b) with the SiC beam duct.

は、加速器できまる周波数 $\omega_{\mu, n}^{\pm}$ と、高次モードの周波数が一致もしくは非常に接近した場合であり、高い Q 値のモードほど周波数の広がり狭くシャープなピークを持つので、何らかの方法で僅かに共鳴周波数をずらすだけで、不安定性の growth rate を劇的に減じることができる。実際、この方法は PF でも行われており、不安定性の抑制に有効であることが実証されている¹⁵⁾。我々の空洞では、この共鳴周波数の微調を固定チューナーを用いて行う。空洞側面に入力コプラ、及びチューナー用のポート以外に、2つのポートを設け、そこに、銅製のブロック (blank-



(a)



(b)

Figure 5. Measured HOM's from 2.0 to 2.5 GHz: (a) with the aluminum beam duct, (b) with the SiC beam duct.

flange) を取り付ける。このブロックは、空洞内に突き出す部分の長さを適当に選ぶことによって、高次モードの周波数を調整することができる。ブロックが高次モードに対してチューナーの役割をはたすわけである。このブロックのことを固定チューナーと呼んでいる。この方法による不安定性の抑制は、高次モードの数が多いと到底対応しきれないが、本空洞の場合は、ほとんどの高次モードは SiC で吸収され、残された幾つかのモードに対してのみ微調を行えば良いので、十分対応できる。

trapped mode の測定は、モデル空洞に、実機

と同様のポート孔を設け、モデルカプラー、チューナー、固定チューナー等を装着した状態で行った¹⁶⁾。測定結果を表5、6に示す。ここで Q_c は測定された無負荷 Q 値で、モデルはアルミ合金製なので、測定結果を銅製空洞の場合に焼き直した値になっている。表3、4に示した計算結果との違いは、計算にはカプラーやチューナー等の付属部品の効果が含まれていないためである。また、表中の Δf は、加速モードの周波数を500.1 MHzに固定したとき、一つの固定チューナー(各モードに対して敏感な方)の長さを1 mm変化させたときに、共鳴モードの周波数がどの程度変わるかを測定した結果である。図6には Δf の測定例を示す。図6(a)はTM110H, (b)はTM011である。ここでわかるように、固定チューナーに対して周波数の変化が大きいモードと、小さいモードがある。PFの場合は周回周波数が高いため、すべてのtrapped modeに対して、この方法による不安定性の抑制が比較的容易に実現できると考えられる。しかし、VSXリングの場合は、周回周波数がPFの1/2程度なので、特に図6の(b)のように固定チューナーの微調に対して鈍感なモードに関しては、十分に不安定性を抑

制することができない可能性もある。そのようなモードについては、さらに別の対策を講じておく必要がある。現在、VSXリングでは、個別バンチフィードバック装置の導入も検討している¹⁾。

3. 加速空洞の大電力モデル

これまで述べてきた加速空洞の概念設計及び低電力試験の結果に基づき、大電力を投入できる大電力モデル空洞の設計・製作を行った。実際の加速器運転と同等、またはそれ以上の大電力を投入して性能を調べるのが大電力試験の目的であり、モデルとは言っても実際には実機であるから、真空や冷却系のデザインも十分検討しなければならない。大電力モデルは、空洞本体部分とSiCダクト部分とからなり、別々に製作し、大電力試験も別々に行った。

3.1 空洞の大電力試験

大電力モデル空洞の製作は、東芝・京浜事業所が行った。図7に大電力モデル¹⁷⁾の断面図を示す。空洞本体には、電子管用真空溶解無酸素銅(OFHCクラス1)を使用し、放電防止の効果が期待されるHIP(Hot Isostatic Press)処理を素材時に施している。ポート部分はSUS304を用い

Table 5. The properties of longitudinal trapped modes.

Mode type	URMEL notation	f [MHz] (meas.)	Q_c (meas.)	(R_{sh}/Q) [Ω] (calc.)	Δf [kHz/mm]
TM010	0-EE-1	500.1	36000	175	
TM011	0-ME-1	793.0	28000	52.2	20
	0-EE-3	1310.0	7000	9.28	10
TM021	0-ME-2	1371.0	11000	8.90	85

Table 6. The properties of transverse trapped modes.

Mode type	URMEL notation	f [MHz] (meas.)	Q_c (meas.)	(R_T/Q) [Ω/m] (calc.)	Δf [kHz/mm]
TE111	1-ME-1	704.6	30000	7.40	150
TM110V	1-EE-1	789.7	7000	248	-100
TM110H	1-EE-1	792.6	39000	248	100
TM111H	1-ME-2	988.8	25000	449	-90
TM111V	1-ME-2	989.8	17000	449	120

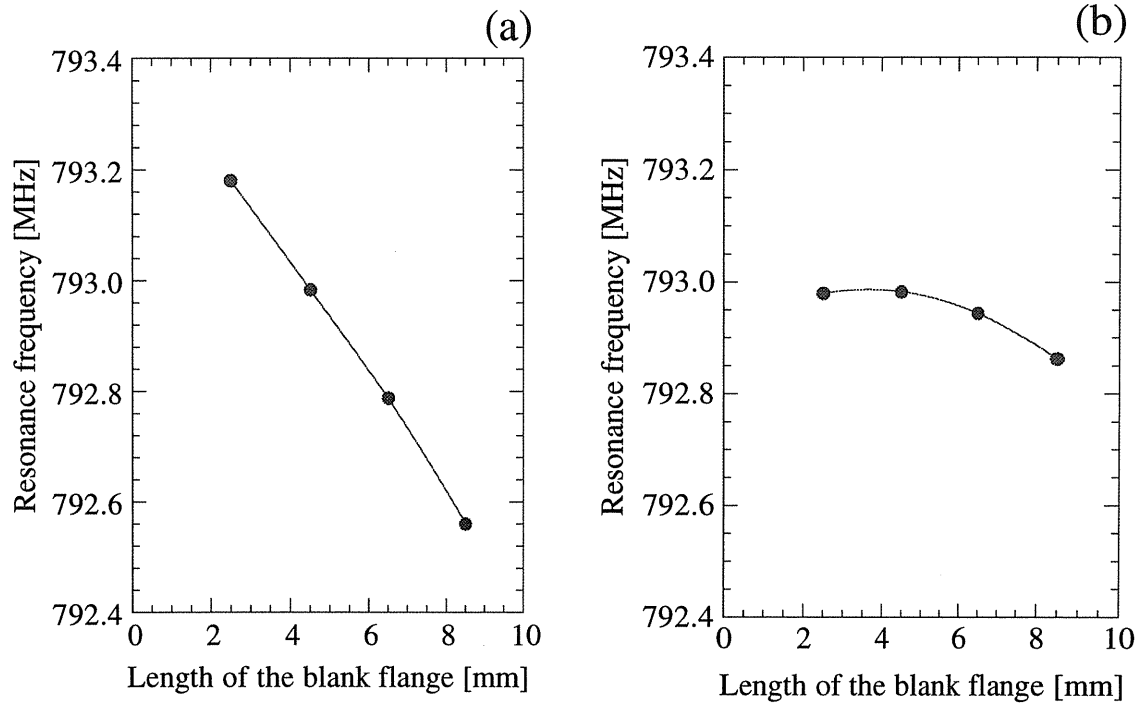


Figure 6. The frequency dependence of HOM's on the length of blank-flange: (a) TM110H mode, (b) TM011 mode.

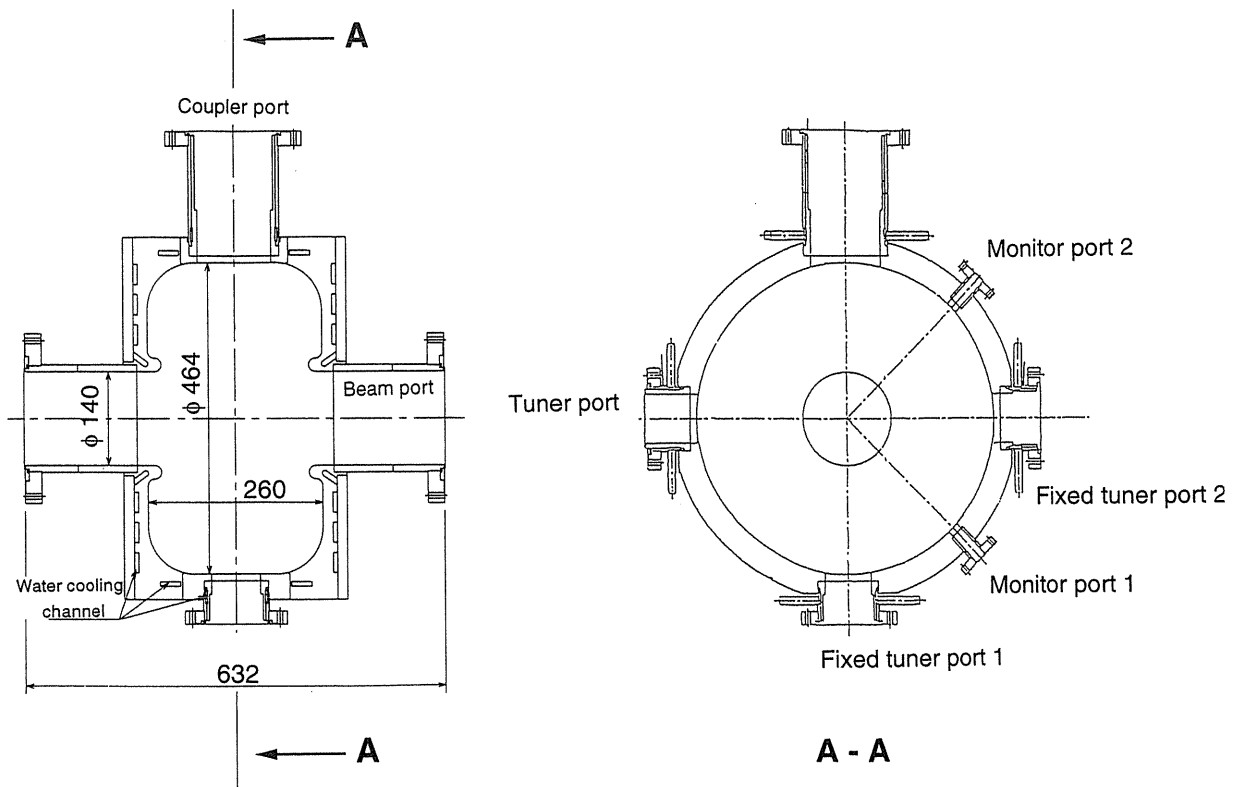


Figure 7. Cross sectional view of the high-power cavity.

ているが、内表面には無酸素銅をコートしている。空洞本体は3分割+水路蓋からなり、水路蓋、ポート類の接合、最終的な合体はすべてロー付けによって行われている。また、空洞内面の表面粗さは R_{\max} で3.2 S以下である。冷却水路は、200 l/minの冷却水を圧力損失4 kgf/cm²で循環させることができる。空洞にはビームポート以外に6つのポートを設けた。入力カップラーポート、チューナーポート、固定チューナー (blank-flange) ポート (2カ所)、及びモニターポート (2カ所) である。モニターポート以外のすべてのポートには、ポートとカップラーやチューナー等の各機器との間の高周波的な接触をとるために、ヘリコフレックス (U-tight seal gasket) を使用している。

大電力投入時の空洞内温度分布は、2次元及び3次元モデルについて、計算コードANSYSを用いて評価した。冷却水の条件としては、1系統35 l/minの水路を4系統設けて総流量140 l/minとし、各系統の入り口での水温を20°Cとした。空洞壁損失を160 kWと想定すると、発熱密度が最も大きいのはノーズコーン付近で、30 W/cm²になる。このとき空洞の内面温度は、50-60°Cで、特にノーズコーンの先端では70°Cに達する。また、このときの熱変形による周波数の変化は、加速モードに対して-250 kHzとなる。

空洞本体の大電力試験¹⁸⁾は、高工研放射光実験施設の光源棟地下にある大電力高周波用テストベンチで行った。空洞は、工場出荷前に150°C・24時間のベーキングを行い、テストベンチに搬入後、300 l/secのターボ分子ポンプを取り付け真空を立ち上げた。図8にテストベンチに設置された大電力モデルの写真を示す。空洞上部のポートには、入力カップラーが取り付けられている。大電力投入に先立って、低電力による空洞の高周波特性測定を行い、加速モードに関しては、共鳴周波数を500 MHzに調整したとき、Q値は40000、カップラーの結合定数 β は2.35であった。なお、表

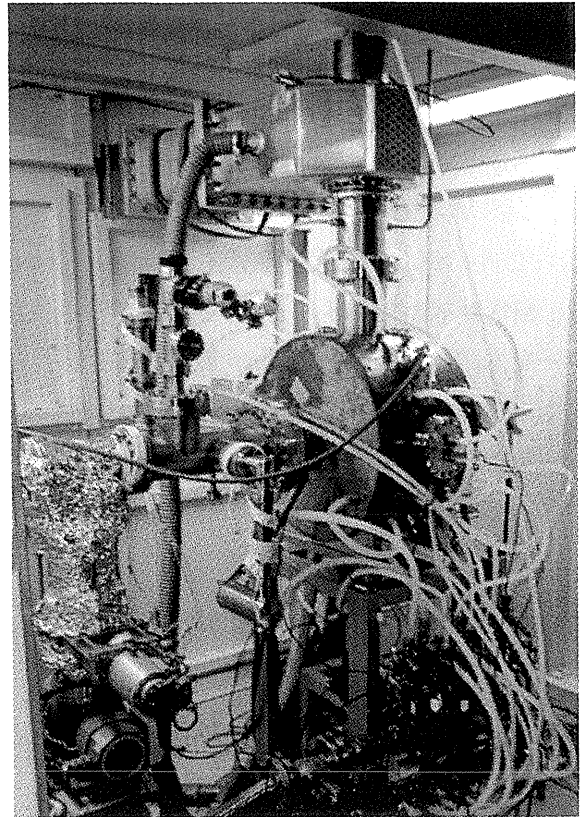


Figure 8. The high power model.

2で示したように、 $\beta=2.3$ がPF高輝度化で使用する場合のデザイン値であり、VSXリングに使用する場合は1.9程度で使用する予定である。

空洞壁損失の最大値としては表2に示したように150 kWを目標としている。実際にこの電力で運転することはないと思われるが、もし、仮にVSXリングで何らかのトラブルにより、3台の空洞のうち1台が使用できなくなった場合、残る2台で定格の加速電圧1.5 MVを得るためには1台当たり投入すべき電力はおよそ80 kWとなる。通常、空洞や高圧電源、大電力クライストロン等が故障すると、その修復に数カ月を要することも稀ではないので、その間の空洞2台での運転において、十分な安定性を保証するためには、空洞1台当たり最大壁損失150 kW程度の性能をあらかじめ要求しておくことは妥当と考えられる。

大電力投入前の真空度は 5×10^{-8} Torrで、そ

の後、 5×10^{-6} Torr を越えないよう注意しながら徐々に RF 電力を投入した。ここで、空洞からの反射電力の信号をインターロックとして用いた。冷却水は、本体の冷却系（4 系統）及び、ポート類、カプラー等の冷却系（6 系統）に、合計 140~260 l/min を循環させた。空洞外壁の 8 箇所に熱電対をとりつけ、また、冷却水の温度モニターを水路 6 箇所に設置し、常時温度測定を行った。図 9 に RF 電力の投入を行った経過時間とその時点での最大投入電力の関係を示す。経過時間とともに、空洞のコンディショニングが進み、投入可能な電力の最大値は徐々に大きくなっていく。これは、空洞表面が放電によって次第に滑らかになり、真空的にも清浄になるためと考えられる。実際、大電力投入中の空洞内の様子を、ビームポートに取り付けたガラス窓からビデオカメラでモニターすると、40 kW 程度のところから、放電のスポットが現れ、投入電力を上げていくとその数は増していき、コンディショニングが進むにつれて、同程度の投入電力でもスポットの数が次第に減っていくことが確認された。18 時間程度経過後、最大投入電力は 60 kW に達し、実際のリングでの運転に必要な電力を投入することができたと判断し、さらに高い投入電力をめざすために、ここで一度コンディショニングを中断し、再度ベーキングを行った。ベーキング後、真

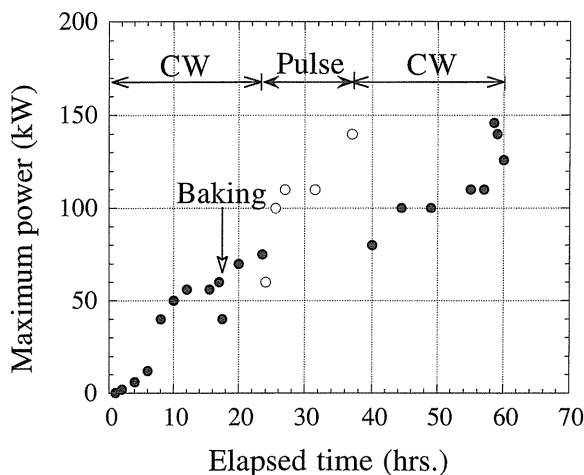


Figure 9. Elapsed time vs. maximum input power.

空度は 1×10^{-9} Torr となった。その後、10% duty のパルスコンディショニングを 12 時間行った後に、再び CW によるコンディショニングを続けた。図 9 の黒丸は CW によるコンディショニングを、白丸はパルスによるコンディショニングを示している。こうして、合計 60 時間のコンディショニングを行なった後、最大投入電力は 150 kW に達し、目標を達成することができた。なお、図 10 には、コンディショニングの典型的な例を示す。このとき、冷却水の総流量は 200 l/min (入温度 22°C) で、投入電力 140 kW のとき空洞外壁の最高温度は 47°C であった。図中の一点鎖線は空洞からの反射電力を示し、140 kW 投入時で 11 kW である。ANSYS の計算結果から空洞壁の温度上昇を考慮し、カプラーの結合係数より反射電力を計算すると 16 kW 程度となる。この差の原因は、まだ理解されていない。

3.2 SiC ダクトの大電力試験

本空洞のように、ビームダクトの一部に高抵抗の材質を用いる場合、ビーム負荷によるダクトの発熱をあらかじめ評価しておくことが重要である。発熱の要因としてはビームの壁電流の抵抗損失による発熱や、高次モードの損失による発熱が考えられる。加速器において、あるコンポーネントの発熱を評価する際には、ロスパラメーター

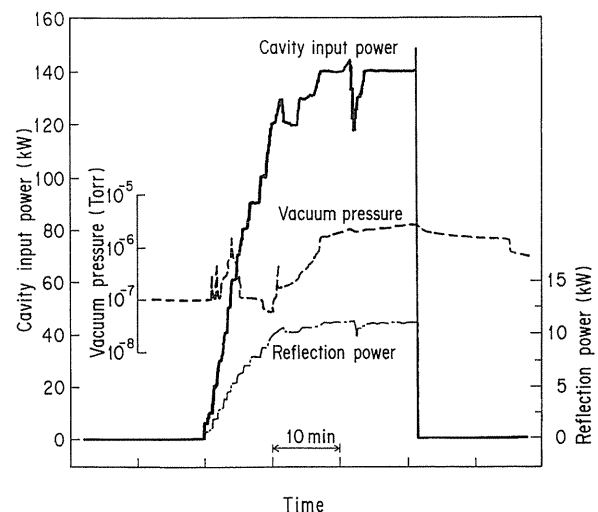


Figure 10. An example of high power test.

(loss parameter) k_{loss} を考えると便利である。ロスパラメーターは、電荷 q 、及びその電荷がコンポーネントを一回通過するとき失われるエネルギー $\Delta\varepsilon$ を用いて、 $k_{loss}=\Delta\varepsilon/q^2$ で定義される⁴⁾。今、 M 個のバンチが等間隔で周回している場合を考え、wake field は次のバンチが来るまでの間に十分減衰するものと仮定すると、コンポーネントでのパワー損失 ΔP は

$$\Delta P = k_{loss} \frac{I_0^2}{f_0 M} \quad (14)$$

となる。一方、壁電流による寄与と高次モード損失による寄与を合わせてロスパラメーターを計算すると、抵抗率 $20 \Omega\text{cm}$ 、長さ 150 mm の SiC ダクトに対して VSX リング ($\sigma_z=4 \text{ mm}$) では $k_{loss}=1.2 \text{ V/pC}$ 、PF 高輝度化 ($\sigma_z=8 \text{ mm}$) では $k_{loss}=0.3 \text{ V/pC}$ となる¹⁹⁾。ただし、これは単バンチ不安定性によってバンチ長が長くなる効果 (bunch lengthening) を考慮していない結果である。加速器運転中の実際のロスパラメーターは bunch lengthening の影響によってこれよりも小さい値になる。したがって多少過大な見積もりとなるが、これらのロスパラメーターの値を用いて (14) 式からパワー損失を計算してみる。熱負荷の大きい単バンチ運転を想定すると、VSX リングの 30 mA 運転では $\Delta P=1.4 \text{ kW}$ 、PF 高輝度化での 50 mA 運転では $\Delta P=0.5 \text{ kW}$ となる。

このパワー損失に関する予備実験として、SiC ダクトに大電力を吸収させる試験を行った¹⁹⁾。図11に、大電力試験用に我々が開発した SiC ダクトの概念図を示す。この大電力モデルは、ICF253のフランジを持つアルミ製の単管と、その内部にはめ込まれた SiC (CERASIC-B) ダクトから成っている。SiC ダクトは、温度 100°C の焼き詰め法によってアルミ・ダクト内にはめ込まれている。アルミダクトの外側には、直径 6 mm の冷却水用の銅管が装着されている。この焼

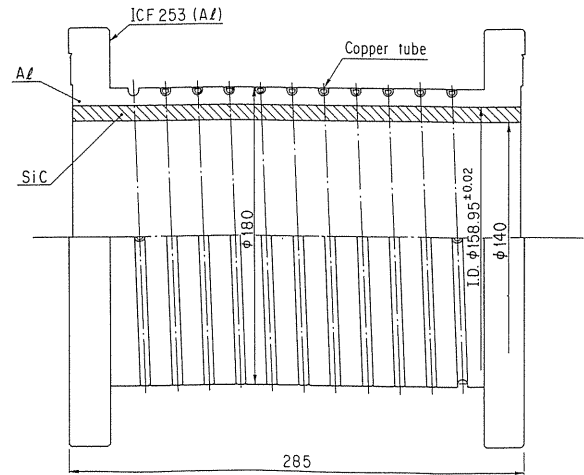


Figure 11. The SiC duct used for the high power test.

き詰め法の利点としては、1) SiC ダクトの精度良い設置が可能であること、2) 冷却が容易であること、3) SiC の外周が金属で被われることにより、壁電流の低周波成分が金属部を流れるため、ビームダクトの抵抗率に起因する resistive wall instability が全く問題にならないこと、等があげられる。なお、試験用に製作したダクトの長さは 285 mm としたが、実際に空洞に装着する場合は長さ 150 mm である。

SiC ダクトの大電力試験のセットアップを図12に示す。2.45 GHz の大電力高周波源は TE10モードの進行波を最大 4 kW の出力で発生する。出力された高周波は、TE-TM 変換され、TM01モードとなって、SiC ダクトに入力される。SiC ダクトの上流側、及び下流側には、方向性結合器を介してパワーモニターが置かれる。二つのパワーモニターを比較することによって、SiC 部分で吸収されるパワーがわかる。なお、SiC ダクトは、入り口温度 24°C 、流量 2 l/min の冷却水で冷却する。また、大電力投入時の SiC ダクトの温度は、「サーモラベル」で評価する。この「サーモラベル」は、温度に応じて色が変わるシール状の温度センサーで、分解能は 5°C 、測定できる下限が 40°C である。サーモラベルをダクト内面に 5 cm おきに張り、ダクトの温度分布を測定する。

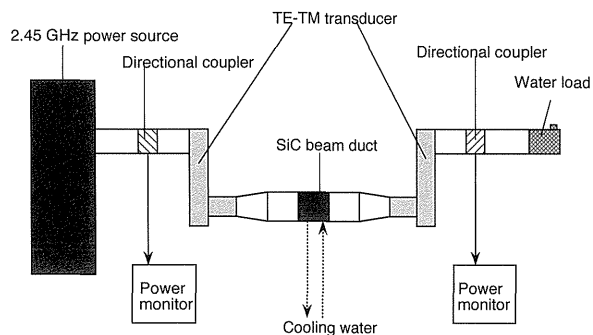


Figure 12. Setup of the high power test of the SiC beam duct.

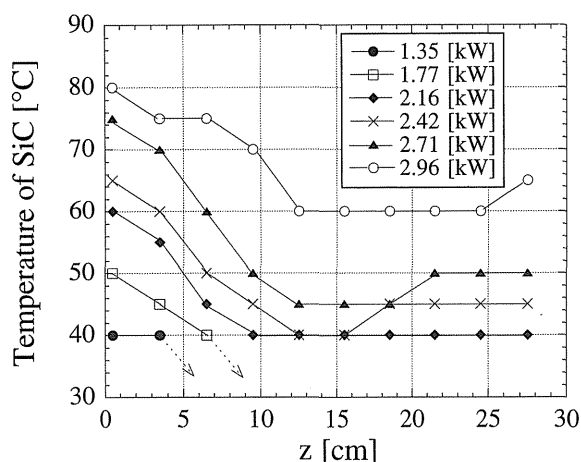


Figure 13. Temperature distribution of SiC duct at various absorbed power levels.

図13に、SiCダクトに吸収された電力とダクトの内面温度分布の関係を示す。横軸はダクトに貼り付けられたサーモラベルのビーム軸方向の位置である。先に述べたように、VSXリングの単バンチ運転において予想されるSiCダクトの発熱量は1.4 kWである。1.35 kWの熱量がSiCダクトに吸収されたときのダクト表面温度は40°Cであり、実際にリングに入れて運転する場合は、冷却水の流量をさらに2, 3倍にすることができることを考えると、発熱が問題となることはなさそうである。

また、SiCダクトが発熱すると抵抗率が小さくなって、電磁場の吸収効率が下がることが予想される。そこで、SiCダクトへの入力パワーに対す

る吸収率(吸収されたパワーと入力パワーとの比)の変化を測定した。SiCダクトでのパワーの吸収は、低電力での測定では-10 dB程度で、入力パワーが2 kW以下では、吸収特性は低電力の測定とほとんど変わらなかった。2 kWを越えたあたりで吸収率が著しく落ちてくるが、実際にVSXリングの運転で吸収されるパワーは1.4 kW以下、PFでは0.5 kW以下であるので、発熱による吸収効率の低下は、実用上問題ないと思われる。

3.3 入力カップラー、及びチューナー

本空洞では、入力カップラーの結合定数 β が比較的大きいので、ビーム負荷がないときの反射が大きくなる。長期にわたる安定な運転には、カップラー自体の透過特性はできるだけ良いことが望ましい。本空洞用に新しく開発した入力カップラー²⁰⁾は、基本的にはトリスラングのAPS空洞(508 MHz)で用いられていたタイプ²¹⁾を踏襲しつつ、形状を改善して本空洞の運転周波数500.1 MHzに最適化したものである。カップラーの透過特性の計算には、高周波構造体の解析コードHFSSを用いた。

この入力カップラーの特徴は、同軸導波管部分における内導体の先端形状にある。従来のAPSカップラーでは、結合ループが接続されている内導体の先端部分はテーパ型の形状をしている。その結果、結合ループの面積が広くなり結合が大きくなるが、その反面、テーパ部分による反射の効果も少なくないと考えられる。HFSSでの計算によれば、内導体を直線型にしたほうが、よりよい透過特性が得られる。このことを確認するために、図14に示す2種類の結合ループモデルを製作し、空洞の低電カモデルを用いて結合定数 β の比較を行った。図15に、カップラー先端の、空洞中心からの距離に対する β の依存性を示す。黒丸が直線型、白丸がテーパ型の結果である。両者を同じ位置において比較すると、直線型の方がより大きな β が得られることがわかる。これは、

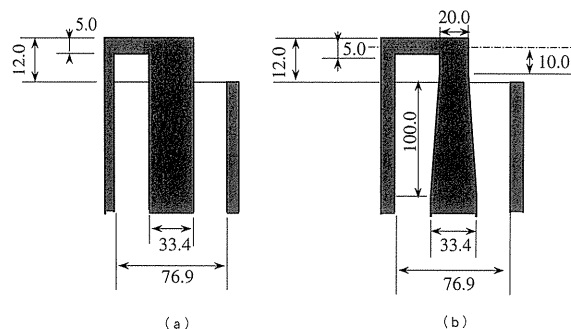


Figure 14. The coupling loop models: (a) has a straight coaxial wave guide, (b) has a tapered coaxial wave guide.

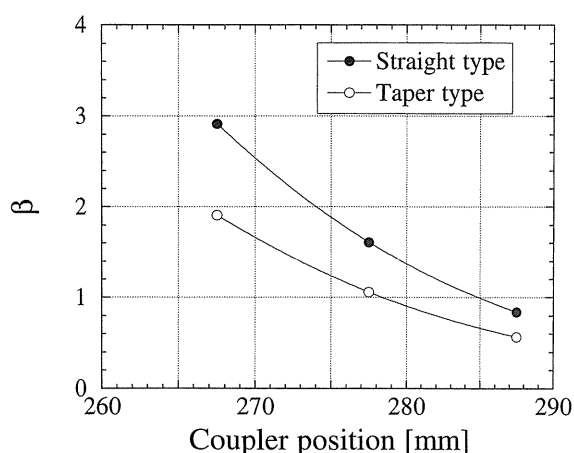


Figure 15. The dependence of loop position on coupling coefficient β .

カップラーの位置を空洞中心からより遠ざけて使用できるということであるから、大電力での長期使用という観点からすると、より望ましい。そこで、本空洞用のカップラーには直線型を採用することにし、さらにカップラーの空洞への取り付け位置を、結合定数のデザイン値(表2)が得られるように、図15より決定した。

一方、運転周波数500.1 MHz に対して最も良い透過特性が得られるように、HFSS を用いて、導波管及び同軸部の端板位置の最適化を行った。最適化後のカップラーの VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) の計算結果を図16に示す。運転周波数500.1 MHz において、その VSWR はほぼ1.0 となっている。図17には、製作された入力カップラーを示す。先に述べた空洞の大電力試験はこのカ

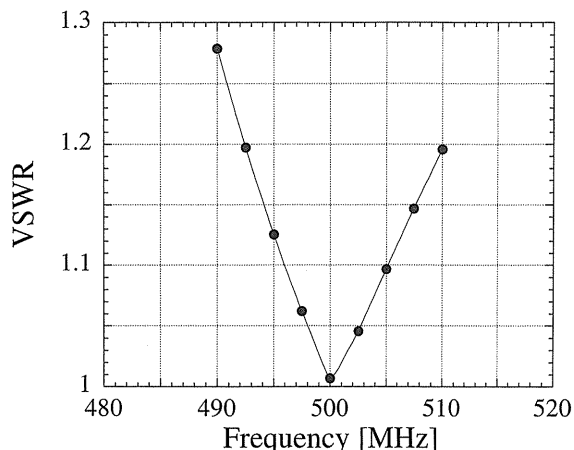


Figure 16. VSWR of the input coupler.

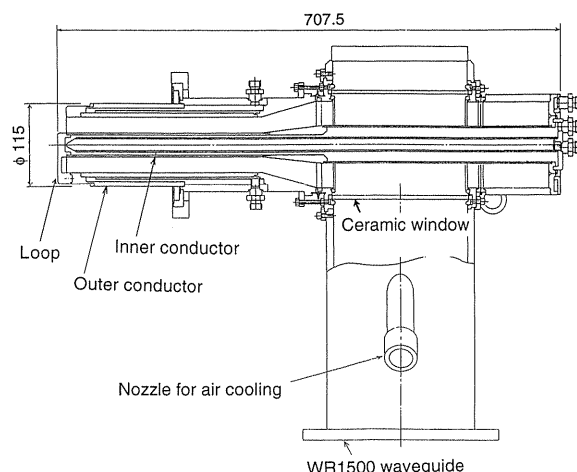


Figure 17. The newly designed input coupler.

ップラーを用いて行われ、トラブルもなく良好な結果を得た。

一方、可動チューナーは PF で使用されているタイプを採用した。可動範囲は、空洞の内表面に対して、 $-15 \text{ mm} \sim 25 \text{ mm}$ である(空洞内に突き出す方向を+とした)。ただし、チューナーの同軸モードのうち、空洞内の trapped mode と結合するモードが存在すると、trapped mode の Q 値が下がり、固定チューナーによる周波数の微調で不安定性を避ける際に、困難が生じる可能性がある。そこで可動領域において trapped mode との結合が生じないように、チューナーのバックキャビティ(チューナーブロックの背面にあたる中

空部分)の形状をデザインした。実用上、可動範囲は空洞の内表面に対して ± 10 mm程度(加速モードの周波数調整域としては -300 kHz \sim $+200$ kHzとなる)で、その間の同軸モードの周波数変化をSUPERFISHを用いて計算すると、 1078 – 1156 MHzとなる。この周波数間には空洞のtrapped modeは存在しない。

4. SiCダクトのビームテスト

3.2で述べたように、SiCダクトの大電力試験で、ビーム負荷以上の電力を加えた場合でも、問題となるような発熱が生じないことが確認されたので、PFリングにSiCダクトを設置し、実際の電子ビームを用いた試験を行った²²⁾。このビームテストは、SiCダクトにビーム負荷が加わった場合の超高真空への影響と、ダクトのビームによる発熱を実際に確認することが目的である。図18に示すように、PFリングの北RFセクションにおいて、空洞の下流にSiCダクトの大電力モデル(図11)を設置した。

図19に、マルチバンチ運転におけるビーム電流と真空度との関係を示す。丸印(●)はSiCダクト付近の真空度、三角印(▲)はリングの平均の真空度である。ビーム電流が高いときには真空度は劣化するが、SiCダクト付近が特に悪いというわけではなく、むしろSiC部分はリングの平均を常に下回っている。これは、放射光の照射を受けても、SiCダクトからの異常な脱ガスが起こっていない事を示している。

図20には、MAFIAを用いて計算したSiCダクトのロスパラメーターとビーム電流との関係を示す。これはSiCダクトの上下流に接続されたテーパダクト部分を含む計算結果である。ロスパラメーターはバンチ長の関数であるが、bunch lengtheningの効果によってバンチ長がビーム電流とともに変化するので、ロスパラメーターも電流値に依存することになる。この計算からSiC部分で消費されるパワーの電流依存性を求め、実

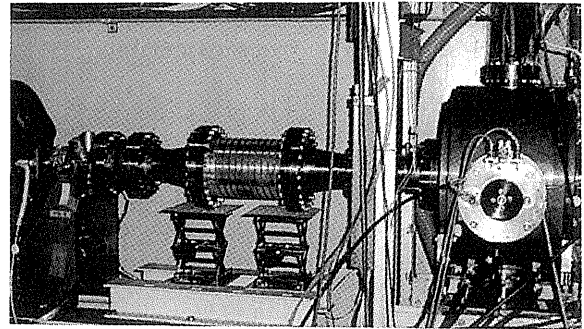


Figure 18. The SiC duct installed in the PF ring.

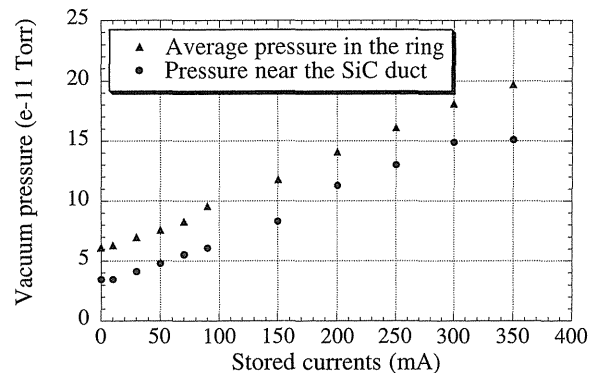


Figure 19. Stored current dependence of vacuum pressure.

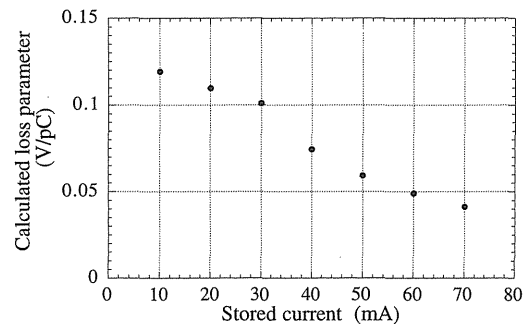


Figure 20. Calculated loss parameters of the SiC duct.

測と比較した結果が図21である。これは、シングルバンチ運転時のデータで、丸印(●)は冷却水の温度上昇より見積もった実測値、三角印(▲)は計算結果である。実測と計算の差は、SiCダクト上流の加速空洞とペロー部での高次モード損失による効果、及び、SiCダクトのすぐ下流におかれた放射光アブソーバーの影響を、計算では考慮していないためと考えられる。図21からわかるよ

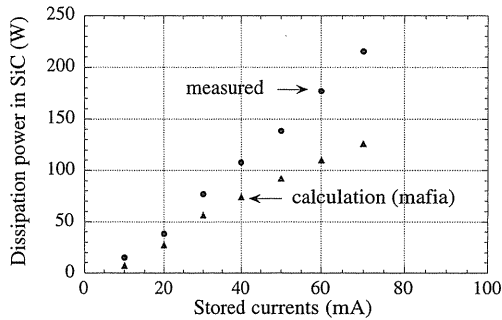


Figure 21. Measured and calculated power dissipated in the SiC duct.

うに、バンチあたりの電荷量が大きいシングルバンチ運転においても、SiCダクトでの温度上昇は計算で予想される範囲を大きく外れることはなく、実用上は全く問題ないと結論できる。

5. まとめ

これまで見てきたように、加速空洞の概念設計、低電力試験、空洞本体の大電力試験、SiCダクトの大電力試験、及びビームテスト、これら一連の研究開発は順調に進行し、本加速空洞は実用化の段階に入った。

1996年春にPFに設置するための実機が完成し、低電力試験で固定チューナーの長さを決定した後、大電力でのコンディショニングを行った。PFの1996年夏期停止期間中に、4台ある空洞の一部はすでに本空洞に交換されている。PFは96年10月より運転を再開し、本空洞も現在順調に稼働している。運転開始後、本空洞による高次モード減衰の効果は直ちに確認されている。交換前の空洞が持っていた高次モードに起因するバンチ結合型ビーム不安定性のいくつか（横方向不安定性の一部と縦方向の大部分）が完全に抑制されたため、蓄積電流500 mAでの運転が容易に実現できるようになった。もし、4台すべてを本空洞に交換すれば、さらに安定な大電流での運転が可能であろう。これら、不安定性抑制の実際については、また別の機会に詳しく述べることにしたい。

なお、PFは1997年1月より高輝度化改造のた

めの9カ月間の長期停止期間に入る。その間に、加速空洞4台全てが本空洞に交換される。一方、VSXリングは早期実現に向けて、現在、関係各位の努力が続いている。加速器の概念設計はすでに終了し、現在、詳細設計の詰め段階に来ている。加速空洞以外のR & Dも、現在準備中のものを含めると、シングルパスモニター、偏向・四極電磁石、in-situ bakingを行なわない真空システム、速いフィードバック、パルス電磁石電源、等に関して精力的に進められている。

謝辞

本加速空洞の研究開発は、神谷幸秀教授、篠江憲治氏（東大物性研）、徳本修一氏（高工研PF）との共同研究として行われた。また、三浦俊氏（東芝）からは大電力空洞の製作に際して、長塚俊也氏（日立造船）からは入力カップラーの設計に際して、多大なご助力を頂いた。これらの方々に厚くお礼を申し上げたい。また、物性研軌道放射物性研究施設の加速器グループの諸兄、ならびに高工研PF光源研究系の諸兄より数多くの有益なご助言やご支援を頂いたことを感謝する。なお、本研究は、文部省科学研究費補助金、並びに高工研共同開発研究より研究助成を受けた。

参考文献

- 1) 東京大学 VUV・SX 高輝度光源計画：「加速器の概念設計」, 1995年5月.
- 2) Y. Kamiya et al.: Proc. 4th European Particle Accelerator Conference, 632 (1994).
- 3) M. Katoh and Y. Hori: Proc. 5th European Particle Accelerator Conference, 650 (1996).
- 4) A. W. Chao: *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*, (John Wiley & Sons, Inc., 1993).
- 5) Y. Kamiya: KEK 82-15, (1982).
- 6) 高エネルギー加速器セミナーテキスト, 久保 (91年), 伊澤 (93), 赤井 (94), 坂中 (95), 他.
- 7) H. Kobayakawa, Y. Yamazaki, Y. Kamiya and M. Kihara: Jpn. J. Appl. Phys., **25**, 864 (1986).
- 8) 同軸導波管タイプでは, 例えば, T. Shintake: Jpn. J. Appl. Phys., **31**, L1567 (1992).
- 9) 中空の導波管タイプでは, 例えば, R. Rimmer, F. Voelker, G. Lambertson, M. Allen, J. Hodge-

- son, K. Ko, R. Pendleton, H. Schwarz, N. Kroll: Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, San Francisco, 819 (1991).
- 10) T. Koseki, M. Izawa and Y. Kamiya: Proc. 4th European Particle Accelerator Conference, London, 2151 (1994).
 - 11) T. Koseki, M. Izawa and Y. Kamiya: Rev. Sci. Instrum. **66**, 1926 (1995).
 - 12) L. C. Maier and J. C. Slater: J. Appl. Phys., **23**, 68 (1952).
 - 13) J. Jacob: ESRF-RF/88-02, (1988).
 - 14) Y. Yamazaki, K. Takata and S. Tokumoto: KEK 80-8, (1980).
 - 15) H. Kobayakawa, M. Izawa, S. Sakanaka and S. Tokumoto: Rev. Sci. Instrum. **60**, 1732 (1989).
 - 16) T. Koseki, M. Izawa and Y. Kamiya: Proc. 1995 Particle Accelerator Conference and International Conference on High-Energy Accelerators, Dallas, 1794 (1995).
 - 17) T. Miura, K. Satoh, T. Naba, Y. Ohnishi, S. Fujii, M. Izawa, S. Tokumoto, T. Koseki, K. Shinoe, Y. Kamiya and T. Nagatsuka: Proc. 20th Linear Accelerator Meeting in Japan, Osaka, 200 (1995).
 - 18) T. Koseki, K. Shinoe, Y. Kamiya, M. Izawa, S. Tokumoto, T. Miura and K. Satoh: Proc. 5th European Particle Accelerator Conference, Sitges (Barcelona), 1988 (1996).
 - 19) M. Izawa, T. Koseki, Y. Kamiya and T. Toyomasu: Rev. Sci. Instrum. **66**, 1910 (1995).
 - 20) T. Nagatsuka, T. Koseki, Y. Kamiya, M. Izawa and Y. Terada: Proc. 1995 Particle Accelerator Conference and International Conference on High-Energy Accelerators, Dallas, 1732 (1995).
 - 21) M. Akemoto and Y. Yamazaki: Proc. 7th Symposium of Accelerator Science and Technology, Osaka, 106 (1984).
 - 22) M. Izawa, T. Koseki, Y. Kamiya, S. Tokumoto, T. Tajima, N. Taniyama and M. Kudo: Proc. 5th European Particle Accelerator Conference, Sitges (Barcelona), 2006 (1996).