

電子貯蔵リングにおけるマイクロパーティクルの  
トラッピング現象の観測と解析

佐 伯 宏

博士（学術）

総合研究大学院大学

数物科学研究科 加速器科学専攻

平成 3 年 度

## 論文概要

本論文は、電子貯蔵リングにおいて、ビームダクト内のマイクロパーティクルが電子ビームへトラップされ、ビーム寿命を急激に低下させるマイクロパーティクルのトラッピング現象について述べたものである。

電子貯蔵リングで電子貯蔵運転中に観測される現象として、ビームダクト内の残留ガスがイオン化し電子ビームにトラップされるイオントラッピング (Ion Trapping) がある。高エネルギー物理学研究所の電子・陽電子衝突リング (TRISTAN) の電子蓄積リング (Accumulation Ring: 以下 AR と呼ぶ) では、電子貯蔵運転 (シングルバンチ運転) 中にイオントラッピング現象とは異なりビーム寿命が突然短縮し持続する現象がしばしば観測され、ビームダクト内に残留するマイクロパーティクルの影響ではないかと推測されていた。また、他の電子貯蔵リング (マルチバンチ運転) では、マイクロパーティクルのトラップによると思われるビーム電流値の微少減少をしばしば観測しており、その報告もある。しかし、マイクロパーティクルのトラッピング現象の本格的な観測や実験、その理論的考察などについてはほとんど行われていなかった。

本論文の第 I 章は緒言で、AR を含めたいくつかの電子貯蔵リングで観測されるマイクロパーティクルのトラッピング現象について概観し、本論文の位置づけや研究の目的について述べる。

第 II 章は観測で、AR での鉛ガラスカウンターを利用した高エネルギーの制動放射の観測について述べる。まず、観測される制動放射のエネルギーレベルを知るための電子を利用した鉛ガラスカウンターのエネルギー較正について述べる。次に、AR の通常の電子貯蔵運転中での残留ガスによる制動放射の観測を行い、観測された制動放射の信号について考察する。さらに、ビーム寿命の低下中に、マイクロパーティクルの電子ビームへのトラップにより発生すると考えられる高エネルギーの制動放射を観測し、その得られた信号と周期性について考察する。

第 III 章は、マイクロパーティクルの運動の理論解析で、AR での電子ビームにマイクロパーティクルがトラップされるための条件と、トラップされた後のビーム軌道周辺でのパーティクルの運動について、簡単な理論解析を行う。パーティ

クルがトラップされるための条件は、フランスの Super ACO の報告書の簡単な理論式に基づいて導く。ビーム軌道周辺でのパーティクルの運動に関しては、Super Aco の報告書の理論式を発展させた垂直運動のみの式を利用して解析する。また、理論計算と実際の観測結果との比較も行い、運動の定性的な理解を試みる。さらにビーム寿命の変化についても考察する。

第 IV 章は、AR で実際にサンプルのマイクロパーティクルを使用したマイクロパーティクルのトラッピング実験に関するものである。実験では、第 II 章で観測されたと同様なビーム寿命の短縮とそれに伴う高エネルギーの制動放射が観測された。第 V 章は、結言である。

付録 1 は、電子ビームにみたてた直流高電圧を印加した銅線を使用したマイクロパーティクルのトラッピングの基礎実験ならびにその結果について述べたものである。

付録 2 は、AR のビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの分析の結果について述べたものである。

本論文に使用せる記号

- $c$  : 光速
- $D_s$  : 導電性物質でできた球形状のサンプルのマイクロパーティクルの直径
- $E$  : 電子の加速エネルギー
- $E_0$  : 透過電子のエネルギー
- $E_a$  : 銅線に印加した高電圧によりビームチェンバー内に発生した垂直方向の電場
- $E_z$  : 電子ビームがつくりだすビームダクト内の垂直方向の電場
- $e$  : 素電荷
- $F_a$  : サンプルのマイクロパーティクルが電場  $E_a$  により吸引される力
- $F_p$  : 正電荷  $Q$  を有するマイクロパーティクルが電子ビームによる垂直方向の電場  $E_z$  で電子ビームの方向へ吸引される力
- $F_g$  : 重力加速度によりマイクロパーティクルが受ける垂直下方への力
- $f$  : 電子ビームの周回周波数
- $g$  : 重力の加速度
- $I$  : ビーム電流値
- $K$  : ガンマー線のエネルギー
- $L$  : ビームのバンチ長
- $L_b$  : 平均バンチ長
- $m$  : マイクロパーティクルの質量
- $m_s$  : サンプルのマイクロパーティクルの質量
- $m_e$  : 「電子」の質量
- $N$  : バンチ数
- $N_p$  : マイクロパーティクルの原子数
- $Q$  : マイクロパーティクルに付与された電荷量
- $Q_s$  : 静電誘導によりサンプルのマイクロパーティクルに誘起される電荷量
- $R_r$  : リングの曲率半径

- $R_w$  : 銅線の半径  
 $r_e$  : 古典電子半径  
 $r_p$  : マイクロパーティクルの半径  
 $S$  : リング周長  
 $t_1$  : マイクロパーティクル上をバンチした電子ビームが通過する時間  
 $t_2$  : ビームがリングを1周するに要する時間  
 $\Delta t$  : マイクロパーティクルが1秒間にビームを通過する時間  
 $U_c$  : クリティカルエネルギー  
 $V$  : 電圧  
 $V_a$  : 銅線に印加された電圧  
 $Z$  : 変数 (ビームダクト内壁面からマイクロパーティクルまでの垂直距離)  
 $Z_a$  : 原子数  
 $Z_b$  : ビームダクト内壁面からビーム軌道中心までの垂直距離  
 $Z_c$  : 銅線中心からサンプルのマイクロパーティクルまでの垂直距離  
 $\alpha$  : 微細定数  
 $\epsilon_0$  : 真空中の誘電率  
 $\pi$  : 定数 (円周率)  
 $\rho_p$  : マイクロパーティクルの構成物質の密度  
 $\sigma$  : 制動放射の断面積  
 $\sigma_x$  : 電子ビームの幅  
 $\sigma_y$  : 電子ビームの高さ

## 目 次

論文概要	-----	i
本論文に使用せる記号	-----	iii
目次	-----	v
第I章	緒言	----- 1
I-A	序論	----- 1
I-B	マイクロパーティクルのトラッピング現象と思われる観測例	----- 1
I-B-1	ARの場合	----- 1
I-B-2	Super ACO、PFの場合	----- 4
I-C	本研究の目的	----- 7
	参考文献	----- 9
第II章	観測	----- 11
II-A	序論	----- 11
II-B	鉛ガラスカウンターとそのエネルギー較正	----- 12
II-C	観測	----- 15
II-C-1	観測装置	----- 15
II-C-2	残留ガスとの反応	----- 17
II-C-3	高エネルギーの制動放射の観測	----- 22
II-D	考察	----- 23
II-E	まとめ	----- 30
	参考文献	----- 30
第III章	マイクロパーティクルの運動	----- 32
III-A	序論	----- 32
III-B	電子ビームへトラップされるまでの過程	----- 32
III-C	電子ビーム周辺でのトラップされたマイクロパーティクルの運動	----- 36

III-D	近似計算と観測データとの比較ならびにその考察	37
III-E	ビーム寿命についての考察	39
III-F	まとめ	40
	参考文献	41
第IV章	ARでのマイクロパーティクルのトラッピング実験	42
IV-A	序論	42
IV-B	実験	42
IV-B-1	実験装置	42
IV-B-2	実験と結果	44
IV-C	考察	46
IV-D	まとめ	50
第V章	結言	52
謝辞		53
付録1	マイクロパーティクルのトラッピングの基礎実験	55
A	序論	55
B	実験装置	55
C	実験と結果	58
D	考察	60
E	まとめ	62
	参考文献	62
付録2	ビームダクト内のマイクロパーティクルの調査	64
付録3	参考文献	81

## 第 I 章 緒言

### I - A. 序論

高エネルギー物理学研究所の TRISTAN 電子・陽電子衝突リングの前段の入射蓄積リング (Accumulation Ring, 以下 A R と呼ぶ) では、図 I - 1 に示したような電子貯蔵運転中にビーム電流値の減少率が突然増大 (ビーム寿命が短縮) し、その状態が持続するという現象が観測されている。これはいわゆるイオントラッピング現象<sup>1-10</sup>ではないかとも考えられた。しかしその現象 (図 I - 1 下段) で観測されるはずのベータトロン振動 (図 I - 1 参照上段) の変化は認められず、またビーム電流値が減少してもビーム寿命は顕著には回復しなかった。さらにビームダクト内の顕著な真空度の変化も認められなかった。この現象はビームダクト内のマイクロパーティクルが電子ビームにトラップされるために発生するという説もあったが、その明確な根拠やデータなどは明示されていない。<sup>11</sup> 一方、フランスの Super ACO ではビーム電流値の微小な減少が観測され、その原因はビームダクト内に残留するマイクロパーティクルが電子ビームへトラップされたためであるという報告<sup>12</sup>がなされた。ところが図 I - 2 (参考文献 12) の丸囲みの部分で示されるように A R でのビーム電流値の観測結果とは一見異なる現象であることと、ビーム電流値の変化が報告されただけであったことから、この段階では推測の域をでていなかった。本論文は、A R で発生しているビーム寿命短縮の現象の発生原因とその機構を解明するものである。

### I - B. マイクロパーティクルのトラッピング現象と思われる観測例

#### I - B - 1. A R の場合

図 I - 3 はビームエネルギー 2.5 GeV、ビーム電流値 27 mA で A R へ電子を入射後、ビームエネルギーを 6.5 GeV まで加速し貯蔵運転した時の運転時間に対するビーム電流値、ビーム寿命の変化を示したものである。ビーム電流値 14 mA、ビーム寿命 81 分の時点で、ビーム電流値の減少率の急激な増大、すなわちビーム寿命の短縮

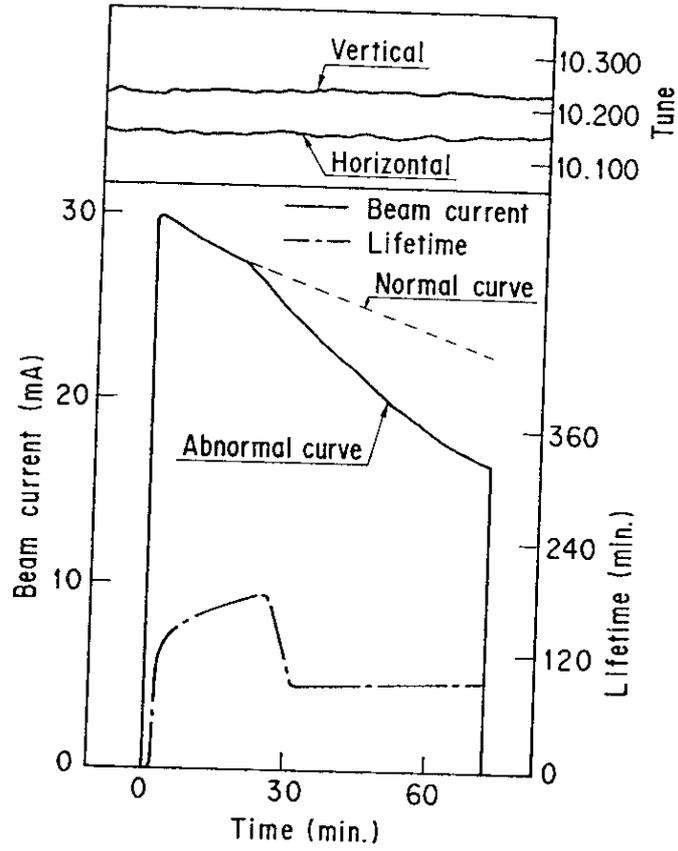


図 1 - 1 A Rにおける電子貯蔵運転中のビーム寿命短縮（下段）とベータトロン振動（上段）

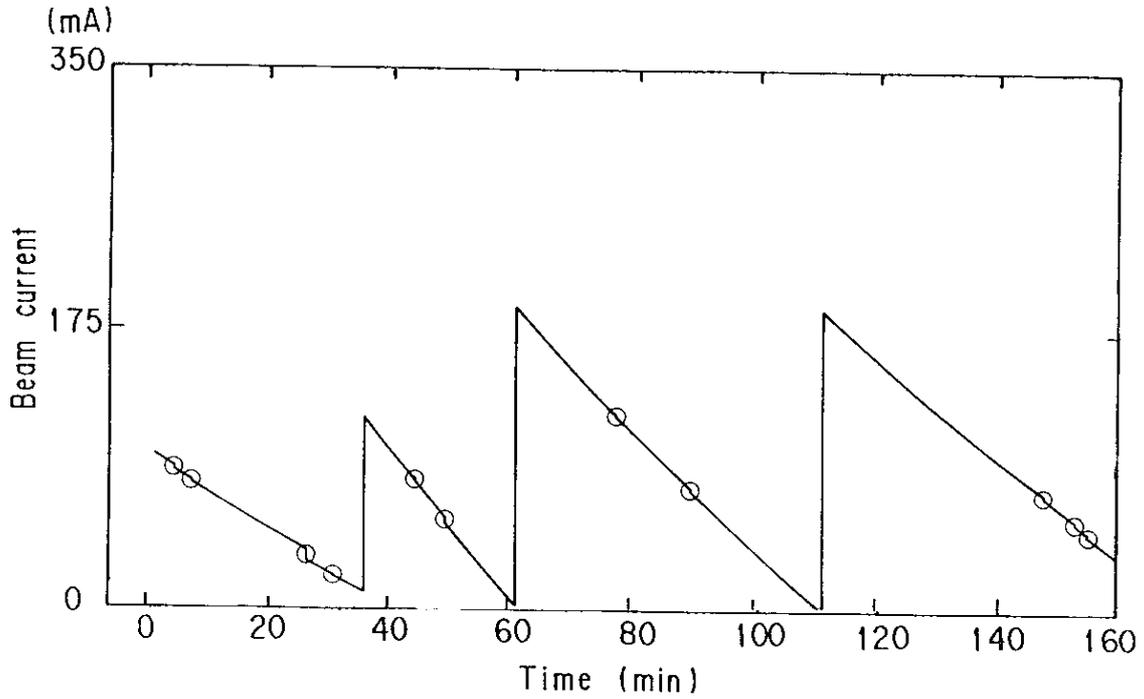


図 1 - 2 Super ACOにおけるビーム電流値の微小減少

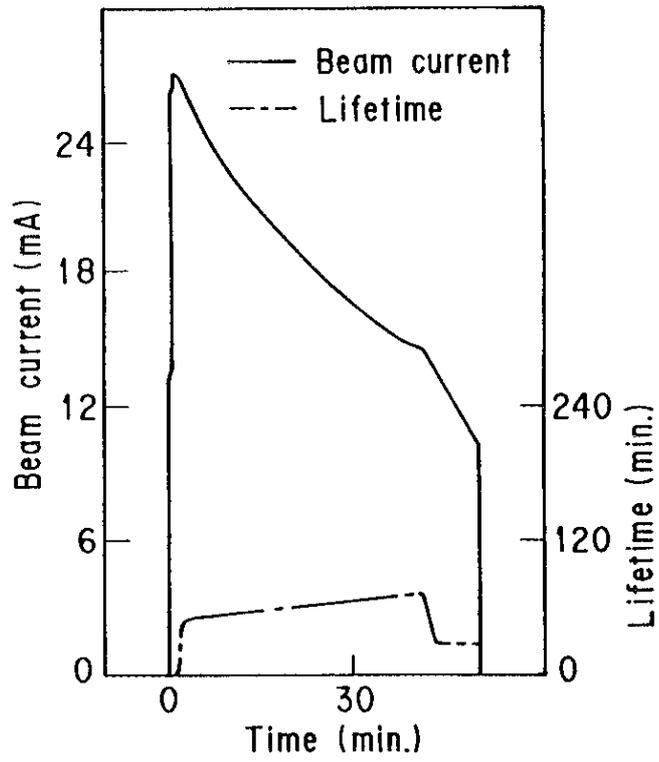


図 I - 3 A Rにおける電子貯蔵運転中のビーム電流値、  
ビーム寿命の変化 (6.5GeV)

が発生した。ビーム寿命はその後も回復しなかった。この現象は、ARでの電子貯蔵運転状態で比較的頻繁に観測される。

図1-4は同じく入射ビーム電流値30mA、ビームエネルギー6.5GeVでの電子貯蔵運転状態を表わしている。ビーム電流値26mAで同様な現象が発生しているが、その15分後には回復している。一旦、マイクロパーティクルのトラッピングによると思われるビーム寿命の短縮が発生するが、後に回復することも時々観測される。

図1-5はある1日のARの運転状況の一例を示しており、運転時間に対するビーム電流値とビーム寿命の変化を表わしている。丸囲みの部分でビーム寿命の短縮が発生している。

ARでのこのような現象の発生頻度についてビーム電流値に関する相関の有無を調べた。それを図1-6に示す。サンプル数は電子貯蔵運転時間として約2時間前後のものを1回とした1000回分である。ただしTRISTAN衝突リングへのビーム輸送時、運転調整時ならびに他のスタディー時はサンプリングの対象から除いている。最も発生頻度が高いのはビーム電流値20~25mAであるが、25~30mAの頻度との差はごくわずかである。大気開放を伴うビームダクトの工事後の運転では若干発生回数が増大するが、極端な増加は示さない。連続的な電子貯蔵運転の回数が増加してもマイクロパーティクルのトラッピングによると思われるビーム寿命の短縮の発生は1日1回程度は観測されている。一般的な統計上のARでの電子貯蔵運転1回についての平均的な発生頻度は0.29回となった。

## I-B-2. Super AcoとPFの場合

フランスのOrsayにあるSuper ACOと高エネルギー物理学研究所のフォトンファクトリーPFはいずれも電子または陽電子貯蔵リングである。いずれのリングにおいても電子ビームへのマイクロパーティクルのトラッピングが原因と思われるビーム電流値の微少減少またはビーム寿命の短縮を観測している。Super Acoでの現象は(参考文献12)、ビームダクト内に残留するマイクロパーティクルは電子ビームへトラップされ、トラップされたマイクロパーティクルはビーム損失に伴う発熱により破壊されると説明されている。Super Acoの最大ビームエネルギーは400MeV、最大貯蔵ビーム電流値は24バンチで400mAである。図1-7は、Super Acoから提出された報告書(参考文献13)にあるビーム電流値の微少減少である。ま

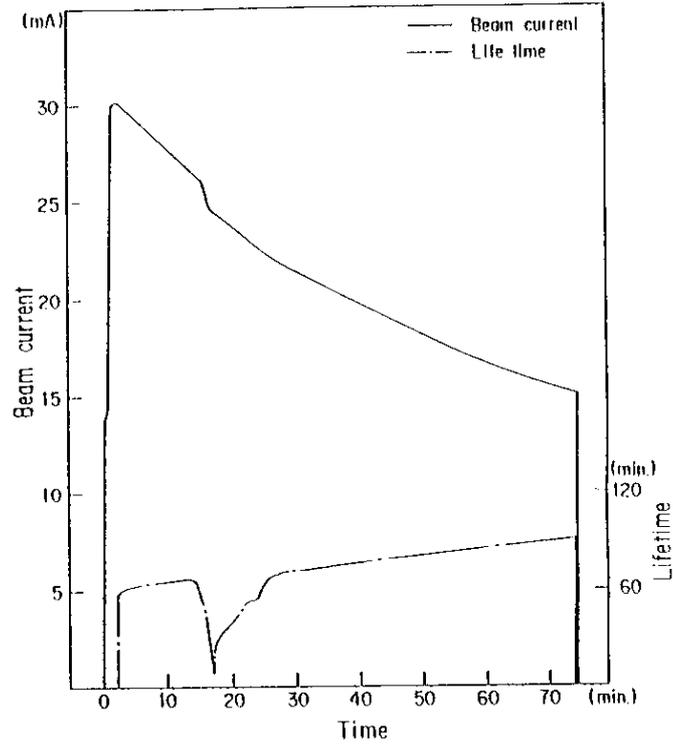


図 I - 4 ARにおける電子貯蔵運転中のビーム電流値とビーム寿命

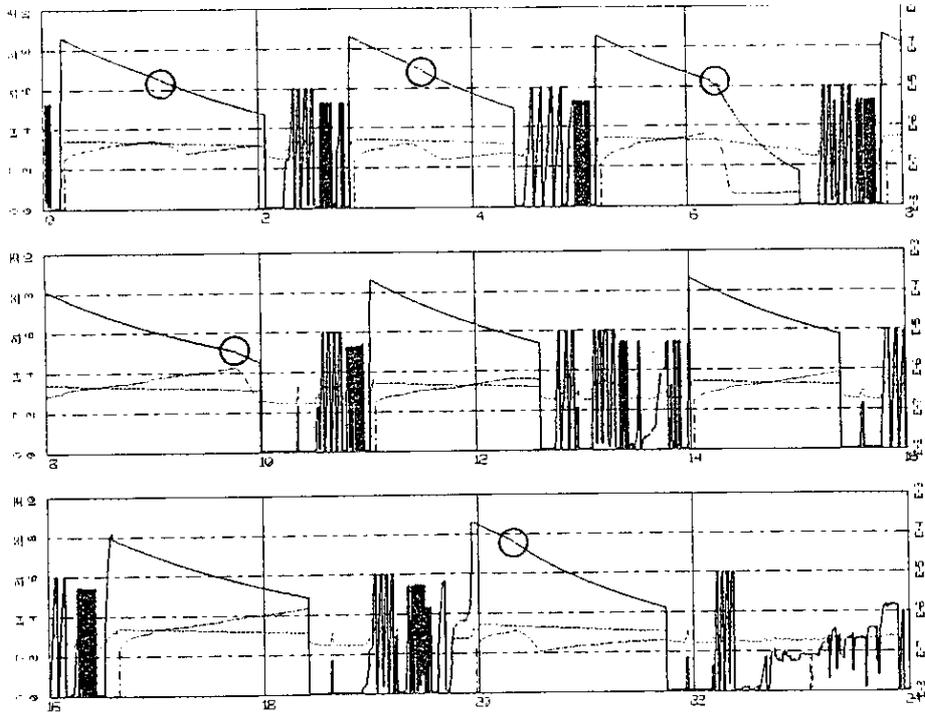


図 I - 5 ARの運転状況の一例（一日）

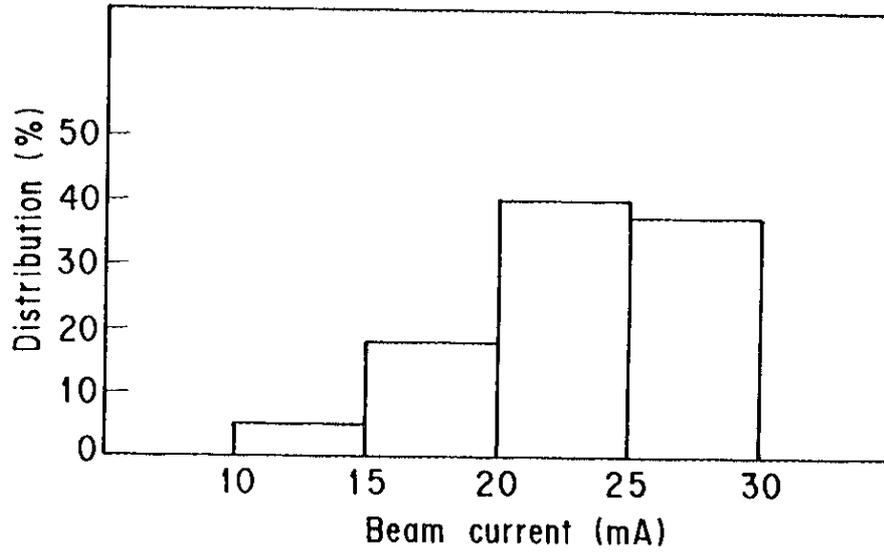


図 I - 6 ARのビーム寿命短縮の発生頻度とビーム電流値との相関

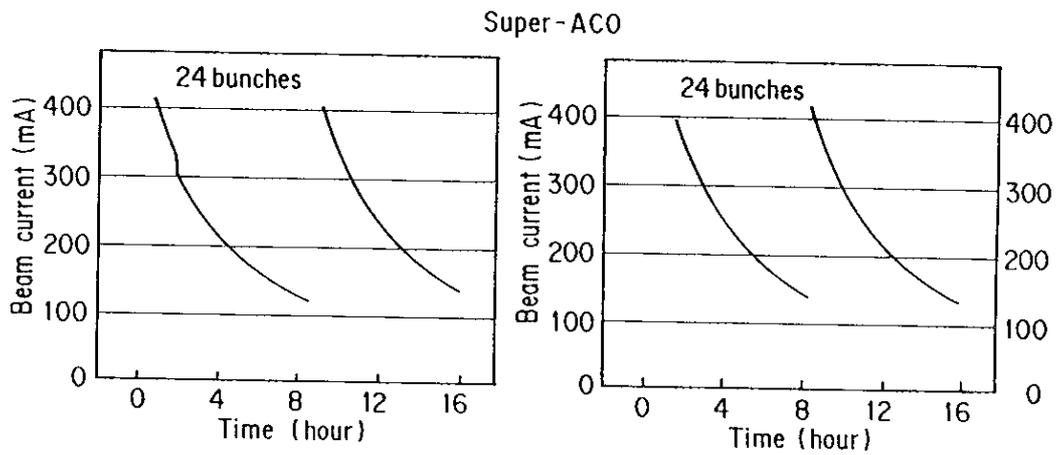


図 I - 7 SUPER ACOにおけるビーム電流値の微少減少

た、詳細は報告されていないが、このような現象はMoscowのSiberia 1でも観測されているようである<sup>13</sup>。

図 I-8はポリエチレン製フランジキャップを誤ってビームダクト内へ吸込んだ事故後のPFの運転状況である。多量の有機物質と大気中のマイクロパーティクルを真空チェンバー内へ吸引したため、ARと類似してビーム電流値の短縮が持続する現象が発生している。電子入射直後のビーム電流値は150~300mAでビームエネルギーは2.5GeV、最大バンチ数は312である。図 I-9はPFの電子貯蔵運転状態を示したものであるがSuper-ACOと同様に階段状のビーム電流値の微少な減少（丸囲部分）が発生している。ビーム電流値の微少減少箇所に対応してビーム寿命も極端に短縮している。これらの現象はマイクロパーティクルの電子ビームへのトラッピングである可能性があるとして参考文献11で紹介されている。

ところで、PFでは陽電子を貯蔵した場合は、ビーム電流値の微少減少は発生していない。また、電子と陽電子が共存する衝突リングでも発生していないようである。これは参考文献12にあるようにパーティクルの帯電と陽電子の極性が同一のため発生しないと考えられている。また衝突リングでは電子と陽電子が共存するためビームのつくる電場が打ち消されると考えられている。

#### I - C. 本研究の目的

ARにおいて、ビーム電流値とビーム寿命の時間的推移、ベータトロン振動の変化の有無やビームダクト内の真空度の変化の有無からイオントラッピングとは異なった現象が発生している可能性があることが推測できた。<sup>14</sup> しかしこれが直ちにマイクロパーティクルの電子ビームへのトラッピング現象と断定することはできない。何故なら、ARで発生している現象は他の電子蓄積リングで観測されたビーム電流値の瞬間的な微少減少とは異っており、ビーム電流値の減少勾配の増加（ビーム寿命の短縮）の後は、多少その勾配が緩やかになるもののビーム寿命の短縮現象が低い電流値まで継続維持されているからである。そこで、ビーム寿命の短縮が継続維持される原因は、トラップされたマイクロパーティクルがビーム軌道周辺を規則的に運動するためではないかと推測した。

このようなビーム寿命が短縮する現象は、電子貯蔵リングの運転に大変不都合

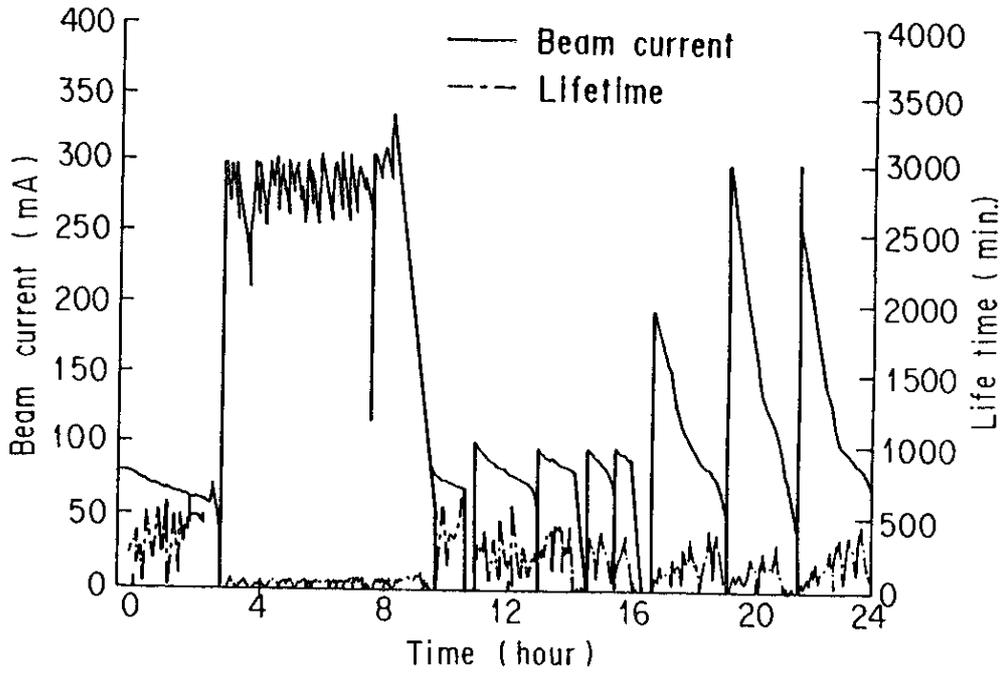


図 I - 8 フランジキャップ吸入事故後の P F の運転状況

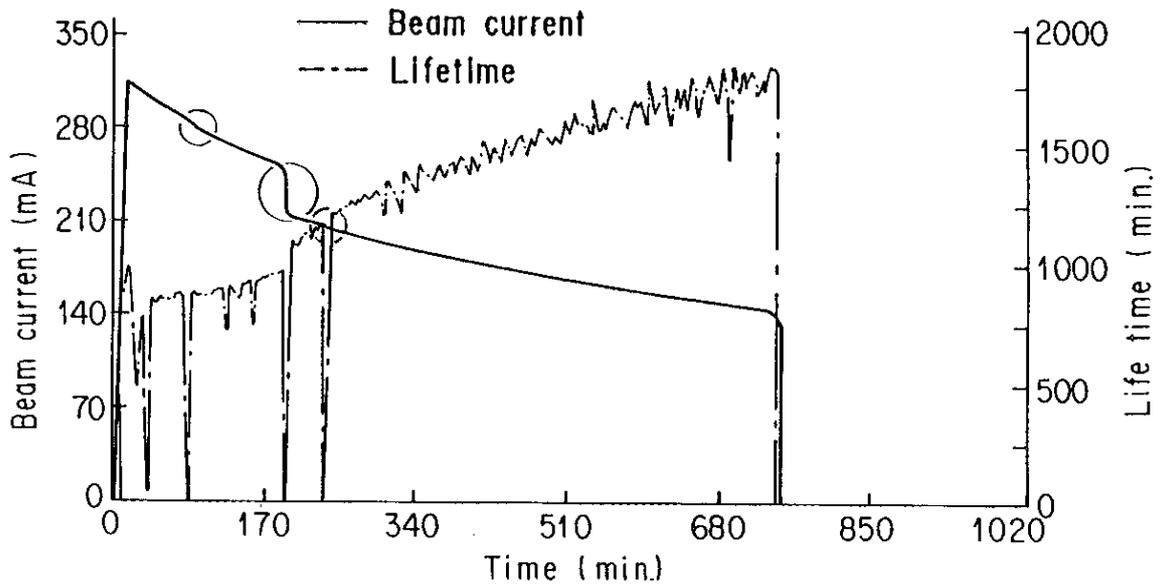


図 I - 9 P F の電子貯蔵運転状態

でシンクロトン放射光源としても不都合である。そのため、前記現象の発生原因を究明し、対策をたてる必要がある。

そこで、本研究の目的として、ARで発生しているビーム寿命が短縮し、それが持続する現象は何によってどのように引き起こされるかを以下の観測（第II章）、マイクロパーティクルの運動（第III章）、ARでのマイクロパーティクルのトラッピング実験（第IV章）の結果から検討し、その現象の機構解明を試みる。

#### 参考文献

- 1 R. Jolivot: Rapport technique 75-63 RJ/FB, Orsay (1963).
- 2 D. Potaux: Rapport technique 29-69 DP/LN, Orsay (1969).
- 3 R. D. Kohaupt: Interner Bericht H1-71/2, DESY (1971).
- 4 M. Kihara, Y. Kamiya, H. Kobayakawa, Y. Yamazaki, M. Kobayashi, H. Kitamura, S. Shibata, N. Kajiura, T. Katsura, C. O. Pak, S. Sato, T. Koide, N. Kanaya, T. Yamakawa, T. Igarashi, A. Mishina, T. Shioya, and K. Huke: KEK 83-5 (1983).
- 5 G. Brianti: CERN 84-15, 369 (1984).
- 6 Y. Baconnier: CERN 85-19, 267 (1985).
- 7 Y. Kamiya, M. Izawa, T. Katsura, M. Kihara, H. Kobayakawa, and S. Shibata: Proc. 5th Symposium on Accelerator Science and Technology, 292 (1984).
- 8 E. Jones: F. Pedersen, A. Poncet, S. van der Meer, and E. J. N. Wilson: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, 2218 (1985).
- 9 K. Watanabe, Y. Miyahara, H. Ohkuma, and K. Shinoue: Jap. J. Appl. Phys. 26, 1964 (1987).
- 10 Y. Baconnier and G. Brianti: CERN/SPS 80-2, D1.
- 11 堀 洋一郎: 日本放射光学会第2回講習会予稿集, 78 (1989).
- 12 P. Marin: LURE RT/90-01, Orsay (1990).
- 13 P. Marin: LURE RT/91-03, Orsay (1991).

- 14 M. Kobayashi, K. Huke, S. Ban, and H. Hirayama: Proc. of 5th Symp.  
Acc. Sci. Tech. 148 (1984).

## 第 II 章 観測

### II - A. 序論

第 I 章で紹介した観測データは、単にビーム電流値とビーム寿命の時間的推移を示したものである。従ってビーム寿命の急激な短縮の原因が、電子ビームにトラップされたマイクロパーティクルによるものと推定してはいるものの、トラッピング現象のメカニズム、ARでの発生条件、トラップされたマイクロパーティクルとビームとの関係など多くの解明すべき点がある。

Super ACOのレポート(LURE RT/90-01)に述べられているように、一般に、ビームダクト内に残留するマイクロパーティクルは、光電子放出で正電荷を得る。その結果、電子ビームのつくりだす負の電場により吸引され、マイクロパーティクルは電子ビームへトラップされると考えられる。その際、マイクロパーティクルと電子ビームとの衝突により制動放射が発生するが、マイクロパーティクルの原子数はビームダクト内の残留ガスに比べてはるかに多いため、パーティクルからの制動放射は、残留ガスからのものに比べてパイルアップするためはるかに大きい信号として検出されることも予測される。また、パーティクルの上下の運動速度は、電子のリング周回速度に比較して非常に遅いと推定される。バンチした電子ビームと衝突した際、バンチに対応した制動放射が観測されると考えられる。さらに、より長い時間範囲の制動放射の観測をすれば、マイクロパーティクルの電子ビーム周辺での運動も推測できると考えた。

そこで、高エネルギーの $\gamma$ 線または電子のエネルギーを測定できる鉛ガラスカウンタを使用して、トラップされたマイクロパーティクルから発生すると予測される高エネルギーの制動放射の観測を行った。

## II - B. 鉛ガラスカウンターとそのエネルギー較正

高エネルギーのガンマー線または電子のエネルギーを測定できる鉛ガラスカウンターは、光を集めるための反射用ペイントと反射板をガラスの周囲に取り付けた鉛ガラスと、鉛ガラスに入射した高エネルギーのガンマー線または電子が鉛ガラス中で電磁シャワーとして出すチェレンコフ光の総光量を増幅する光電子増倍管とで構成されている。

鉛ガラスカウンターを使用する場合は、既知のガンマー線または電子のエネルギーに対するカウンター出力との関係を明らかにするためのエネルギー較正を行わねばならない。複数個のカウンターを使用する場合は、その個々についても行う必要がある。また、実際の観測に使用する測定系は、エネルギー較正に使用した測定系と同一でなければならない。そこで、観測に使用する鉛ガラスカウンターと測定回路のエネルギー較正をARのテストビームライン(IT4)で電子を用いて行った。<sup>2</sup>

図II-1は、ARの北東部にあるテストビームラインの平面図である。厚さ3mmのモリブデンでできたインターナルターゲット(IT4)にAR内の電子ビームが衝突することで、高エネルギーのガンマー線が発生する。コリメータ「鉛でできたアパーチャー(幅6mm、高さ10mm、厚さ20mm)」を通過した高エネルギーのガンマー線は、銅製のコンバータを照射し、コンバータ内で電子・陽電子対が生成される。生成された電子と陽電子は、コンバータから出た後に電磁石へ入射する。陽電子は逆向きに曲げられカウンターには入らない。電磁石の電流を変えて取り出すべきエネルギーをもつ電子を選択する。さらに、取り出された電子は、コリメータを通過する。エネルギー較正すべき鉛ガラスカウンターは、テーブルに設置されている。

図II-2は、使用した鉛ガラスカウンターの外観である。鉛ガラスは300mmx120mmx116mm(18 radiation length,  $1X_0=1.7\text{cm}$ )のブロック状で光電子増倍管は浜松ホトニクス社製のR1911(回路図II-3)である。光電子増倍管の駆動には直流高圧電源(-1.5kV)を用いた。信号出力端は、図II-3の右側に示したようにBNC同軸ケーブルに接続した。同軸ケーブルの他端は可変型(5Ωに調整)の抵抗を介して接地し、抵抗両端はさらにデジタルストレージスコープ(DS、ソニーテクトロニクス社製2430A)に接続した。光電子増倍管の出力側の回路の時定数は約0.025μs、光電子増倍管の増幅率は約 $10^5$ 倍である。光電子増倍管の光しゃへい

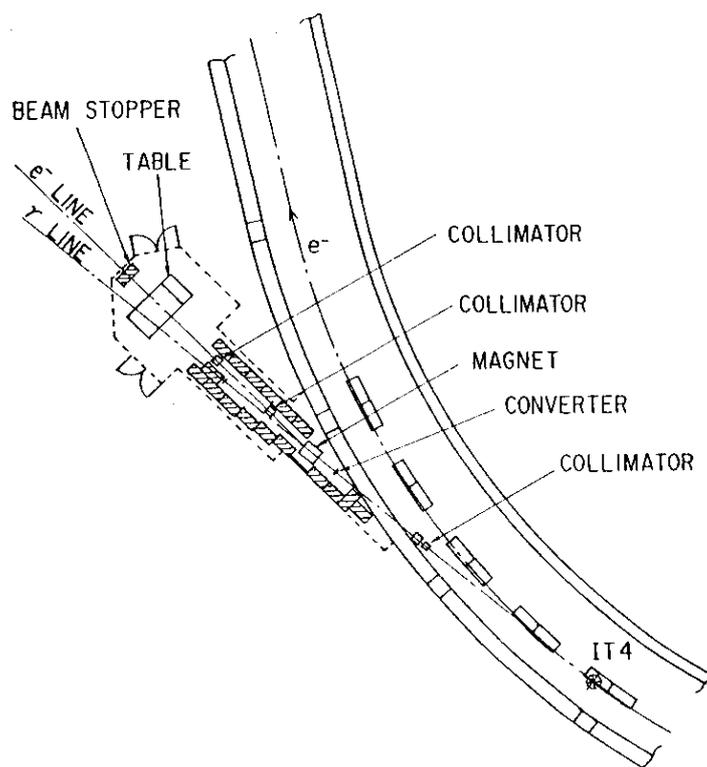


図 II - 1 A Rにおけるインターナルターゲットによる  
γ線テストビームラインの平面図

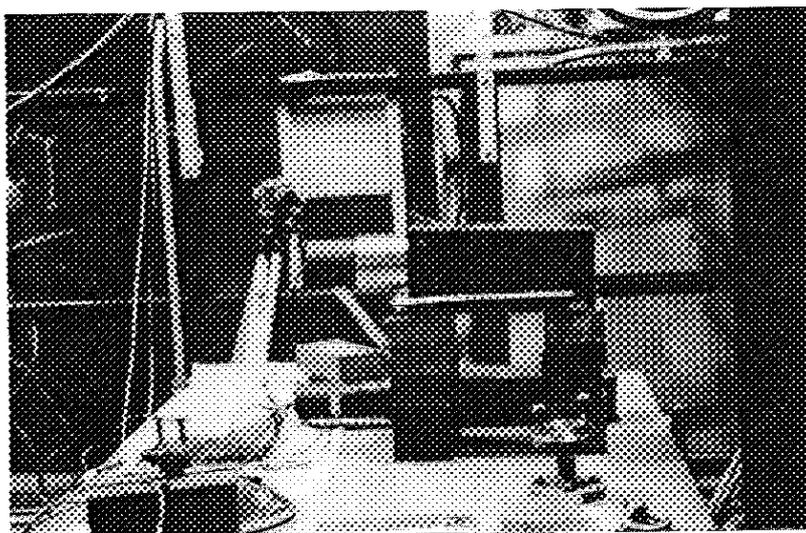
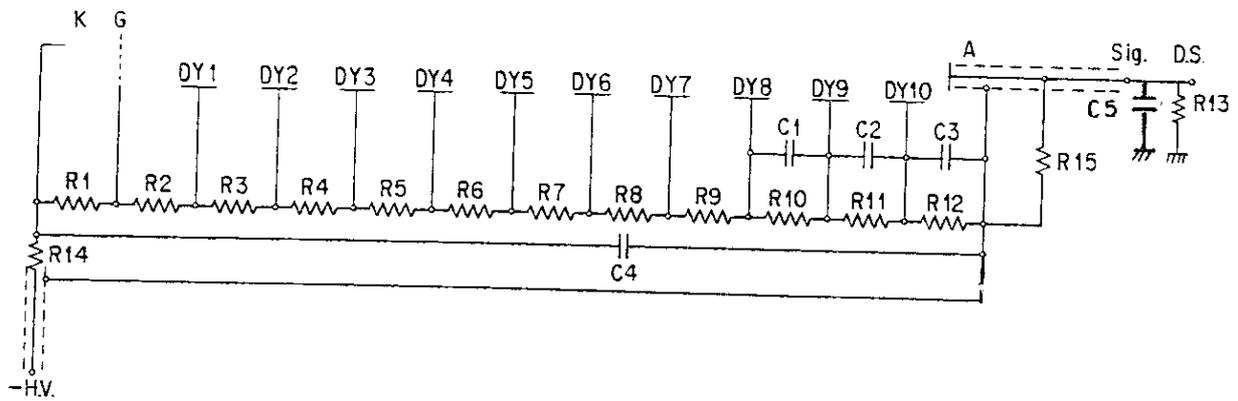


図 II - 2 γ線テストビームラインにおいた鉛ガラスカウンター



C1 : 0.01 $\mu$ F	R7 : 180k $\Omega$	R14 : 1k $\Omega$
C2 : 0.02 $\mu$ F	R9 : 360k $\Omega$	R15 : 100k $\Omega$
C3 : 0.02 $\mu$ F	R10 : 510k $\Omega$	C5 : 0.005 $\mu$ F
C4 : 5000pF	R11 : 600k $\Omega$	
R1, R2, R8 : 240k $\Omega$	R12 : 750k $\Omega$	
R3~R6 : 120k $\Omega$	R13 : 5 $\Omega$	

図 II - 3 光電子増倍管の高電圧印加および出力回路

に針で穴をあけ白色光を導入して飽和出力電圧をデジタルストレージスコープで測定したところ12Vであった。

エネルギー校正した鉛ガラスカウンターは、最も使用頻度が高い1台(No.2)である。入射電子のエネルギーを1~5GeVまで変えて測定した。図II-4は、鉛ガラスカウンター(No.2)のエネルギー校正図である。横軸は高エネルギー電子のエネルギーで、縦軸はデジタルストレージスコープ(DS)での測定電圧である。鉛ガラスカウンターのエネルギー量に関する分解能 $\sigma/E$ は参考文献2にあるようにビームエネルギーをEとすると次式で与えられる。

$$\sigma/E = 1.0\% + 3.0\% / [E(\text{GeV})]^{1/2} \quad (\text{II}-1)$$

式(II-1)を用いてビームエネルギー1.5~5GeVまでのエネルギー量に関する分解能を計算したところ2.1~3.4%であった。

## II-C. 観測

まず、鉛ガラスカウンターを用いて、バックグラウンドを知るためにARの通常運転時のビームダクト内の残留ガスによる制動放射の観測を行った。その後、ビーム寿命の急激な短縮が発生した際の高エネルギーの制動放射の観測を行った。

### II-C-1. 観測装置

図II-5は、ARの北西部における4台の鉛ガラスカウンター(Lead glass counter)の配置を示したものである。偏向電磁石(B5)の発光点Bで発生した高エネルギーの制動放射は、アルミニウム合金製の厚さ21mmのめくらフランジを通過し、さらに厚さ10mmの鉛を透過した後に鉛ガラスカウンター No.2に到達する。偏向電磁石(B4)、(B6)、(B12)のそれぞれの発光点A、C、Dで発生した高エネルギーの制動放射は、厚さ3mmのビームチェンバー壁に対して入射角約2度でチェンバー壁を通過し、それぞれ鉛ガラスカウンター No.1、No.3、No.4に到達する。

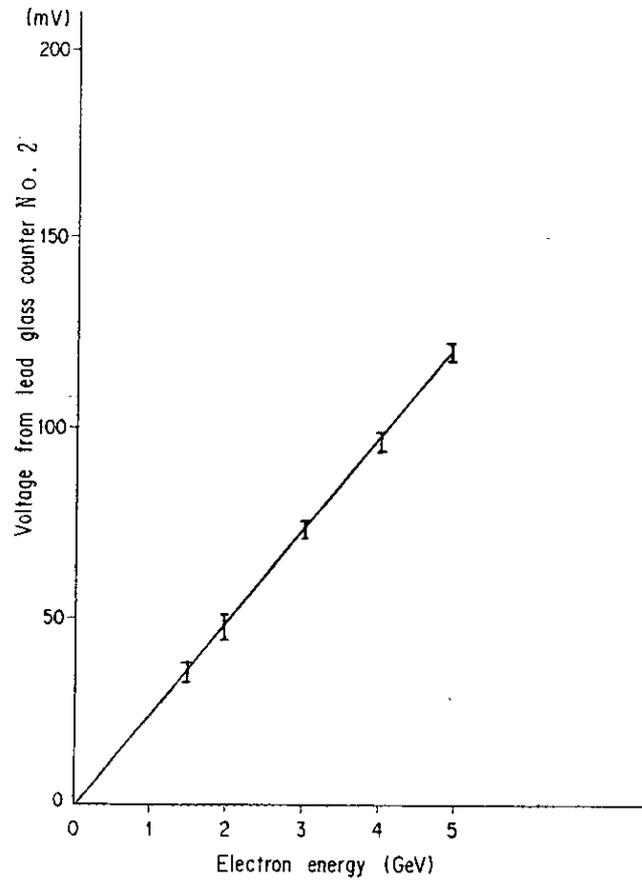


図 II - 4 鉛ガラスカウンター (No. 2) のエネルギー較正図

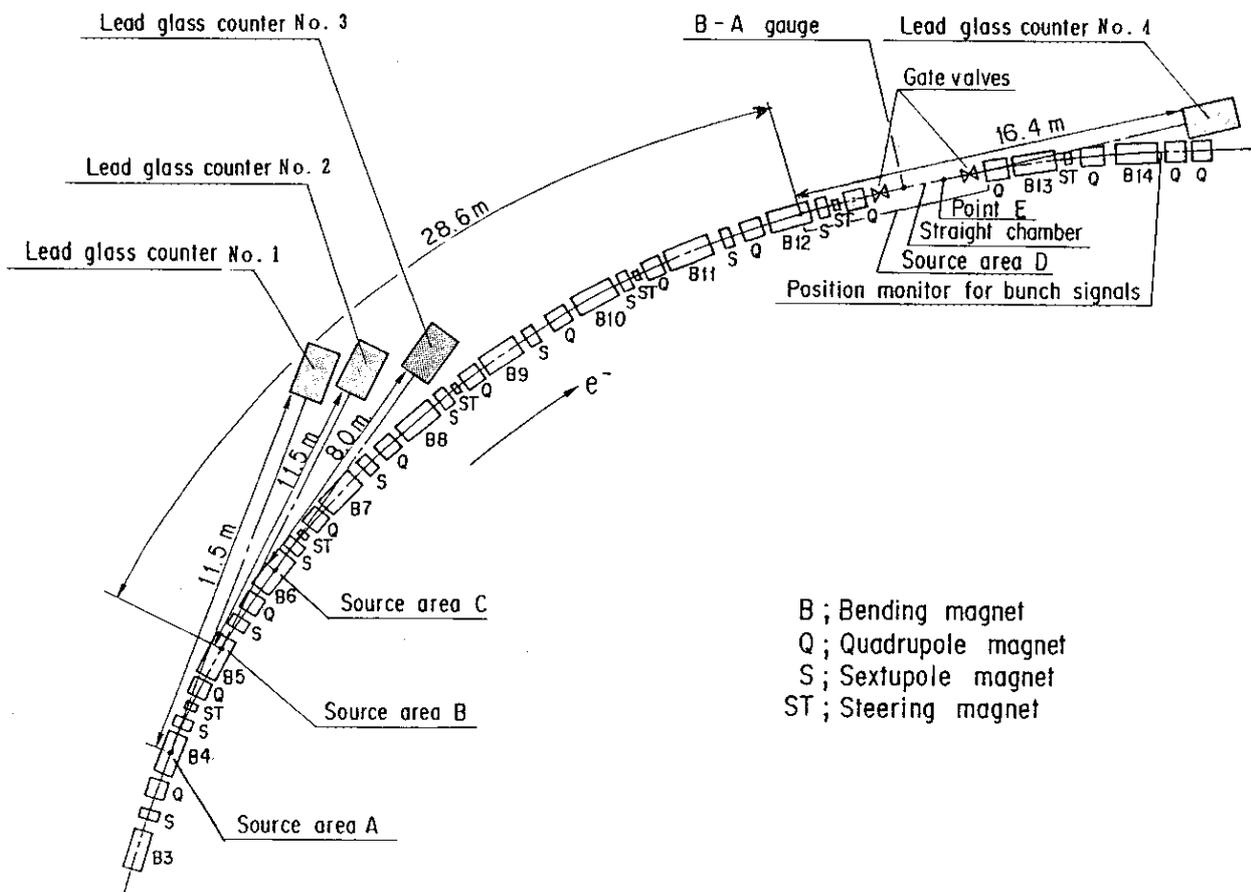


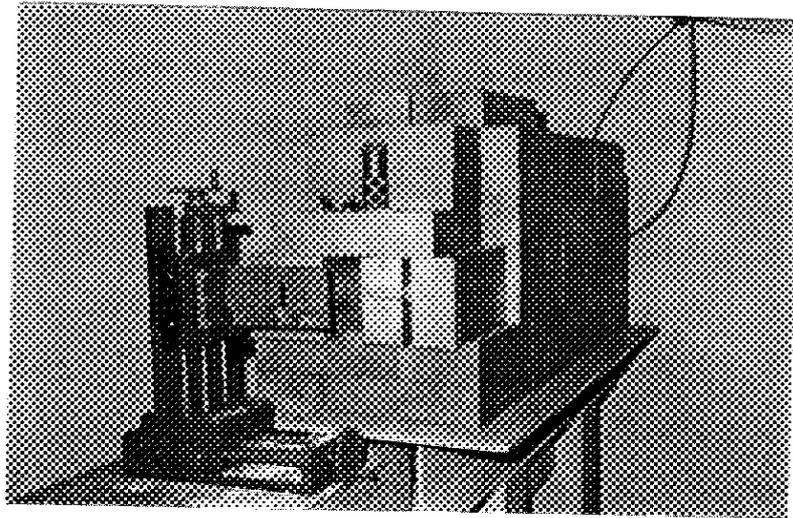
図 II - 5 A R 北西部における 4 台の鉛ガラスカウンターの配置図

それぞれの鉛ガラスカウンターの厚さ10mmの鉛板のスリットの周囲は、図Ⅱ-6のように厚さ100mmの鉛ブロックで保護されている。スリットの形状は、高さ100mm、幅7mmで、上下方向は広く水平方向はせまい。観測している水平面内は0.07radである。図Ⅱ-5に示した発光点A、B、C、Dから鉛ガラスカウンター前面までの直線距離と、しゃへい物との関係から、各鉛ガラスカウンターの観測範囲はビーム軌道上の距離でそれぞれ14mm、14mm、20mm、8.3mとなった。鉛ガラスカウンターの検出効率に関しては、定量的な数値ははあくできていない。それぞれの鉛ガラスカウンターからの信号は、図Ⅱ-3と同様にデジタルストレージスコープ（ソニーテクトロニクス社製2430A）へ送られ、あらかじめ任意に設定しておいた内部トリガーで、検出され記録された。また、電子ビームのバンチ信号をとるために、使用されていないビーム位置モニターからのバンチ信号を、直接デジタルストレージオシロスコープへ入力した。

#### Ⅱ-C-2. 残留ガスとの反応

先ず、残留ガスと電子ビームの衝突により発生する制動放射（バックグラウンド）がどの程度かを知るために、前述の鉛ガラスカウンターを用いた観測装置で、ARでの通常運転状態の観測を行った。図Ⅱ-7、Ⅱ-8、Ⅱ-9、Ⅱ-10はビームエネルギー6.5GeV、ビーム電流値25mA時に真空度 $10^{-9}$ Torr台で鉛ガラスカウンター（Lead glass counter）No.1、No.2、No.3、No.4で観測した残留ガスと電子ビームとの衝突の結果発生したと考えられる制動放射の信号を示している。デジタルストレージスコープの縦軸のスケールは、50mV/div.である。鉛ガラスカウンターNo.2からの信号の最大電圧はほぼ150mVで、エネルギー較正図Ⅱ-4から、観測された制動放射のエネルギーは6～6.5GeVとビームエネルギーに近い値といえる。図Ⅱ-7、図Ⅱ-9と図Ⅱ-10に示すように、エネルギー較正していない3台のカウンター（鉛ガラスカウンター No.1、No.3とNo.4）の信号レベルも他の3台と同じである。

図Ⅱ-11は、鉛ガラスカウンター No.2を使用した残留ガスとの反応を示している。ただし、電子ビームのバンチ信号と対応して観測した結果であり、ビームとの相関はない。残留ガスからの制動放射の発生頻度は、参考文献4を用いた計算で、偏向マグネット部で3～6.5GeV相当の信号は1ms当たり1～3回観測される結



図Ⅱ-6 鉛ガラスカウンターを囲む鉛スリットとしゃへい鉛

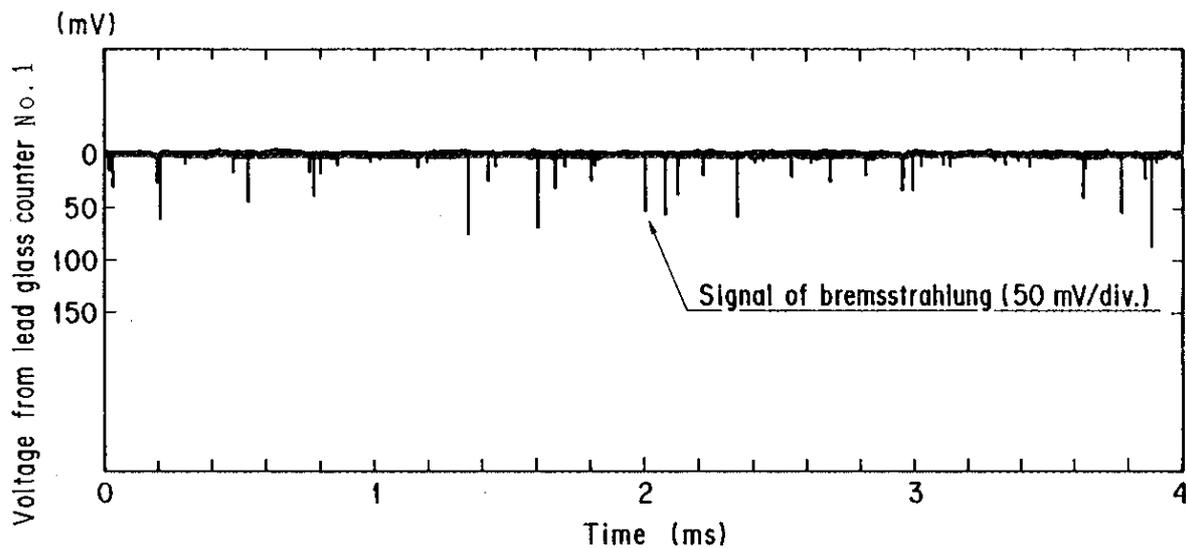


図 II - 7 残留ガスと電子ビームの衝突による制動放射 (鉛ガラスカウンター、No. 1)

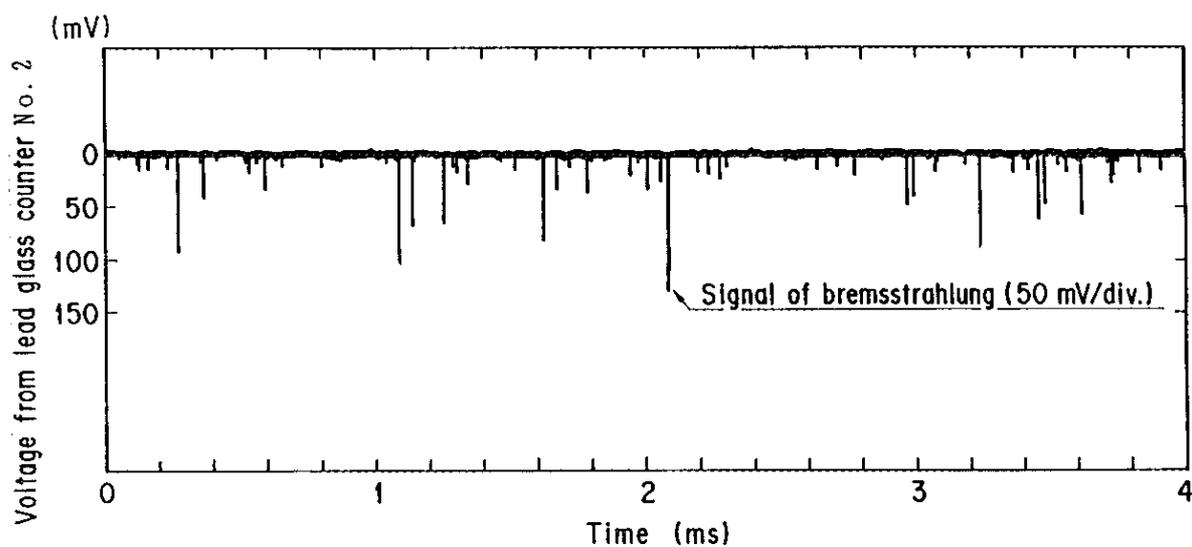
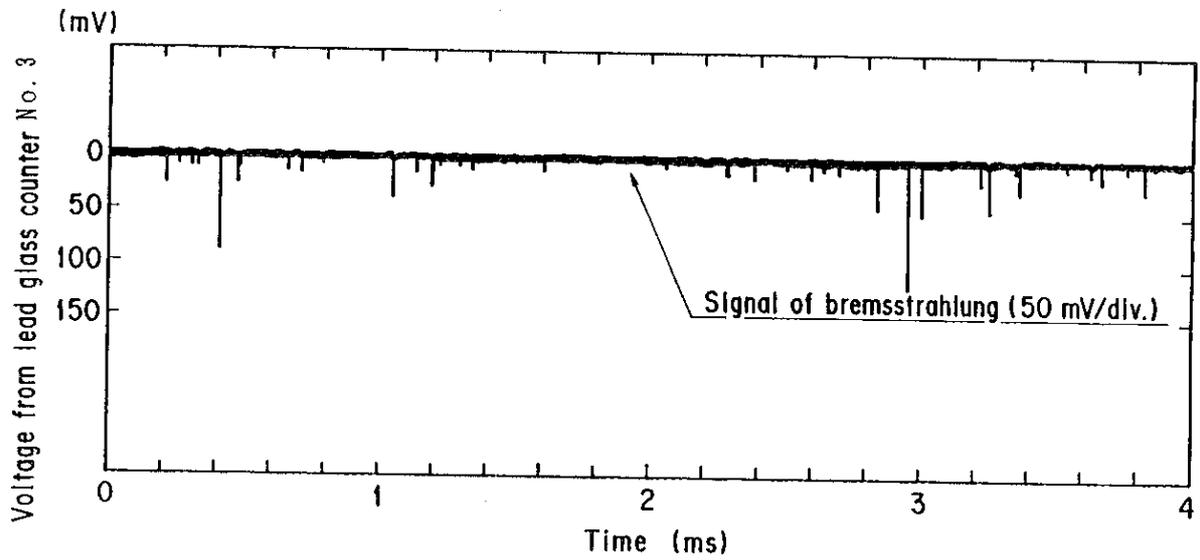
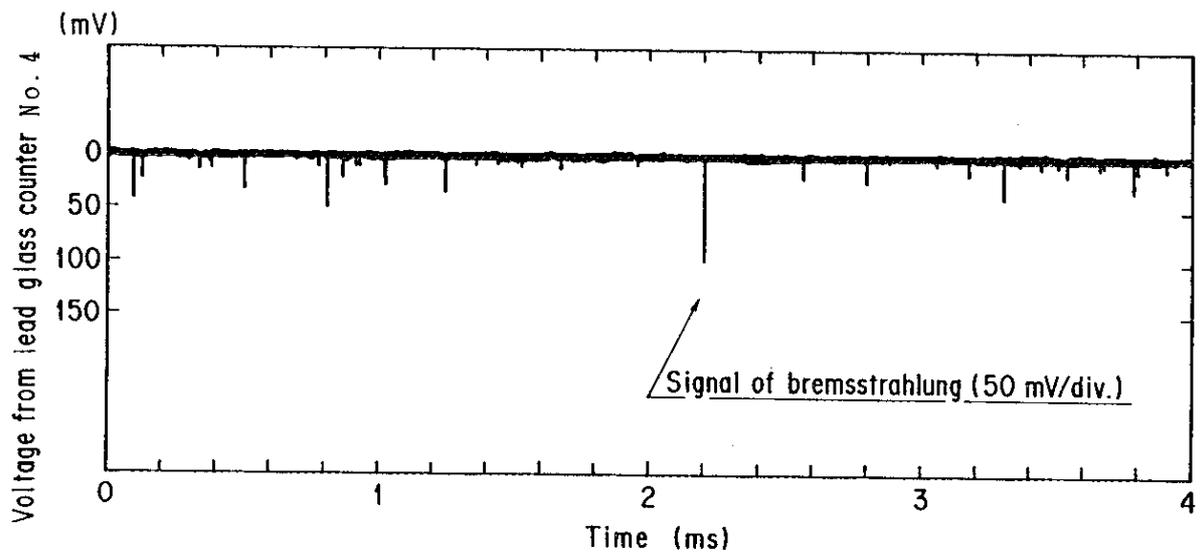


図 II - 8 残留ガスと電子ビームの衝突による制動放射 (鉛ガラスカウンター、No. 2)



図Ⅱ-9 残留ガスと電子ビームの衝突による制動放射（鉛ガラスカウンター、No. 3）



図Ⅱ-10 残留ガスと電子ビームの衝突による制動放射（鉛ガラスカウンター、No. 4）

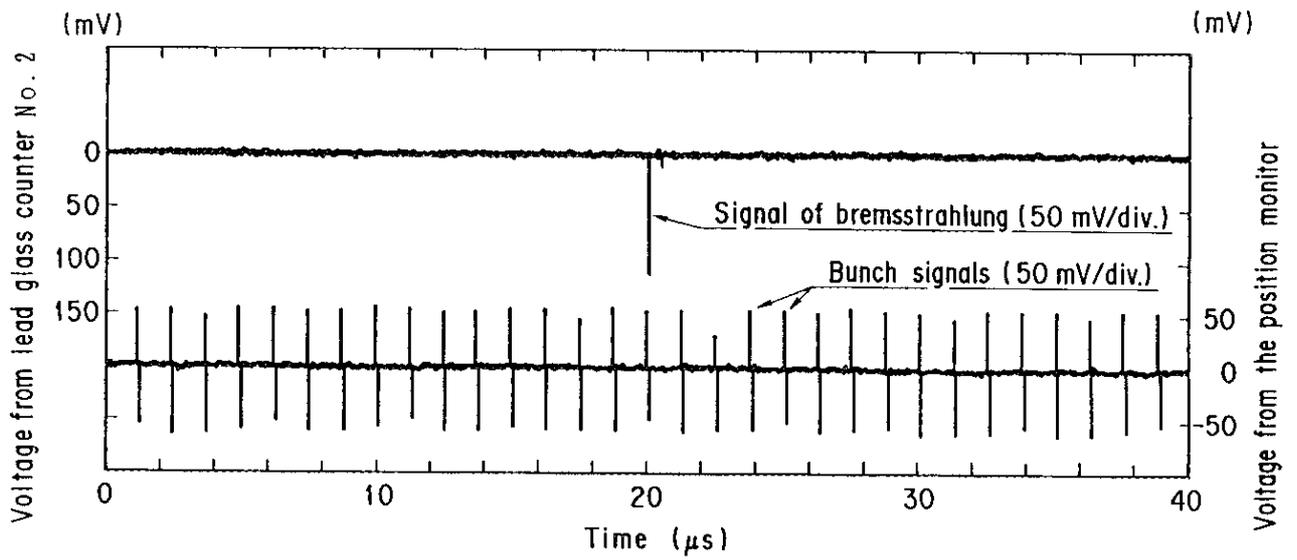


図 II - 11 残留ガスと電子ビームの衝突による制動放射信号（上側）とバンチ信号（下側）

果となり、観測結果とほぼ一致していると言えるが、直線部で少ない原因は不明である。参考文献 3 を用いた A R におけるクリティカルマスの計算結果では 12.8 となり、残留ガス成分である CO や CO<sub>2</sub> がトラップされうることを示している。

### II - C - 3. 高エネルギーの制動放射の観測

電子ビームにマイクロパーティクルがトラップされた場合、パーティクルの運動速度は電子ビームの周回速度に比べてはるかに遅いことが予測される。またビームのバンチ信号に同期した高エネルギーの制動放射の観測が予想される。A R で観測されたビーム電流値とビーム寿命のデータから、ビーム寿命が短縮後持続する原因は、マイクロパーティクルのビーム軌道周辺での周期的な運動が継続しているためであると推測される。そこで、鉛ガラスカウンター 3 台を使用し  $\mu\text{s}$  ~  $\text{s}$  のオーダーの観測を行った。鉛ガラスカウンターからの信号のトリガーは、デジタルストレージスコープの内部トリガーを使用し、残留ガスの信号でトリガーしないように、トリガーレベルは 2 V とした。また、測定レンジは、残留ガスとの反応で使用したレンジより 20 倍大きい 1V/div. とした。

図 II - 12 はビームエネルギー 6.5 GeV、入射初期のビーム電流値 30 mA での A R での電子貯蔵運転状態を示す。ビーム電流値 25 mA でビーム寿命が 125 分から 72 分へ急激に短縮し、そのまま回復しなかった。図 II - 13 は、ビーム電流値 21 mA 時に鉛ガラスカウンター No. 1 で観測した高エネルギーの制動放射の信号で、ビームのバンチ信号に対応している。図 II - 14 は、図 II - 13 を観測して約 20 秒後に鉛ガラスカウンター No. 2 で測定時間を  $500 \mu\text{s}/\text{div.}$  へ変更して観測した制動放射の信号である。図 II - 15 は、図 II - 14 の制動放射検出 2.5 分後に、さらに測定時間を  $1\text{s}/\text{div.}$  として、鉛ガラスカウンター No. 4 で観測した制動放射の信号である。

図 II - 16 はビームエネルギー 6.5 GeV、入射初期のビーム電流値 30 mA での電子貯蔵運転状態を示す。ビーム電流値 27 mA 時にビーム寿命 180 分が急激に 120 分に短縮し、そのまま回復しなかった。図 II - 17 は、ビーム電流値 21 mA の時に鉛ガラスカウンター No. 2 で観測した制動放射の信号である。時間軸（横軸）は、 $0.5\text{msec}/\text{div.}$  である。図 II - 18 の制動放射の信号は、図 II - 17 の信号を得た約 9.5 分後に、

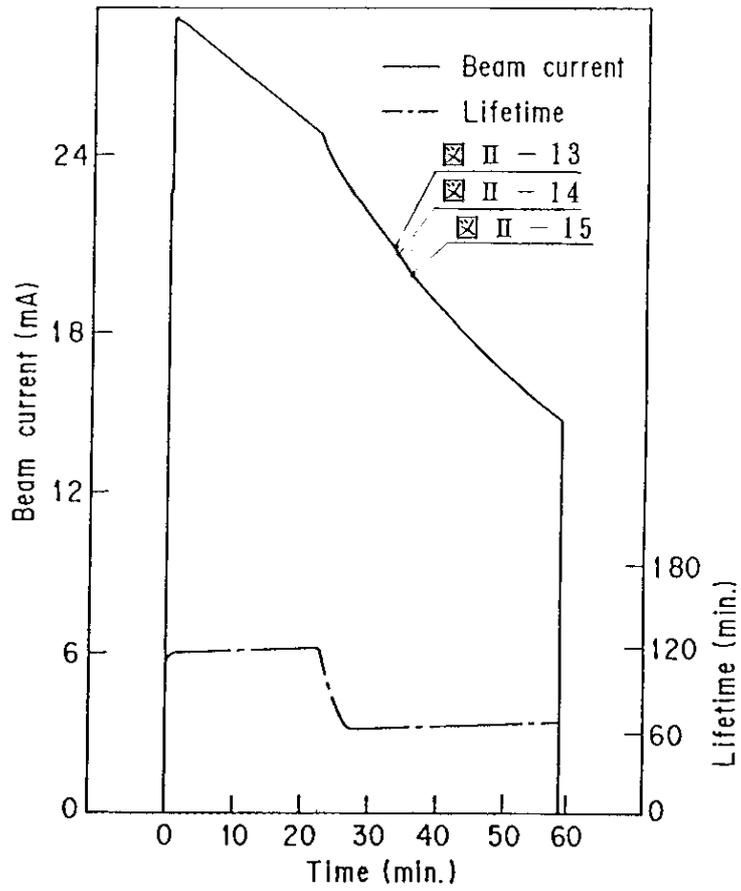


図 II - 12 A Rにおける電子貯蔵運転状態 (6.5GeV)

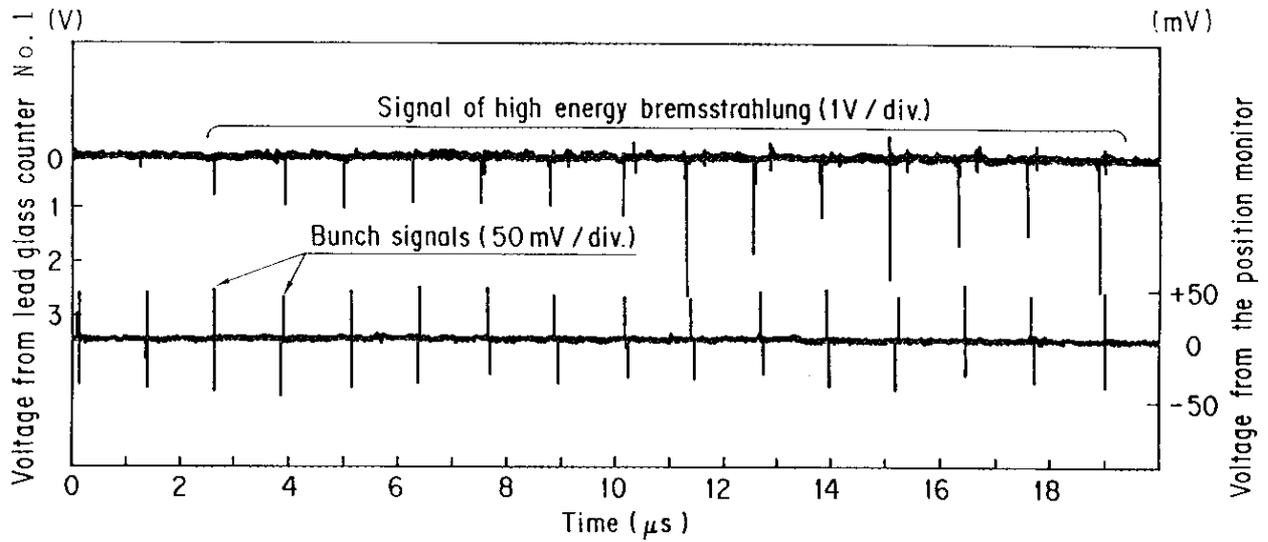


図 II - 13 ビーム電流21mA (図 II - 12) のときの制動放射信号 (鉛ガラスカウンタ、No. 1)

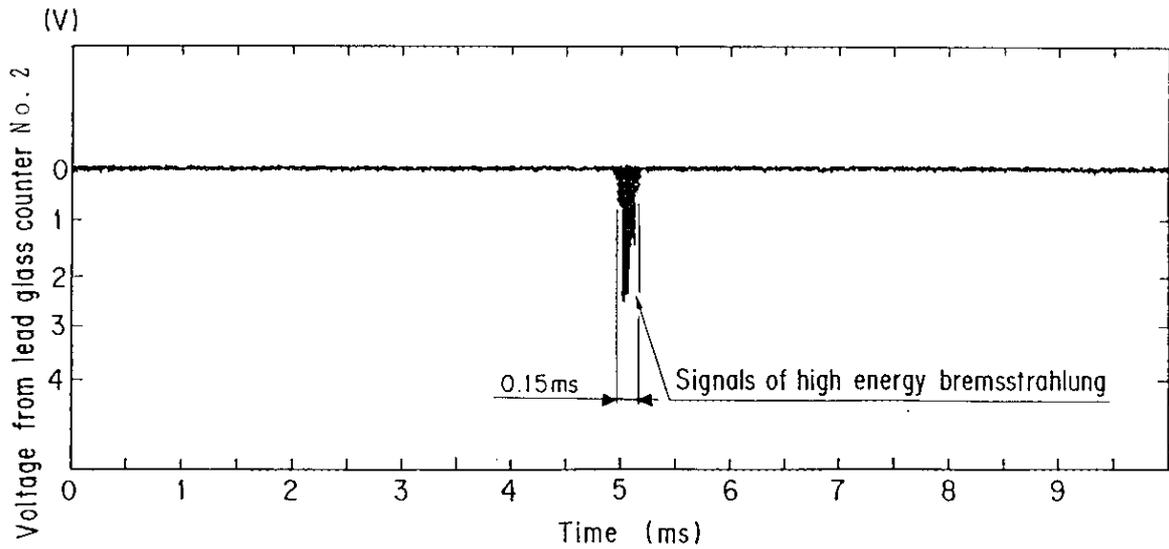


図 II - 14 図 II - 13の信号観測後20秒後の制動放射信号 (鉛ガラスカウンタ、No. 2)

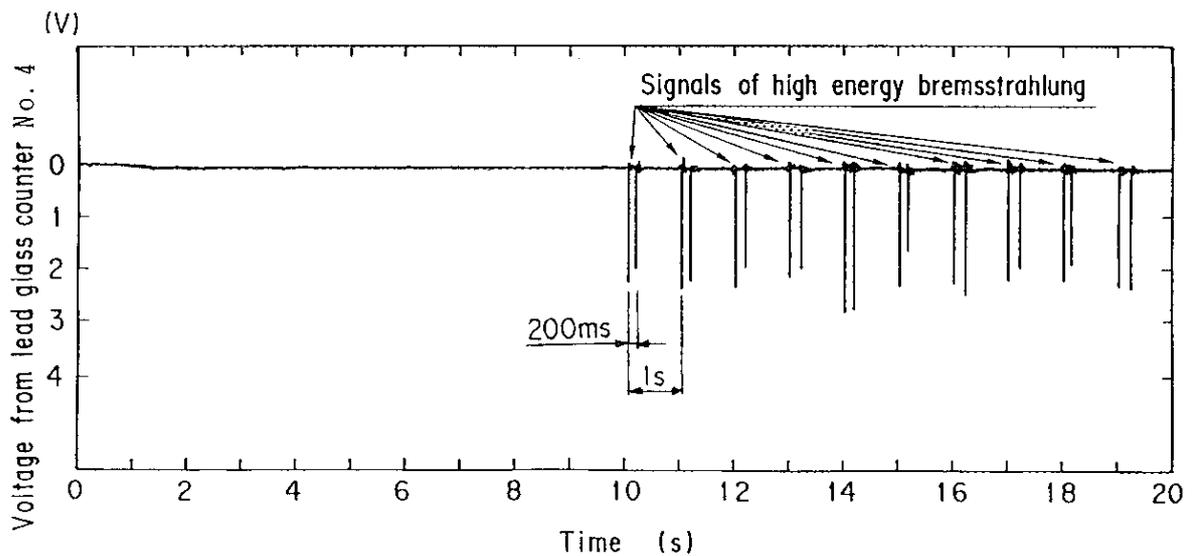


図 II - 15 図 II - 14の信号観測後2.5分後の制動放射信号 (鉛ガラスカウンタ、No. 4)

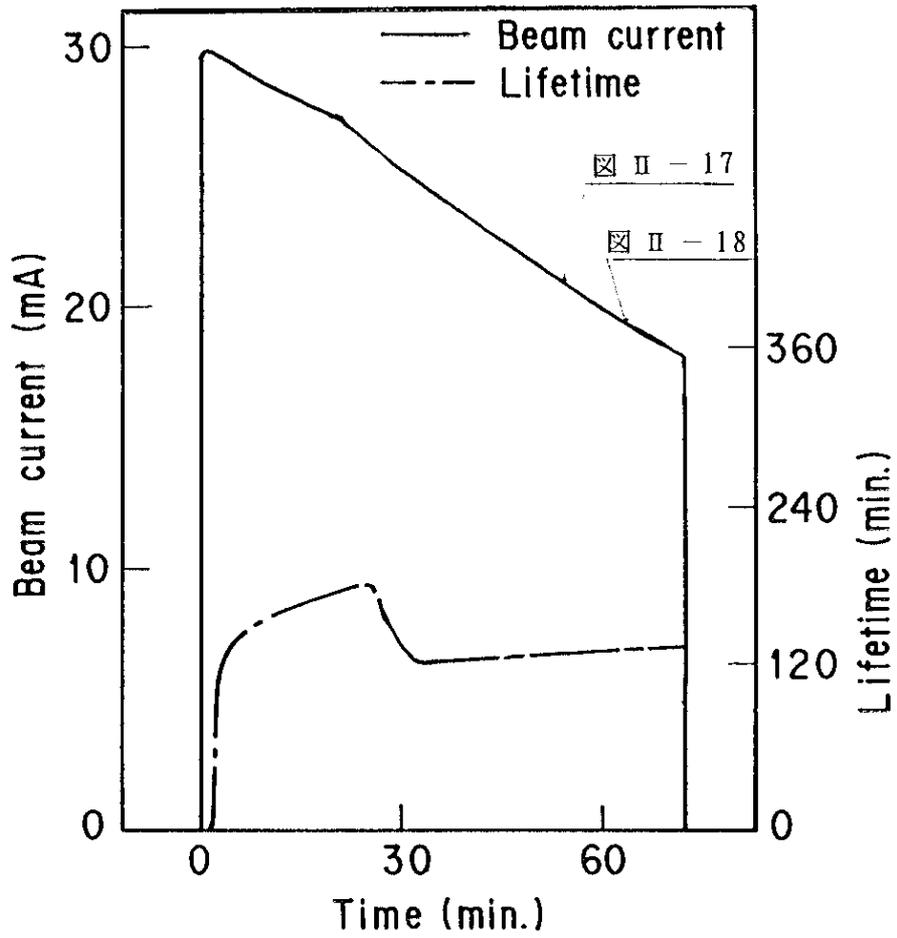


図 II - 16 A Rにおける電子貯蔵運転状態 (6.5GeV)

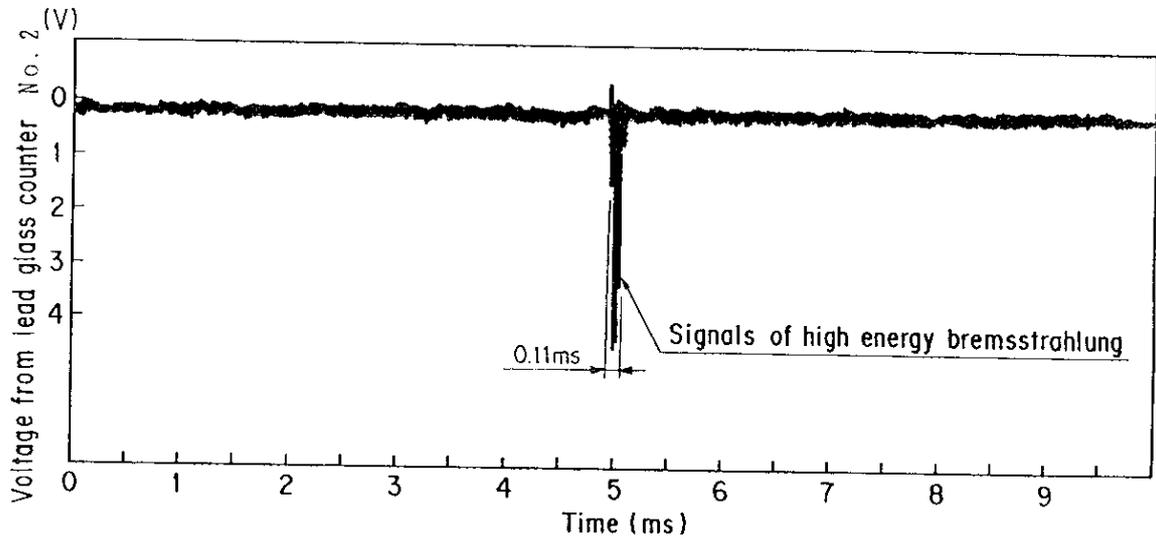


図 II - 17 ビーム電流21mA (図 II - 16) のときの制動放射信号 (鉛ガラスカウンター、No. 2)

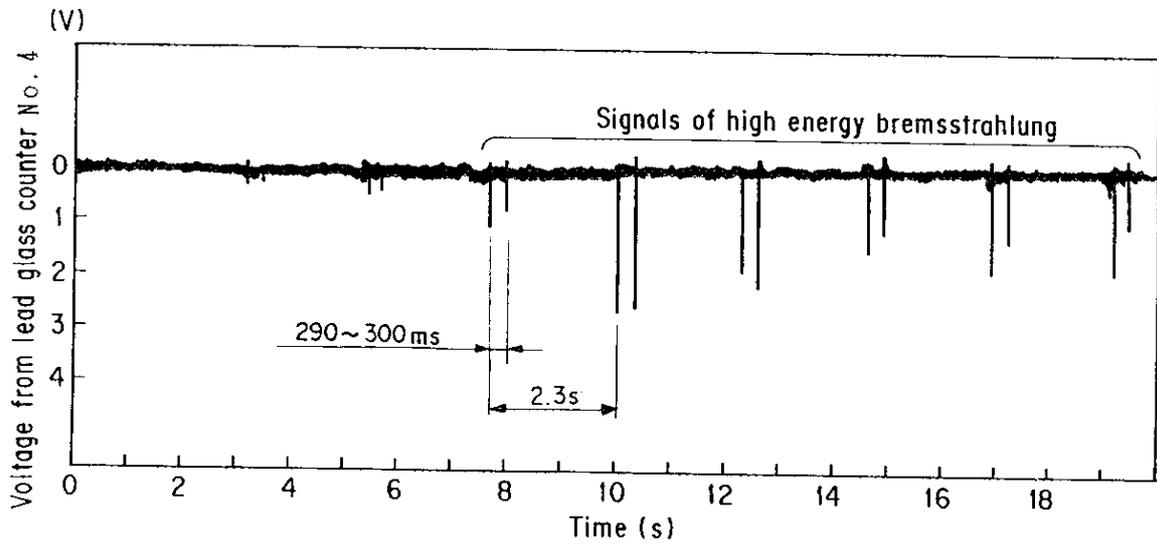


図 II - 18 図 II - 17の信号観測後9.5分後の制動放射信号 (鉛ガラスカウンター、No. 4)

鉛ガラスカウンター No. 4で観測された信号である。このような一連のデータはごくまれにしか観測できず、今までに観測できたのは前述の2例のみであった。

#### II - D. 考察

高いエネルギーの電子ビームが残留ガスやマイクロパーティクルに衝突する際、制動放射により高いエネルギーのガンマー線が発生する。この場合のガンマー線は電子ビームの軌道の接線方向に向いている。ガンマー線のエネルギー分布は平山らによると<sup>4</sup>、原子数  $Z_a$  の原子を透過するエネルギー  $E_0$  の電子が、エネルギー  $k$  と  $dk$  の間に生成する制動放射の確率は下記の式で表され、

$$\begin{aligned} \phi(k) dk &= 4\alpha r_e^2 Z_a (Z_a + 1) dk/k \\ &\times \left[ \frac{3}{4} (1.0 + k/E_0) + k^2 E_0^2 \right] \\ &\times \ln(188Z_a^{-1/3}) + \frac{1}{9} (1.0 - k/E_0) \quad (\text{II-2}) \end{aligned}$$

図 II-19 のようになる。ここで  $\alpha$  は微細定数で  $\frac{1}{137}$ 、 $r_e$  は古典電子半径で  $2.82 \times 10^{-13}$  cm である。マイクロパーティクルの物質質量によって、縦軸が大きく移動する。

制動放射以外にはビーム損失に伴う電子と、シンクロトロン放射光がバックグラウンドとして考えられる。ビーム損失に伴う電子は安定軌道からはずれてリングに沿って運動しアパーチャの小さいチェンバーの壁に当たって消滅する。これらの電子は偏向マグネットで偏向されるので、偏向部に設置された鉛ガラスカウ

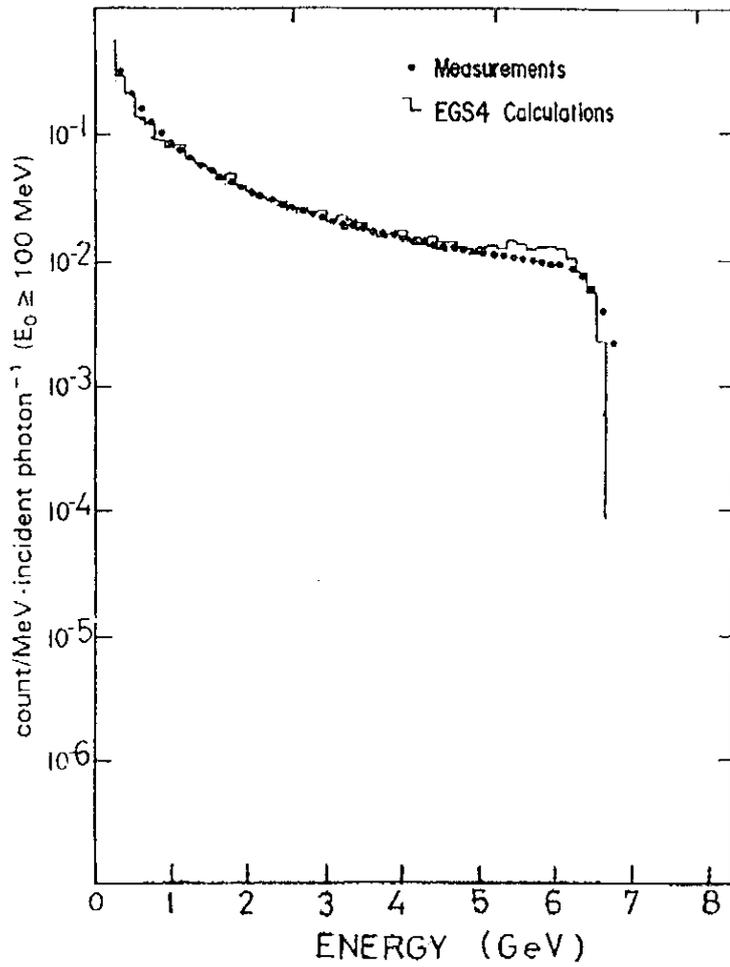


図 II - 19  $\gamma$ 線のエネルギー分布<sup>4</sup>

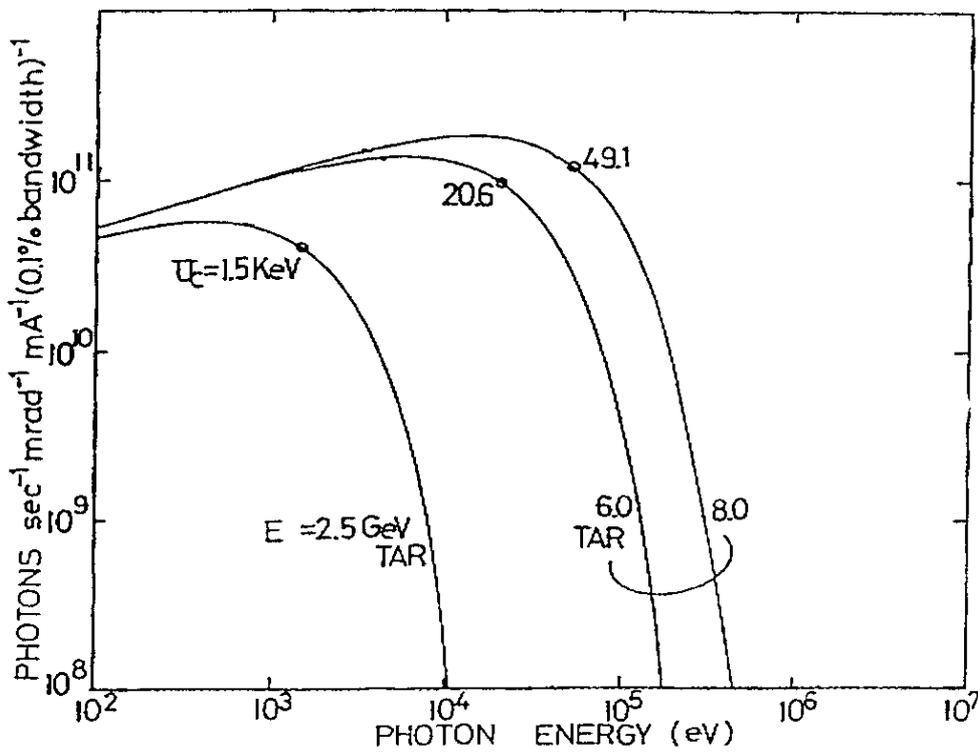


図 II - 20 ARの放射光のエネルギー分布

ンターに到達する確率は小さい。しかし、直線部では鉛ガラスカウンターへ到達することもあるが、観測結果でみる限りでは少ないようである。シンクロトロン放射光のクリティカルエネルギー $U_c$  (eV)は下記の式で表され、スペクトルは図 II-20に示される。

$$U_c = 2.96 \times 10^{-7} \times \frac{\gamma^3}{R_r} \quad (\text{II-3})$$

$$\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$$

ここで $E$ は電子の加速エネルギー、 $m_e$ は電子の質量、 $c$ は光速、 $R_r$ はリングの曲率半径である。

この場合のシンクロトロン放射光は電子ビームの軌道の接線方向に鋭く揃ったものになる。鉛ガラスカウンターの前に厚さ10mmの鉛をシンクロトロン放射光のフィルターに設けており、数十keVのシンクロトロン放射光は透過できない。

図 II-13、14、15、図 II-17、18に示した信号は、信号の高さから換算すると、残留ガスのその約16倍以上すなわち約100GeV以上の制動放射に相当する。実際のビームエネルギーの上限は6.5GeVなので、観測された制動放射は、多数の様々なエネルギーを有する光子の集りできているとみなせる。従って、観測された制動放射の信号は、残留ガスとは異なる多原子で構成された物質すなわちマイクロパーティクルと電子ビームとの衝突の結果発生したと思われる。信号出力のビームエネルギーに対するリニアリティーは125mV (5GeV) までしか確認しておらず、観測された信号出力から制動放射のエネルギーは正確には求められない。鉛ガラスカウンター3台を使用した観測で、トラッピング現象が起こった際に常に同時に制動放射を観測しているわけではなく、カウンターの観測領域へマイクロパーティクルが入射した際に高エネルギーの制動放射が観測できるようである。従って、トラップされたマイクロパーティクルがビームダクトに沿って移動している

とも考えられる。

図 II - 15 ならびに図 II - 18 の信号 1 パルス分を ms オーダーに時間的に拡大したものが、それぞれ図 II - 14 と図 II - 17 である。さらに図 II - 14 についての  $\mu$ s オーダーに拡大した信号が図 II - 13 である。図 II - 15 と図 II - 18 からわかるように、2 連の周期的な制動放射の信号が観測された。このことはトラップされたマイクロパーティクルは、電子ビームの軌道周辺で規則性のある運動を行っていると考えられる。また、トラップされたマイクロパーティクルは、ビーム損失による発熱で破壊されず、ビーム軌道周辺に存在し続けていることが考えられる。このことは、トラップされ続けるマイクロパーティクルによりビーム寿命が回復しないことを示唆する。II - C では示していないが、トラップされたマイクロパーティクルが、ビームダクトに沿って移動している観測結果を得た。マイクロパーティクルへ作用する推力やマイクロパーティクルのビーム軌道周辺での運動などについてはわからないことが多い。今後、これらの点について、さらに詳細な観測データの収集や精密な理論計算で確認する必要がある。

#### II - E. まとめ

- 1) AR においてビーム電流値の減少率の増大（ビーム寿命の短縮）が発生した際、高エネルギーの制動放射を観測した。残留ガスの信号電圧が 100~140mV に対してマイクロパーティクルのそれは約 2.5V と約 16 倍以上大きい。そのため観測された制動放射は残留ガスからの制動放射ではない複合的物質（マイクロパーティクル）と電子ビームとの衝突により発生したと考えられる。
- 2) 観測された高エネルギーの制動放射の信号は、2 連の周期的な信号である。その周期は 1~2 秒である。この非常に特徴のある信号は、ビーム周辺でのマイクロパーティクルの運動によると考えられる。

#### 参考文献

- 1 P. Marin: LURE RT/90-01, Orsay (1990).
- 2 K. Ogawa, K. Hayashi, R. Sugahara, T. Sumiyoshi, F. Takasaki, M. Takasaki, T. Tauchi, N. Ujiie, Y. Watanabe, and S. Kuroda: KEK Internal 85-2, KEK (1985).
- 3 Y. Baconnier and G. Brianti: CERN/SPS 80-2, D1 (1980).
- 4 H. Hirayama, S. Ban, and S. Miura: Nuclear Sci. and Engineering, 96, 66-72 (1987)

#### Ⅲ - A. 序論

第Ⅱ章で述べた観測結果から得られた高エネルギーの制動放射は、ビームダクト内の残留ガスと電子ビームとの衝突とは異なる多原子からなるマイクロパーティクルらしき物質が電子ビームにトラップされた結果発生したものと推測できる。しかし、マイクロパーティクルが電子ビームにトラップされビーム軌道周辺を周期運動することは、理論的には理解されていない。これに関連するものに Super ACOにおけるマイクロパーティクルによるビーム電流値の微小減少に関するレポート(LURE RT/90-01)<sup>1</sup>がある。そこではマイクロパーティクルがトラップされる条件とその初期過程についての理論解析がある。そこで、本章のⅢ - BではARにおけるマイクロパーティクルのトラップされる条件ならびにその初期過程については、参考文献1の理論式を用いて検討を行う。次に本章のⅢ - Cではトラップされたマイクロパーティクルのビーム周辺での運動については参考文献1における理論式を発展させた理論式を導き、それを用いて解析する。本章のⅢ - Dではこの解析にもとづく近似計算と第Ⅱ章で述べた観測結果との比較ならびに考察を行う。Ⅲ - Eではマイクロパーティクルのビーム周辺での運動に伴うビーム寿命の変化について考察を行う。

#### Ⅲ - B. 電子ビームへトラップされるまでの過程

一般に偏向マグネット部のビームダクト内を高エネルギー電子ビームが通過する場合、ビームから発生するシンクロトロン放射(光子)がビームダクト内壁を叩くため光電子の放出がおこる。従って、ビームダクト内に残留するマイクロパーティクルは光子の散乱照射によって正に帯電する可能性が高い。そこで電子ビームによりビームダクト内に発生する負の電場とマイクロパーティクルの正電荷で電子ビームとマイクロパーティクルにはクーロン力が生じ、その結果パーティクルは電子ビームにトラップされる可能性がある。電子ビームによる電場を求め

るため、バンチした電子ビームの形状が円柱状でありビームダクトの断面は円形と仮定する。この仮定からビームダクト内のビームに対して垂直方向の電場  $E_z$  は次式で与えられる。電子ビームはバンチしており、単位長さ当りの線電荷密度は

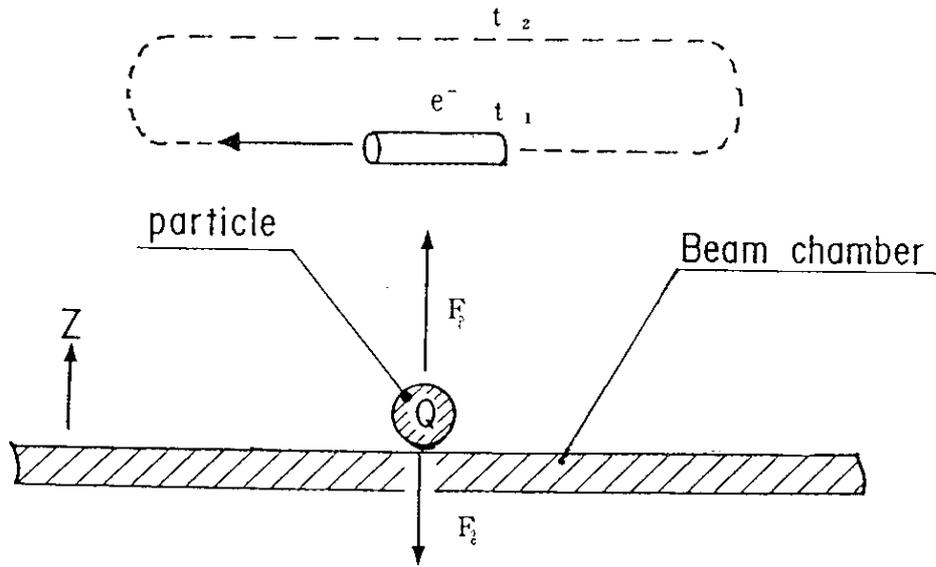
$$\frac{I S}{L N c} \text{ と与えられる。}$$

$$E_z = \frac{I S}{2 \pi \epsilon_0 Z_0 L N c} \quad (\text{III } 1)$$

但し、 $I$  はビーム電流値 (A)、 $S$  はリングの周長 (m)、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率 (F/m)、 $Z_0$  は電子ビーム中心からビームダクト内壁までの垂直距離 (m)、 $L$  はビームのバンチ長 (m)、 $N$  はバンチ数、 $c$  は光速 (m/s) である。AR の場合、 $S=377\text{m}$ 、 $Z_0=0.024\text{m}$ 、 $N=1$  である。 $c=3 \times 10^8 \text{m/s}$  である。(III 1) 式を用いて電場強度  $E_z$  を計算すると、ビーム電流値 30mA の時は  $1.41 \times 10^6 \text{V/m}$ 、25mA の時は  $1.17 \times 10^6 \text{V/m}$ 、20mA の時は  $9.44 \times 10^5 \text{V/m}$  となる。

図 III-1 に示したように、正電荷  $Q$  (Coulomb) を帯びたマイクロパーティクルが、バンチした電子ビームの直下にある時、マイクロパーティクルは電子ビーム側へ吸引力  $F_p = Q E_z$  (Newton) を垂直上向きに受ける。また、このマイクロパーティクルは重力を受取る。すなわちマイクロパーティクルの質量を  $m$  (kg)、重力の加速度を  $g$  ( $\text{m/s}^2$ ) とすると吸引力とは反対方向の力  $F_g = m g$  (Newton) を受ける。ビームの周回の周期は  $1 \mu\text{s}$  の程度でマイクロパーティクルの上下運動の時間スケールが秒の程度であることから、マイクロパーティクルに作用する電場は直流電界と理解してもよい。ビームがマイクロパーティクルの直上を通過する時間を  $t_1$  (s)、ビームがリングを 1 周するのに要する時間を  $t_2$  (s) とする。ビームがリングを 1 周したあとのマイクロパーティクルの垂直上向きの速度が 0 以上となれば、そのマイクロパーティクルはその速度を増しながら電子ビームへ近づく。

マイクロパーティクルの垂直上向きの速度を  $Z$  (m/s) とすると、その速度は次式で表される。



図Ⅲ-1 ビームチェンバー面上のマイクロパーティクルに対する電子ビームによる吸引力 ( $F_p$ ) と重力 ( $F_g$ )

$$\begin{aligned} \dot{Z} &= -g(t_2 - t_1) + \left( \frac{QE_z}{m} - g \right) t_1 \\ &= \frac{QE_z t_1}{m} - g t_2 \end{aligned} \quad (\text{III-2})$$

ARでの条件はビームバンチ長を20mmとして  $t_1 = 6.67 \times 10^{-11}$  s、 $t_2 = 1.26 \times 10^{-6}$  s なので、 $\dot{Z} \geq 0$  の最小値  $QE_z/m$  は  $1.85 \times 10^5$  Newton/kg となる。

次にビームダクト内に残留するマイクロパーティクルを球状と仮定して、吸引される粒径を見積もる。文献1にあるように、シンクロトロン放射 [クリティカルエネルギー  $U_c$  (II-3)] がマイクロパーティクルに衝突し、光電子放出により、次第に正に帯電する。帯電する電荷量  $Q$  (Coulomb) の上限は、球状パーティクルの表面でのポテンシャルエネルギーが  $U_c$  程度のと看考えられ、次式で与えられる。

$$U_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r_p} e Q \quad (\text{III-3})$$

ここで、マイクロパーティクルの半径を  $r_p$  (m)、密度を  $\rho_p$  (kg/m<sup>3</sup>)、 $e$  を素電荷 (Coulomb) とすると、マイクロパーティクルの質量  $m$  は  $4\pi\rho_p r_p^3/3$  であるから (III-3) 式から  $r_p$  を求めると、次式となる。

$$r_p = \left( \frac{3\epsilon_0 U_c E_z}{\frac{e Q E_z}{m} \rho_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-4})$$

(II-3) 式より、ビームエネルギーが6.5GeVの場合のクリティカルエネルギーは26.1keVである。アルミニウムでできたマイクロパーティクルを照射する光子のエネルギーを26.1keV、ビーム電流値を30mAとすると、トラップ可能なマイクロパーティクルの最大半径は (III-4) 式から0.047mmとなる。質量は  $1.2 \times 10^{-9}$  kg なの

で電場を $1.41 \times 10^6 \text{V/m}$ とすると、電荷量は約 $1.5 \times 10^{-10} \text{C}$ となる。同じくチタンの場合の最大半径は $0.034 \text{mm}$ となる。質量は $7.4 \times 10^{-10} \text{kg}$ で同じく電場を $1.41 \times 10^6 \text{V/m}$ とすると、電荷量は $9.7 \times 10^{-11} \text{C}$ となる。さらに、ビームダクト内面は大部分が平坦であり、マイクロパーティクルが突起を有する形状である場合は、電場集中が発生する。<sup>3</sup> 10倍の電場集中が発生した場合、トラップされるマイクロパーティクルの半径は、アルミニウムでは $0.15 \text{mm}$ 、チタンでは $0.11 \text{mm}$ となる。

### III - C. 電子ビーム周辺でのトラップされたマイクロパーティクルの運動

III - B 節では主として文献 1 を用いてビームダクト内に残留するマイクロパーティクルが電子ビームへトラップされる条件について考察した。本節では、電子ビーム周辺でのトラップされたマイクロパーティクルの運動を (III - 2) 式を発展させた理論解析として、簡単な計算を行い、第 II 章の観測結果との比較検討を行う。

(III - 2) 式をビームの周回時間  $t_2$  で除した  $\dot{Z}/t_2$  は、パーティクルの垂直方向の平均加速度  $\ddot{Z}$  と考えられ、 $\ddot{Z}$  は次式で与えられる。

$$\ddot{Z} = \frac{Q E_z t_1}{(m t_2)} - g \quad (\text{III - 5})$$

ところで、垂直方向の電場  $E_z$  は、パーティクルの垂直位置により異なる。そこで、バンチした電子ビーム中の電子の分布を Gauss 分布と仮定し、壁面でのビーム軌道に垂直な電場を  $E_z$ 、平均バンチ長を  $L_b$  とすると、ビームダクト底面からマイクロパーティクルまでの垂直距離  $Z$  における電場  $E_{z0}$  は次式で表わせる。

$$E_{z0} = \frac{Z_0 E_z \left[ 1 - e^{-\frac{(Z_0 - Z)^2}{2L_b^2}} \right]}{(Z_0 - Z)} + E_z e^{-\frac{Z_0^2}{2L_b^2}} \quad (\text{III - 6})$$

ただし、 $Z = 0$  の場合、 $E_{z_0} = E_z$  とした。(Ⅲ-5) 式の  $E_z$  を  $E_{z_0}$  として (Ⅲ-6) を代入すると、次式が得られる。

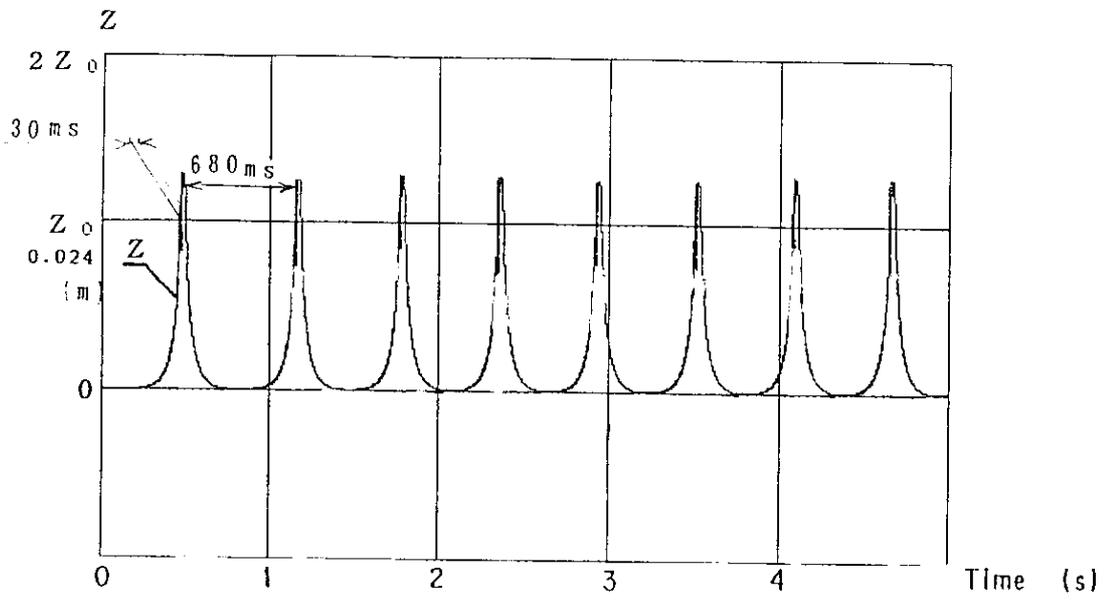
$$\ddot{Z} = \frac{Q E_z t_1}{m t_2} \left[ Z_0 \frac{1 - e^{-\frac{(Z_0 - Z)^2}{2L_b^2}}}{Z_0 - Z} + e^{-\frac{Z_0^2}{2L_b^2}} \right] - g \quad (\text{Ⅲ-7})$$

(Ⅲ-7) 式を  $Z$  について解けば電子ビーム周辺でのマイクロパーティクルの垂直振動の状態が理解できる。

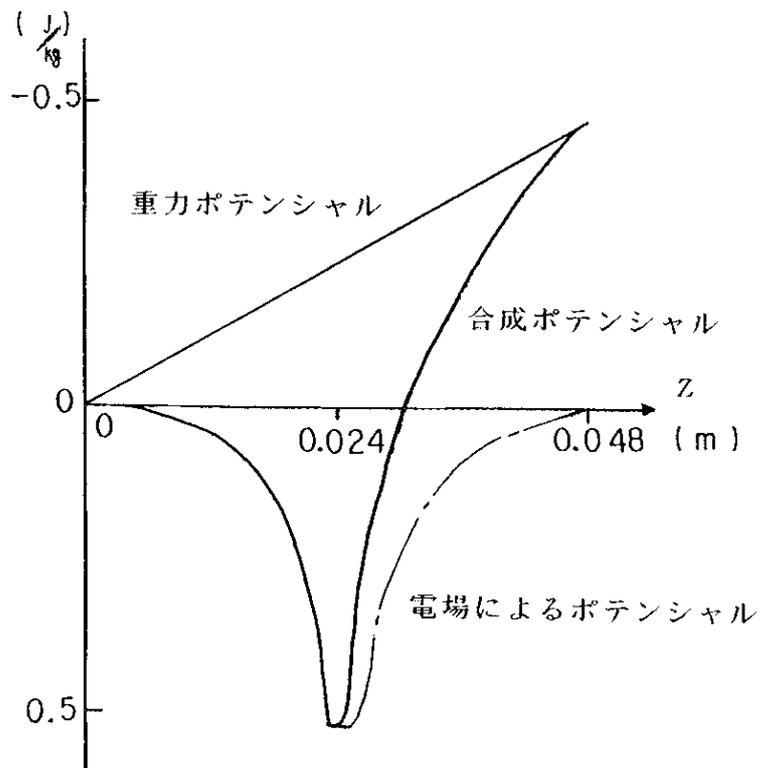
### Ⅲ-D. 近似計算と観測データとの比較ならびにその考察

(Ⅲ-7) 式を用い、微分方程式を解いて計算を行った。図Ⅲ-2は、 $Q E_z t_1 / (m t_2)$  を AR でのマイクロパーティクルのトラッピング条件  $1.85 \times 10^5$  に  $t_1/t_2$  をかけた 19.6 とし、初期位置であるビームダクト内壁面での初速度を  $0.00005 \text{ m/s}$  とした場合の計算結果である。図Ⅲ-2はマイクロパーティクルの軌跡を表しており、横軸は経過時間である。図Ⅲ-3は、ポテンシャルの図である。

振動周期約 0.7 秒である。第Ⅱ章の図Ⅱ-15や図Ⅱ-18に示した高エネルギーの制動放射の観測周期は、1~2 秒であり計算結果とほぼ一致している。解析結果ではビーム軌道近傍でのマイクロパーティクルの速度は約  $1.1 \text{ m/s}$  となり、ビーム軌道中心を通過する時間は約  $1.3 \text{ ms}$  で、観測値  $0.11 \sim 0.15 \text{ ms}$  に比べて 10 倍長い。この原因は、解析手法がトラップされるマイクロパーティクルが電子ビームの軌道直下に存在し、トラップされたマイクロパーティクルが単純垂直振動を行う場合のみに限定されているため、また、基本となる電場を表わす式を単純化したためと思われる。解析結果よりマイクロパーティクルの移動速度はビームの周回速度に比べてはるかに遅いため、図Ⅱ-13のようなバンチに対応した制動放射の信号が観測できたと理解できる。トラップされたマイクロパーティクルは、垂直振動以外に電場や磁場により複雑ならせん運動を伴った水平振動やビーム軌道方向の移動<sup>4, 5, 6</sup>も行っていることも考えられる。



図Ⅲ-2 マイクロパーティクルの軌跡



図Ⅲ-3 マイクロパーティクルに対するポテンシャル

ビーム軌道周辺でのマイクロパーティクルの運動に関連して、ビーム損失に伴うマイクロパーティクルの発熱について考察する。ただし、定量的な計算は多くの仮定を必要とするため、また実際のビームの損失エネルギー量が観測できておらず不明なため、計算プロセスのみの記述とする。まず、ターゲットとなるマイクロパーティクルの材料とそのサイズを仮定する。エネルギーの決まった電子がパーティクルに衝突した場合のマイクロパーティクルに与えるエネルギー量が EGS4 CODE SYSTEM<sup>7</sup>で計算できる。また、マイクロパーティクルの衝突1回当たり（ビーム軌道の通過1回当たり）の温度上昇も計算できる。マイクロパーティクルに与えられた熱はふく射でのみ奪われると仮定して、マイクロパーティクルの運動周期に対応した温度変化の状態が理解できると思われる。もし、1回もしくは数回のビームとの衝突後のマイクロパーティクルの温度がその物質の蒸発温度以上になる場合は、そのパーティクルは破壊される。マイクロパーティクルの温度が蒸発温度以下に常に保たれるならば、そのパーティクルはビーム軌道周辺を運動し続ける可能性が大きいと思われる。ARにおいて、ビーム寿命が短縮しその状態が持続する現象は、トラップされたマイクロパーティクルがビーム損失による発熱で破壊されずビーム軌道周辺を運動し続けているためと考えられる。

### III - E. ビーム寿命についての考察

ビーム寿命の変化は、マイクロパーティクルとの衝突で電子のいくつかが加速エネルギーを失ってRFバケットからこぼれ落ちるためと考えられる。電子の損失したエネルギーは主として制動放射して失われるが、その断面積 $\sigma$  ( $\text{m}^2$ )は文献8にあるように次式で与えられる。

$$\sigma = 4 \alpha r_e^2 Z_s (Z_s + 1) \left( \frac{4}{3} \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - \frac{5}{6} \right) \times \ln (1.83 Z_s^{-1/3}) \quad (\text{III} - 8)$$

ここで、 $a$  は微細構造係数で  $1/137$ 、 $r_e$  は古典電子半径、 $Z_e$  は原子番号、 $\gamma / \gamma_e = E / \Delta E$  で、 $E$  は加速エネルギーで  $\Delta E$  は損失したエネルギーである。制動放射の断面積がわかれば、同じく参考文献 8 よりビーム寿命  $\tau$  (sec) は次式で与えられる。

$$\tau^{-1} = \frac{N_p \sigma_f \Delta t}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} \quad (\text{III} - 9)$$

ここで、 $N_p$  はマイクロパーティクルの原子数、 $f$  は周回周波数 (turn/sec)、 $\Delta t$  はマイクロパーティが 1 秒間にビームを通過する時間 (sec)、 $\sigma_x$  は電子ビームの幅 (m)、 $\sigma_y$  は電子ビームの高さ (m) である。

A R において、電子が加速エネルギーの 0.1% 以上を失った時、RFバケットから脱落すると仮定する。ビームエネルギーを 6.5 GeV とする。マイクロパーティクルの材質をアルミニウム、粒径を 0.1 mm とし、観測結果の第 1 の例にあるように  $\Delta t$  を 0.3 ms とすると、(III - 8) 式と (III - 9) を用いたビーム寿命の計算の結果は約 61 分となる。マイクロパーティクルの材質がチタンの場合は約 71 分となる。この結果は、観測結果 72 分とほぼ一致している。

### III - F. まとめ

- 1) マイクロパーティクルがバンチした電子ビームへトラップされる条件を文献 1 に基づいて計算した。A R でのトラッピング条件である  $QE_e / m$  は、 $1.85 \times 10^5$  Newton/kg であった。
- 2) トラップ後のマイクロパーティクルの運動を単純垂直振動としていくつかの条件を与えて計算した結果、マイクロパーティクルの運動周期について、制動放射の観測結果と計算結果はほぼ一致した。また、計算したビーム計算は数十分台で観測値とほぼ一致した。実際にはトラップされるマイクロパーティクルの運動はより複雑であると推測できる。今後さらにマイクロパーティクルの運動、発熱やビーム寿命について詳細な解析が必要である。

## 参考文献

- 1 P. Marin: LURE RT/90-01, Orsay (1990).
- 2 W. H. Backer: Some Aspects of The Orbits in An Electron Storage Ring used as A Synchrotron Radiation Sources. 9 (1979).
- 3 G. A. Farral. In Vacuum Arcs (J. M. Lafferty, ed.): New York, Wiley, Capter 2 (1979).
- 4 H. Saeki, T. Momose, and H. Ishimaru: Rev. Sci. Instrum. 62, 874 (1991).
- 5 H. Saeki, T. Momose, and H. Ishimaru: Rev. Sci. Instrum. 62, 2558 (1991).
- 6 H. Saeki, T. Momose, and H. Ishimaru: Rev. Sci. Instrum. 62, 2568 (1991).
- 7 W. R. Nelson. H. Hiroyama, and D. W. O. Rogers: "The EGS4 Code System," SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- 8 坂中章悟 : 高エネルギー加速器セミナー OHO 86, VI-1~VI-20 (1986)

## 第IV章 ARでのマイクロパーティクルのトラッピング実験

### IV - A. 序論

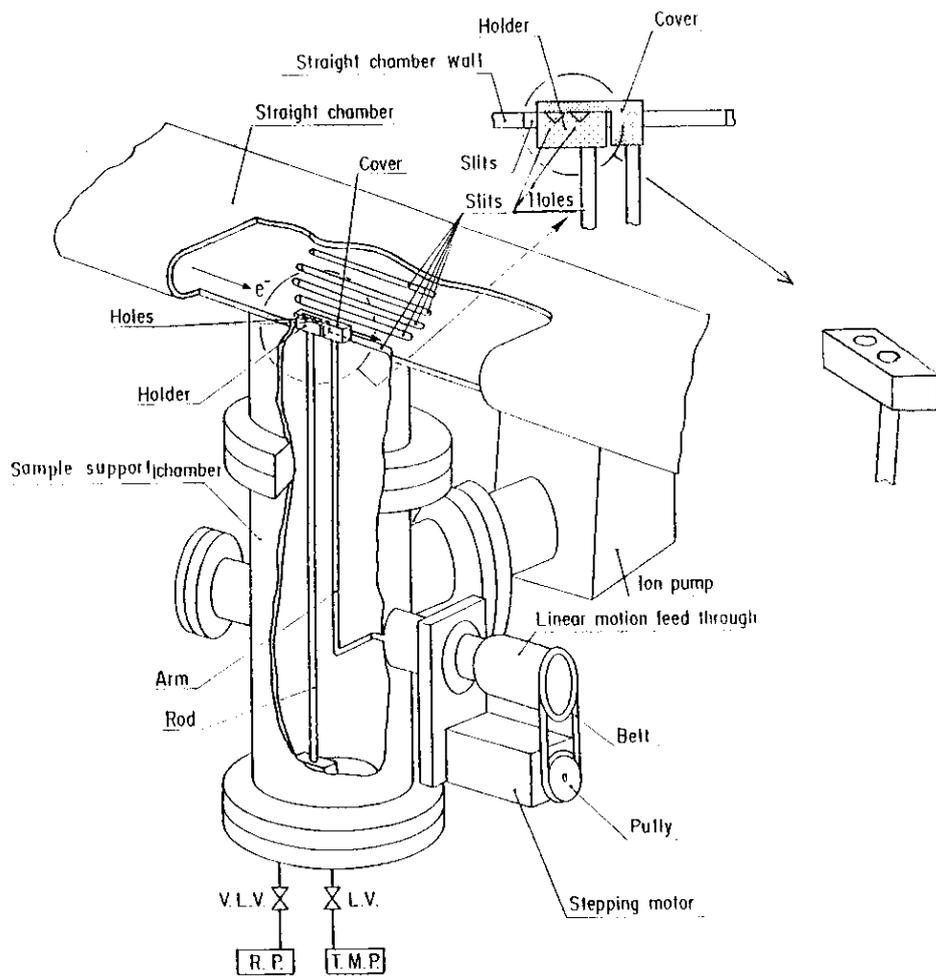
第II章の制動放射観測結果と第III章のマイクロパーティクルの電子ビームによるトラッピングの理論解析の結果においてみられた周期性は、ARでマイクロパーティクルのトラッピング現象が発生している可能性を示唆している。しかしながら、ARでビームダクト内に残留するマイクロパーティクルが電子ビームにトラップされ、第II章で示した高エネルギーの制動放射の信号が観測されたとは断定できない。その確認を目的として、実際にARのビームダクト内にサンプルのマイクロパーティクルを挿入し、電子ビームにマイクロパーティクルをトラップさせる実験を行った。

実験はARでの電子貯蔵運転中に電子ビームに対しサンプルのマイクロパーティクルを露出させ、トラップされた時に電子ビームとマイクロパーティクルとの衝突により発生が予測される制動放射の信号を鉛ガラスカウンタで観測するものである。なお、この制動放射の観測と併行して、ビーム寿命の変化ならびに実験箇所近傍のビームダクト内の真空度の変化も同時に観測し記録するようにした。以下、実験装置ならびに実験とその結果について述べる。

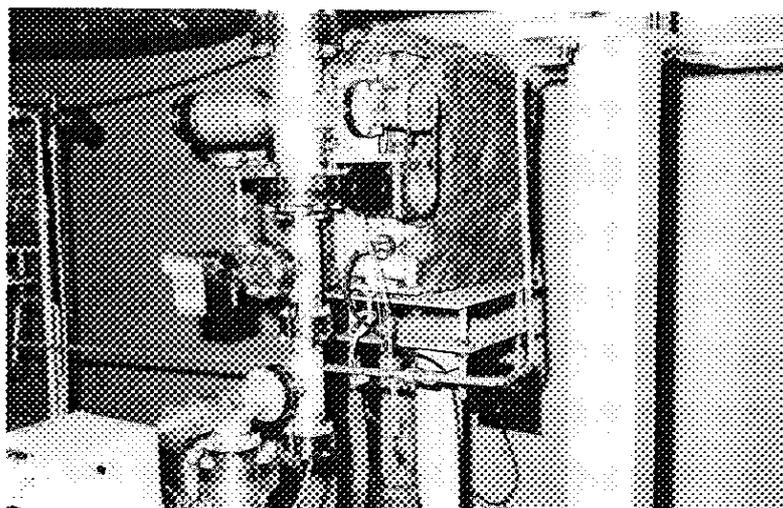
### IV - B. 実験

#### IV - B - 1. 実験装置

図IV-1は実験開始前までサンプルのマイクロパーティクルを保持し、実験時には電子ビームにマイクロパーティクルを露出させる実験装置の概略を示す。また、図IV-2は同装置をビームダクトに取り付けた状態の外観写真である。アルミニウム合金製のカバーはステンレス製のアームを介してサンプルのマイクロパーティクルをサポートするチェンバーに取り付けられ、直線導入機の先端に固定されている。直線導入機の大気側の回転部はベルトを介してステッピングモータの回転軸に接続されている。サンプルのマイクロパーティクルを納める円錐状の穴(2



図IV-1 ARの電子ビームにマイクロパーティクルを露出させる  
実験装置の模式図



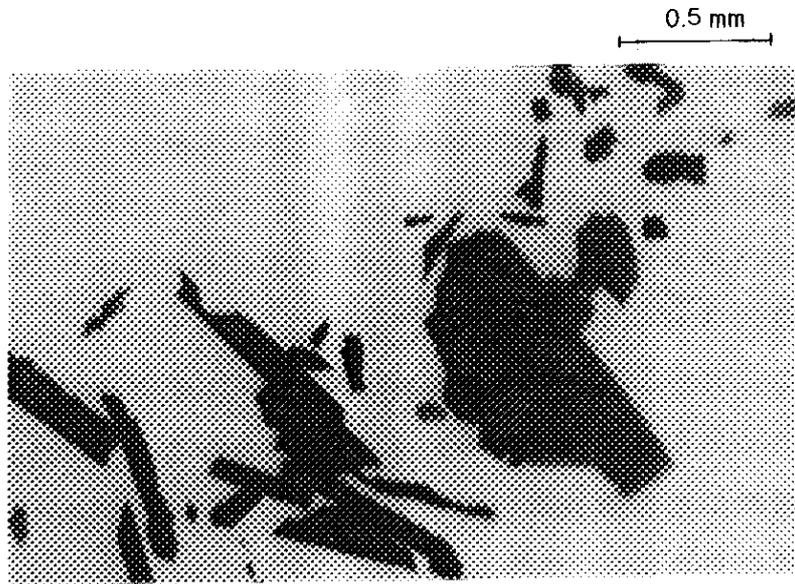
図IV-2 図IV-1の装置の外観写真

個)を有するホルダーもアルミニウム合金製で、ステンレス製ロッドを介してサンプルをサポートするチェンバーの底部のフランジに固定されている。この底部のフランジには、真空排気時にサンプルのマイクロパーティクルが飛散するのを防ぐためのスロー排気用のバリアブルリークバルブ(グランビルフィリップス社製)が接続されている。真空排気時にはそのバルブの後段にロータリーポンプを接続した。さらに、同フランジには、L型弁を介して排気速度50l/sのターボ分子ポンプ(バルザース社製)が接続されている。図IV-1に示す断面図のごとく、ホルダー内のサンプルのマイクロパーティクルはカバーにより実験時以外は電子ビームに露出しない構造であり、ホルダーとカバーはビームダクトの排気用ポートに組み込まれている。サンプルのマイクロパーティクルをサポートするチェンバーには125l/sの排気速度を有するスパッタイオンポンプ(富士精工製)も敷設されている。サンプルホルダーを備えたチェンバーは2台製作され、その内の1台にはB-Aゲージ(日電アネルバ製MIG-921)を取り付け、チェンバー内部の真空度をモニターした。2台の実験用チェンバーは電磁石のないウイグラー用ビームダクト(第II章の図II-6参照)に設置され、その内1台は図II-6のEへ、他の1台は約1m程度離れた同ビームダクトのB-Aゲージ取り付け部へ設置した。ウイグラー用ビームダクトの両端にはゲートバルブが付いており、サポートチェンバー取り付け時には、2台のゲートバルブではさんだ区間のみを乾燥窒素で大気圧にもどした。高エネルギーの制動放射の観測には鉛ガラスカウンター No.4を使用した。

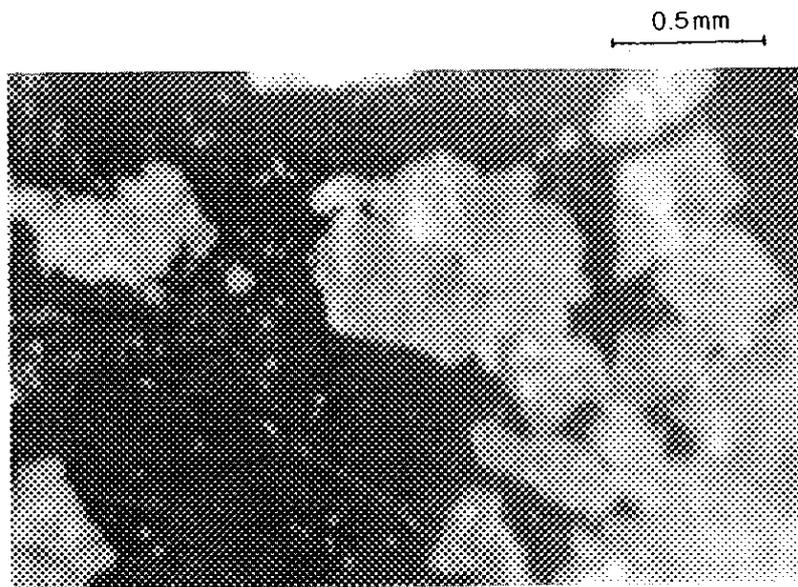
#### IV-B-2. 実験と結果

2種類の材質のマイクロパーティクルを実験に使用した。図IV-3(a)はスパッタイオンポンプの電極に付着していたチタン系の絶縁性物質で図IV-3(b)はビームダクト材料のアルミニウム粉である。サンプルのマイクロパーティクルのサイズは0.05-1mmであり、マイクロパーティクルの数は各10個である。

まずサンプルのマイクロパーティクルをホルダーの穴に充填しカバーした後、ビームダクトへサポートするチェンバーを取りつけた。バリアブルリークバルブを介して大気圧からゆっくりとビームダクト内の圧力を下げ、 $10^{-2}$ Torr台へ到達後、ターボ分子ポンプを起動させ、バリアブルリークバルブを閉じ、L型弁を介



図IV-3(a) スパッタイオンポンプの電極に付着していたチタン系の絶縁物質



図IV-3(b) ビームダクト材料のアルミニウム粉

して $10^{-8}$ Torr台まで真空排気した。その後、L型弁を閉じ2台のスパッタイオンポンプを起動させ、ビームダクト両端のゲートバルブを開けた。

A Rの電子貯蔵運転が始まってから約1週間後に実験を行った。ビームエネルギー6.5GeVでの運転でビーム電流値が21.5mAの時、カバーを開放した。開放した瞬間、図IV-4のようにビーム寿命は87分から65分に急激に短縮し、それと同時に図IV-5のようなバンチ信号に対応した制動放射の信号を観測した。また、真空度が $1.8 \times 10^{-8}$ Torrから $2 \times 10^{-8}$ Torrに上昇した。この上昇はしだいに回復し、図IV-4のごとく約3分後には元の状態に復帰した。この圧力は他のリング上の真空計ならびにウイグラー用ビームダクト周辺の組込型イオンポンプ(DIP)の放電電流値の変化からは検出されなかった。

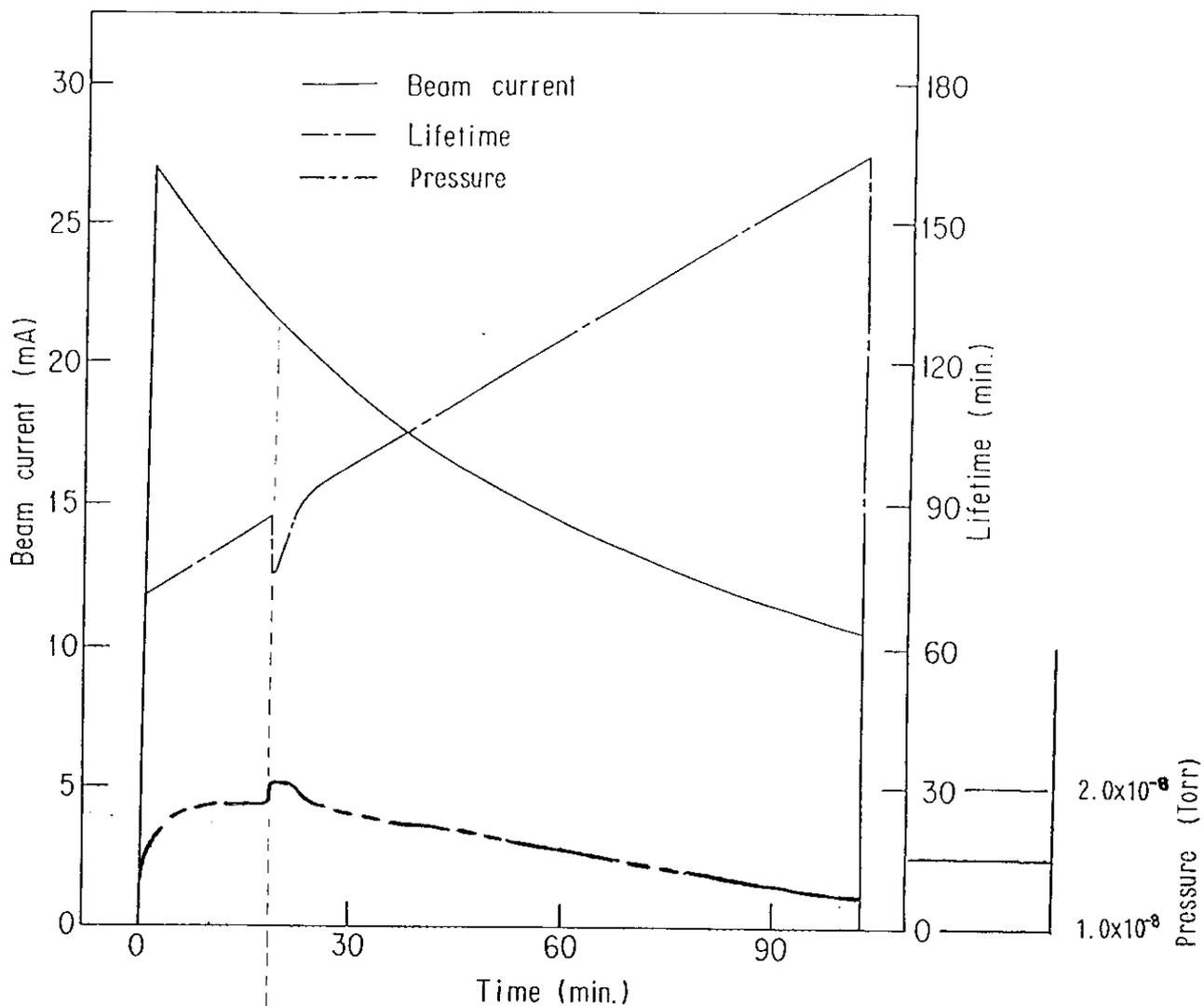
図IV-6は同じくビームエネルギー6.5GeV、ビーム電流値22mAの時にサンプルのマイクロパーティクルが電子ビームにトラップされたと考えられる時の状態を示す。その際に観測した制動放射の信号を図IV-7に示す。このデータは、カバー開放約27分後に観測された。

図IV-8ならびに図IV-9はビームエネルギー6.5GeV、ビーム電流値23mA時にカバーを開放した瞬間にサンプルのマイクロパーティクルが電子ビームへトラップされたと考えられる状況を示したビーム電流値、ビーム寿命の状態図と観測されたの制動放射の信号である。

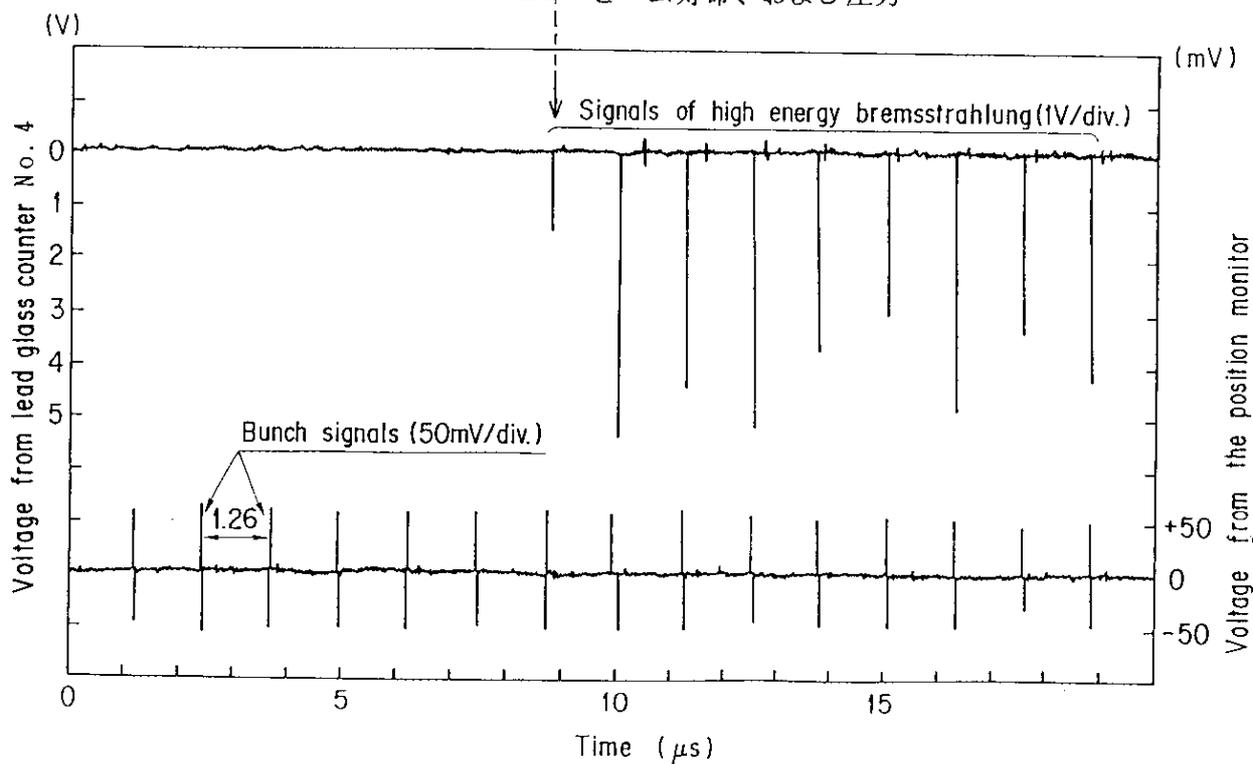
#### IV - C. 考察

カバー開放直後にトラップされたと見られるサンプルのマイクロパーティクルと電子ビームとの衝突により発生した制動放射の信号電圧は、6.5GeVのビームエネルギーのそれに比べはるかに高い約5Vであった。その際に観測されたビーム寿命の変化からもサンプルのマイクロパーティクルがビームと衝突したことがうかがえる。特に初回の実験では、TiC系の絶縁性物質がトラップされ熱破壊されたため、含まれるガスが発生し、ビームダクト内の真空度の悪化が観測されたと考えられるが、ガス分析をしていないため確証はない。

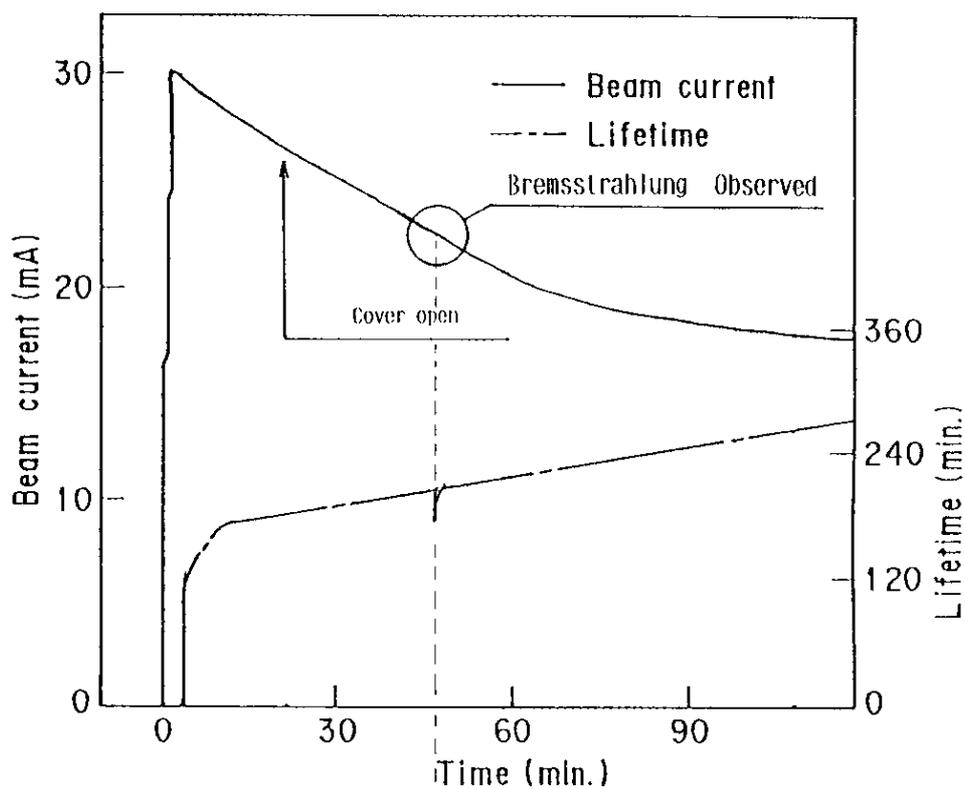
今回の実験を行うに当たって、ビーム軌道直下に置かれたサンプルのマイクロ



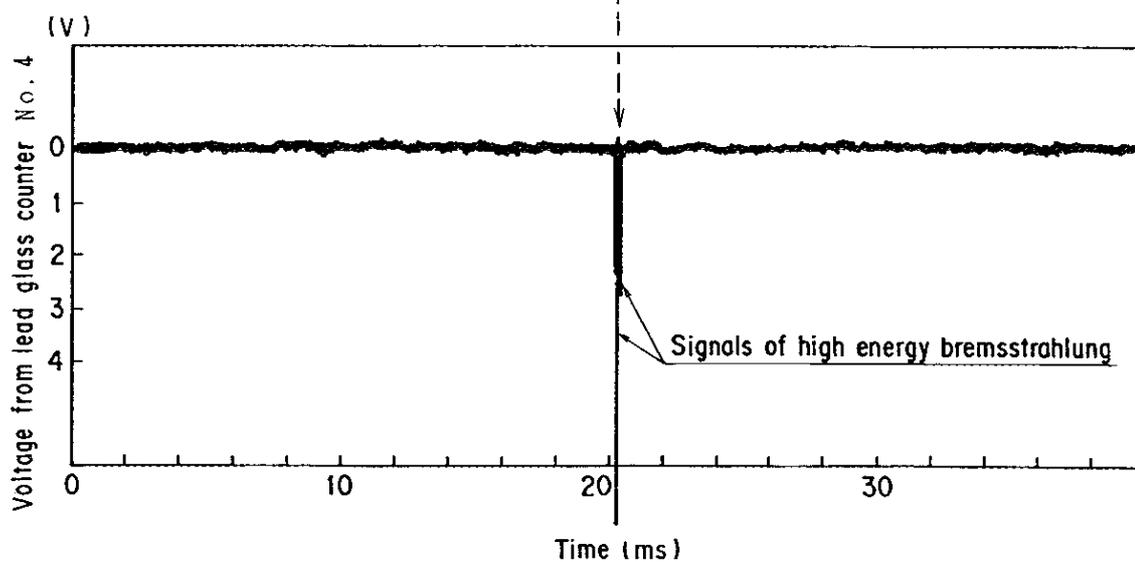
図IV-4 マイクロパーティクルの露出実験時のビーム電流、ビーム寿命、および圧力



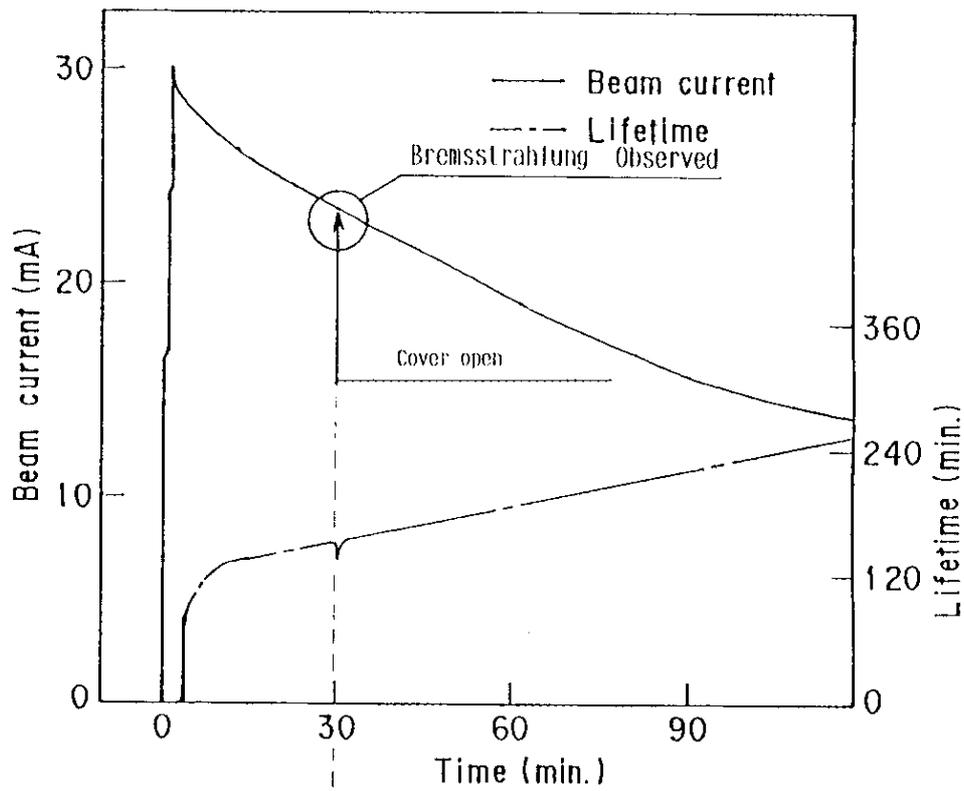
図IV-5 マイクロパーティクルの露出時に観測した制動放射信号



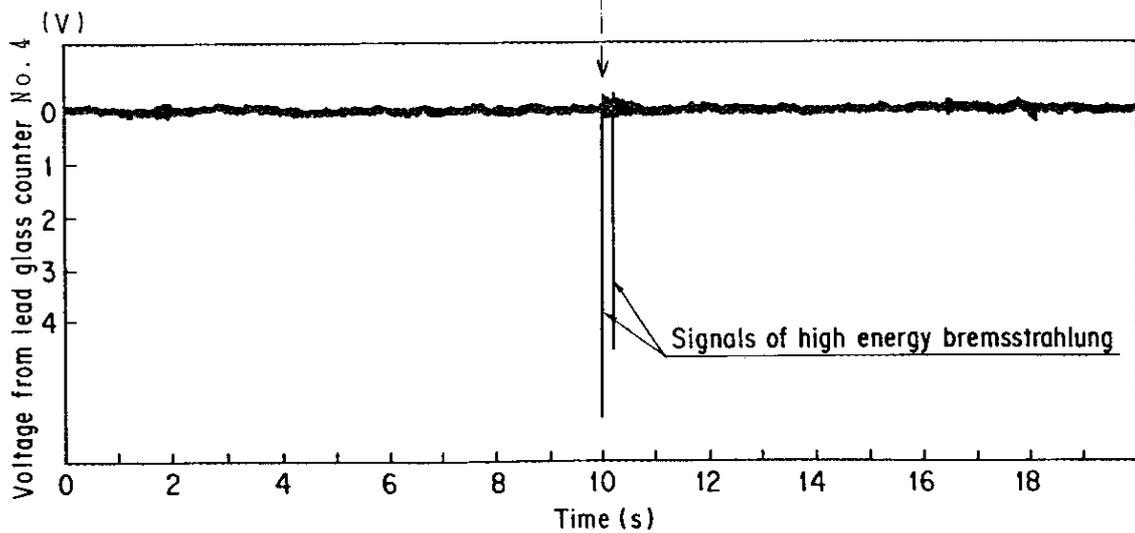
図IV-6 マイクロパーティクルの露出実験時の  
ビーム電流とビーム寿命



図IV-7 マイクロパーティクルの露出実験中に観測した制動放射信号



図IV-8 マイクロパーティクルの露出時の  
ビーム電流とビーム寿命



図IV-9 マイクロパーティクルの露出時に観測した制動放射信号

パーティクルは、第三章に示したような縦振動を行うと予測した。図IV-7、図IV-9の制動放射の信号はトラップされたサンプルのマイクロパーティクルの縦振動を示していると推測される。図IV-7は、トラップされたサンプルのマイクロパーティクルがビーム軌道を下から上へ通過していることを示し、図IV-9はサンプルのマイクロパーティクルがビーム軌道を下から上へ通過し、その後速度0となり再びビーム軌道を上から下へ通過した状況を示していると推測される。その仮定では、図IV-7と図IV-9からマイクロパーティクルのビーム通過時間は約0.2ms、ビーム軌道上方でのマイクロパーティクルの滞在時間は約200msとなる。いずれの実験においても短時間のビーム寿命の短縮しか観測していない。その理由として、電子ビームとの衝突によるサンプルパーティクルの熱破壊が考えられるが、その真の原因は不明である。

9回の実験中、4回のみ、サンプルのマイクロパーティクルの電子ビームへのトラップを高エネルギーの制動放射として観測した。その内2回はカバー開放直後に観測されたが、他の2回は前述のようにカバー開放後、しばらく時間が経過した後に観測された。これは、トラップされるために必要なサンプルパーティクルの電荷量が、カバー開放時に不足していたためと考えられる。その後30~50分の時間経過があった後に、マイクロパーティクルのトラッピングが発生したので、マイクロパーティクルに徐々に電荷が蓄積されたと推測できる。カバーを開放してある時間が経過した後に観測されたの制動放射の信号は、マイクロパーティクルにより確かに発生したとは断定しにくいだが、確率的には高いと思われる。これら一連の実験で、ビームダクト内に残留するすべてのマイクロパーティクルが電子ビームに露出された瞬間に必ずしもトラップされないことが説明できる。

#### IV-D. まとめ

1) 本実験でビームダクト内のマイクロパーティクルが、電子ビームにトラップされ、トラップされたマイクロパーティクルにより、ビーム損失や高エネルギーの制動放射が発生することが説明できた。ただし、全てのマイクロパーティクルがビームに露出されたと同時にトラップされることはない。トラップされるまでの時間は明確ではないが、電荷の蓄積の仕方が影響していると考えられる。

2) 今回のサンプルのマイクロパーティクルのトラッピング実験では、ビーム寿命の短時間の短縮のみ観測された。長時間のビーム寿命の短縮が発生しなかった原因は不明であるがマイクロパーティクルの熱破壊が考えられる。

## 第 V 章 結言

本研究は、A Rにおけるマイクロパーティクルのトラッピング現象を解明することを目的とした。以下、得られた結果をまとめた。

- 1) A Rで観測されたビーム寿命が急激に短縮し持続する現象は、電子ビームへビームダクト内に残留するマイクロパーティクルがシンクロトロン放射の散乱照射で正に帯電し、電子ビームのつくりだす負の電場でトラップされ、さらに、トラップされたパーティクルがビーム軌道周辺で運動し続けることに起因している。このことは、観測された2連の周期性のある制動放射の信号とパーティクルの運動に関する簡単な解析で理解できる。他の電子貯蔵リングで観測された階段状の瞬間的なビーム電流値の微小減少は、運転中のビーム電流値が大きいため、トラップされたパーティクルが瞬間的に熱破壊されるためと思われる。
- 2) 実際にA Rにおいてサンプルのマイクロパーティクルを使用したトラッピングの実験を行った結果、ビームダクト内のマイクロパーティクルのいくつかは電子ビームにトラップされることが説明できた。
- 3) トラップされたマイクロパーティクルのビーム軌道周辺での運動を、電場と重力のバランスを考えた垂直振動のみと近似した計算をした。2例の観測結果の周期は1秒～2秒、計算によれば周期は0.7秒とほぼ一致した。また、ビーム寿命も計算値では数十分台となり、観測値とほぼ一致した。解析の精度を上げるには、ビームダクト内の複雑な電場や磁場の影響も考慮した3次元解析が必要である。今後は、さらに詳細な制動放射の観測や理論解析を行うことが必要と考える。

## 謝辞

本論文を終えるにあたり、常に適切な御指導をいただいた高エネルギー物理学研究所 加速器研究部総主幹 木村嘉孝教授、第二研究系主幹 黒川真一教授、学位論文審査委員主査として本研究内容の御指導と論文作成の御指導に多大な御尽力をいただいた放射光実験施設 光源研究系主幹 小早川久教授、主任指導教官として本研究の端緒を与えて下さり御指導をいただいた加速器研究部 第二研究系教授 石丸肇教授に、謹んで感謝の意を表します。

本研究を遂行するに当り、終始懇切な御指導、御協力をいただいた加速器研究部第二研究系助教授 百瀬丘博士ならびに真空グループの方々、鉛ガラスカウンターのエネルギー較正ならびカウンターについて御教授いただいた真空グループ 照沼信浩博士、一部実験装置の貸し出しならびにビーム計測に関する御助言をいただいた同研究系水町芳彦教授、小方厚教授をはじめとするビームモニターグループの方々、鉛ガラスカウンター設置のための多くの御助言をいただいた遠藤有聲教授をはじめとする電磁石グループの方々、高田耕治教授をはじめとする高周波グループの方々、ARでのパーティクルのトラッピング実験ならびに観測で御理解と御協力をいただき、鉛ガラスカウンターについて様々な御助言をいただいた吉岡正和助教授をはじめとする運転グループの方々、放射線安全管理センターの近藤健次郎教授、平山英夫助教授、研究テーマならびにその調査で御助言をいただいた放射光実験施設 光源研究系 小林正典教授、坂中章悟博士、鉛ガラスカウンター設置に関して御指導いただいた同施設測定器研究系 兵藤一行博士、鉛ガラスカウンターについて御教授いただいた物理第一研究系 高崎史彦教授に深く感謝の意を表します。さらに、論文審査委員として御助言、御指導をいただいたプースター利用施設施設長 渡辺昇教授、東北大学工学部 大見忠弘教授に深く感謝の意を表します。

本研究を通じて、有益な御助言をいただいた日本原子力研究所 宮原義一博士、日本製鋼所 生田一成博士、米国への論文投稿時に英文の御指導をいただいた、米国ブルックヘブン国立研究所のPeter M. Stefan博士、Mr. R. Bissonnette、仏国 Orsayの Super ACOに関する貴重な実験データと資料の御提供をいただいたLUREの

P. Marin博士に厚く御礼申し上げます。

著者の総合研究大学院大学での研究活動に関して御理解と多大な御援助をいただいた松下電器産業（株）生産技術研究所所長 高津勲氏、池田順治氏をはじめ同研究所の方々に厚く御礼申し上げます。

## A. 序論

マイクロパーティクルがもつ電荷と電子ビームにより発生する電場とがつくりだす吸引力や、パーティクルの粒径と材質との関係を調査するために、電子ビームにみたてた銅線に直流高電圧を印加して、マイクロパーティクルのトラッピングの基礎実験を行った。内部を真空にしたベンチテスト用ビームチェンバーを用い、また実験に使用したサンプルのマイクロパーティクルは、参考文献1と2に示したようなARのビームチェンバー内やスパッタイオンポンプ内で採取したアルミニウムやチタン系、粒径の異なるチタンや銅である。

## B. 実験装置

図1は、マイクロパーティクルのトラッピングの基礎実験装置の外観図である。真空チェンバーは、アルミニウム合金(A6063)製で、TRISTANのARの4極電磁石で使用されているビームチェンバーである。図2は、図1のA部断面図である。本真空チェンバーは、レーストラックタイプで、最大内幅90mm、最大内高48mm、板厚3mmである。本装置の最大長さは4110mmである。真空チェンバー両端に取り付けた電流導入端子の間には、電子ビームにみたてた銅線(直径1.5mm)を張っている。実際の電子ビームとビームチェンバーとの位置関係と等しくするために、真空チェンバー本体に取り付けられた3軸マニピュレータで真空チェンバー中心に銅線中心が一致するように調整した。

電流導入端子には、高圧ケーブルを介して直流高電圧電源(菊水電子工業製PHS 35K-3、最大電圧-35kV)を接続した。マイクロパーティクルのトラッピング開始電圧を調べるために、ファンクションジェネレータ(岩通製SG-4511)で-70V/sの上昇率となるよう直流高電圧電源を制御した。サンプルのマイクロパーティクルの真空チェンバー内への導入は、サブチェンバー1に取り付けられたマグネットカップリング方式の直線導入機により行われる。直線導入機の先端には、絶縁さ

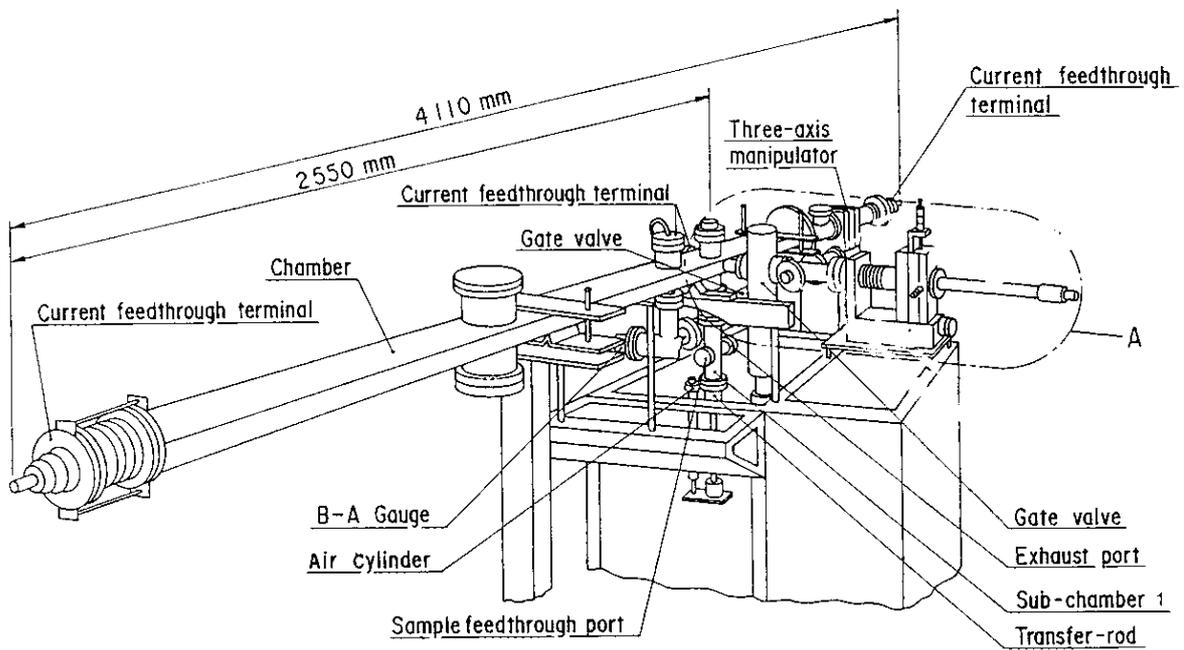


図1 マイクロパーティクルのトラッピングシミュレーション実験装置

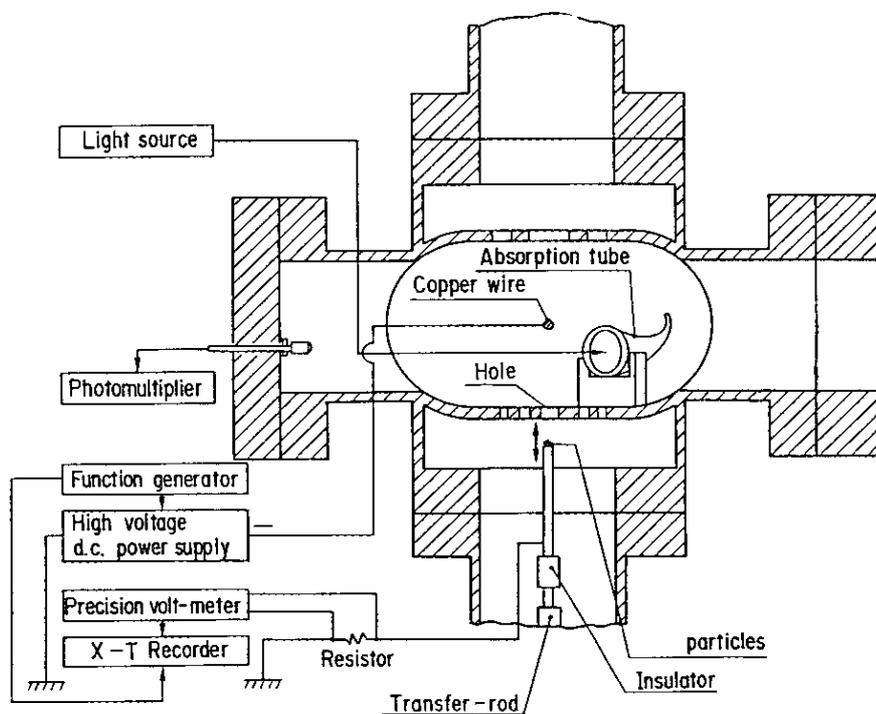


図2 図1の装置のA部断面図

れたアルミニウム合金製ロッドがあり、ロッド先端にサンプルのマイクロパーティクルを載せて真空チェンバー内へ導入する。大気側からのマイクロパーティクルの供給は、真空チェンバーとサブチェンバー1を区切るゲートバルブを閉じ、サブチェンバー1を大気開放後に、サンプル導入ポートから行われる。直線導入機は、エアシリンダにより駆動され、マイクロパーティクルを真空チェンバーへ導入した際は、図2のように、そのロッド先端が、真空チェンバーの底壁の位置まで穴を通過して上昇する。ロッドは、サブチェンバー1に設置してある電流導人端子を介して抵抗(100M $\Omega$ )に接続され、さらに抵抗端は接地されている。電荷を帯びたパーティクルの移動を知るために、抵抗両端に精密電圧計(横河電機製2501)を接続した。さらに、精密電圧計からの信号は、ファンクションジェネレータからの印加電圧信号と同期して記録できるように、X-Tレコーダへ入力した。

銅線へトラップされるマイクロパーティクルを別の方法で確認するために、光ファイバーと光電子増倍管を利用した測定器を製作した。この測定器は、銅線へトラップされるマイクロパーティクルからの反射光を光電子増倍管で検出し、マイクロパーティクルの移動を確認するものである。図2のように、白色光源からの光は、光ファイバーを介して表面を黒鉛で被覆したパイレックスガラス製の光吸収管へ照射される。銅線下での光束の直径は、約6mmであった。一方、一端が光電子増倍管に接続された光ファイバーの他端には、集光レンズが取り付けられている。集光レンズは、銅線直下で投射光の光軸に対して直角方向へ設置された。上記の光電子増倍管は、直流高圧電源(1.5kV)で駆動され、増幅された信号は、ファンクションジェネレータからの印加電圧信号と同期させて別のX-Tレコーダに記録された。本測定器を使用する際は、S/N比を高めるためにフィラメントを点灯せず真空計は停止して暗くしている。

排気装置は、2台のターボ分子ポンプと1台のスパッタイオンポンプで構成されている。ビームチェンバーには、301/sの排気速度を有するスパッタイオンポンプ(富士精工製)がL型弁を介して接続されている。3001/sの排気速度を有するターボ分子ポンプ(セイコー精機製)は、L型弁を介してサブチェンバー1に接続されている。粗引系として、前記L型弁の前段に、バリアブルリークバルブを介してターボ分子ポンプとロータリーポンプが接続されている。その他、サブチェンバー2にも、501/sの排気速度を有するターボ分子ポンプ(バルザーツ製)がL

弁を介して接続されている。本体の真空チェンバーならびに2つのサブチェンバーには、内部の真空度がモニターできるように3台のB-Aゲージ（日電アネルバ製）が取り付けられた。

### C. 実験と結果

実験に使用したサンプルのマイクロパーティクルは、参考文献1と2で紹介したスパッタイオンポンプの陽極に付着していたTiC, TiN, TiOを含んだ絶縁性物質（ $10\sim 100\mu\text{m}$ ）と、チタン（ $50\sim 70\mu\text{m}$ ,  $0.5\sim 1\mu\text{m}$ ）、アルミニウム（ $50\sim 70\mu\text{m}$ ）、アルミナ（ $2.6\sim 6\mu\text{m}$ ）、銅（ $50\sim 70\mu\text{m}$ ）の導電性物質である。銅線中心とロッド先端との距離は、実際の電子ビーム中心とビームダクト内面との距離に等しい24mmとした。

まず、サンプルのマイクロパーティクルに余分な電荷が付与されないように接地した金属製ピンセットを用いてサンプルのマイクロパーティクルを取り扱い、そのまま最大倍率40倍の光学顕微鏡でサンプルのマイクロパーティクル数やその大きさを確認し記録した。次に、ロッド先端にマイクロパーティクルを載せ、サンプル導入ポートを閉める。バリアブルリークバルブによりサブチェンバー1内を、供給したマイクロパーティクルが飛散しないように、徐々に真空排気する。サブチェンバー1内の圧力が $10^{-2}\text{Torr}$ 台に到達後、ターボ分子ポンプで $10^{-6}\text{Torr}$ 台まで真空排気し、ゲートバルブを開放する。その後、マイクロパーティクルのトラッピング実験を開始した。ファンクションジェネレータにより直流高電圧を銅線へ徐々に印加し、その印加電圧信号と同期させて精密電圧計ならびに光電子増倍管からの信号を2台のX-Tレコーダで記録した。前述のように、実験開始直前には、真空計のフィラメントからの明りで光電子増倍管のS/N比が低下するため、真空計の動作を停止した。実験は、各マイクロパーティクルにつき20回行い、各マイクロパーティクルのトラッピング開始電圧はその平均値とした。その結果を表1に示す。

絶縁性物質に関して、光学窓からの観察で、銅線接触後も銅線から離脱しないものが多く存在することが確認された。また、アルミニウムならびにアルミナに関しても、銅線付着後に銅線から離脱しないで付着したままのものも少数観測さ

表1 各種マイクロパーティクルのトラッピング開始電圧（実験値と理論値）

Material (Size $\mu\text{m}$ )	Applied voltage to be collected (kV)	
	Experiment in vacuum	Theoretical value
Organic matter (10~100)	12.0	—
Ti (50~70)	16.0	14.5 - 17.2
Ti (0.5~1)	8.6	2.1 - 2.9
Al (50~70)	17.3	11.3 - 13.3
$\text{Al}_2\text{O}_3$ (2.6~6)	16.5	—
Cu (50~70)	16.7	20.0 - 24.2

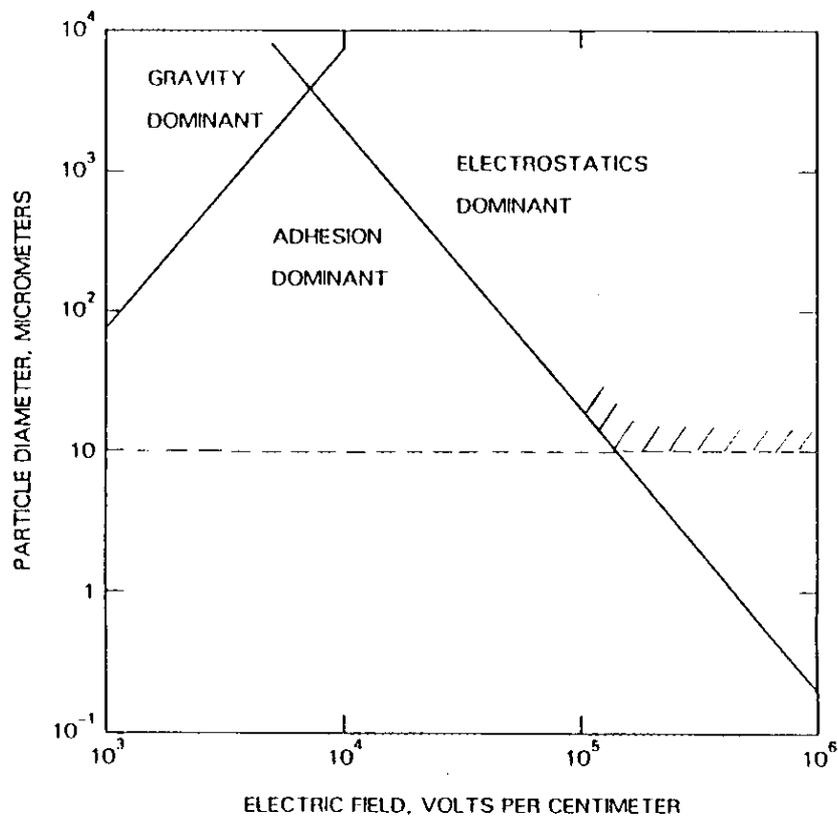


図3 パーティクルの粒径に対する電界強度と界面吸着力との力関係

れた。導電性物質の多くは、銅線接触直後にはねとばされた。本実験で、精密電圧計からの信号と光電子増倍管からの信号が、ほぼ同期していることがわかり、マイクロパーティクルが確かに銅線へ向かって吸引されたことが確認できた。

#### D. 考察

実験値と理論値との比較をするため、参考文献3～6をもとに理論解析を行った。参考文献3にあるように、導電性物質でできた直径 $D_d$ (m)の球形状のパーティクルが、上下2枚の平行導体電極間の下方電極上にある場合、電極に印加された電圧 $V_d$ (V)の影響でマイクロパーティクルに静電誘導により電荷 $Q_d$ (Coulomb)が誘起される。電荷を帯びたマイクロパーティクルは、電極間に発生した電場により上方電極側に向かって吸引力を受ける。一方、質量 $m_d$ (kg)のマイクロパーティクルは、重力の加速度 $g$ ( $m/s^2$ )により下方に $m_d g$ (Newton)の力が作用する。マイクロパーティクルのトラッピングの基礎実験において、マイクロパーティクル近傍での電場がほぼ平行平板電極の場合と同一と仮定すると、上方電極へ吸引される力 $F_d$ (Newton)は、参考文献3より(1)式で与えられる。

$$F_d = 3.78 \times 10^{-11} \times \frac{V_d^2 D_d^2}{\left( Z_d \times \ln \frac{Z_d}{R_w} \right)^2} \quad (1)$$

ここで、 $Z_d$ は銅線の中心からマイクロパーティクルの中心までの距離(m)、 $R_w$ は銅線の半径(m)である。 $F_d$ が $m_d g$ より大きくなると、マイクロパーティクルは銅線側へ吸引される。

ところで、電場は、参考文献7のp42～p47にあるようにマイクロパーティクルの形状をも含んだ電極形状により集中することが知られている。これをエンハ

ンスメントファクター (Enhancement Factor) と称している。本実験において、ロッド先端部の丸み (直径2.4mm) と、銅線とロッド先端との距離 (24mm) の比 (丸みの半径) / (電極間距離) は0.05で、その時のエンハンスメントファクターは参考文献7の図2.8からほぼ4と推定される。表1には、エンハンスメントファクターと(1)式を用いたトラッピング開始電圧についての解析結果もあわせて記載した。

本実験における導電性物質のマイクロパーティクル (粒径数 $10\mu\text{m}$ ) の吸引開始電圧の結果と理論解析の結果は、表1のごとくほぼ一致している。ただし、粒径がさらに小さい領域では取れにくい傾向にある。これは、参考文献3にあるように粒径数 $\mu\text{m}$ 台のマイクロパーティクルには、界面での吸着力が大きく影響するため取れにくいと思われる。図3は、参考文献3に記載されている資料で、界面吸着力と電場強度との力関係をパーティクルの粒径に対して示した図である。銅線に印加した電圧をビーム実験で観測したトラッピング開始電圧に近い10kVと仮定すると、チェンバーの底での電場強度は、チェンバーを円筒形として計算すると約 $1.2\times 10^5\text{V/m}$ となる。従って、図3のように粒径が $10\mu\text{m}$ 以上の領域であれば、電界が吸引に大きく影響することがわかる。しかし、 $10\mu\text{m}$ 以下となると、界面吸着力が大きな影響力を及ぼすことがわかり、ほぼ実験結果と合致する。

(1)式から、導電性物質のマイクロパーティクル上に誘起される電荷 $Q_d$  (Coulomb)は、電場を $E_d(\text{V/m})$ とすると、次式で与えられる。

$$Q_d = 4.67 \times 10^{-11} E_d D_d^2 \quad (2)$$

パンチした電子ビームにより発生する瞬間的な電場の強度は、本実験で観測されたトラッピング開始電圧から計算される電場強度 $1.2\times 10^5\text{V/m}$ と比べ約10倍程度大きい。本論文の第III章で考察したように、ビームエネルギー5.8~6.5GeVでのクリティカルエネルギーを持つ光子の衝突により光子エネルギーのすべてがマイクロパーティクルに電荷として与えられたと仮定して計算された電荷量は $10^{-11}\text{C}$ 台である。一方、静電誘導により誘起されたと仮定して(2)式で計算されたマイクロパーティクル上の電荷量は、 $10^{-17}\sim 10^{-14}\text{C}$ 台で、光子により与えられた方が $10^3\sim 10^6$ 倍大きい。従って、第III章で考察した平均的な電場による吸引力

$QE_z(t_1/t_2)$  の値は、実験結果に比べて最大で500倍大きい結果となり、ビームチェンバー内に残留する粒径 $70\mu\text{m}$ 以下のマイクロパーティクルは、理論的には電子ビームにトラップされることが理解できる。さらに、マイクロパーティクルに付与される電荷が蓄積されることで電荷量が増大する場合や、マイクロパーティクルの形状による電場集中が発生する場合は、さらに大きな粒径のマイクロパーティクルがトラップされることも考えられる。例えば、スパッタイオンポンプの電極に付着していた絶縁性物質は、電荷が蓄積されることがマイクロパーティクルの採取時やトラッピングの実験準備中に確認されている。従って、絶縁性物質は、ARでのトラッピング実験の結果にも示したように電子ビームへトラップされやすいと思われる。また、アルミニウム合金など、導電性物質でも、絶縁性物質の挙動を示すものもある。この原因はアルミニウム合金表面に形成されたアルミナ膜（絶縁性酸化物）によると思われる。従って、アルミニウム系のマイクロパーティクルもある程度の絶縁性物質のような電荷の蓄積を行う可能性もある。このことは、ビームチェンバー内で採取されたような数 $100\mu\text{m}$ 程度の大粒径のアルミニウムのパーティクルもトラップされる可能性があることを示す。

#### E. まとめ

本実験で、マイクロパーティクルの粒径とビームチェンバー中の電場との関係を示した。また、 $10\mu\text{m}$ 以上の大きさのパーティクルに対する計算された吸引開始電圧は $11\text{kV}\sim 24\text{kV}$ 、実験結果は $16\sim 17\text{kV}$ と計算値の範囲内であった。さらに、実際のARのビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの多くは、電子ビームによりつくりだされる電場とマイクロパーティクル上の電荷量がARでのトラッピング条件を満足すれば、ビームにトラップされることが理解できた。

#### 参考文献

- 1 H. Saeki, T. Momose, and H. Ishimaru: Rev. Sci. Instrum. 62, 874 (1991).
- 2 T. Momose, H. Saeki, and H. Ishimaru: Vacuum, 43, 189 (1992).

- 3 D. W. Cooper et al.: Aerosol Sci. Technol. 13, 116 (1990).
- 4 D. W. Cooper and H. L. Wolfe: Aerosol Sci. Technol. 12, 508 (1990).
- 5 N. N. Lebedev and I. P. Skal'skaya: Zh. Tekh. Fiz. 32, 375 (1962).
- 6 C. D. Hendricks: In Electrostatics and Its Applications (A. D. Moore, ed.), New York, Wiley, Chapter 2 (1973).
- 7 G. A. Farral: In Vacuum Arcs (J. M. Lafferty, ed.), New York, Wiley, Chapter 2. (1979)

## 付録2 ビームダクト内のマイクロパーティクルの調査

A Rのビームダクト内に残留しているマイクロパーティクルの採取と分析を行った。マイクロパーティクルの採取は、加速器の運転が停止した後にビームダクトの一部を大気開放し、マイクロメッシュフィルター（透過粒子径 $5\mu\text{m}$ 以下）を装着し吸引経路をあらかじめアルコールなどで洗浄した真空掃除機を用いて行った。採取したマイクロパーティクルは、EDX(Energy Dispersive X-ray Spectroscopy)で分析した。さらにその粒径分布も調べた。

図4は、A Rの電子取り出し窓近辺のビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの電子顕微鏡写真である。図5は、そのEDX分析の結果である。採取したマイクロパーティクルは、端部が角張った光沢のある黒色をしており、厚さ $0.005\sim 0.01\text{mm}$ 程度の薄板状のものであった。図6は、A Rのビームストップ近辺のビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの電子顕微鏡写真で、その成分はビームダクトの材料と思われるアルミニウム系（図7はEDX分析の結果）であった。その他に図8のようなものも採取し、図9のようにEDX分析の結果、土壌成分に極めて近いものであった。さらに、ビームストップ近辺で採取したマイクロパーティクルの中には、図10のように表面が溶融した痕跡を残すものも見られた。さらに、ビームダクト内の内壁を調べると溶融金属の付着がみられた。

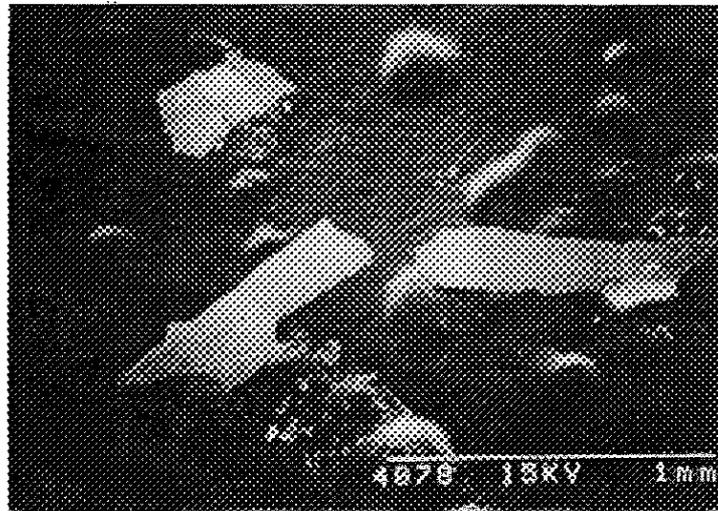


図4 ARの電子取出し窓近傍で採取したマイクロパーティクル

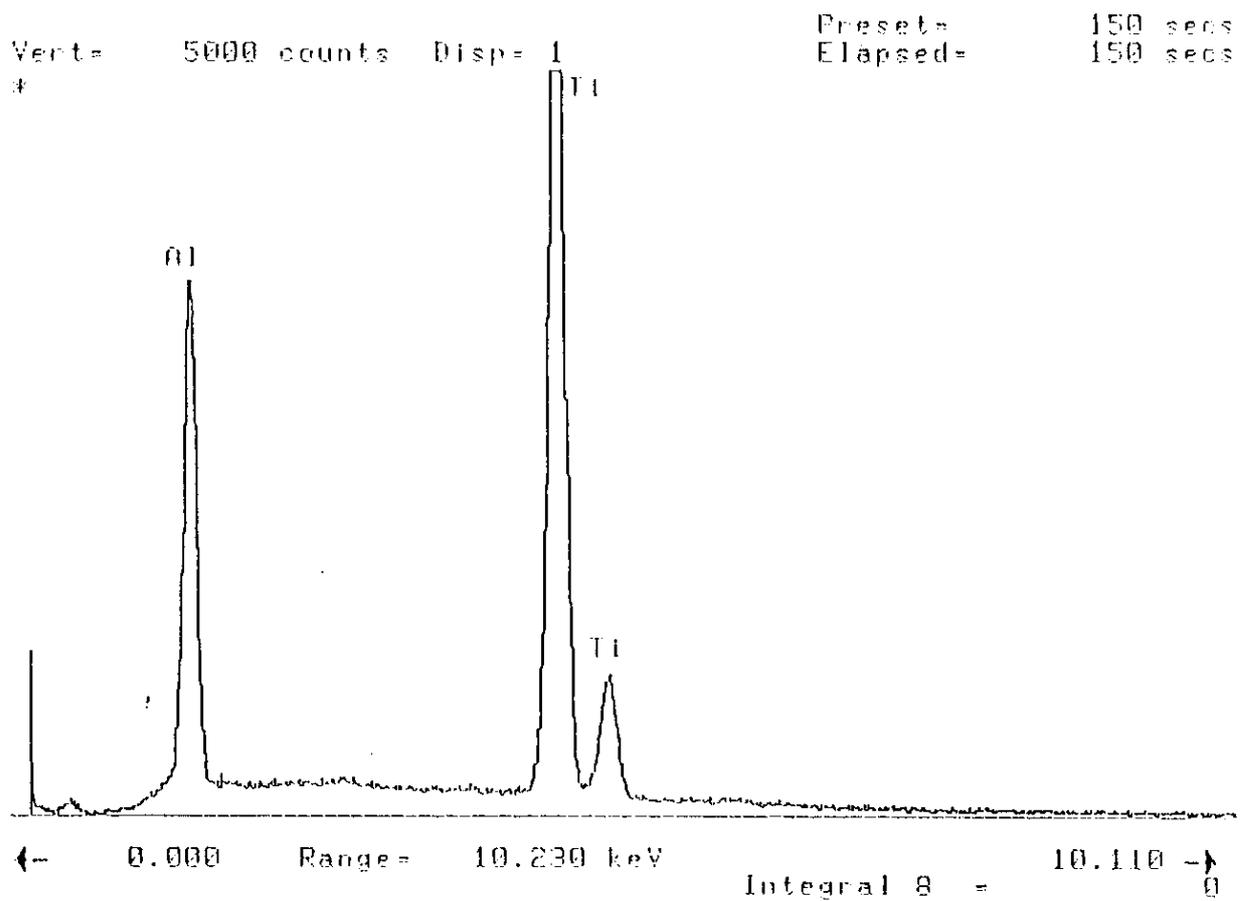


図5 図4のマイクロパーティクルのEDX分析結果

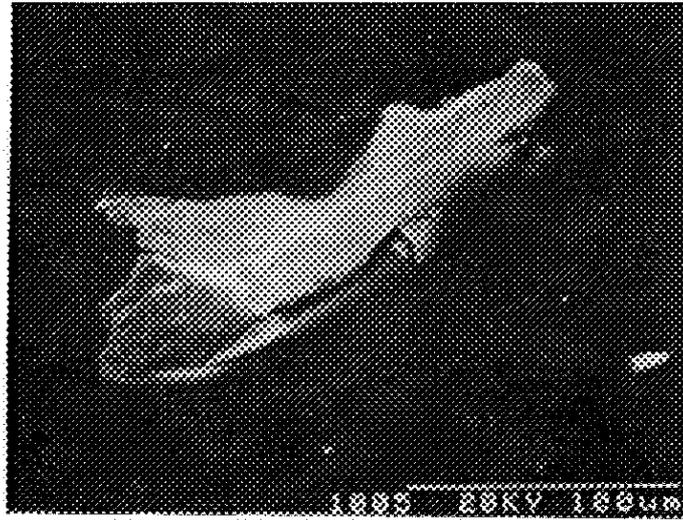


図6 ARのビームストッパー近傍で採取したマイクロパーティクル

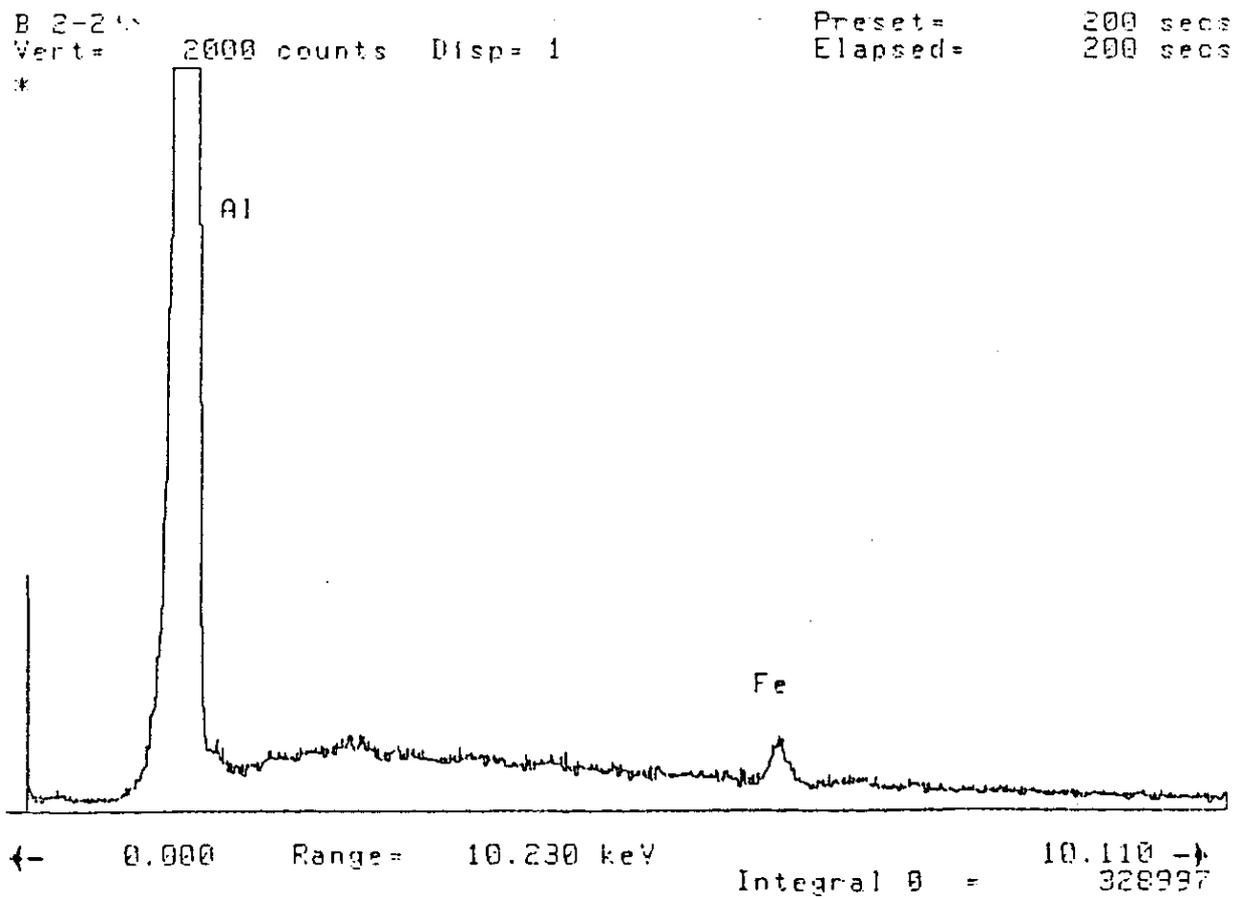


図7 図6のマイクロパーティクルのEDX分析結果

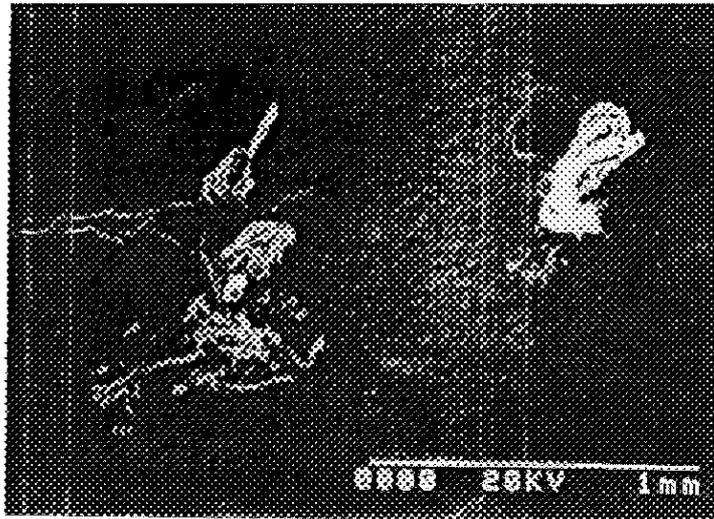


図8 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル

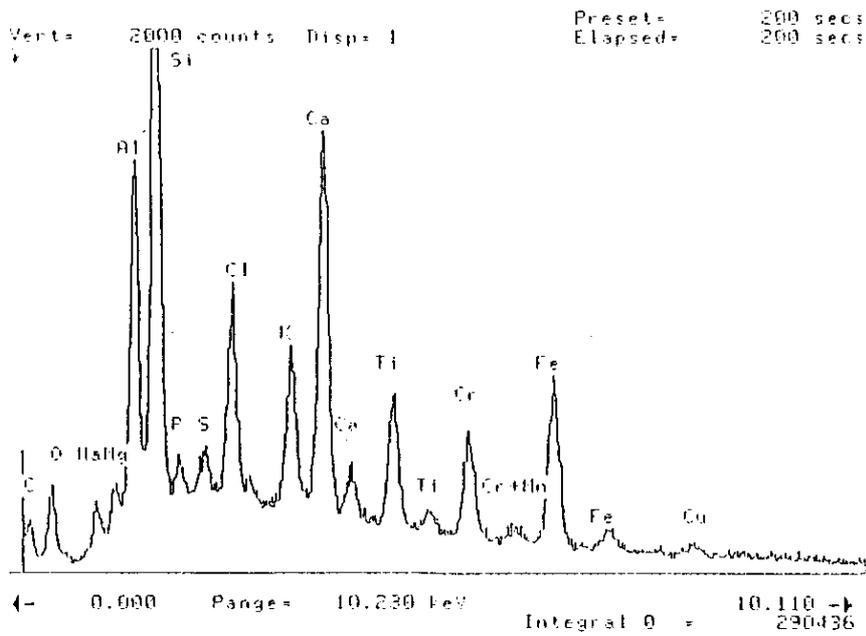


図9 図8のマイクロパーティクルのEDX分析結果

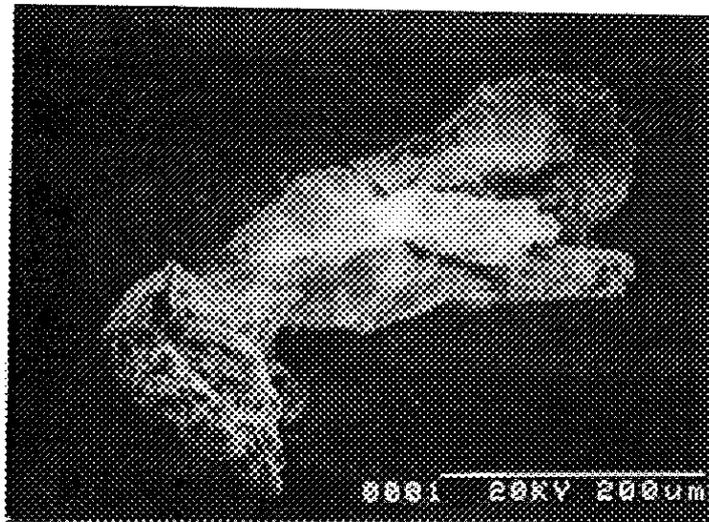


図10 ARのビームストッパー近傍で採取したマイクロパーティクル

図11は、リングで長期間使用していたスパッタイオンポンプの電極である。陽極面には図12のような光沢のある黒色の薄膜が付着していた。これを、EDX分析した結果が図13でチタン系の絶縁性物質であることが判明した。

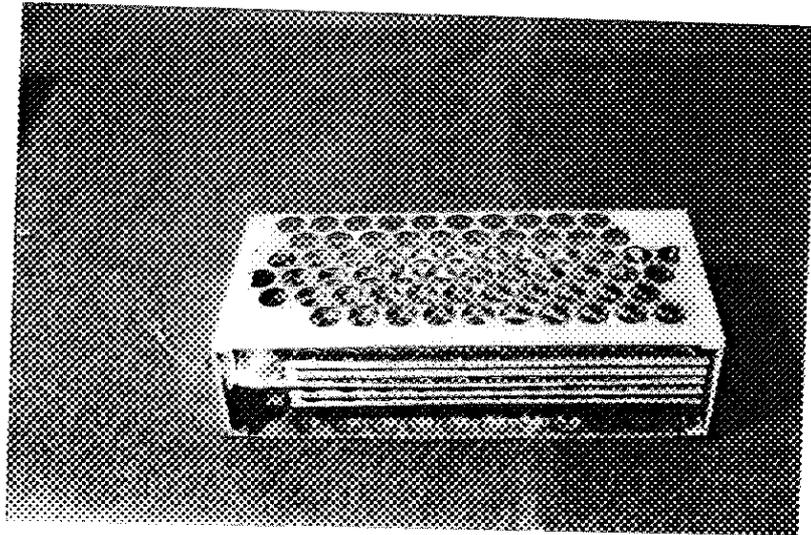


図11 ARで使用したスパッタイオンポンプの電極

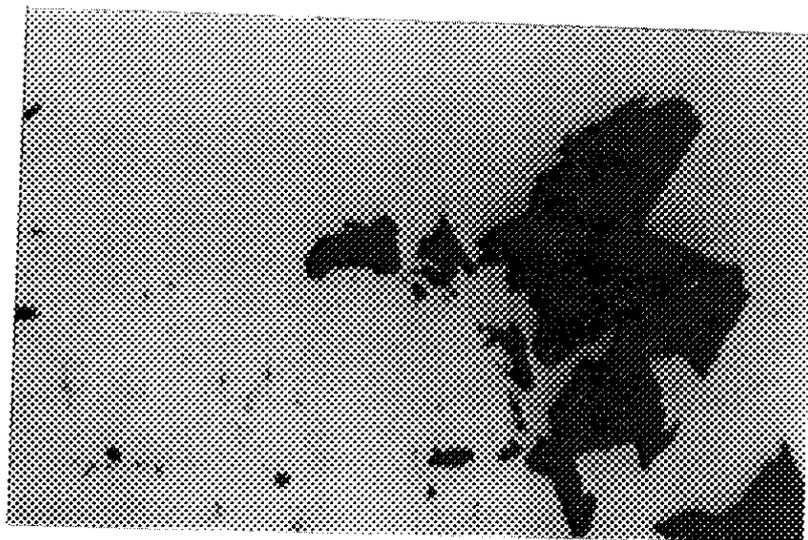


図12 図11の電極の陽極面上に付着していた薄膜

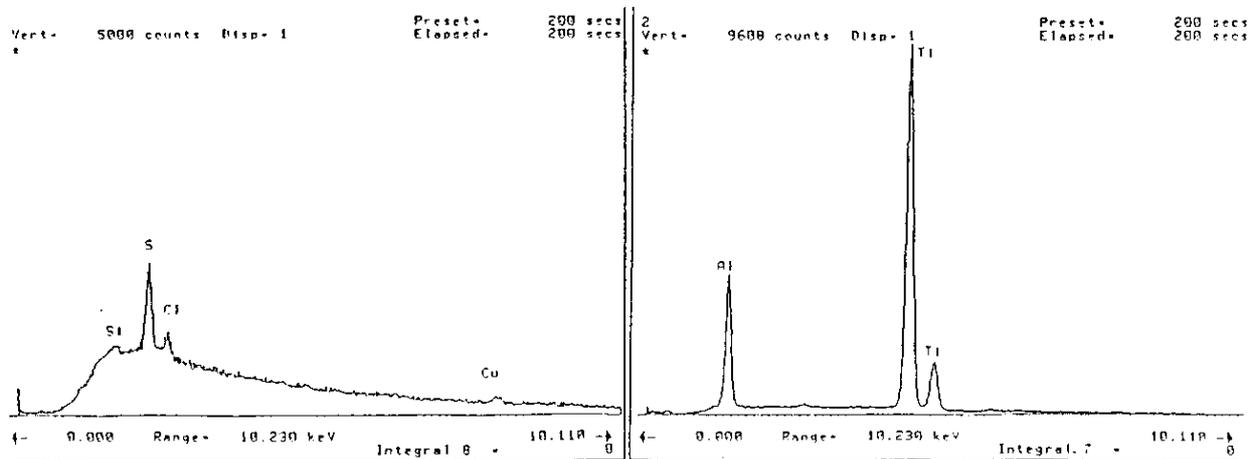


図13 図12の薄膜のEDX分析結果

A Rで使用していた偏向電磁石用のビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの電子顕微鏡写真とEDX分析の結果を図14～図17に示す。図18～図19は、組み込み型イオンポンプ（DIP）のスリット部で採取したマイクロパーティクルの電子顕微鏡写真とEDX分析の結果である。

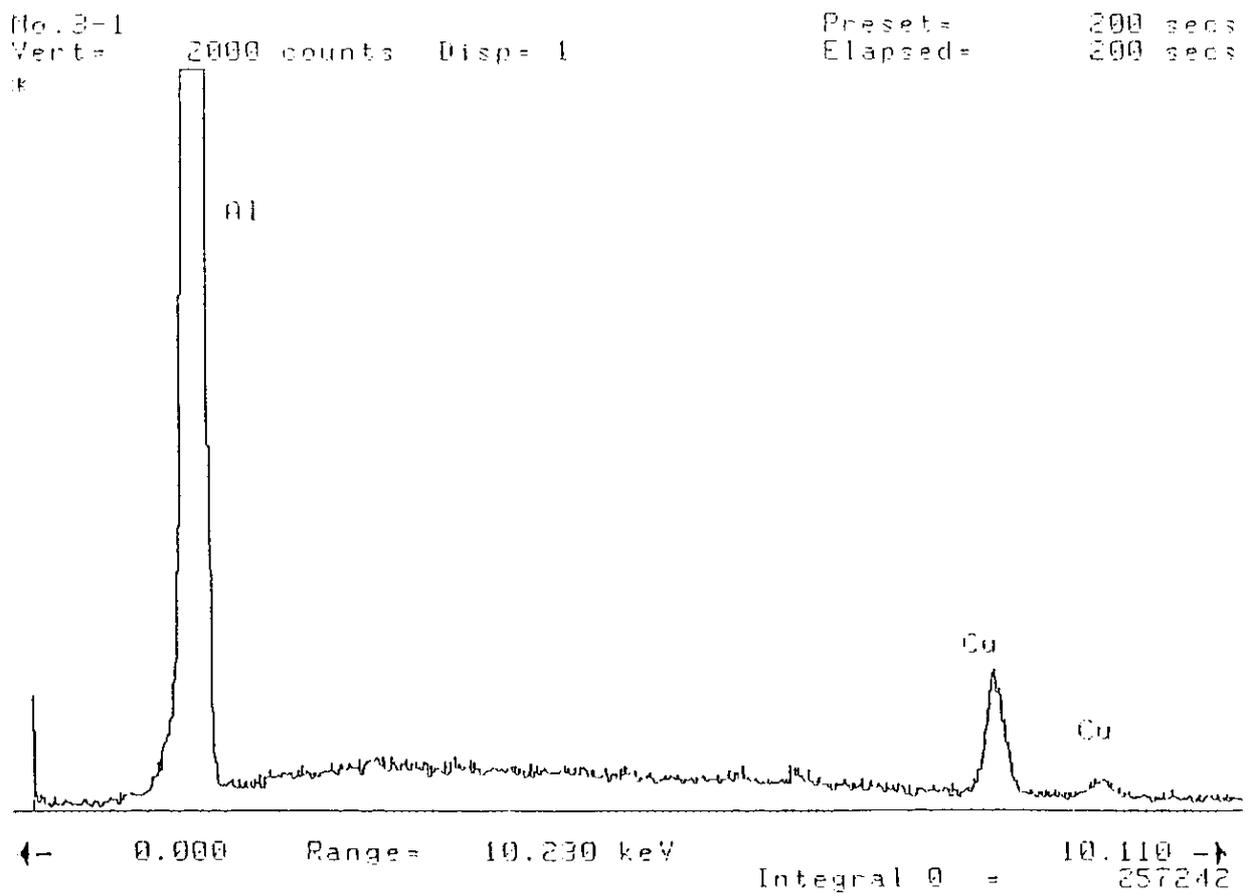
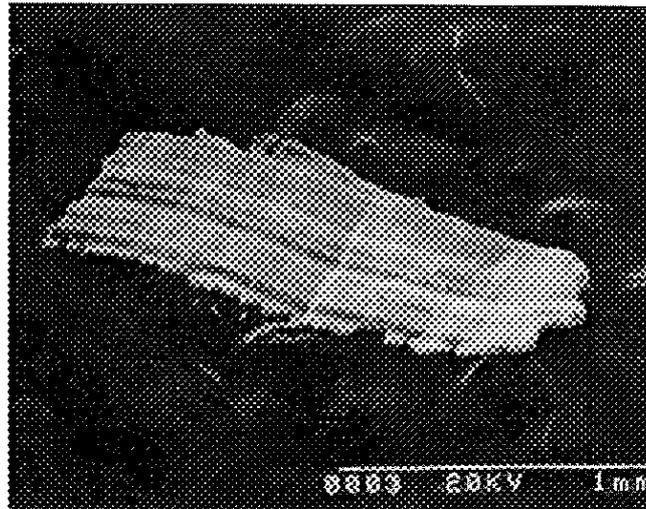
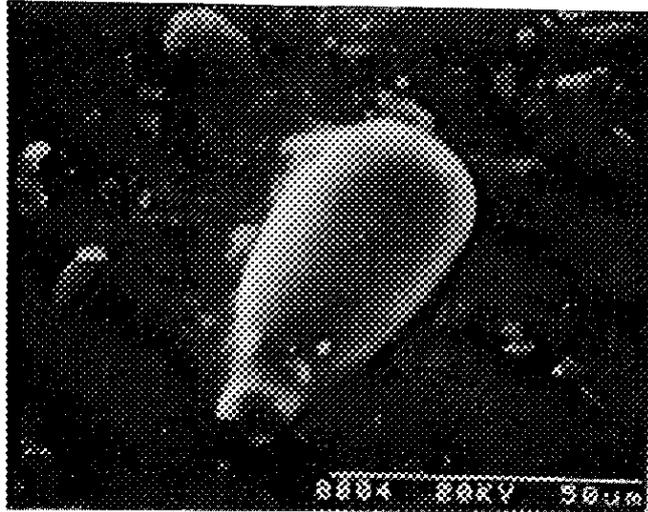


図14 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）



Execution time = 0 seconds  
 No. 3-2  
 Vert = 2000 counts Disp = 1  
 \*

Preset = 200 secs  
 Elapsed = 200 secs

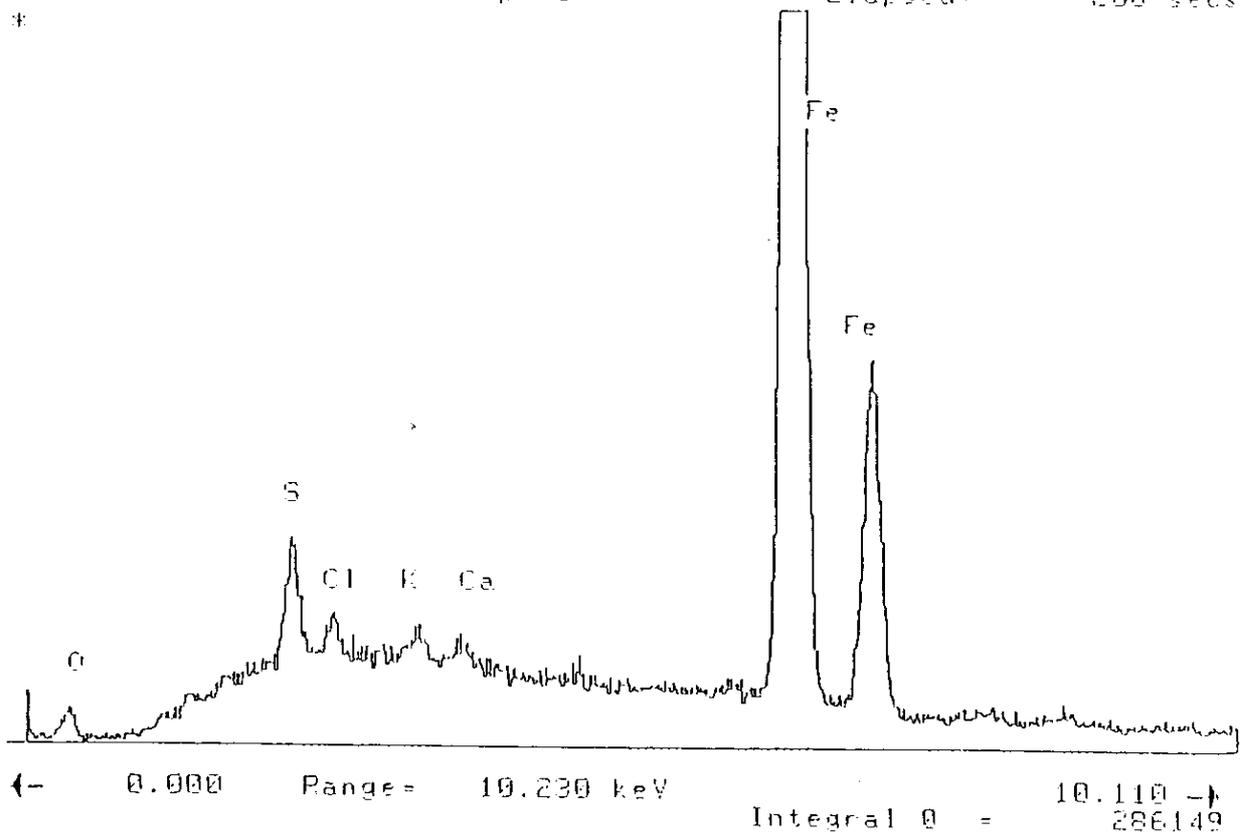


図15 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）

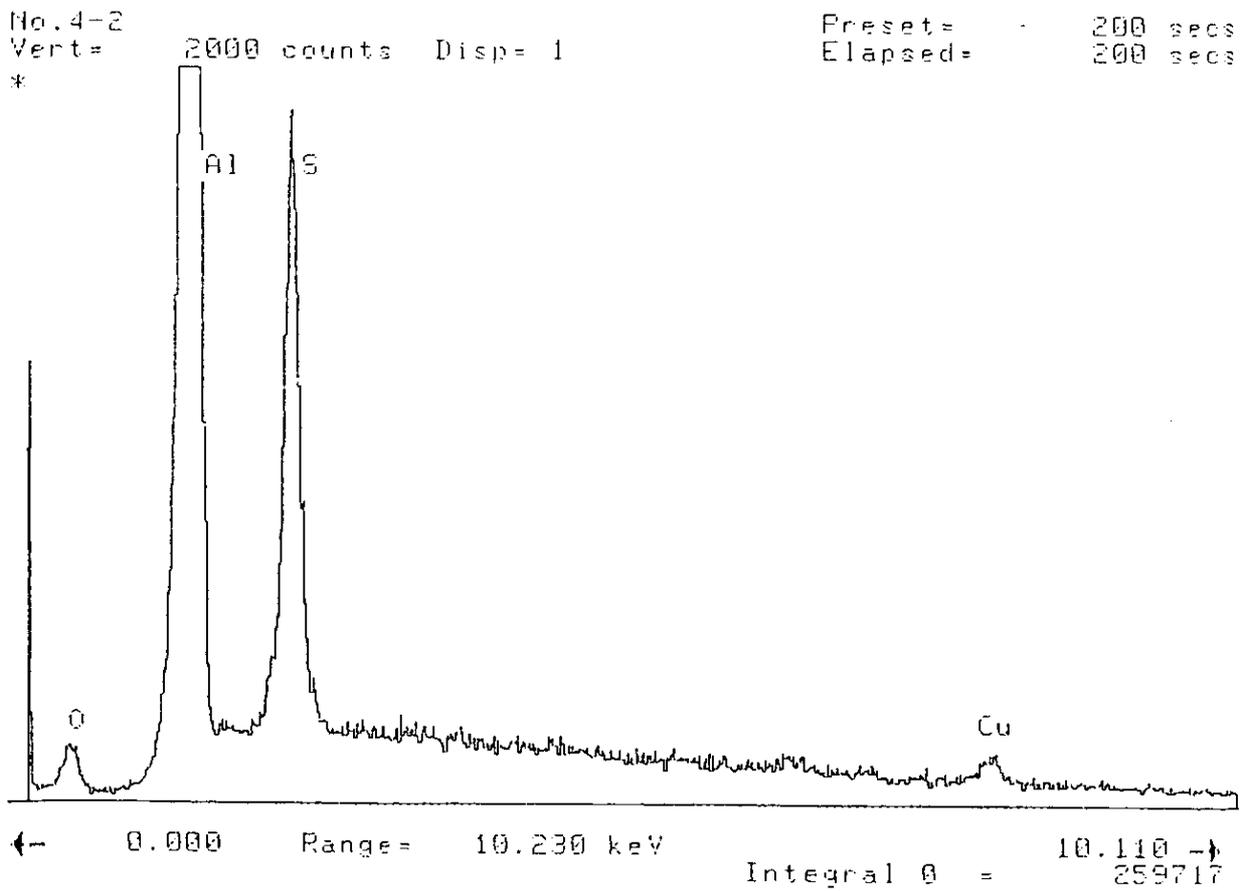


図16 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）

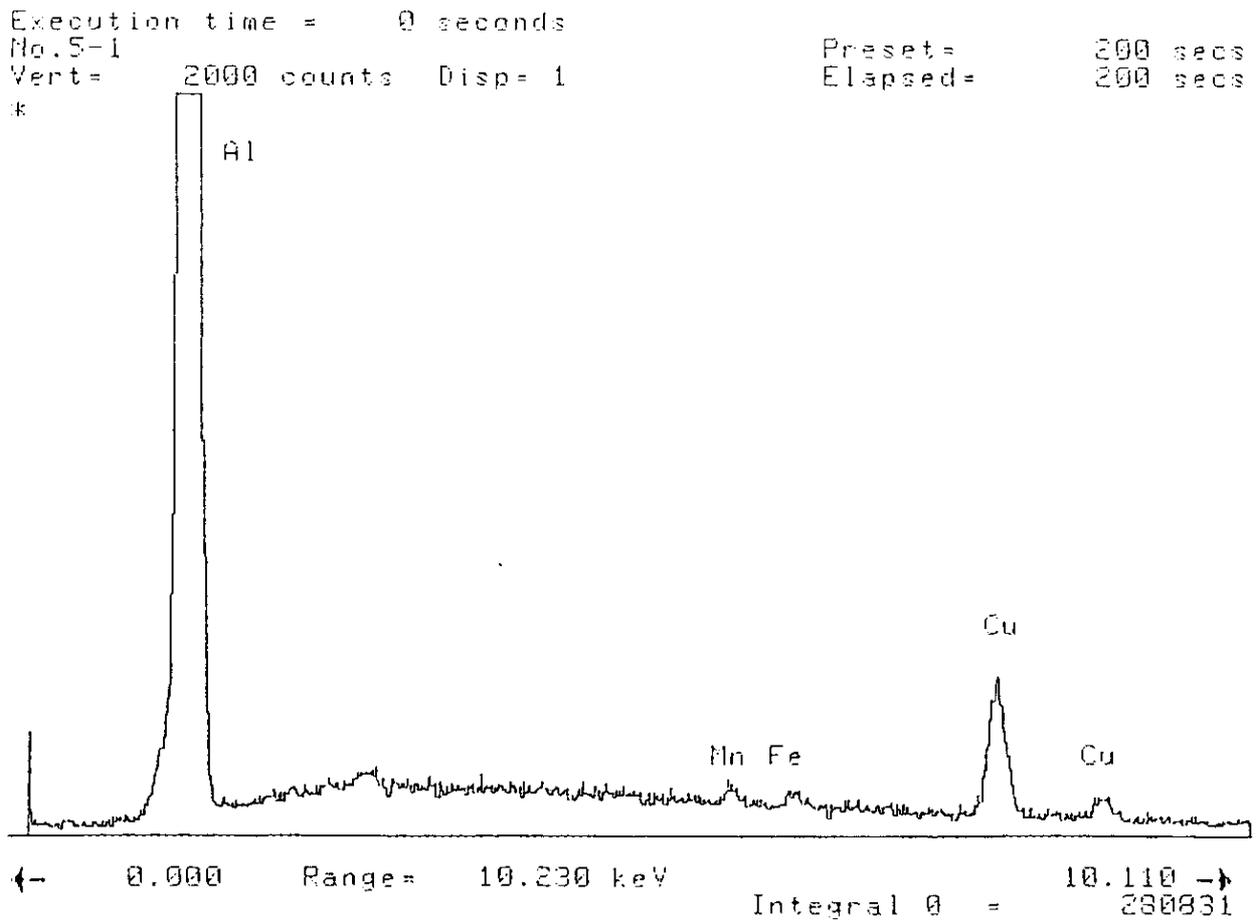
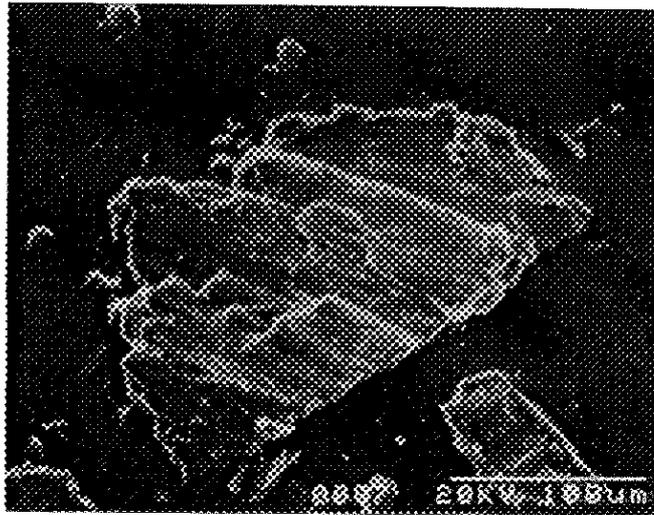


図17 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）

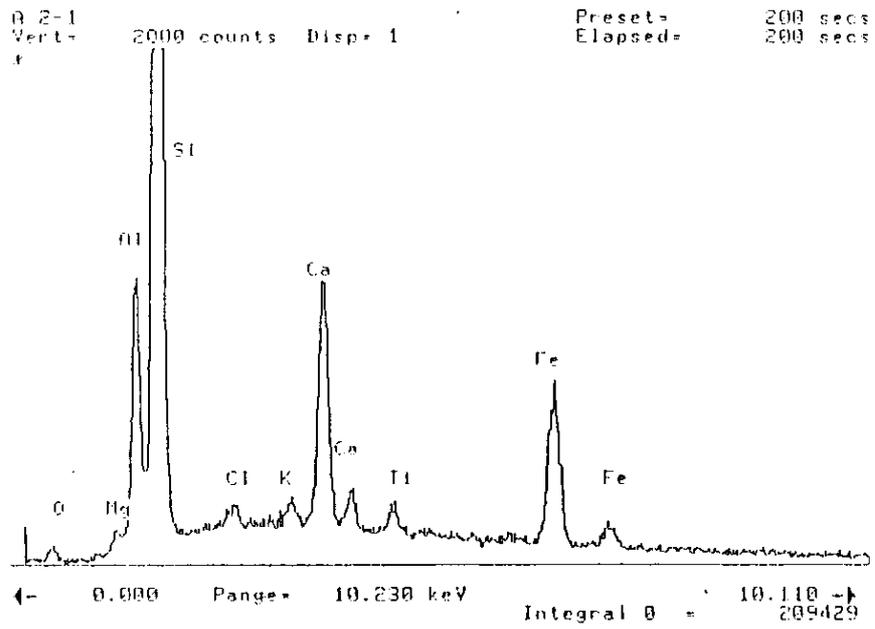
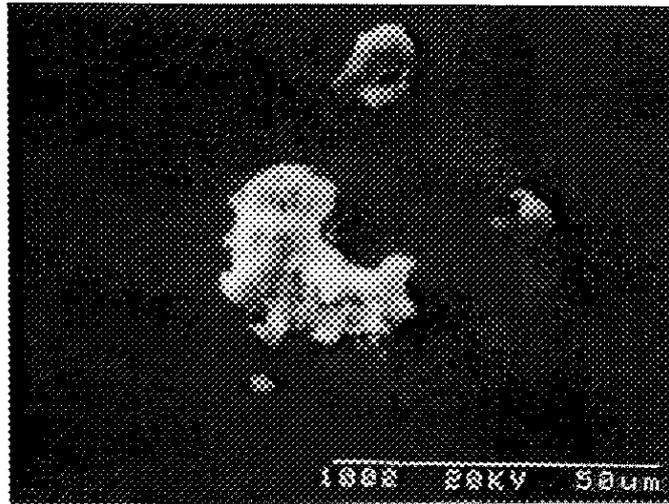


図18 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）

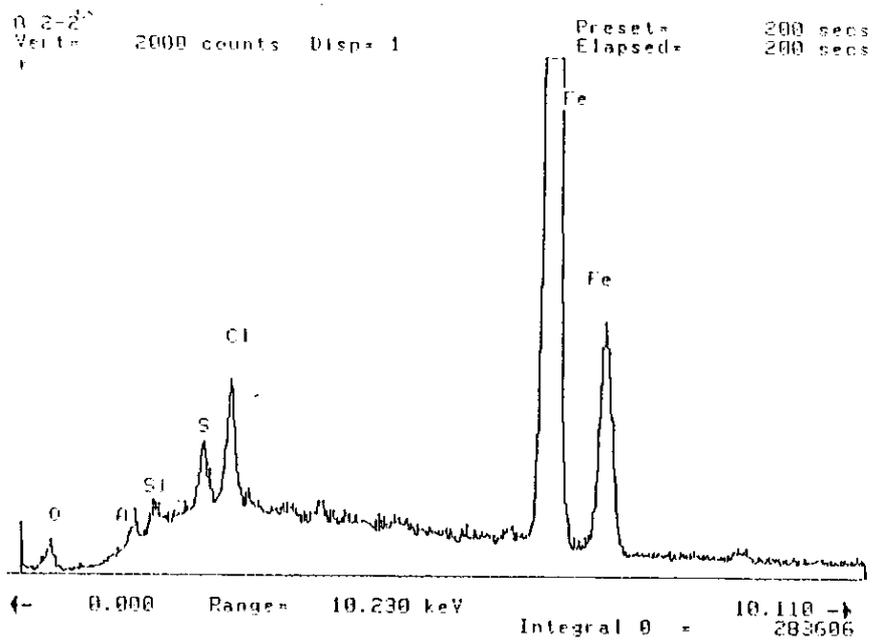


図19 ARのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクル（上）とそのEDX分析結果（下）

図20は、ARのビームダクト内で採取したマイクロパーティクルの粒径分布である。粒径0.1mm以下のものが全体の約55%を占めているが、0.9~3mm程度の大粒径のものも3%程度を占めていることがわかる。アルミニウム系のマイクロパーティクルはアルミニウム合金A6063で、ビームダクトの工事などでビームダクトを切断した際に発生したものと思われる。また、ARの電子取り出し窓近辺で採取したマイクロパーティクルは、その成分から判断してスパッタイオンポンプ内で採取したものと考えられる。ビームストッパ近辺で採取した土壌成分を含むマイクロパーティクルは、ビームダクトを大気開放した際、リングが設置されているトンネル内を循環する圧送空気によってダクト内に侵入したもの、工事のためビームダクト内に挿入した工事機材に付着して侵入したものと考えられる。

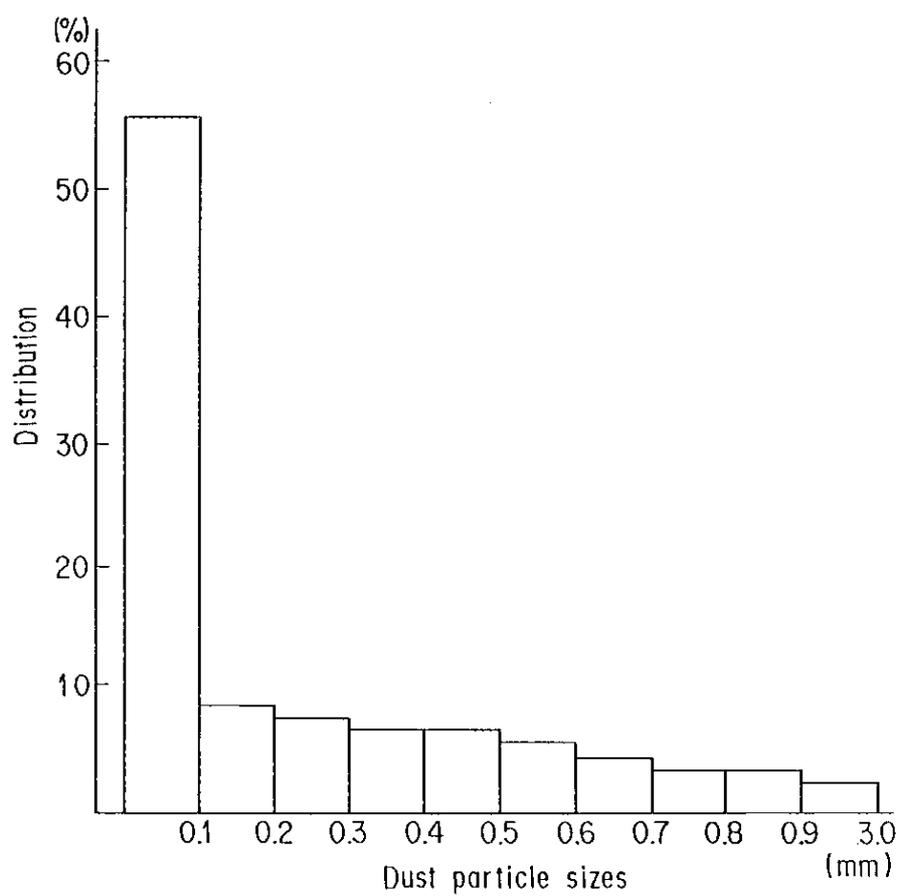


図20 A Rのビームチェンバー内で採取したマイクロパーティクルの粒径分布

# Observations of dust trapping phenomena in the TRISTAN accumulation ring and a study of dust removal in a beam chamber

Hiroshi Saeki,<sup>a)</sup> Takashi Momose, and Hajime Ishimaru

*National Laboratory for High Energy Physics, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305, Japan*

(Received 3 October 1990; accepted for publication 3 January 1991)

Using a gamma-ray detector and a television camera system for synchrotron light, high-energy bremsstrahlung and horizontal growth of the synchrotron light source were observed when sudden decrease in the electron-beam lifetime occurred due to dust trapping in the electron beam. Two types of beam current losses were found; one was a continuous beam current loss, and the other was a short-term beam current loss. High-energy bremsstrahlung at a location was observed in a short time and after that, the bremsstrahlung was not detected in spite of the occurrence of dust trapping phenomena. The fact suggests motions of the trapped dust particles in the longitudinal directions. Materials collected in the beam chamber are dust particles from ion pumps and dust particles made during the beam chamber processing for welding. Most of the collected dust particles were less than 2 mm in size and surfaces of some dust particles were melted with the electron beam. Simple analysis was carried out for the conditions necessary for a dust particle to be trapped, for motions of the trapped dust particle, and for interactions between the trapped dust particle and the electron beam. The analysis showed that a dust particle less than 3 mm in size, made of Al, can be trapped and that the trapped dust particle can move in the vertical and longitudinal directions. The analysis also suggested that a dust particle in size of about 2 mm can be continuously trapped around the electron beam without being destroyed by the electron beam. Furthermore, the analysis explained the difference between the two types of beam current losses observed in the ring. Experiments which simulate the electron beam using a Cu wire in an evacuated beam chamber show that a dust particle (less than 70  $\mu\text{m}$ ) is trapped sufficiently. The experiments also coincide with theory for an attractive force acting to a conducting small particle. The calculated electric field of the electron beam and the calculated electric charge of dust particles given through the photoelectric effect in the TRISTAN accumulation ring are 100 times and  $10^4$ – $10^6$  times higher than those of the simulated experiments, respectively. In the ring, the attractive force caused with the average electric field and with the expected charge is  $10$ – $10^3$  times larger than that of the simulated experiments. Therefore, a dust particle (less than 2 mm) can be trapped sufficiently. An electrostatic dust collector using an electron beam and an electrostatic force are effective in removing all of the sample dust particles in the test chamber for the simulated experiments. A method to remove trapped dust particles using electrostatic electrodes is also discussed. It is expected that such electrodes can be useful for trapped dust particles moving in a longitudinal direction.

## I. INTRODUCTION

For several years, sudden decays of lifetime for stored electron beam in the TRISTAN accumulation ring have been observed at least once a day. Dust trapping phenomena have been observed in Super ACO, DORIS, P. F. at Tsukuba, and several electron storage rings. The loss of beam current caused by trapped dust particles in Super ACO has been reported.<sup>1</sup> It is suggested that dust particles in the beam chambers are ionized positively through the photoelectric effect and are trapped in the bunched electron beam. As a result, the lifetime of the electron beam suddenly drops.

Observations of dust trapping phenomena were carried out in the TRISTAN accumulation ring. The beam current

losses in the ring are different from those in Super ACO. A theoretical analysis developing equations in Ref. 1 was carried out for motions of dust particles until trapped in the electron beam. Assuming that a trapped dust particle continuously moved around an electron beam, vertical and longitudinal motions of the trapped dust particle were also discussed. We carried out fundamental experiments which simulated the electron beam for dust trapping phenomena and for the removal of dust particles from a test chamber using an electrostatic dust collector.

## II. OBSERVATIONS AND INVESTIGATIONS

Figure 1 shows a sudden decrease in the lifetime and decay of the beam current for a stored electron beam. The

<sup>a)</sup>Department of Accelerator Science, The Graduate University for Advanced Studies, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305, Japan.

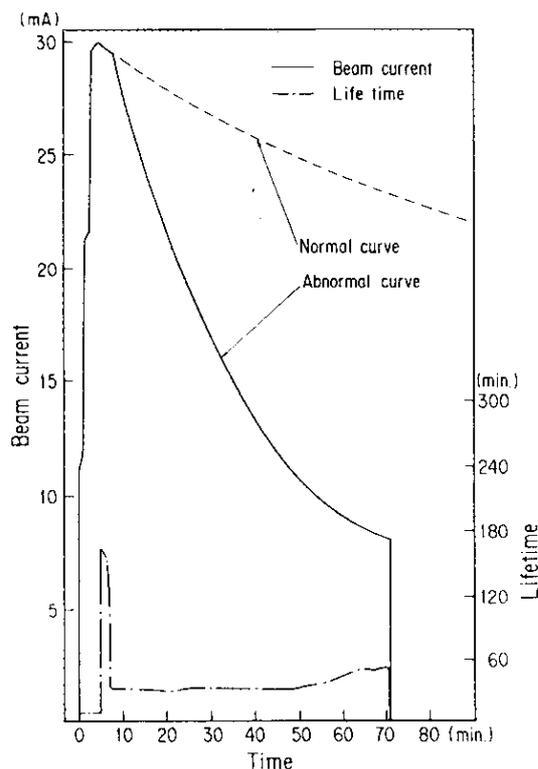


FIG. 1. Sudden decrease in the lifetime and decay of the beam current for a stored electron beam at a beam energy of 5.7 GeV.

initial injected current of the single-bunch beam was 30 mA and the beam energy was 5.7 GeV. The lifetime was 140–160 min before the sudden decrease. At 29 mA, the lifetime suddenly decreased to 22–26 min. After that, the lifetime did not recover.

The sudden decrease of the lifetime was not caused by trapped ions, because the tune remained constant and the effect was independent of beam current. Therefore, we expect that the decay as shown in Fig. 1, is caused by interactions between dust particles and the electron beam continuously.

A different example of a sudden decrease in the lifetime is illustrated in Fig. 2 (beam energy 6.5 GeV). After a sudden decrease, the lifetime of the electron beam recovered within 15 min. This can be explained by that the dust particles momentarily interact with the electron beam, and are subsequently expelled from the beam or are destroyed by the beam current.

If dust particles are trapped in the electron beam, high-energy bremsstrahlung radiation can be detected at the interacting location. If there was emittance growth of the electron beam, the synchrotron light source size will be enlarged. Therefore, measurements using a gamma-ray detector and a television camera system were carried out at

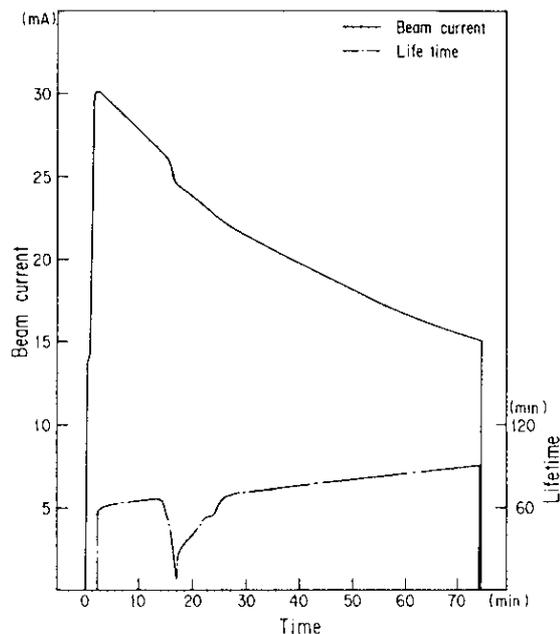


FIG. 2. Sudden decrease in the lifetime and decay of the beam current for a stored electron beam at a beam energy of 6.5 GeV. However, the lifetime of the electron beam recovered within 15 min.

the same time. Dust particles in the beam chamber were collected and analyzed.

#### A. Measuring instruments to observe dust trapping phenomena

The locations of the gamma-ray detector for bremsstrahlung and the television camera system for synchrotron light are illustrated in Fig. 3. High-energy bremsstrahlung generated at the bending magnet B5 passes through an aluminum blank flange (20 mm thick) and is detected by a gamma-ray detector through a plate made of lead (10 mm thick). The gamma-ray detector is constructed with a lead-glass block (360 mm × 120 mm × 120 mm) and a photomultiplier. The distance between the source point and the detector is about 11.5 m. The gamma-ray detector is shielded with lead blocks (100 mm thick) except for the detecting area. The amplified signal of the gamma-ray detector is transmitted to a digital storage oscilloscope.

Synchrotron light generated at the bending magnet B10 passes through an optical window made of aluminum alloys and sapphire. The light then traverses a system of reflecting mirrors, a telescope, and beam splitters, and is detected by a television camera. The distance between the first reflecting mirror and the source point is about 4.5 m. The total length of the light path from the source point to the television camera is about 10 m. The television picture is a visible-light picture of the source point. The television picture is recorded with a video tape recorder.

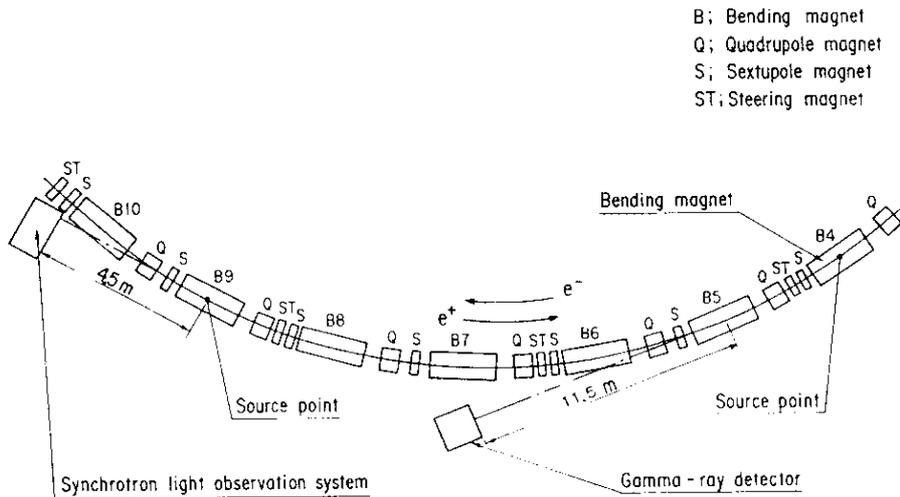


FIG. 3. Schematic drawing for the locations of the observation systems for bremsstrahlung and synchrotron light.

### B. Observations of bremsstrahlung and size of synchrotron light source point at sudden decrease in the lifetime

Figure 4 shows the signals from the gamma-ray detector when the sudden decrease in the lifetime occurred at a beam current of 29 mA, as shown in Fig. 1. The pictures of synchrotron light recorded at the same time were shown in Figs. 5(a) and 5(b). The upper colored pictures and the lower three-dimensional pictures show variations of the brightness. Pictures (a) and (b) show the synchrotron light source point before and after the sudden decrease in the lifetime, respectively. The variation of the size of the synchrotron light source point reflects the emittance growth of the electron beam. The horizontal width of the synchrotron light source point of (b) was 1.09 times larger than that of (a). Figure 5 obviously shows emittance growth of the electron beam caused by dust trapping phenomena and also shows interactions between dust particles and the electron beam. Figure 6 shows signals from the gamma-ray detector when a sudden decrease in the lifetime occurred at a beam current of 27 mA, a beam energy 6.5 GeV. The horizontal scale of Fig. 6 is 500 ms/division.

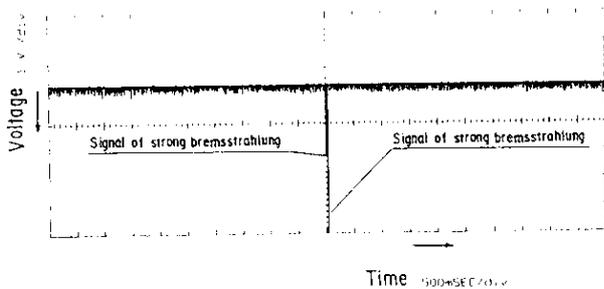


FIG. 4. Bremsstrahlung caused by a trapped dust particle. The vertical scale is 1 V/division, the horizontal scale 500 ms/division.

### C. Investigations of dust particles in beam chambers

After operations of the ring were stopped, dust particles in two beam chambers were collected using a vacuum cleaner equipped with micromesh filters. Dust particles collected from a sputter ion pump used in the ring were analyzed using energy dispersive x-ray spectroscopy and electron microprobe analysis. Figures 7(a) and 7(b) show the dust particles collected at a beryllium beam extracting port and near a beam stopper, respectively. The collected dust particles shown in Fig. 7(a) were composed of organic matter containing TiN and TiC. The dust particles shown in Fig. 7(b) were composite materials of Al, Si, Mg, Fe, Cr, and Ti. We believe that the flakes (a) are films formed at the anodes of ion pumps and that the dust particles (b) originate from the beam chamber (A6063). Figure 8 shows a distribution of sizes for the collected dust particles. All of the collected dust particles are less than 2 mm in size. Especially, surfaces of some dust particles from 0.3 to 2 mm in size had been melted, as shown in Fig. 7(b).

## III. MOTION OF DUST PARTICLES

### A. Motion of dust particles trapped in the electron beam

The motion of dust particles trapped in a bunched electron beam is discussed using Eq. (1). The vertical electric field,  $E$ , of a bunched electron beam is obtained from Gauss and Amperer's laws, as shown in Appendix A.  $E$  is estimated as  $1.41 \times 10^6$  V/m at a beam current of 30 mA,  $1.17 \times 10^6$  V/m at 25 mA, and  $9.44 \times 10^5$  V/m at 20 mA.

The electrostatic force  $F$  acting on a charged dust particle in a beam chamber is  $F = QE$ , where  $Q$  is the charge on the dust particle. The vertical velocity  $\dot{z}$  after one revolution is

$$\dot{z} = -g(t_2 - t_1) + (QE/m - g)t_1, \quad (1)$$

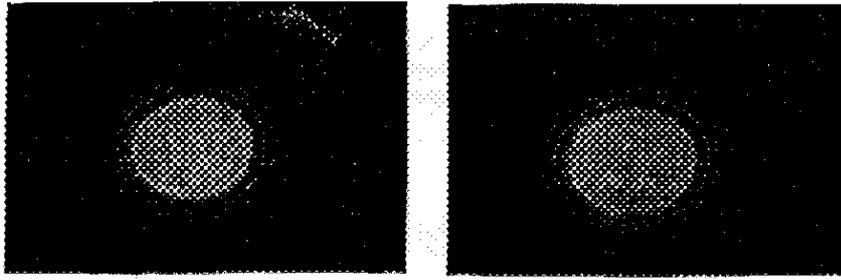
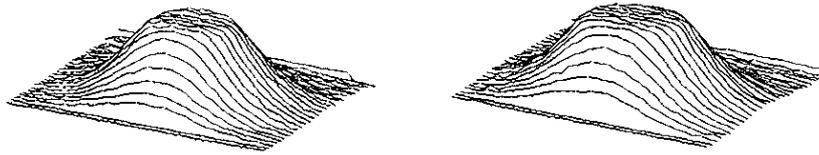


FIG. 5. Variation of the size of the synchrotron light source point.



Beam current 29 mA  
Lifetime 158 min.

(a)

Beam current 29 mA  
Lifetime 22 min.

(b)

where  $g$  is the acceleration due to gravity,  $t_1$  is the time interval while the electron bunch is over the dust particle,  $t_2$  is revolution time of the electron bunch, and  $m$  is the mass of the dust particle. For the dust particle to detach from the beam chamber,  $\dot{z} > 0$ . With  $t_1 = 6.67 \times 10^{-11}$  s and  $t_2 = 1.26 \times 10^{-6}$  s, the calculated  $QE/m$  is larger than  $1.85 \times 10^5$  Newton/kg. When  $QE/m = 1.85 \times 10^5$ , the estimated velocity of the dust particle passing through the electron beam is about 1.1 m/s.

The total number of photons is about  $3.6 \times 10^{17}$  photons/m s at 5.7 GeV. We assume that the photon energy of the order of more than keV is completely deposited

in the dust particle through the photoelectric effect. The deposited energy, eV, is given by Eq. (2), using voltage  $V$ , charge  $Q$ , the elementary electric charge  $e$ , and a constant,  $A_s$ ,

$$eV = A_s eQ. \quad (2)$$

If the dust particle is spherical, the value of  $A_s$  is  $1/(4\pi\epsilon_0 r_s)$ , using a sphere radius,  $r_s$ , and the dielectric constant in vacuum  $\epsilon_0$ . The radius,  $r_s$ , is given by the following, using the value of  $QE/m = 1.85 \times 10^5$  and Eq. (2):

$$r_s = [(3\epsilon_0 VE)/(1.85 \times 10^5 \times \rho_0)]^{1/2}, \quad (3)$$

where  $\rho_0$  is the density of the dust particle.

For example, if the dust particle is made of Al, the estimated radius of a particle trapped in the electron beam is about 0.036 mm when the beam current is 30 mA and the photon energy deposited in the dust particle is 17.7 keV. If the photon energy is 1 MeV, the calculated radius is 0.25 mm. We expect that the electrostatic force to trap a dust particle becomes 10–100 times larger than the calculated result due to an enhancement factor<sup>2</sup> and the deposited photon energy. Therefore, we also expect that dust particles in size of less than 3 mm can be trapped in the electron beam.

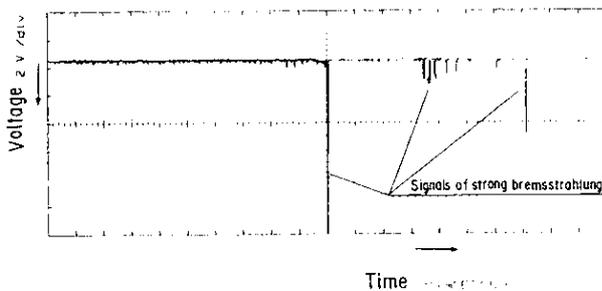
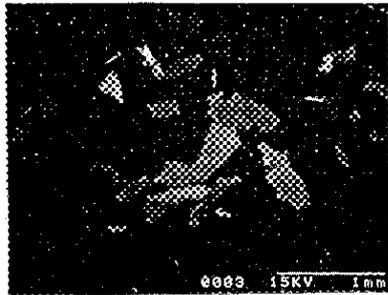
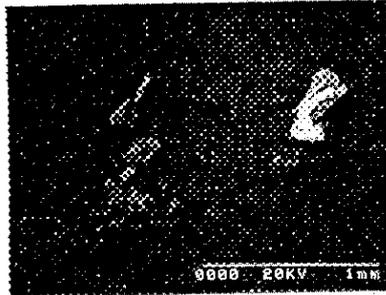


FIG. 6. Bremsstrahlung caused by trapped dust particles. The vertical scale is 2 V/division, the horizontal scale 500 ms/division.



(a)



(c)

FIG. 7. Photographs of dust particles collected in the beam chambers, taken with a scanning electron microscope. (a) Organic matter containing TiN and TiC, collected around the beam extracting window. (b) Aluminum alloy collected near the beam stopper.

## B. Motion of trapped dust particles

After these signals as shown in Fig. 6, were observed, other signals were not at all observed at one observation

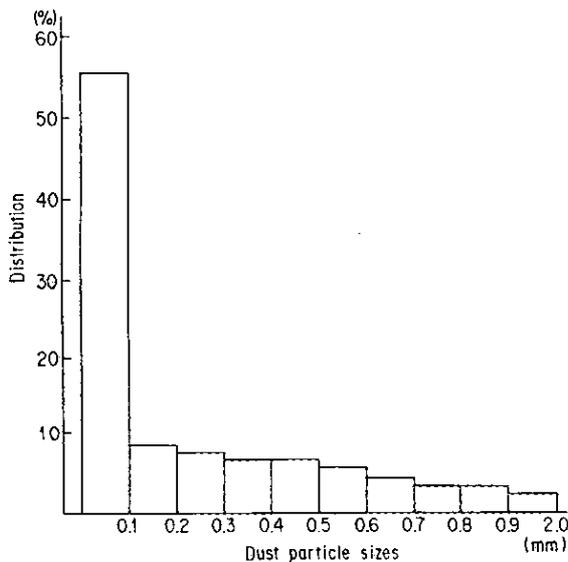
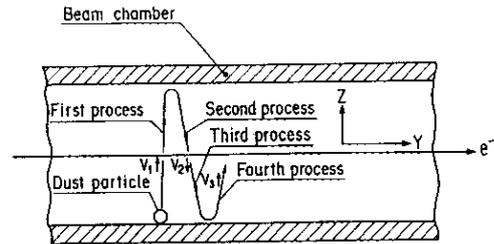
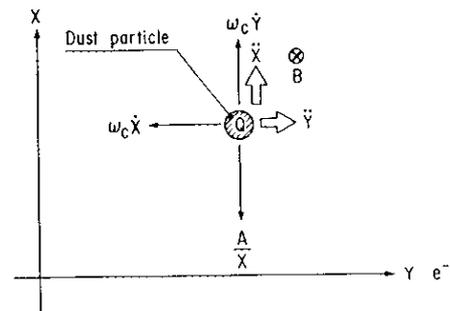


FIG. 8. Size distribution of dust particles collected from the beam chambers.



(a)



(b)

FIG. 9. Schematic drawing of the motion of a trapped dust particle. (a) Vertical motion ( $Y$ - $Z$  plane). (b) Horizontal motion ( $X$ - $Y$  plane). The  $Y$ -axis is the direction of the electron beam orbit

point in the ring. Therefore, we consider that a trapped dust particle may move in a longitudinal direction.

### 1. Vertical motion ( $Z$ -direction)

When a trapped dust particle moves outside of the electron beam, vertical motion of a trapped dust particle depends heavily on the electric field outside of the electron beam and on gravity. Figure 9(a) shows a model of the vertical motion. The  $Z$ -direction is a vertical direction and the  $Y$ -direction is a longitudinal direction in the beam chamber.

The trapped dust particle passing through the electron beam moves close to the wall of a beam chamber. The averaged acceleration  $\ddot{Z}$  can be obtained from Eq. (1):

$$\ddot{Z} = \pm [(QE/m)(t_1/t_2)(Z_0/Z) \mp g], \quad (4)$$

where  $Z_0$  is the distance from the center of the electron beam to the wall of the beam chamber. The distance from the radius of the electron beam to the dust particle is  $Z$ . The symbol  $\pm$  of  $\ddot{Z}$  and of  $g$  can be changed when the dust particle is in an upper part or in a lower part of the electron beam.

In the first process and the third process, as shown in Fig. 9(a), the conditions for continuous motion at the wall are given as  $\ddot{Z} < 0$  at the first process and  $\ddot{Z} > 0$  at the third process, as shown in Appendix B. The calculated  $QE/m$  of the first and of the third processes are  $> 8.39 \times 10^4$  and

$\geq 2.88 \times 10^5$ , respectively. The calculated vertical velocities  $V_2$  and  $V_3$  are 1.46 m/s using  $QE/m = 1.85 \times 10^5$  and  $2.88 \times 10^5$ .

When  $QE/m$  is larger than  $2.88 \times 10^5$  by the photoelectric effect and interactions, the trapped dust particle can move continuously. When  $QE/m$  ranges between  $1.85 \times 10^5$  and  $2.88 \times 10^5$ , the dust particle hits to the wall of the beam chamber and the lifetime of the beam recovers. This type of recovery (less than a minute) after a sudden decrease in the lifetime was sometimes observed in the TRISTAN accumulation ring.

Repeated interactions between the dust particle and the electron beam make the increase of the charge deposited in the dust particle. The attractive force,  $QE$ , increases and the amplitude of the vertical motion becomes more small compared with a longitudinal motion. Finally, the vertical motion becomes negligibly small.

## 2. Longitudinal motion (Y-direction)

If the trapped dust particle stays at the orbit of the electron beam, as same as ion trapping phenomena,<sup>3-5</sup> we consider that the dust particle is destroyed by the electron beam.

Then we assume that the drift velocity of a trapped dust particle in a longitudinal direction is mainly caused by a cycloid motion or by a trochoid motion in a bending magnet and that the trapped dust particle can be accelerated or decelerated in the longitudinal direction at the fringe magnetic field of the bending magnet.

Figure 9(b) shows a model of longitudinal motion of a trapped dust particle. The  $X$ -direction is a horizontal direction.  $X$  is the distance from the center of the electron beam to the dust particle.

The angular frequency of  $X$ -direction  $\omega_x$  is determined by the electric field outside the electron beam. When the electric field is  $(QE/m)(t_1/t_2)X_{0E}/X$  and the distance between the center of the electron beam and the wall of the beam chamber is  $X_{0E}$ ,  $X\omega_x^2$  is given by Eq. (5):

$$X\omega_x^2 = \left(\frac{QE}{m}\right) \left(\frac{t_1}{t_2}\right) \frac{X_{0E}}{X}. \quad (5)$$

When the fringe magnetic component is  $\partial B_z/\partial Y$ , the velocity in the  $Y$ -direction is  $\dot{Y}$  and the angular frequency at the center of the motion is  $\omega_c$ ,  $\dot{Y}\omega_c$  can be expressed as Eq. (6):

$$\dot{Y}\omega_c = \left(\frac{Q}{m}\right) \dot{Y} \frac{\partial B_z}{\partial Y} Y_B, \quad (6)$$

where  $Y_B$  is the length of the fringe magnetic field distribution in the longitudinal direction.

Considering a balance of forces in the  $X$ - $Y$  plane, as shown in Fig. 9(b), accelerations  $\ddot{X}$  and  $\ddot{Y}$  are given by Eqs. (7) and (8):

$$\ddot{X} = -A/X + \omega_c \dot{Y}, \quad (7)$$

$$\ddot{Y} = -\omega_c \dot{X}, \quad (8)$$

where  $A$  is  $(QE/m)(t_1/t_2)X_{0E}$ .

As shown in Appendix C, a velocity of the oscillation center,  $\dot{Y}_{0c}$ , in the constant bending magnetic field can be shown to be Eq. (9):

$$\dot{Y}_{0c} = \frac{A}{(\omega_c X_{0c})} = \frac{A}{\omega_c} \frac{1}{[(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)/2 \pm B]}, \quad (9)$$

where  $B = [(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)^2 - 4A/\omega_c^2]^{1/2}/2$ ,  $B \geq 0$ .  $\dot{Y}_0$  is the initial velocity in the  $Y$ -direction and  $X_0$  is the initial distance in the  $X$ -direction.

Assuming that the maximum oscillation frequency  $\omega_{Max}$  can be given at  $Y_c = Y_r$  of the maximum magnetic field and that  $\dot{Y}_c = 0$  at  $Y_c = Y_r$ , as shown in Appendix C, we expect that the reflective condition of the trapped dust particle to pass through the fringe field can be approximately given by the following relation:

$$R^2 Y_r \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right)^3 \left(\frac{R\dot{R}}{2}\right)^2 \frac{1}{2A} \geq R_r^2 \omega_{Max}^2, \quad (10)$$

where  $R$  is the amplitude of the oscillation,  $R_r$ , the radius of the oscillatory motion  $\omega_{Max}$  at the maximum magnetic field. Consequently, if  $\dot{R}$  can be found, it is possible to find if the trapped dust particle can be transported through the bending magnet.

For example, when the value of  $QE/m$  is  $6.14 \times 10^8$ ,  $\omega_c$  is about 377. Setting that  $\dot{Y}_0$  is 200 [m/s] and  $X_0 = -0.002$  [m], the calculated drift velocity of the oscillation center,  $\dot{Y}_{0c}$ , is 0-26.5 [m/s]. The result suspects the motion of some trapped dust particles in a longitudinal direction.

In a storage ring, transverse field gradients can be found in quadrupole magnets and in bending magnets. But we expect that the transverse field gradients are too small, compared to the gradients of fringe field. In accelerative gaps (rf cavity), the driving force to a trapped dust particle can be negligibly small because the rf oscillation frequency is too high to drive a heavy dust particle. Therefore, these field gradients are not taken into account for the longitudinal motion.

## IV. BEAM CURRENT LOSSES AND TEMPERATURE OF TRAPPED DUST PARTICLES

Beam current losses caused by trapped dust particles decrease the beam lifetime. We also expect that the energy deposited in the trapped dust particles is not enough to destroy the dust particles during the beam lifetime dropping. The beam lifetime recovers when the trapped dust particles are destroyed with the energy due to the beam losses or the trapped dust particles hit to walls of the beam chamber, as shown in Sec. III B 1.

When the energy loss caused by the dust passing through the electron beam becomes more than 0.5% of the energy of an accelerated electron, it is defined that the electron is lost. Setting the decreasing rate of the number of electrons due to the interaction, per second to be  $P$ , and the density of dust material  $\rho_0$ , the temperature increase of the dust particle passing through the electron beam,  $\Delta T$ , during the passing time  $\Delta t$ , is given by Eq. (11):

$$\Delta T = \Delta E I \Delta P / (V \rho_0 q), \quad (11)$$

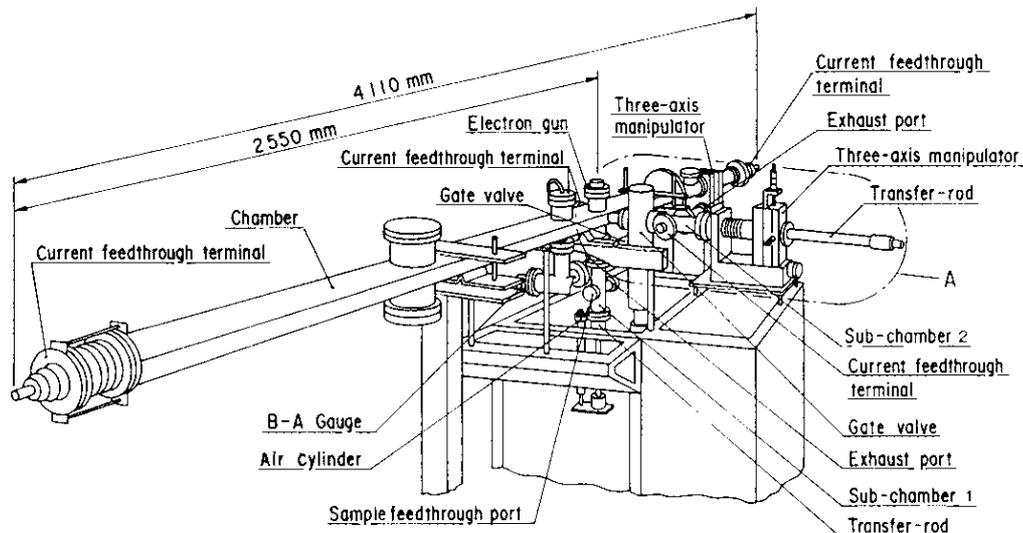


FIG. 10. Schematic drawing of the experimental apparatus for studies of dust trapping phenomena and for dust removal carried out in vacuum.

where  $\Delta P = 2P\Delta t$ , the energy deposited in the dust particle from the electron is  $\Delta E$ , the beam current is  $I$ , the volume of the spherical dust particle is  $V$ , and the specific heat is  $q$ .

For example, when the radius of the dust particle made of Al is 1 mm, the calculated decreasing rate is 0.12 and the energy deposited in the dust particle is 672 keV at the beam current of 29 mA, the beam energy of 5.7 GeV. Setting that  $QE/m = 6.14 \times 10^8$ , as shown in Sec. III B 2, and that  $\Delta t = 0.044$  ms, the calculated temperature rise of the dust particle is 20 °C approximately, less than the evaporation temperature 950 K at  $10^{-8}$  Torr of Al. If the surface area to the dust particle is large as  $6.3 \times 10^{-4}$  m<sup>2</sup> like a collected dust particle or if the shape is like a flake, setting that the heat is radiated, the calculated cooling time of the dust particle from 950 to 930 K is 14.5 ms less than the interacting interval of 16.7 ms. The temperature rise suggests that dust particles with melted surfaces, as shown in Fig. 7(b) had been trapped in the electron beam and that these dust particles were not destroyed by the electron beam.

## V. FUNDAMENTAL EXPERIMENTS USING A WIRE SIMULATING THE ELECTRON BEAM

It is necessary to find relations among the sizes, materials, charge of dust particles, and electric field in a beam chamber. Therefore, fundamental experiments using a wire simulating the electron beam were carried out in a vacuum. In the simulated experiments, the photoelectric effect cannot be considered. But for a sample dust particle made of conducting material, induced electrostatic charge on the particle can be approximately calculated using electrostatic induction effect. The necessary applied voltage to trap particles and the electrostatic charge of trapped dust particles were measured.

## A. Experiments in vacuum

### 1. Experimental apparatus

An experimental apparatus is shown in Fig. 10. The chamber, made of aluminum alloy A6063, was actually used at quadrupole magnets in the TRISTAN accumulation ring. Figure 11 gives the cross section at A in Fig. 10. The chamber is a race-track type, the maximum inner width is 90 mm, the maximum inner height is 48 mm, and the thickness is 3 mm, as shown in Fig. 11. The length of the chamber was 4110 mm. The electric feedthroughs, connected with a wire to simulate the electron beam, were mounted at both ends of the chamber. The wire was made of Cu and the diameter of the wire was 1.5 mm. The wire was stretched using a three-axis manipulator. The manipulator was also used to adjust the position of the wire at the experimental point. The height between the center of the wire and the bottom of the chamber was adjusted to 24 mm, simulating the geometry of the electron beam and the beam chamber in the TRISTAN accumulation ring. The wire was connected to a high voltage dc power supply (Max. - 35 kV) through the electric feedthrough. The voltage was slowly applied to the wire using a function generator. The lower port at the experimental point of the chamber was mounted to subchamber 1, to transport sample dust particles, through a gate valve. A transfer-rod with a magnetic coupling was connected with subchamber 1. The transfer-rod is driven by an air cylinder. Sample dust particles are mounted on top of a rod insulated from the chambers. The rod was mounted on the transfer-rod. The top of the rod can be extended into the bottom of the chamber through a hole. The rod was connected to ground through a resistor (100 M $\Omega$ ). A precision voltmeter was connected to the resistor. A signal proportional to the volt-

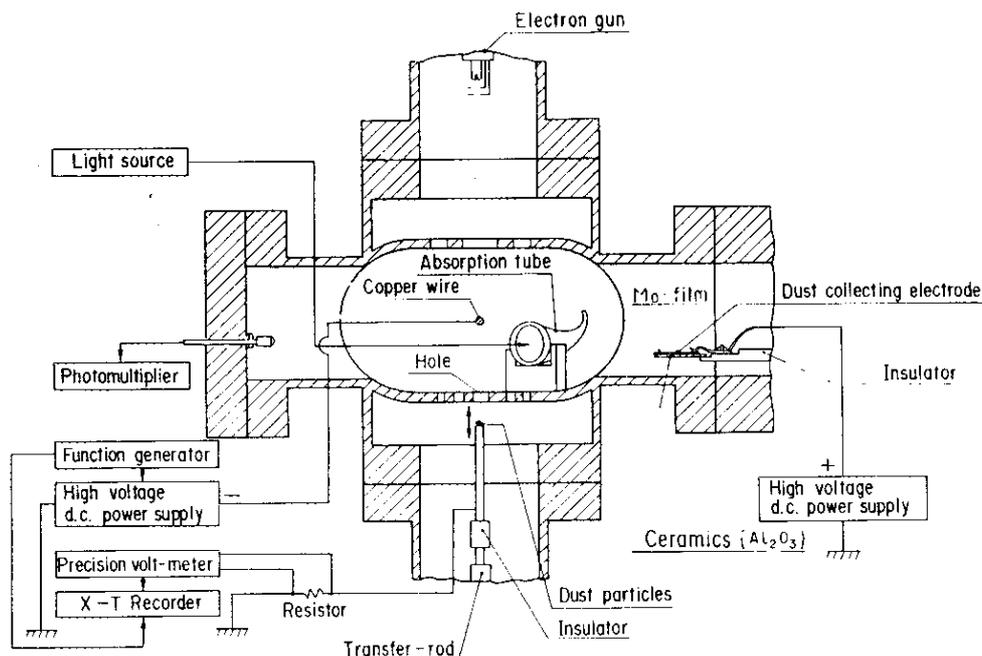


FIG. 11. Schematic drawing of the cross section at A in Fig. 10.

age generated by the function generator, and the voltage generated at the resistor were recorded on an *X-T* recorder.

A focused white light beam, formed using a lens and a fiberoptic cable, irradiates an absorption tube. The absorption tube was made of glass and the outside of the tube was coated with graphite. The fiberoptic cable with the lens, and the absorption tube were set in the chamber through a flange. The fiberoptic cable was connected to a light source. Another flange with a fiberoptic cable and a lens, was mounted to the left-hand port of the chamber. The fiberoptic cable was connected to a photomultiplier to detect light scattered by trapped dust particles. The light beam passes under the wire. The diameter of the light beam was about 6 mm. A signal generated in the photomultiplier was also recorded on another *X-T* recorder.

An electron gun is mounted on the upper port, and the right-hand port is mounted to subchamber 2 through a gate valve. The electron gun and subchamber 2 are described in the next section.

The pumping system consists of two turbomolecular pumps and an ion pump. The ion pump (30 *l/s*) is connected to the chamber through an *L*-type valve. The turbomolecular pump with magnetic bearings (300 *l/s*) is connected to subchamber 1 through an *L*-type valve and through a variable leak valve. The other turbomolecular pump (50 *l/s*) is connected to subchamber 2 through an *L*-type valve. Three *B-A* gauges were used to monitor the pressures of each chamber.

## 2. Experiments and results

The experiments were carried out for some materials and for some sizes of sample dust particles, as shown in Table I. The organic matter containing TiN and TiC collected from the ion pump, Ti, Al, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and Cu were used. First, the number of sample dust particles was counted using an optical microscope. Next, the particles were mounted on the top of the rod. Subchamber 1 was pumped down slowly through a variable leak valve to prevent the sample dust particles from scattering. After the pressure of subchamber 1 reached to the order of 10<sup>-6</sup> Torr, the gate valve was opened. The particles were transported to the

TABLE I. Voltages required to trap sample dust particles.

Material (size $\mu\text{m}$ )	Applied voltage to be collected (kV)	
	Experiment in vacuum	Theoretical value
Organic matter (10-100)	12.0	...
Ti (50-70)	16.0	14.5-17.2
Ti (0.5-1)	8.6	2.1-2.9
Al (50-70)	17.3	11.3-13.3
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (2.6-6)	16.5	...
Cu (50-70)	16.7	20.0-24.2

chamber, using the transfer-rod. Next, the experiment was started. The voltage was applied to the wire at a rate of 70 V/s. The maximum applied voltage was  $-17.5$  kV. The photomultiplier was operated using a high voltage dc power supply (1.5 kV).

The required voltages for trapping are shown in Table I. After the sample dust particles were trapped, the dust particles made of the organic matter and  $\text{Al}_2\text{O}_3$  were not repelled from the wire. We also carried out similar experiments at atmospheric pressure. The voltages to trap dust particles at atmospheric pressure were lower than those in vacuum, because of gases and humidity.

## B. Theoretical analysis

Assuming that the conducting dust particle is a sphere of the diameter  $d_p$  on a conducting plate, and that the electric field is approximately parallel around the particle, the force  $F_p$  applied to the dust particle is given by the following equation<sup>6</sup>:

$$F_p = 3.78 \times 10^{-11} V_p^2 d_p^2 / [r_p \ln(r_p/a_p)]^2 d_p^2, \quad (12)$$

where  $a_p$  is the radius of the wire,  $r_p$  the distance between the center of the wire and the center of the dust particle,  $V_p$  the applied voltage. If the force  $F_p$  is larger than  $m_p g$ , the particle is pulled up, where  $m_p$  is the mass of the dust particle.

The electric field is influenced with the shape of the electrode, i.e., an enhancement factor.<sup>2</sup> The calculated  $V_p$  using an estimated enhancement factor 4 between  $r_p$  and the hole, are shown in Table I.

## C. Discussion of the simulated experiments

The results of the theoretical calculation for conducting materials agree with those of experiments in vacuum, except for Ti (0.5–1  $\mu\text{m}$ ). It can be seen that conducting dust particles less than a few microns in size are greatly influenced by adhesion.

If a conducting dust particle is a sphere, the electrostatic charge  $Q_p$  due to an electric field  $E_p$  can be given by the following equation:

$$Q_p = 4.67 \times 10^{-11} E_p d_p^2, \quad (13)$$

The electric field of the bunched electron beam is estimated to be 100 times larger than that produced in the experiments and the electrostatic charge resulting from the photoelectric effect can be estimated to be  $10^4$ – $10^6$  times larger. Considering that the values of  $EQ$  using the average electric field ( $E \times t_1/t_2$ ) are also 10–1000 times larger than those of the experiments. Therefore, conducting dust particles (less than 70  $\mu\text{m}$ ) in the beam chamber can be trapped in the electron beam. This result suggests that some insulated dust particles and conducting dust particles less than 2 mm can be trapped.

## VI. ELECTROSTATIC DUST COLLECTOR USING AN ELECTRON BEAM AND AN ELECTROSTATIC FORCE

Protecting methods from contamination with dust particles have been aimed to prevent dust particles in the external environment from entering. But such methods are powerless against dust particles produced in beam chambers. Therefore, the electrostatic dust collector using an electron beam and an electrostatic force<sup>7</sup> is proposed. Dust collecting electrodes using an electrostatic force alone can also be useful, if dust particles move around the electron beam and in a longitudinal direction. In this section, experiments for electrostatic dust collection using an electron beam and an electrostatic force are described.

### A. Experimental apparatus

The experimental apparatus is shown in Figs. 10 and 11. The dust collecting electrode is made of ceramics ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) covered with a Mo film. The size of the electrode is 15 mm  $\times$  15 mm with thickness of 0.5 mm. The film made of Mo (thickness of 0.1 mm) was electrically connected to a high voltage dc power supply (+5 kV) through an electric feedthrough terminal. The electrode was mounted to a transfer-rod through an insulated holder. The transfer-rod was mounted to a three-axis manipulator connected to subchamber 2. The electron gun mounted on the chamber through an electric feedthrough terminal is a unipotential focus type. The current of the electron beam was about 10  $\mu\text{A}$ , and the accelerating voltage was 1 kV. The diameter of the electron beam was about 6 mm at the bottom of the chamber.

### B. Experiments and results

The sample dust particle materials and the preparation were much the same as in the experiments for dust trapping phenomena. At first, sample dust particles were removed from the top of the rod using the electrostatic dust collector. For the conducting sample dust particles, the electrostatic force was used alone. For the insulating sample dust particles, both the electron gun and the electrostatic force were used. The distance from the sample dust particles to the electrode was varied slowly with the three-axis manipulator. The high voltage (+5 kV) was applied to the electrode. After that, experiments to trap the sample dust particles to the wire by applying high voltage were carried out, as the experiments in Sec. V A.

The results are shown in Table II. The number of sample dust particles was 20–30. The voltage on the dust collecting electrode and the distances between the electrode and the bottom of the chamber are also listed in Table II. We considered that no voltage would be generated in the photomultiplier or at the resistor if the dust particles were completely collected with the dust collector. Therefore, evaluation is made with the next three steps after dust collection: (Good: dust trapping phenomena was not observed after the first dust collection; Intermediate: dust trapping phenomena was not observed after the second dust collection; Bad: dust trapping phenomena was still observed after the third dust collection). It was found that

TABLE II. Dust removal in the vacuum environment.

Material (size $\mu\text{m}$ )	Collecting method <sup>a</sup>	Distance between the electrode and the rod (mm)	Voltage applied (kV)	Evaluation <sup>b</sup>
Organic matter (10-100)	2	5	5	G
Ti (50-70)	1	5	5	G
(0.5-1) Al	1	3	5	I
(50-70) $\text{Al}_2\text{O}_3$	1	5	5	G
(2.6-6) Cu	2	5	5	G
(150-70)	1	5	5	G

<sup>a</sup>(1) Using the electrostatic force only; (2) Using both the electron beam and the electrostatic force.

<sup>b</sup>(G) Good; (I) intermediate; (B) bad.

conducting dust particles were collected using the electrostatic force only. The insulating dust particles ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , organic matter containing TiN and TiC) were collected using both the electron beam and the electrostatic force. It was also found that to collect submicron dust particles, a stronger electric field is required than that to collect dust particles larger than a few microns.

When the electrostatic dust collector using an electron beam and an electrostatic force is used, the dust collector should move along the beam chamber to collect dust particles in the beam chambers or many dust collectors should be set around the accelerator. Since we have developed some mechanical devices for use in an ultrahigh vacuum,<sup>8-10</sup> we believe that a system to move the dust collector along the beam chamber can be developed.

To remove trapped dust particles moving in a longitudinal direction through the beam chambers, negative potential application may be useful by setting two parallel electrodes to the electron beam. If the electron beam runs between the two electrodes with the same negative potential, the electron beam cannot be practically influenced by the electric field. If the electric field generated by the electrodes is larger than the average electric field of the electron beam, trapped dust particles around the electron beam can be attracted by the electrostatic electrodes. To prevent collected dust particles from repelling, the electrodes coated with an insulator ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , etc.) are preferred. In this case, it is important that the electrodes should be protected from the synchrotron radiation to prevent secondary electron production.

Another possible method to remove trapped dust particles from the stored electron beam is to make abrupt change of the orbit of the electron beam using electrostatic forces or magnetic forces. The abrupt change makes unbalanced forces between the trapped dust particle and the electron beam. As the result, the dust particle can be eliminated from the beam.

## VII. DISCUSSION

Lifetime  $\tau$  of an electron beam is given by Eq. (14) using time of  $t$ ,

$$1/\tau = -(1/t)\ln(I/I_0), \quad (14)$$

where  $I_0$  is the initial beam current at  $t=0$  and  $I$  is the beam current after time  $t$ .

For example as shown in Fig. 1, when  $\tau = 160$  min and  $t = 1$  s, then  $I/I_0 = 0.999896$ . When  $\tau = 22$  min and  $t = 1$  s,  $I/I_0 = 0.999243$ . Therefore, the remainder is found as 0.00065. The beam loss rate as shown in the example of Sec. IV coincides with that shown above. The coincidence shows that the trapped dust particle moves periodically around the electron beam as shown in Sec. III B 2.

Dust trapping phenomena was observed using a gamma-ray detector as shown in Figs. 4 and 6. These signals were only detected during the occurrence of dust trapping phenomena. The horizontal growth of the synchrotron light source point was observed by synchronizing with these signals. But it cannot be definitely concluded that the signals of the gamma-ray detector in Figs. 4 and 6 may show interactions between the trapped dust particles and the electron beam. It cannot be also concluded definitely that the signals of the gamma-ray detector in Fig. 6 show the trapped dust particles moving in a longitudinal direction. We plan to observe high-energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam. We also consider that experiments to trap sample dust particles in the electron beam should be carried out using a gamma-ray detector. Furthermore, measurements of gamma-ray intensity caused by interactions between a target and the electron beam may be necessary to find clearly that the signals of the gamma-ray detector were caused by interactions between trapped dust particles and the electron beam. To observe the motion of trapped dust particles in a longitudinal direction, it is necessary to simultaneously observe two adjacent locations using gamma-ray detectors or to observe at the front of the straight orbit using a gamma-ray detector.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Professor Y. Kimura, Professor H. Kobayakawa, Professor Y. Mizumachi, Professor A. Ogata, Professor M. Kobayashi, Associate Professors H. Hirayama, K. Kanazawa, Dr. S. Sakanaka, Dr. M. Tejima, Dr. Y. Suetsugu, Dr. Y. Miyahara, and Dr. K. Ikuta for their many helpful suggestions. The authors would like to thank Dr. P. M. Stefan for some suggestions and corrections to this manuscript.

## APPENDIX A

The radial electric field,  $E$ , of a bunched electron beam is given by Eqs. (A1) and (A2):

$$E = en / (2\pi\epsilon_0 ZL), \quad (A1)$$

$$en = IS / Nc, \quad (A2)$$

where  $e$  is the elementary electric charge,  $n$  the number of electrons in the bunched beam,  $\epsilon_0$  the dielectric constant in vacuum,  $Z$  the distance between the center of the electron beam and the wall of the beam chamber, and  $L$  the bunched beam length. The beam current is  $I$ , the circumference of the ring is  $S$ , the number of bunches is  $N$  and the velocity of light is  $c$ . The conditions for the TRISTAN accumulation ring are  $N = 1$ ,  $S = 377$  m,  $Z = 24$  mm,  $L = 20$  mm. Then  $E$  is  $1.41 \times 10^6$  V/m at the beam current of 30 mA,  $1.17 \times 10^6$  V/m at 25 mA and  $9.44 \times 10^5$  V/m at 20 mA.

## APPENDIX B

Vertical motions of a trapped dust particle are described. In the first process, as shown in Fig. 9(a), the condition for continuous motion is given by Eq. (B1):

$$\dot{Z} = - [2Z_0QE t_1 / (m t_2) \ln(Z_0/r_b) + 2g(Z_0 - r_b)]^{1/2} + V_1 \leq 0, \quad (\text{B1})$$

where  $r_b$  is the radius of the electron beam and  $V_1$  is the initial velocity of the trapped dust particle passing through the electron beam. The direction of the velocity is approximately perpendicular to the direction of the electron beam.

In the second process, the velocity at the radius of the electron beam is given by Eq. (B2):

$$\dot{Z} = - \left( \frac{2Z_0QE t_1}{m t_2} \ln \frac{Z_0}{r_b} + 2g(Z_0 - r_b) \right)^{1/2}. \quad (\text{B2})$$

In the third process, the condition for continuous motion can be obtained from the following equation, using the velocity  $V_2$  from Eq. (B2):

$$\dot{Z} = \left( \frac{2Z_0QE t_1}{m t_2} \ln \frac{Z_0}{r_b} - 2g(Z_0 - r_b) \right)^{1/2} - V_2 \geq 0, \quad (\text{B3})$$

In the fourth process, the velocity  $V_3$  at the radius of the electron beam is given by Eq. (B4):

$$\dot{Z} = \left( \frac{2Z_0QE t_1}{m t_2} \ln \frac{Z_0}{r_b} - 2g(Z_0 - r_b) \right)^{1/2}. \quad (\text{B4})$$

The calculated  $QE/m$  of the first and of third processes are  $8.39 \times 10^4$  and  $2.88 \times 10^5$ , respectively. The velocities  $V_2$  and  $V_3$  are calculated as 1.46 m/s.

## APPENDIX C

Considering a balance of forces in the  $X$ - $Y$  plane, as shown in Fig. 9(b), accelerations  $\ddot{X}$  and  $\ddot{Y}$  can be given by Eqs. (7) and (8). Assuming that the trapped dust particle drifts in a cycloid motion or in a trochoid motion, Eqs. (7) and (8) can be transformed using Eqs. (C1) and (C2):

$$X = X_c - R \sin(\chi t + \alpha), \quad (\text{C1})$$

$$Y = Y_c - R\rho \cos(\chi t + \alpha), \quad (\text{C2})$$

where  $X_c$  and  $Y_c$  are positions of the oscillation center and  $\chi$ , and  $\alpha$  are constants. The value  $\rho$  is determined as  $0 < \rho \leq 1$ . Assuming that the oscillation center  $X_c$  and  $Y_c$  do

not change rapidly, the velocity  $\dot{X}_c$  can be set zero. Substituting time derivatives of  $X$  and  $Y$  into Eqs. (7) and (8), Eqs. (C3) and (C4) can be obtained. From Eq. (7),

$$A - \omega_c Y_c X_c = (-X_c R \chi^2 + X_c \omega_c R \rho \chi - \omega_c R \dot{Y}_c) \sin(\chi t + \alpha) + (R^2 \chi^2 - \omega_c R^2 \rho \chi) \sin(\chi t + \alpha), \quad (\text{C3})$$

where  $X_c - R \sin(\chi t + \alpha) \neq 0$ .

From Eq. (8),

$$\dot{Y}_c = (\omega_c R \chi - R \rho \chi^2) \cos(\chi t + \alpha). \quad (\text{C4})$$

The following relations can be obtained from Eqs. (C3) and (C4).

$$\omega_c \dot{Y}_c - A/X_c = 0. \quad (\text{C5})$$

$$\rho \chi = \omega_c. \quad (\text{C6})$$

$$\omega_c \rho = \chi. \quad (\text{C7})$$

From Eqs. (C6) and (C7),

$$\rho = 1, \quad \omega_c^2 = \chi^2. \quad (\text{C8})$$

The initial conditions  $X_0$ ,  $\dot{X}_0$ ,  $Y_0$ , and  $\dot{Y}_0$  for  $X$ ,  $Y$ ,  $X_c$  and  $Y_c$  at  $t = 0$  are shown by the following equations.

$$X_0 = X_{0c} - R \sin(\alpha). \quad (\text{C9})$$

$$\dot{X}_0 = -R\chi \cos(\alpha). \quad (\text{C10})$$

$$Y_0 = Y_{0c} - R\rho \cos(\alpha). \quad (\text{C11})$$

$$\begin{aligned} \dot{Y}_0 &= \dot{Y}_{0c} + R\rho\chi \sin(\alpha) \\ &= A/(\omega_c X_{0c}) + \omega_c(X_{0c} - X_0). \end{aligned} \quad (\text{C12})$$

From Eq. (C12),

$$X_{0c}^2 - (\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)X_{0c} + A/\omega_c^2 = 0.$$

When  $(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)^2 - 4A/\omega_c^2 \geq 0$ ,

$$X_{0c} = \frac{(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)^2 \pm \left[ \left( \frac{\dot{Y}_0}{\omega_c} + X_0 \right)^2 - \frac{4A}{\omega_c^2} \right]^{1/2}}{2}. \quad (\text{C13})$$

Substituting Eq. (C13) into Eq. (C5), a velocity of the oscillation center  $\dot{Y}_{0c}$  in a constant bending magnetic field can be shown to be,

$$\dot{Y}_{0c} = \frac{A}{(\omega_c X_{0c})} = \frac{A}{\omega_c} \frac{1}{[(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)/2 \pm B]}, \quad (\text{C13}')$$

where  $B = [(\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)^2 - 4A/\omega_c^2]^{1/2}/2$ . Equation (C13') is Eq. (9) shown in Sec. III B 2.

In a magnetic gradient in a fringe field,  $\partial B_z/\partial Y$  is presented as a function of  $Y$ . Therefore,  $\omega_c$  can be presented using  $\omega_c = (d\omega_c/dY)Y$  as,

$$\omega_c = \omega_{0c} + R\rho \left( \frac{d\omega_c}{dY} \right) \cos(\chi t + \alpha), \quad (\text{C14})$$

where  $\omega_{0c} = (d\omega_c/dY)Y$ .  $X$  and  $Y$  differentiated by  $t$  are given by the following equations, using Eqs. (C1) and (C2).

$$\dot{X} = \dot{X}_c - \dot{R} \sin(\chi t + \alpha) - R\chi \cos(\chi t + \alpha), \quad (\text{C15})$$

$$\begin{aligned} \ddot{X} = \ddot{X}_c + (\dot{R}\chi^2 - \ddot{R})\sin(\chi t + \alpha) \\ - (2\dot{R}\chi + R\dot{\chi})\cos(\chi t + \alpha), \end{aligned} \quad (\text{C16})$$

$$\begin{aligned} \dot{Y} = \dot{Y}_c - (\dot{R}\rho + R\dot{\rho})\cos(\chi t + \alpha) \\ + R\rho\chi \sin(\chi t + \alpha), \end{aligned} \quad (\text{C17})$$

$$\begin{aligned} \ddot{Y} = \ddot{Y}_c - (\ddot{R}\rho + 2\dot{R}\dot{\rho} + R\ddot{\rho} - R\rho\chi^2)\cos(\chi t + \alpha) \\ + (2\dot{R}\rho\chi + 2R\dot{\rho}\chi + R\rho\dot{\chi})\sin(\chi t + \alpha). \end{aligned} \quad (\text{C18})$$

Using Eqs. (C15)–(C18), Eq. (8) can be expressed by the following relation.

$$\begin{aligned} \ddot{Y}_c + (2\dot{R}\rho\chi + 2R\dot{\rho}\chi + R\rho\dot{\chi})\sin(\chi t + \alpha) - (\ddot{R}\rho + 2\dot{R}\dot{\rho} + R\ddot{\rho} - R\rho\chi^2)\cos(\chi t + \alpha) \\ = -\omega_c \dot{X}_c + \omega_c \dot{R} \sin(\chi t + \alpha) + \omega_c R\chi \cos(\chi t + \alpha) - \dot{X}_c R\rho \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \cos(\chi t + \alpha) \\ + \omega_c R \dot{R} \rho \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \sin(\chi t + \alpha) \cos(\chi t + \alpha) + \omega_c R^2 \rho \chi \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \cos^2(\chi t + \alpha). \end{aligned} \quad (\text{C19})$$

Averaging over one cycle of the oscillation,

$$\ddot{Y}_c = -\omega_c \dot{X}_c + \omega_c R^2 \rho \chi \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \frac{1}{2}. \quad (\text{C20})$$

Using Eqs. (C15)–(C18), Eq. (7) becomes,

$$\ddot{X}_c = -\frac{A}{X_c} + \omega_c \dot{Y}_c - R\rho(R\dot{\rho} + \dot{R}\rho) \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \frac{1}{2}. \quad (\text{C21})$$

From the relation (C8), Eq. (C22) can be obtained:

$$\dot{\rho} = 0. \quad (\text{C22})$$

Using Eqs. (C21) and (C22),

$$-A/X_c + \omega_c \dot{Y}_c - R\dot{R} \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \frac{1}{2} = 0, \quad (\text{C23})$$

because  $\ddot{X}_c$  is negligibly small. From Eq. (C23),

$$X_c = A / \left[ \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \left( Y_c \dot{Y}_c - \frac{R\dot{R}}{2} \right) \right]. \quad (\text{C24})$$

Taking the time derivative of Eq. (C24), the following equation can be obtained:

$$\ddot{X}_c = -A(Y_c \ddot{Y}_c + \dot{Y}_c^2) / \left[ \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right) \left( Y_c \dot{Y}_c - \frac{R\dot{R}}{2} \right) \right]^2. \quad (\text{C25})$$

Substituting Eq. (C25) into Eq. (C20),  $\ddot{Y}_c$  is given by Eq. (C26), using Eq. (C6).

$$\begin{aligned} \ddot{Y}_c = \frac{A \dot{Y}_c^2 Y_c}{[(Y_c \dot{Y}_c - R\dot{R}/2)^2 - A Y_c^2]} \\ + R^2 Y_c^2 \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right)^3 \left( Y_c \dot{Y}_c - \frac{R\dot{R}}{2} \right)^2 \\ \times 1/2 \frac{1}{[(Y_c \dot{Y}_c - R\dot{R}/2)^2 - A Y_c^2]}. \end{aligned} \quad (\text{C26})$$

Equation (C26) shows an acceleration in the  $Y$ -direction in a magnetic fringe field.

Generally,  $\ddot{Y}_c$  is given by Eq. (C27), using an oscillation frequency  $\omega$ .

$$\ddot{Y}_c = -\omega^2 Y_c. \quad (\text{C27})$$

Consequently,  $\omega^2$  is given by Eq. (C28), using Eq. (C26).

$$\begin{aligned} \omega^2 = \frac{A \dot{Y}_c^2}{[A Y_c^2 - (Y_c \dot{Y}_c - R\dot{R}/2)]^2} \\ + R^2 Y_c \left(\frac{d\omega_c}{dY}\right)^3 \left( Y_c \dot{Y}_c - \frac{R\dot{R}}{2} \right)^2 \\ \times 1/2 \frac{1}{[A Y_c^2 - (Y_c \dot{Y}_c - R\dot{R}/2)]^2}. \end{aligned} \quad (\text{C28})$$

The kinetic energy  $E_K$  of the trapped dust particle is given by Eq. (C29), using the mass of  $m$ , the velocity  $\dot{Y}_c$  and  $\omega$ .

$$E_K = m \times (\dot{Y}_c^2 + \omega^2 Y_c^2) / 2. \quad (\text{C29})$$

Using Eqs. (C27), (C28), and (C29), the condition of the trapped dust particle to pass through the fringe field can be obtained, as shown in Eq. (10).

<sup>1</sup>P. Marin, LURE, RT/90-01, Orsay, March, 1990.

<sup>2</sup>G. A. Farrall, *Vacuum Arcs*, edited by J. M. Lafferty (Wiley-Interscience, New York, 1980), p. 41.

<sup>3</sup>Y. Baconnier, CERN-PS-PSR/84-24 (1984).

<sup>4</sup>S. Sakanaka, M. Izawa, H. Kobayakawa, and M. Kobayashi, *Nucl. Instrum. Methods. A* **256**, 184 (1987).

<sup>5</sup>Y. Miyahara, K. Takayama, and G. Horikoshi, *Nucl. Instrum. Methods, Tokyo Univ. ISSP A1914* (1988).

<sup>6</sup>N. N. Lebedev and I. P. Skal'skaya, *Zh. Tekh. Fiz.* **32**, 375 (1962).

<sup>7</sup>H. Saeki, J. Ikeda, I. Kohzu, and H. Ishimaru, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 2512 (1989).

<sup>8</sup>H. Saeki, J. Ikeda, and H. Ishimaru, *J. Vac. Sci. Technol. A* **6**, 2883 (1988).

<sup>9</sup>H. Saeki, J. Ikeda, I. Kohzu, and H. Ishimaru, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 3360 (1990).

<sup>10</sup>H. Saeki, T. Tanaka, T. Fukuda, K. Kudou, T. Higuchi, and H. Ishimaru (unpublished).

# Motions of trapped dust particles around the electron beam in the TRISTAN accumulation ring

Hiroshi Saeki,<sup>a)</sup> Takashi Momose, and Hajime Ishimaru

*National Laboratory for High Energy Physics, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken 305, Japan*

(Received 8 April 1991; accepted for publication 13 May 1991)

High-energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam in the TRISTAN accumulation ring was observed accompanied by a sudden decrease in the electron beam lifetime which occurred due to dust trapping in the electron beam. The bremsstrahlung observed with gamma-ray detectors was obviously different from that caused by interactions between residual gases and the electron beam. Other bremsstrahlung observations showed a trapped dust particle passing through the periphery of the electron beam in the bending magnetic field; the transit time through the periphery of the electron beam was 0.15 ms; the half period of the horizontal oscillation perpendicular to the orbit of the electron beam was about 200 ms and the period of the vertical oscillation was 1 s. Simultaneous observation at two adjacent gamma-ray detectors showed that a trapped dust particle in the bending magnetic field moved in a longitudinal direction at the average speed of about 0.191 m/s. These observations coincide with the results based on our newly developed theory for motions of a trapped dust particle in a bending magnetic field. Furthermore, we introduced sample dust particles into the TRISTAN accumulation ring and carried out an experiment to trap the dust particles in the electron beam, in a straight chamber with no magnetic field and observed their motion with a gamma-ray detector. The beam lifetime suddenly decreased when the sample dust particles directly under the electron beam were caught up into the beam. High-energy bremsstrahlung and a pressure rise caused by the destruction of the dust particles were also observed at the same time. After that, beam lifetime recovered gradually. Our theoretical analysis shows that vertical oscillation of a trapped dust particle with no magnetic field continues and that the dust particle is destroyed by the heat deposited by the electron beam in less than a second. The calculated variation in the beam lifetime coincides approximately with the actual variation in the beam lifetime. Compared results of the observations and experiment show that our theory for motions of a trapped dust particle is useful.

## I. INTRODUCTION

Observations of dust trapping phenomena in the TRISTAN accumulation ring with a gamma-ray detector and a television camera system for synchrotron light, have been previously reported.<sup>1</sup> But it could not be definitely concluded that the high-energy bremsstrahlung detected showed interactions between a trapped dust particle and the electron beam. Our newly developed theoretical analysis for motions of a trapped dust particle in a longitudinal direction based on Ref. 1 had also not yet been verified by experiment. Therefore, we tried to observe periodic high-energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam and high-energy bremsstrahlung corresponding to motions of a trapped dust particle. We also carried out an experiment to trap sample dust particles in the electron beam, to confirm the signature of high-energy bremsstrahlung caused by interactions between trapped dust particles and the electron beam.

<sup>a)</sup>Department of Accelerator Science, The Graduate University for Advanced Studies, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken 305, Japan.

## II. OBSERVATIONS OF TRAPPED DUST PARTICLE MOTIONS IN THE TRISTAN ACCUMULATION RING

Motions of trapped dust particles in the ring were observed with gamma-ray detectors. If dust particles are trapped in the electron beam, high-energy bremsstrahlung can be detected at the interacting location with intensity much greater than that of residual gases.

### A. Measuring instruments to observe motions of trapped dust particles

Figure 1 shows the locations of the bremsstrahlung gamma-ray detector. High-energy bremsstrahlung generated at source point B in a bending magnet B5 passes through an aluminum blank flange (thickness about 20 mm); bremsstrahlung from source points A and C in bending magnets B4 and B6 and D and E in the straight chamber pass through the 3-mm-thick chamber walls with an incident angle of about 2°. The bremsstrahlung is detected with the gamma-ray detectors set behind plates made of lead (thickness 10 mm). Each gamma-ray detector is constructed with a lead-glass block (360 mm × 120 mm × 100 mm) and a photomultiplier. The gamma-ray detectors are

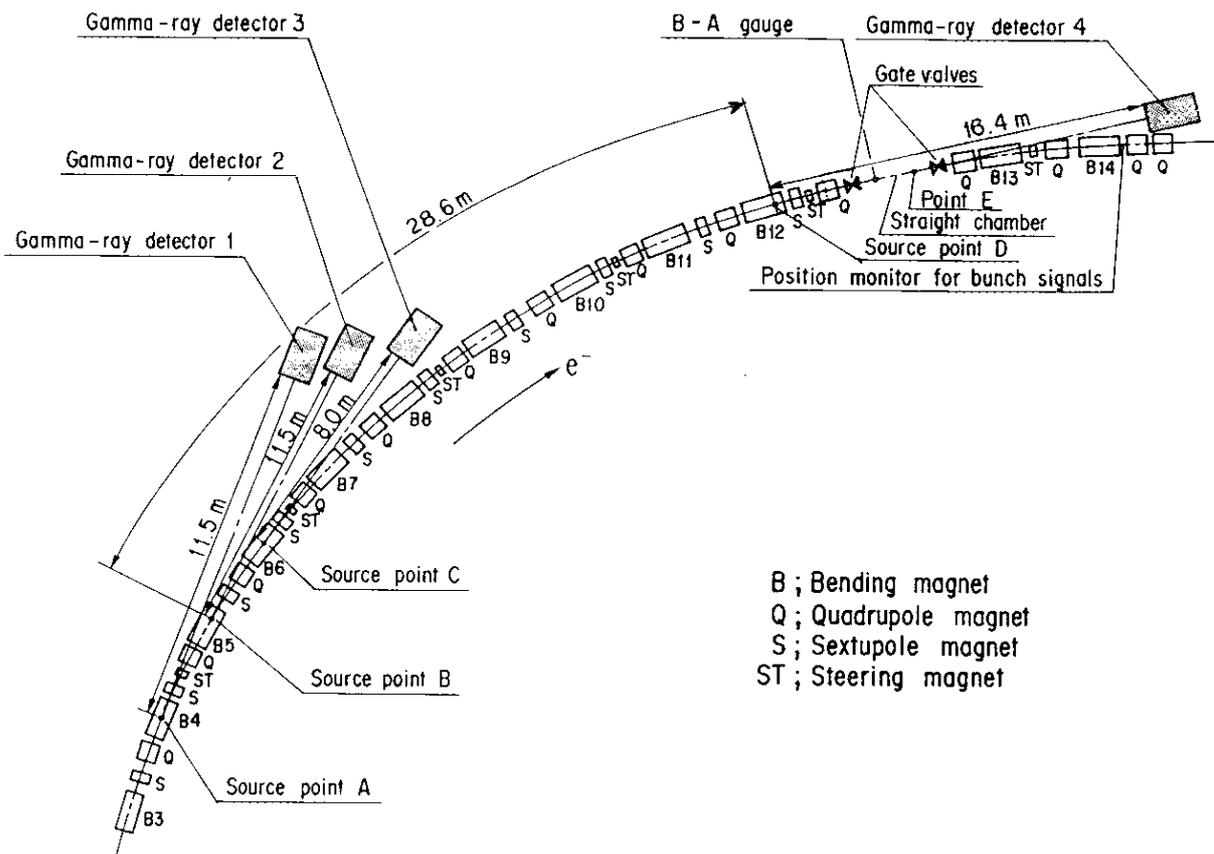


FIG. 1. Schematic drawing of the locations of the bremsstrahlung observation systems.

shielded with lead blocks (thickness 100 mm) except for the detecting slit. The amplified signals from the gamma-ray detectors are transmitted to a digital storage oscilloscope synchronized with bunch signals from a single-bunch electron beam as it passes a position monitor.

### B. Observations of high-energy bremsstrahlung accompanying a sudden decrease in the beam lifetime

If a dust particle passes through the electron beam, it is expected that periodic high-energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam could be observed. If a trapped dust particle in a bending magnetic field makes a horizontal oscillation perpendicular to the orbit of the electron beam as well as a vertical oscillation, one would also expect to find high-energy bremsstrahlung corresponding to the motions of the trapped dust particle. Therefore, two kinds of observations with short time scales ( $1 \mu\text{s}$ ) and long time scales ( $500 \mu\text{s}$ – $1 \text{s}$ ) were carried out.

Figure 2 shows a sudden decrease in the electron beam lifetime and decay of the beam current of a stored electron beam. The initial injected current of the single-bunch beam was 27 mA and the beam energy was 6.5 GeV. The lifetime was 81 min before the sudden decrease. At 14 mA, the

beam lifetime suddenly decreased to 30 min. After that, the lifetime did not recover. Figure 3 shows the signals from gamma-ray detector 2 to be synchronized with the bunch signals from the electron beam when the sudden decrease in the beam lifetime occurred at the beam current of 12 mA.

Figure 4 shows the signal from gamma-ray detector 2 beginning at a beam current of 25 mA when another sudden decrease in the lifetime occurred at a beam current of 21 mA (beam energy 6.5 GeV). The lifetime decreased from 125 to 72 min and did not recover. Signals from gamma-ray detectors 1 and 3 synchronized with the electron beam were also obtained. At 2.5 min after the signals in Fig. 4 were digitized, signals from gamma-ray detector 4 at the straight chamber were observed as shown in Fig. 5. The distance between the source point B for detector 2 and point D at the source area for detector 4 is about 28.6 m.

### C. Theoretical analysis of the motions of a trapped dust particle

It is shown in Ref. 1 that a trapped dust particle mainly makes a horizontal cycloid motion or a horizontal trochoid motion in a bending magnet and that it moves with a several ten m/s in a longitudinal direction. But the

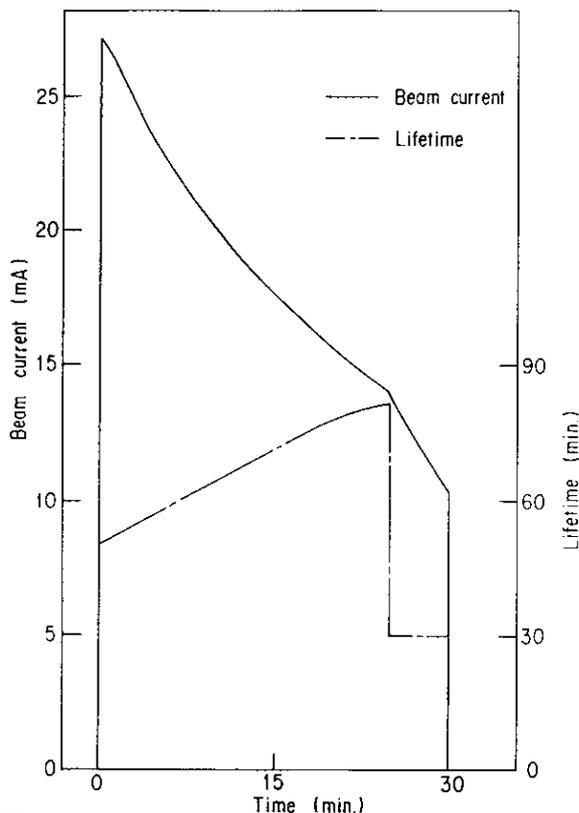


FIG. 2. Step change in the beam lifetime and the beam current for stored electron beam at a beam energy of 6.5 GeV.

measured speed in the longitudinal direction is smaller than the calculated value. We found that a trapped dust particle made a motion consisted of a vertical oscillation and of a horizontal oscillation perpendicular to the orbit of the electron beam caused by the electric field. We also found that the dust particle drifted in a longitudinal direction by the horizontal oscillation in the bending magnetic field.

Figure 6 shows a model of a trapped dust particle.  $X$  is the horizontal direction,  $Y$  is the longitudinal direction, and  $Z$  is the vertical direction.

### 1. Vertical oscillation ( $Z$ direction)

Considering the continuous vertical oscillation as shown in Fig. 6(a) and the developed precise equations

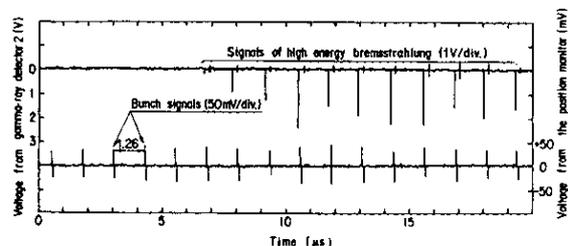


FIG. 3. High-energy bremsstrahlung signals caused by a trapped dust particle, synchronized with the electron beam.

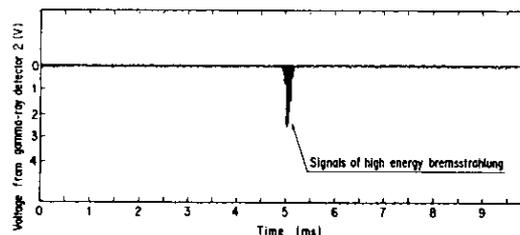


FIG. 4. High-energy bremsstrahlung signals caused by a dust particle passing through the periphery of the orbit of the electron beam. The horizontal scale is 500  $\mu$ s/division.

based on Ref. 1, the vertical velocity  $\dot{Z}$  in the first process, where  $Z$  is the distance between the dust particle and the center of the electron beam, is given by

$$Z = [V_2^0 - 2Z_2QE_z t_1(X_x - X)/(X_x m t_2) \times \ln(Z/r_b) - 2g(Z - r_b)]^{1/2}. \quad (1)$$

Here  $Q$  is the charge deposited on the dust particle,  $E_z$  the electric field in the vertical direction at  $Z=Z_2$ ,  $m$  the mass of the dust particle,  $t_1$  the time interval while the electron bunch is over the dust particle,  $t_2$  the revolution time of the electron bunch,  $r_b$  the radius of the electron beam,  $g$  the acceleration due to gravity,  $Z_2$  the vertical distance between the wall of the chamber and the center of the electron beam,  $X_x$  the horizontal distance between the wall of the chamber and the center of the electron beam,  $X$  the maximum distance of the horizontal oscillation, and  $V_0$  the initial velocity in the vertical direction at  $Z = r_b$ . As shown in Fig. 6(a), the velocity  $\dot{Z}$  at  $Z = Z_1$  is 0.

In the second process, the calculated vertical velocity at  $Z = r_b$  is  $V_0$ .

In the third process, the vertical velocity  $\dot{Z}$  at the distance  $Z$  is given by

$$\dot{Z} = - [V_0^2 - 2Z_2QE_z t_1(X_x - X)/(X_x m t_2) \times \ln(Z/r_b) + 2g(Z - r_b)]^{1/2}. \quad (2)$$

As shown in Fig. 6(a), the vertical velocity  $\dot{Z}$  at  $Z = Z_2$  is 0.

In the fourth process, the calculated vertical velocity  $\dot{Z}$  at  $Z = r_b$  is  $V_0$ .

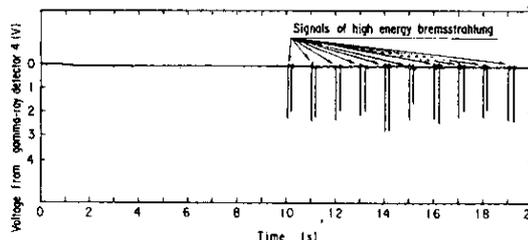


FIG. 5. High-energy bremsstrahlung signals caused by a dust particle passing through the orbit of the electron beam. The horizontal scale is 1 s/division.

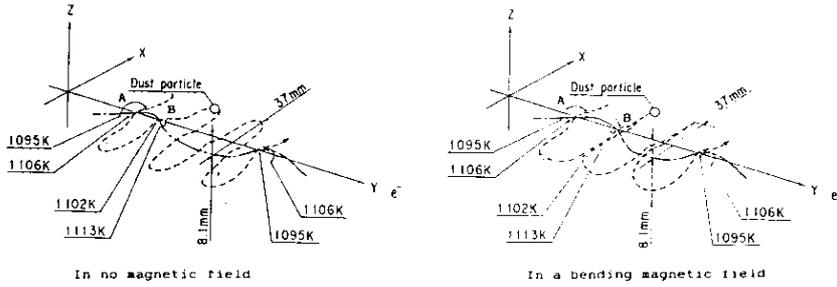


FIG. 6. A model for trapped dust particle motions.



For example, setting  $QE_z/m$  to be  $1.85 \times 10^5$  Newton/kg,  $t_1 = 6.67 \times 10^{-11}$  s,  $t_2 = 1.26 \times 10^{-6}$  s,  $X_x = 0.045$  m and  $X = 0.037$  m as shown in Sec. II C 2, the calculated vertical velocity at  $r_b = 0.7$  mm is 0.244 m/s, and the distances  $Z_1$  and  $Z_2$  are calculated to be about 1.2 and 8.1 mm, respectively. The calculated period of the vertical oscillation is 1 s.

## 2. Horizontal oscillation (X direction) and motion in the longitudinal direction (Y direction)

When the angular frequency of the horizontal oscillation in the  $X$  direction is  $\omega_x$  and the horizontal distance between the dust particle and the center of the electron beam is  $X$ , as shown in Ref. 1,  $X\omega_x^2$  is given by

$$X\omega_x^2 = (QE_x/m)(t_1/t_2)X_x/X, \quad (3)$$

where  $E_x$  is the horizontal electric field at  $X = X_x$  and  $X_x$  is the distance between the center of the electron beam and the wall of the beam chamber. When the bending magnetic field is  $B_z$ , the angular frequency  $\omega_c$  is given by

$$\omega_c = (Q/m)B_z. \quad (4)$$

Considering the balance of forces in the  $X$ - $Y$  plane in Fig. 6(b), accelerations  $\ddot{X}$  and  $\ddot{Y}$  are given by Eqs. (5) and (6) as in Ref. 1:

$$\ddot{X} = -\omega_x^2 X + \omega_c \dot{Y}, \quad (5)$$

$$\ddot{Y} = -\omega_c \dot{X}. \quad (6)$$

As shown in Appendix A, the velocity  $\dot{Y}_{0c}$  of the oscillation center in the  $Y$  direction in the constant bending magnetic field is given by Eq. (7) as the same resolution in Ref. 2:

$$\dot{Y}_{0c} = \omega_c \omega_x^2 (\dot{Y}_0/\omega_c + X_0)/(\omega_x^2 + \omega_c^2), \quad (7)$$

where  $\dot{Y}_0$  is the initial velocity in the  $Y$  direction and  $X_0$  is the initial distance in the  $X$  direction. When the maximum

distance between the dust particle and the center of the electron beam is  $X$ , the velocity  $\dot{X}$  at  $X = r_b$  is given by

$$\dot{X} = [2X_x QE_x t_1 / (m t_2) \ln(X/r_b)]^{1/2}. \quad (8)$$

For example, when  $QE_z/m$  is the  $1.85 \times 10^5$  Newton/kg shown in Sec. II C 1, the calculated  $QE_x/m$  is  $9.87 \times 10^4$  Newton/kg. If  $X = 0.037$  m, the calculated velocity  $\dot{X}$  at  $X = r_b$  is 1.26 m/s and the period of the horizontal oscillation in the  $X$  direction is about 0.4 s. Setting the initial velocity  $\dot{Y}_0$  and the  $Y$  direction to be 0.190 m/s and the initial position  $X_0$  to be 0, the calculated velocity for the oscillation center is 0.190 m/s, according to Eq. (7).

## 3. Temperature of a trapped dust particle

From the results of observations of high-energy bremsstrahlung, we impute that the motions of a trapped dust particle consist of a vertical oscillation and of a horizontal oscillation; therefore, it is expected that the trapped dust particle interacts with the periphery of the electron beam when it is near points A and B shown in Fig. 6.

For example, as shown in Fig. 6, if the dust particle interacts at points A and B corresponding to the vertical oscillation shown in Sec. II C 2, and if the spherical dust particle (in 0.5 mm diameter) is made of TiC like the dust particles collected in a beam chamber, the tip ( $1.4 \times 10^{-3}$  mm $^2 \times 0.005$  mm) of the dust particle interacts only at the points. If the dust particle passes through the periphery (0.19 mm wide) of the electron beam, the calculated transit time  $\Delta t$  is 0.15 ms, using  $\dot{X} = 1.26$  m/s. The half period of the horizontal oscillation is 200 ms. When the energy loss caused by the trapped dust particle passing through the electron beam becomes more than 1% of the energy of the accelerated electron, the electron is lost. If the tip of the dust particle is in the electron beam of the beam energy 6.5 GeV for one second, the calculated rate of decrease of the number of the electrons  $P$  is 0.327. Therefore, the rate of

decrease of the number of electrons in one second  $\Delta P$  caused by the oscillatory dust particle is given by

$$\Delta P = n(1/T)P\Delta t, \quad (9)$$

where  $n$  is the number of dust particles passing through the electron beam per second and  $T$  is the period of the vertical oscillation. Setting  $n = 2$  and  $T = 1$ , the calculated rate of decrease  $\Delta P$  is 0.000 098 1, using Eq. (9). The rate of decrease per pass is about 0.000 049.

If the evaporation temperature of TiC at  $10^{-8}$  Torr is 2500 K and the energy deposited on the dust particle is 3.2 keV, the temperature increase of the tip of the dust particle passing through the electron beam (beam current 20 mA) during the interaction time  $\Delta t$  is 98 000 °C, higher than the evaporation temperature and the tip is destroyed. If the energy is deposited on the spherical dust particle, the temperature increase is 11 °C and the dust particle is not destroyed. If the heat deposited on the dust particle is radiated and the radiation rate  $\epsilon$ , is 0.1, the calculated cooling time of the dust particle from 2500 to 2489 K is 19 ms, using Eq. (10):

$$1/T_L^3 - 1/T_H^3 = (3S\epsilon\sigma)\tau/(V\rho c_0), \quad (10)$$

where  $T_L$  is the lower temperature of the dust particle,  $T_H$  the corresponding higher temperature,  $S$  the surface area of the dust particle,  $\sigma$  the Stefan-Boltzmann constant,  $V$  the volume of the dust particle,  $\rho$  the density,  $c_0$  the specific heat of the dust particle, and  $\tau$  the cooling time from  $T_H$  to  $T_L$ .

#### D. Discussion

If a trapped dust particle makes a horizontal oscillation combined with a vertical oscillation as shown in Sec. II C, it can be said that the signals of 0.15 ms duration shown in Fig. 4 come from the high-energy bremsstrahlung shown in Fig. 3 on the wider time range. Further, it can be said that the signals shown in Fig. 5 come from the signals shown in Fig. 4 on wider time range. Figure 4 shows the interaction time per pass of the dust particle. Figure 5 shows that the dust particle made the motion consisting of a horizontal oscillation perpendicular to the orbit of the electron beam and of the vertical oscillation, and that the half period of the horizontal oscillation is about 200 ms and the time interval of the vertical oscillation is 1 s.

The actual variation in the beam lifetime is calculated to be 0.000 098 per second, coinciding with the calculated rate of decrease  $\Delta P$ . From the observations, the average velocity in the longitudinal direction was 0.190 m/s. This velocity coincides with the calculated result based on our theory, shown in Sec. II C. If the force acting on the dust particle in the longitudinal direction is generated by the collision between the dust particle and the electron beam,<sup>3</sup> the calculated velocity is about  $1 \times 10^{-4}$  m/s per interaction and the velocity becomes 0.12 m/s after 10 min trapping. For the temperature of the dust particle, assuming that the temperature of the dust particle before the first interaction to be 1095 K, the temperature increases to 1106 K after the first interaction. After the 200 ms of the half

period for the horizontal oscillation, the temperature decreases to 1102 K. After the second interaction, the temperature of the dust particle decreases from 1113 to 1095 K over the period of 800 ms as shown in Fig. 6. Therefore, the whole dust particle is not destroyed by the heat. The initial condition of the dust particle to be trapped from the beam chamber in the TRISTAN accumulation ring was  $QE_e/m = 1.85 \times 10^5$  shown in Ref. 1. If photons are deposited on the trapped dust particle or if interactions between the trapped dust particle and the electron beam occur, it can be seen that the dust particle becomes more positively charged. But secondary electrons ejected from the wall of the chamber by photons are also deposited on the dust particle, decreasing the positive charge of the dust particle. Therefore, it can be seen that  $QE_e/m$  of the dust particle moving around the electron beam arrives at an equilibrium, somewhat less than the initial condition of  $QE_e/m$ . It can be concluded that the trapped dust particle mainly makes a horizontal oscillation with a slow vertical oscillation caused by electric field and that the longitudinal motion of the trapped dust particle depends on the horizontal oscillation and on the bending magnetic field as shown in our newly developed theory.

### III. AN EXPERIMENT TO TRAP DUST PARTICLES IN THE ELECTRON BEAM IN THE TRISTAN ACCUMULATION RING

Previous studies, such as Ref. 1, had not shown periodic high energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam nor had tests for dust particles trapping in the electron beam experimentally. Therefore, we carried out an experiment to observe with a gamma-ray detector "sample dust particles" trapped in the electron beam. Dust particles collected from the beam chamber and an ion pump were used. The material collected in the beam chamber was composed of dust made of organic matter containing TiC coming from an ion pump, and dust particles made of aluminum (A6063) left from the beam chamber processing and welding, as reported in Ref. 1.

#### A. Experimental apparatus

Figure 7 shows a schematic drawing of the sample holder and cover to prevent the sample dust particles from being trapped in the electron beam. The sample dust particles are placed in two holes in the holder made of aluminum alloy (A2219). The holder is fixed to an aluminum flange with a rod made of stainless steel. The flange and the linear motion feedthrough are mounted on the sample support chamber. The cover made of aluminum alloy (A2219) is connected to the linear motion feedthrough with a stainless steel arm. The stepping motor and pulleys are mounted on the sample support chamber and the rotary motion generated by the stepping motor is transmitted to the rotary driver of the feedthrough with a belt. Thus, the sample holder can be covered and uncovered. The sample holder in turn is exposed to the beam chamber through a slit. All of the aluminum parts used in ultrahigh vacuum were machined in an argon and oxygen atmosphere.<sup>4</sup> All

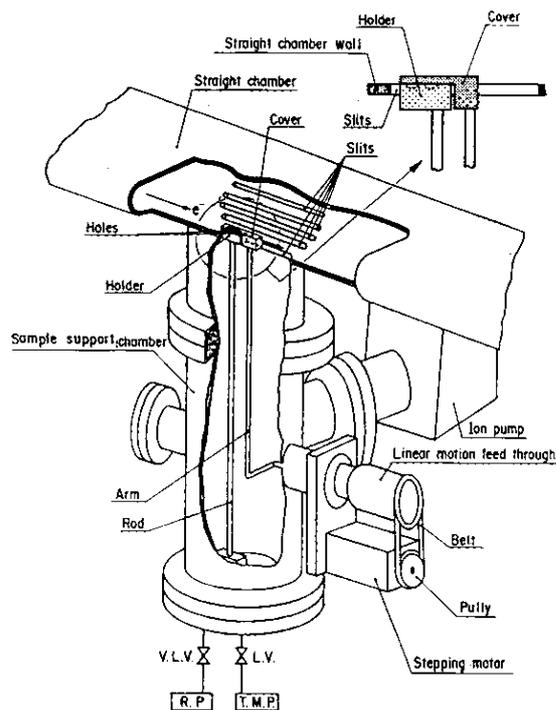


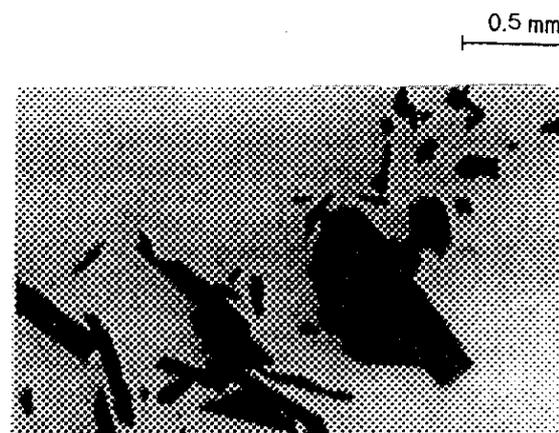
FIG. 7. Schematic drawing of the sample dust holder for an experiment to trap the dust particles in the electron beam.

the stainless steel parts and fasteners were treated with acids and degassed at 300 °C for 24 h before assembly.

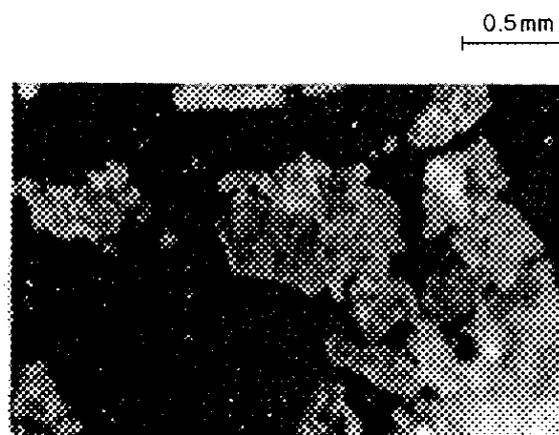
As shown in Fig. 1, the sample holder was installed at point E in the straight chamber so there was no magnetic field. Gate valves (G.V.) are mounted at both ends of the straight chamber. The pumping system consists of a rotary pump (R.P.) with a variable leak valve (V.L.V.), a 50 l/s turbomolecular pump (T.M.P.) with an L-type valve (L.V.), and a 125 l/s ion pump (I.P.) as shown in Fig. 7. During evacuation, the variable leak valve was opened slowly to prevent the sample dust particles from scattering. Another chamber with a B-A gauge and a 125 l/s ion pump is mounted on the straight chamber to monitor the pressure in the straight chamber. High-energy bremsstrahlung caused by interactions between trapped dust particles and the electron beam can be observed with gamma-ray detector 4.

## B. Experiment and results

The sample dust particles ranged from 0.05 to 1 mm in size. The total number of dust particles was about 20. Half of the dust particles were made of organic matter, shown in Fig. 8(a); they were put into one hole of the sample holder and the other half made of aluminum alloy, shown in Fig. 8(b), were put into the other hole. After the sample support chamber was mounted on the straight chamber, the sample support chamber and the straight chamber were pumped down slowly by the rotary pump through a variable leak valve. From 0.01 Torr to the order of  $10^{-8}$  Torr,



(a)



(b)

FIG. 8. Photographs of the sample dust particles. (a) Organic matter containing TiC. (b) Aluminum alloy collected in a beam chamber.

the turbomolecular pump was used. Then the L-type valve was closed and the two ion pumps were energized. After that, the gate valves were opened.

After continuous operation of the TRISTAN accumulation ring for one week, the experiment was started. When the cover of the sample holder was opened, the beam lifetime at a beam current of 21.5 mA suddenly dropped from 87 to 65 min as shown in Fig. 9. At the same time, periodic high-energy bremsstrahlung synchronized with the electron beam was also observed with gamma-ray detector 4 as shown in Fig. 10. On the sudden decrease in the beam lifetime, the pressure increased to  $2 \times 10^{-8}$  Torr from the normal pressure of  $1.8 \times 10^{-8}$  Torr. After that, the beam lifetime recovered slowly for about 3 min.

After the operation of the ring was stopped, the gate valves were closed and nitrogen gas was slowly introduced into the chamber. It was found that the sample dust particles had disappeared from the holder.

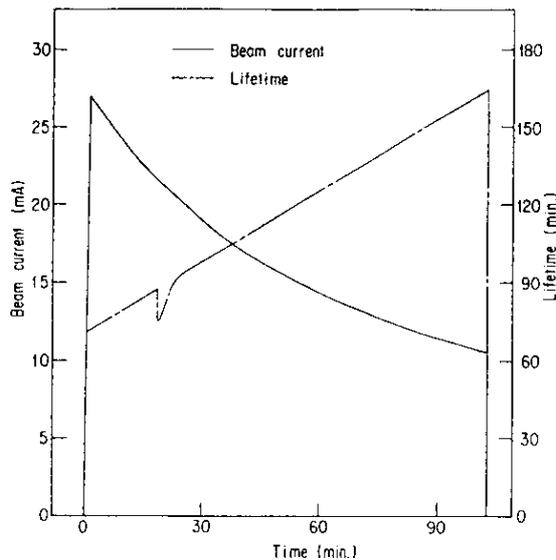


FIG. 9. Change in the beam lifetime of the stored electron beam at the beam energy of 6.5 GeV. The beam lifetime recovered within 3 min.

### C. Discussion

The high-energy bremsstrahlung as shown in Fig. 10 closely resembles that in Fig. 2. Thus it is obvious that dust particles in the beam chamber can be trapped by the electron beam and the interactions between dust particles and the electron beam can cause these signals. It can be expected that the momentary decrease in the beam lifetime was caused by the destruction of the sample dust particles. If a dust particle interacts with the electron beam without the presence of a magnetic field, and if the charge deposited on the dust particle is increased by the interaction, then the dust particle makes a dampened vertical oscillation proportional to secondary electron emission from the dust particle, as shown in Ref. 1. When the period of the vertical oscillation is shorter than the cooling time of the trapped dust particle, the temperature of the dust particle is in-

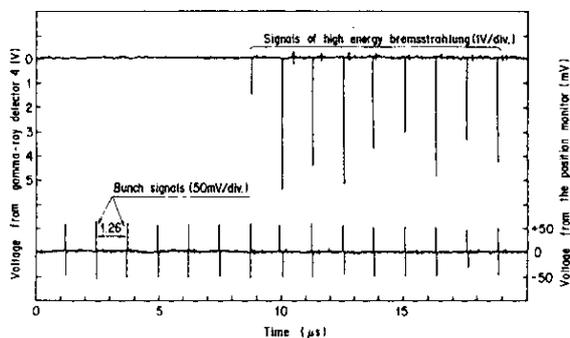


FIG. 10. High-energy bremsstrahlung signals caused by sample dust particles (organic matter) trapped in the electron beam, synchronized with the electron beam.

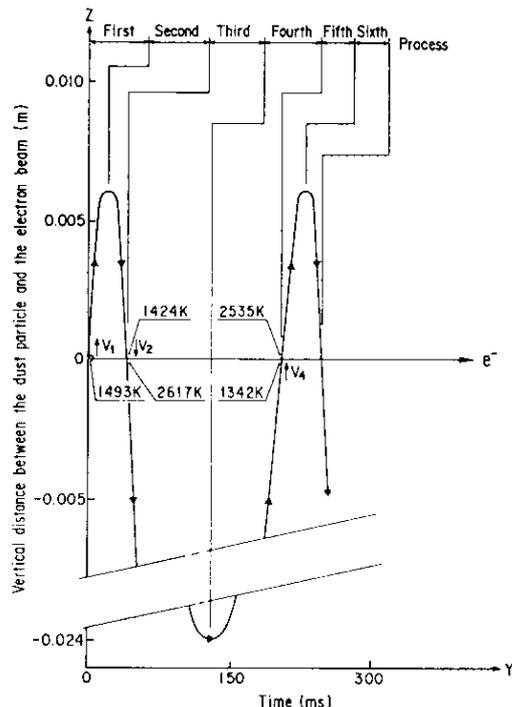


FIG. 11. A calculated vertical motion for a trapped dust particle in a magnetic field-free region.

creased by the heat deposited from the electron beam shown in Fig. 11. When the temperature becomes higher than the evaporation temperature, the trapped dust particle is destroyed.

Assuming that the initial value of  $QE_x/m$  is  $1.85 \times 10^5$  (the minimum value to be trapped in the ring), and that the tip of the dust particle ( $0.04 \times 0.05 \times 0.005$  mm) passes through the periphery of the electron beam (0.14 mm wide), the calculated interaction time with the electron beam is about 0.13 ms. Assuming that the dust particle (1 mm  $\times$  0.045 mm  $\times$  0.005 mm) is made of TiC and that the rate of decrease of the number of electrons is 0.155 for 1 s of the dust particle staying in the electron beam, the temperature increase of the dust particle transiting the periphery of the electron beam during the interaction time of 0.13 ms is 911 °C. Consequently, at the fourth interaction, the dust particle will be completely destroyed as shown in Fig. 11. The total rate of decrease of the number of electrons for the three interactions approximately coincides with the actual variation (0.000 06 per second) in the beam lifetime. As the calculated beam current loss is 0.0013 mA ( $21.5 \times 0.000 06$ ), the beam current loss is too small to appear as a variation in the beam current curve shown in Fig. 9. As the pressure rise in the straight chamber was observed during the recovery in the lifetime, one can assume that gas was produced from trapped dust particle during the destruction of the dust particle. It can also be expected that some fragments produced during the destruction of the dust particle interact with the electron beam again. Therefore, the beam lifetime did not recover promptly from the

gas and the fragment generation. In the observations of the dust trapping phenomena, gas from trapped dust particles was not observed. This may be because the gas from trapped dust particles interacting even many times is still too little to be detected with the vacuum gauge.

The experiments of this kind were carried out nine times in the ring and high-energy bremsstrahlung were observed four times. It is found that all of dust particles in the beam chamber can not be always trapped.

#### IV. DISCUSSION

After sudden decreases in the beam lifetime in the TRISTAN accumulation ring, it is often observed that the beam lifetime does not recover. It was found that a trapped dust particle is not necessarily destroyed by the heat from the electron beam, since in "single-bunch" operation in the TRISTAN accumulation ring with a beam current of less than 30 mA, there are observable horizontal and vertical oscillations of the trapped dust particle. It was also found that a trapped dust particle could be destroyed when the dust particle was released directly under the electron beam with no magnetic field, as shown in Sec. III.

We expect that most trapped dust particles can be destroyed in other storage rings such as synchrotron radiation sources, because they have multibunch operations and beam currents of several hundred mA. In the Super ACO, small beam current losses were observed momentarily and it was reported that these momentary beam current losses were caused by the momentary destruction of trapped dust particles in a multi-bunch operation with a beam current of less than 400 mA.<sup>5</sup> Therefore, we have made some rough estimates of the occurrence of dust trapping phenomena in two electron storage rings (Spring-8 in Japan and SRRC in Taiwan), as given in Appendix C. The result is that small beam current losses due to trapped dust particles will be momentarily observed in the two rings, contrasting with the observations of the TRISTAN accumulation ring.

If single-bunch operation in an electron accumulation ring is carried out after a multi-bunch operation with the same beam current per bunch, we can predict that dust particles in the beam chamber can be destroyed by the heat from the electron beam and that the melted dust particles will adhere tightly to the chamber wall. Consequently, the ring can be cleaned up.

It is important to prevent dust particles from being trapped in the electron beam, as shown in Ref. 1. Thus, it is necessary to prevent dust particles from being produced in the vacuum chamber and to prevent dust particles from the external environment from entering the system. This requires the use of ultraclean technology.<sup>6,7</sup>

It can be concluded that high-energy bremsstrahlung observed in the TRISTAN accumulation ring was caused by interactions between a trapped dust particle and the electron beam when a sudden decrease in the beam lifetime occurred. We conclude from the observations and experiment that dust particles in the beam chamber can be trapped in the electron beam and such trapped dust particle makes both horizontal and vertical oscillations which are mainly influenced by the electric field of the electron

beam. When a dust particle directly under the electron beam is trapped at no magnetic field, the dust particle makes a vertical oscillation. Furthermore, a trapped dust particle moves in the longitudinal direction. But it is unclear whether the longitudinal motion of a trapped dust particle is dominated by the horizontal oscillation and by a bending magnetic field. It is important to find the effective force acting on a trapped dust particle in the longitudinal direction.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Professor Y. Kimura and Professor S. Kurokawa, and Associate Professors H. Hirayama and K. Kanazawa for their helpful suggestions. The authors also wish to thank to Professor K. Endo, Dr. K. Hyodo, and Technician Mr. Y. Osawa for their help in setting up the gamma-ray detectors, and Associate Professors M. Yoshioka, and S. Kamada, Dr. J. Urakawa, Dr. E. Kikutani, and Dr. T. Kawamoto for their help in the operation of the ring, and Technicians Mr. M. Shimamoto, Mr. M. Sato, and Mr. M. Nakagawa for their generous support. Finally, the authors would like to thank Mr. R. Bissonnette for corrections to this manuscript.

#### APPENDIX A

Considering the force balance in the  $X$ - $Y$  plane was shown in Fig. 6(b), accelerations  $\ddot{X}$  and  $\ddot{Y}$  can be given by Eqs. (5) and (6). Assuming that the trapped dust particle drifts in a cycloid motion or in a trochoid motion, Eqs. (5) and (6) can be transformed by:

$$X = X_c - R \sin(\chi t + \alpha), \quad (\text{A1})$$

$$Y = Y_c - R\rho \cos(\chi t + \alpha), \quad (\text{A2})$$

where  $X_c$  and  $Y_c$  are the positions of the oscillation center, and  $\chi$  and  $\alpha$  are constants. The value of  $\rho$  is constrained to be positive, as  $\rho > 0$ . Assuming that the oscillation centers  $X_c$  and  $Y_c$  do not change rapidly, the velocity  $\dot{X}_c$  can be set to zero. Substituting time derivatives of  $X$  and  $Y$  into Eqs. (5) and (6), Eqs. (A3) and (A4) can be obtained. From Eq. (5)

$$\omega_c \dot{Y}_c - \omega_x^2 X_c = (R\chi^2 - \omega_x^2 R - \omega_c R\rho\chi) \sin(\chi t + \alpha). \quad (\text{A3})$$

From Eq. (6),

$$R\rho\chi^2 = \omega_c R\chi. \quad (\text{A4})$$

The following relations can be obtained from Eqs. (A3) and (A4):

$$\rho\chi = \omega_c, \quad (\text{A5})$$

$$\chi^2 - \omega_x^2 - \omega_c^2 = 0, \quad (\text{A6})$$

$$\omega_c \dot{Y}_c = \omega_x^2 X_c. \quad (\text{A7})$$

The initial conditions  $X_0$ ,  $\dot{X}_0$ ,  $Y_0$ , and  $\dot{Y}_0$  for  $X$ ,  $X_c$ ,  $Y$ , and  $Y_c$  at  $t = 0$  are given by the following equations:

$$X_0 = X_{0c} - R \sin(\alpha), \quad (\text{A8})$$

$$\dot{X}_0 = -R\chi \cos(\alpha), \quad (\text{A9})$$

$$Y_0 = Y_{0c} - R\rho \sin(\alpha), \quad (\text{A10})$$

$$\dot{Y}_0 = \dot{Y}_{0c} + R\rho\chi \sin(\alpha). \quad (\text{A11})$$

Substituting Eqs. (A5) and (A8) into Eq. (A11),  $\dot{Y}_0$  becomes:

$$\dot{Y}_0 = \dot{Y}_{0c} + \omega_c(X_{0c} - X_0). \quad (\text{A12})$$

Substituting Eq. (A12) into Eq. (A7),  $\dot{Y}_{0c}$  becomes:

$$\dot{Y}_{0c} = \omega_c \omega_x^2 (\dot{Y}_0 / \omega_c + X_0) / (\omega_c^2 + \omega_x^2). \quad (\text{A13})$$

## APPENDIX B

The vertical oscillation of a trapped dust particle with no magnetic field will be discussed in this section. The calculated initial value of  $QE_z/m$  in the TRISTAN accumulation ring was  $1.85 \times 10^5$  Newton/kg for its minimum value, as shown in Ref. 1, where  $Q$  is the charge deposited on the dust particle,  $E_z$  the vertical electric field caused by the electron beam and  $m$  the mass of the dust particle. The initial vertical velocity of the dust particle ( $QE_z/m = 1.85 \times 10^5$ ) passing through the electron beam was also calculated to be 1.1 m/s. Figure 11 shows a model for vertical motion without horizontal oscillation. The  $Z$  axis is the distance from the center of the electron beam to the dust particle in the vertical direction and the  $Y$  axis is the time scale. In the first process as shown in Fig. 11, the vertical velocity  $\dot{Z}$  at  $Z$  is

$$\begin{aligned} \dot{Z} = & - [V_1^2 - 2Z_2QE_z t_1 / (mt_2) \times \ln(Z/r_b) \\ & - 2g(Z - r_b)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (\text{b1})$$

where  $t_1$  is the time interval ( $6.67 \times 10^{-11}$  s) during which the electron bunch is over the dust particle,  $t_2$  the revolution time ( $1.26 \times 10^{-6}$  s) of the electron bunch,  $r_b$  the radius (here 0.7 mm) of the electron beam,  $g$  the acceleration due to gravity, and  $V_1$  the initial velocity of 1.1 m/s. When  $Z = 0$ , the calculated distance  $Z$  in the vertical direction is about 0.006 m. The time interval is calculated using the distance  $Z$  and the velocity  $\dot{Z}$  with an average acceleration of  $[\ddot{Z} = 2Z_2QE_z t_1 / (Zmt_2) + g]$  of  $76.9 \text{ m/s}^2$ , the duration of the first process is calculated to be 14 ms.

In the second process, the vertical velocity  $V_2$  at the radius of the electron beam is

$$\begin{aligned} \dot{Z} = & - \{2Z_2QE_z t_1 / (mt_2) \times \ln(Z/r_b) \\ & + 2g(Z - r_b)\}^{1/2} = V_2. \end{aligned} \quad (\text{B2})$$

The calculated vertical velocity  $V_2$  is 1.1 m/s. The calculated duration of the second process is about 14 ms, using an average acceleration of  $76.9 \text{ m/s}^2$ .

In the third process, the vertical velocity  $V_3$  is found from  $V_2$ :

$$\begin{aligned} \dot{Z} = & - \{V_2^2 - 2Z_2QE_z t_1 / (mt_2) \times \ln(Z/r_b) \\ & + 2g(Z - r_b)\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{B3})$$

When  $\dot{Z} = 0$ , the calculated distance is about 0.024 m. Setting the average acceleration

$[\ddot{Z} = 2Z_2QE_z t_1 / (Zmt_2) - g]$  to be  $9.8 \text{ m/s}^2$ , the duration of the third process is calculated to be 112 ms.

In the fourth process, the vertical velocity  $V_4$  at the radius of the electron beam is

$$\begin{aligned} \dot{Z} = & [2Z_2QE_z t_1 / (mt_2) \times \ln(Z/r_b) \\ & - 2g(Z - r_b)]^{1/2} = V_4. \end{aligned} \quad (\text{B4})$$

The calculated velocity  $V_4$  is 1.1 m/s. The calculated duration is about 112 ms, using an average acceleration of  $9.8 \text{ m/s}^2$ .

In the fifth process, the calculated distance is 0.006 m at  $\dot{Z} = 0$ . Setting the average acceleration to be  $76.9 \text{ m/s}^2$ , the duration is calculated to be about 14 ms.

In the sixth process, the calculated vertical velocity at the radius of the electron beam is 1.1 m/s. The calculated duration is 14 ms, using an average acceleration of  $76.9 \text{ m/s}^2$ .

Assuming that the dust particle (1 mm  $\times$  0.045 mm  $\times$  0.005 mm) is made of TiC, the temperature increase of the whole dust particle is calculated at  $991^\circ\text{C}$  per pass of 1.3 ms. Given an initial temperature of the dust particle of 300 K, the temperature of the dust particle during the vertical oscillation was calculated. We see that the dust particle was destroyed after the third interaction, as shown in Fig. 11. Using the calculated rate of decrease of the number of electrons 0.155, the variation in the beam lifetime corresponding to three time interaction per second is calculated as 0.000 06.

## APPENDIX C

We give a rough estimate of the occurrence of the dust trapping phenomena in two electron accumulation rings (SPRING-8<sup>8,9</sup> in Japan and SRRC<sup>10,11</sup> in Taiwan).

The maximum energy at the initial beam current of 100 mA is planned to be 8 GeV in the SPRING-8. The circumference of the ring is 1436 m. The vertical distance between the center of the electron beam and the wall of the chamber is 20 mm. The beam current of the single bunch is to be 5 mA, and the bunch number is 20. With a beam size of 0.3 mm in width, 0.1 mm in height and 10 mm in length, the calculated  $QE_z/m$  is  $7.08 \times 10^4$  using the equations in Ref. 1, where  $Q$  is the charge on the dust particle,  $E_z$  the vertical electric field, and  $m$  the mass of the dust particle. If a photon energy of 1 keV is given to the dust particle or if the electric field acting on the dust particle were to be enhanced to be 100 times larger than the calculated electric field, then a dust particle less than 1 mm in size, made of Al or Ti, could be trapped in the electron beam. If the interaction time with the electron beam is larger than about  $10^{-5}$  s, dust particles will be mostly destroyed by the heat deposited on them by the electron beam. Therefore, beam current loss caused by trapped dust particles will be observed momentarily.

The initial beam current in the SRRC is planned to be 200 mA at a beam energy of 1.3 GeV. The circumference of the ring is 120 m. The vertical distance between the center of the electron beam and the wall of the chamber is 19 mm. The beam current in a single bunch is to be 0.5

mA, and the bunch number is 400. With a beam size of 0.22 mm in width, 0.04 mm in height and 7.4 mm in length, the calculated  $QE_p/m$  is 397. If the vertical electric field caused by the electron beam is enhanced by 100 times, a dust particle less than 0.3 mm in size, made of Al or Ti, could be trapped in the electron beam. But the dust particles could be destroyed by the heat of the first transit. A decrease in the beam current will be observed momentarily.

<sup>1</sup>H. Saeki, T. Momose, and H. Ishimaru, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 874 (1991).

<sup>2</sup>Y. Miyahara, K. Takayama, and G. Horikoshi, *Nucl. Instr. Methods*, Tokyo Univ. ISSP A 1914 (1988).

<sup>3</sup>P. Marin, LURE, RT/90-06, Orsay (1990).

<sup>4</sup>H. Ishimaru, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 2439 (1989).

<sup>5</sup>P. Marin, LURE, RT/90-01, Orsay (1990).

<sup>6</sup>T. Ohmi, N. Mikoshiba, and K. Tsubouchi, "Super Clean Room System-Ultra Clean Technology for Submicron Room LSI Fabrication," *ULSI Sci. Technol./1987*, PV87-11 761 (1987).

<sup>7</sup>T. Ohmi, J. Murota, Y. Kanno, Y. Mitui, K. Sugiyama, K. Kawasaki, and H. Kawno, "Ultra Clean Gas Delivery System for ULSI Fabrication and Its Evaluation," *ULSI Sci. Technol./1987*, PV87-11, 805 (1987).

<sup>8</sup>K. Kikuta *et al.* *J. Jpn. Soc. Synchrotron Radiation Res.* **3**, 210 (1990).

<sup>9</sup>*Catalogue of High Energy Accelerators (XIVth International Conference on High Energy Accelerators)*, edited by S. Kurokawa, 82 (1989).

<sup>10</sup>*Catalogue of high Energy Accelerators (XIVth International Conference on High Energy Accelerators)*, edited by S. Kurokawa, 84 (1989).

<sup>11</sup>*SRRC Design Handbook*, edited by SRRC, 1 (1990).

# Experiments to trap dust particles by a wire simulating an electron beam

Hiroshi Saeki,<sup>a)</sup> Takashi Momose, and Hajime Ishimaru  
*National Laboratory for High Energy Physics, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken 305, Japan*

(Received 2 May 1991; accepted for publication 17 June 1991)

Motion of trapped dust particles has been previously analyzed using high-energy bremsstrahlung data obtained during dust trapping in the TRISTAN accumulation ring. Because it is difficult to observe the actual motions of dust particles trapped in an electron beam due to the strong synchrotron light background, we carried out experiments to trap sample dust particles with a Cu wire simulating an electron beam. A negative potential was slowly applied to the wire using a high voltage dc power supply. Motions of dust particles trapped by the wire were recorded with a video camera system. In an experiment using a Cu wire (1.5 mm in diameter) with no magnetic field, the charged dust particle made vertical oscillation about the wire. In another experiment using the same wire but with a vertical magnetic field (0.135 T) simulating a bending magnetic field, both vertical and horizontal oscillating motions perpendicular to the wire were observed. Furthermore, it was found that the dust particle moved in the longitudinal direction of the wire in the bending magnetic field. Therefore, it is expected that charged dust particles trapped by the electric field of the electron beam oscillate vertically where there is no magnetic field in the TRISTAN accumulation ring. It is also expected that trapped dust particles where there is a bending magnetic field oscillate horizontally and vertically as the particle drifts in a longitudinal direction along the ring.

## I. INTRODUCTION

Observations of dust trapping phenomena in the TRISTAN accumulation ring have been carried out previously. It was found that dust particles in the beam chamber were actually trapped in the electron beam.<sup>1,2</sup> From the result of high-energy bremsstrahlung detected during dust trapping and of our theory developed giving the motion of a trapped dust particle, we expect that a trapped dust particle mainly makes a horizontal oscillation perpendicular to the electron beam combined with a slow vertical oscillation, and that a dust particle trapped by the electric field of the electron beam only makes vertical oscillations when there is no magnetic field. The actual rate of decrease in the beam lifetime coincides with the calculated rate of decrease of the number of electrons due to interactions with the horizontally and vertically oscillating trapped dust particle, as shown in Ref. 2.

It is difficult to observe visually motions of a dust particle trapped in the electron beam due to the strong synchrotron radiation background. Therefore, we carried out experiments to observe motions of a dust particle trapped with a Cu wire simulating the electron beam.

## II. EXPERIMENTS AND RESULTS

Two kinds of experiments for trapped dust particles were carried out; first with no magnetic field and then with a vertical magnetic field simulating a bending magnetic field.

### A. Experiments with no magnetic field

Figure 1 shows the experimental apparatus using a Cu wire simulating the electron beam. The diameter of the wire is 1.5 mm. The wire is stretched between the two acrylic plates. The two plates are mounted perpendicularly on an acrylic base plate. A section of a bending magnet chamber (115 mm in length, 90 mm in inner width, A6063) contains the wire "beam" and dust particles. The chamber is mounted on a grounded table. The distance between the center of the wire and the inner surface of the chamber is 24 mm, simulating the geometry of the electron beam and the beam chamber in the TRISTAN accumulation ring. The wire is connected to a high voltage dc power supply (Max.  $-35$  kV). Voltage was slowly applied to the wire using a function generator. To observe the resulting motions of sample dust particles, a video camera was used with a zoom lens (maximum magnifying power 2) connected to a video tape recorder.

The experiments were carried out with sample dust particles composed of Al or organic matter containing TiN and TiC. The dust particles made of organic matter were collected from an ion pump as described in Ref. 1. The size of the dust particles ranged from 0.4 to 0.6  $\mu\text{m}$ . First, the sample dust particles were placed carefully on the inner surface of the chamber, to prevent them from charging. Then, the experiment was started. After the video camera system was running, a voltage was applied to the wire ramping at a rate of  $-70$  V/s. The maximum voltage applied was  $-17.5$  kV. The voltages required for trapping were recorded, as well as the corresponding motions of the dust particles.

Figures 2(a), 2(b), 2(c), and 2(d) show the vertical oscillation of an aluminum dust particle about the wire.

<sup>a)</sup>Department of Accelerator Science, The Graduate University for Advanced Studies, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken 305, Japan.

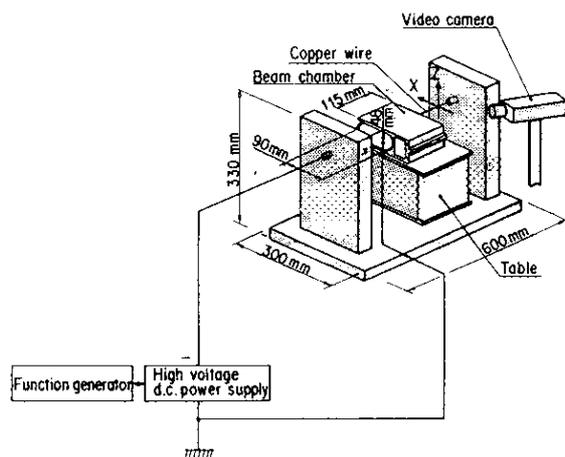


FIG. 1. Schematic drawing of the experimental apparatus using the Cu wire and no magnetic field.

The durations from (a) to (b), (b) to (c), and (c) to (d) were each 33.3 ms. The voltage required to trap the dust particle was  $-9.5$  kV. The distance between the center of

the wire and the peak of the vertical motion was about 21–23 mm. Some of the aluminum dust particles were repelled when the particle touched the wire. However, most of the trapped dust particles made of Al or of organic matter were not repelled because either the dust particle was an insulator (TiC and TiN) or covered with insulator ( $Al_2O_3$ ).

### B. Experiments in a vertical magnetic field

Figure 3 shows the experimental apparatus using the Cu wire with a vertical magnetic field. The magnetic field strength of the permanent magnet made of Fe-Al-Ni is 0.135 T. The magnet is mounted on the table with the beam chamber inside. The chamber is connected to ground. The experimental apparatus except for the magnet was the same one as that described in Sec. II A.

Figures 4(a), 4(b), 4(c), and 4(d) show that the motion consisted of horizontal and vertical oscillations for a dust particle made of Al, this was about 100 ms after the dust particle was trapped at an applied voltage of  $-10.1$  kV. The amplitude of the horizontal oscillation perpendicular to the wire was about 35 mm, as calculated using the angle measured between the wire and the video camera as

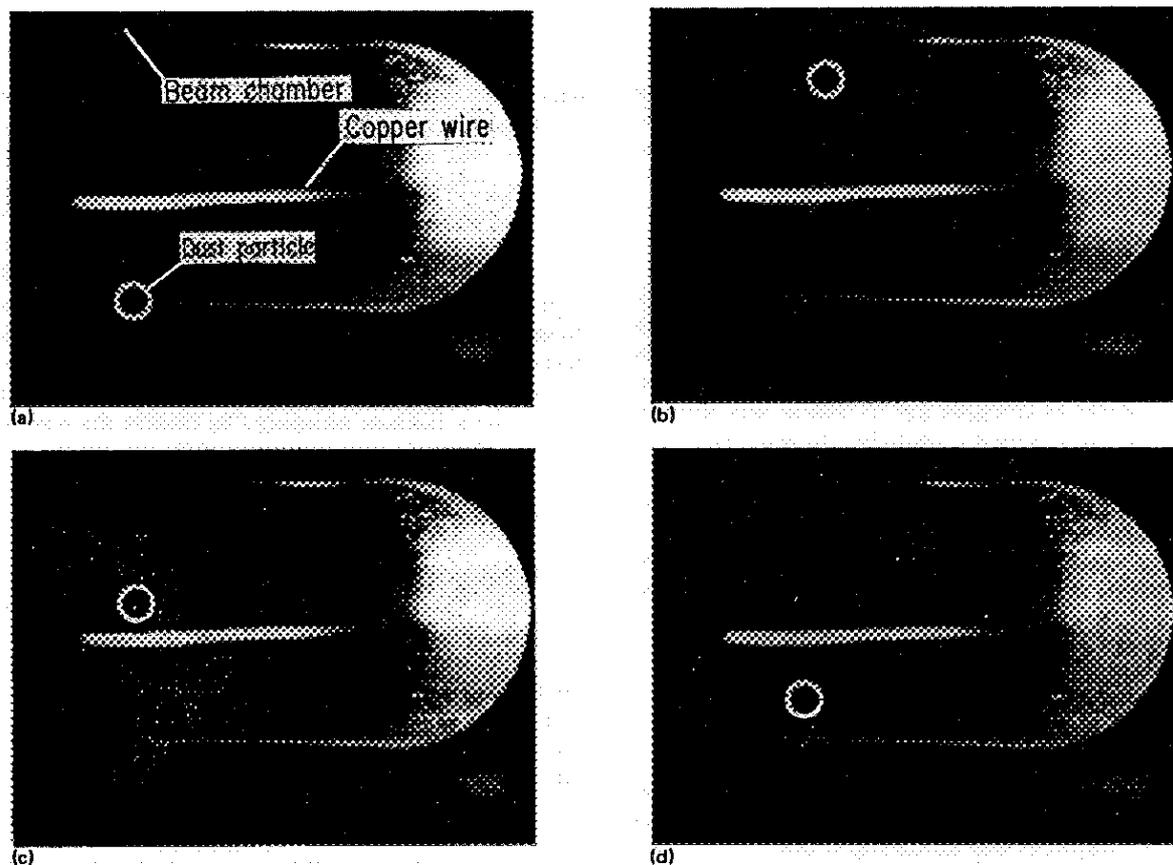


FIG. 2. Vertical motion of the charged dust particle made of Al. (a) The beginning of the dust particle entrapment. (b) The dust particle is nearly at the peak of its vertical oscillation. (c) The dust particle is passing near the wire. (d) The dust particle is at the bottom of the vertical oscillation.

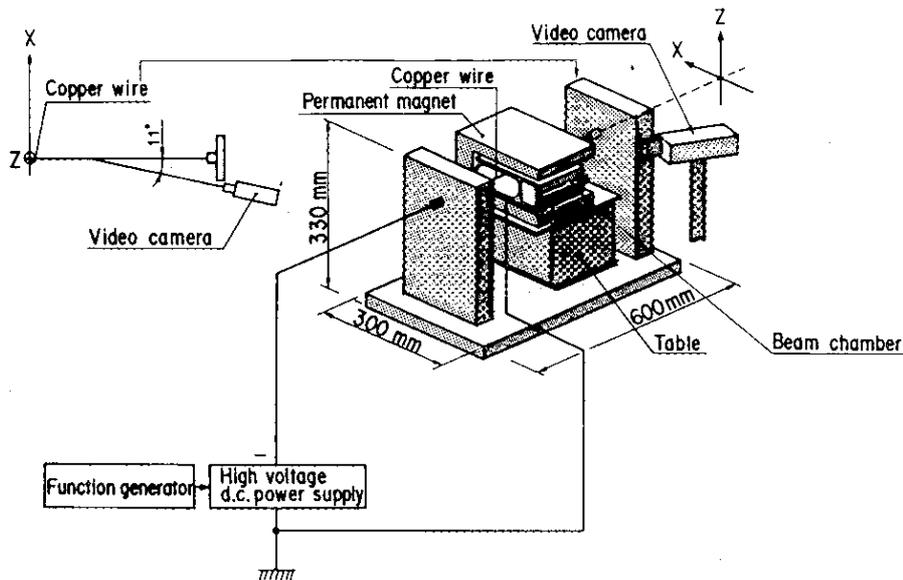


FIG. 3. Schematic drawing of the experimental apparatus with a vertical magnetic field.

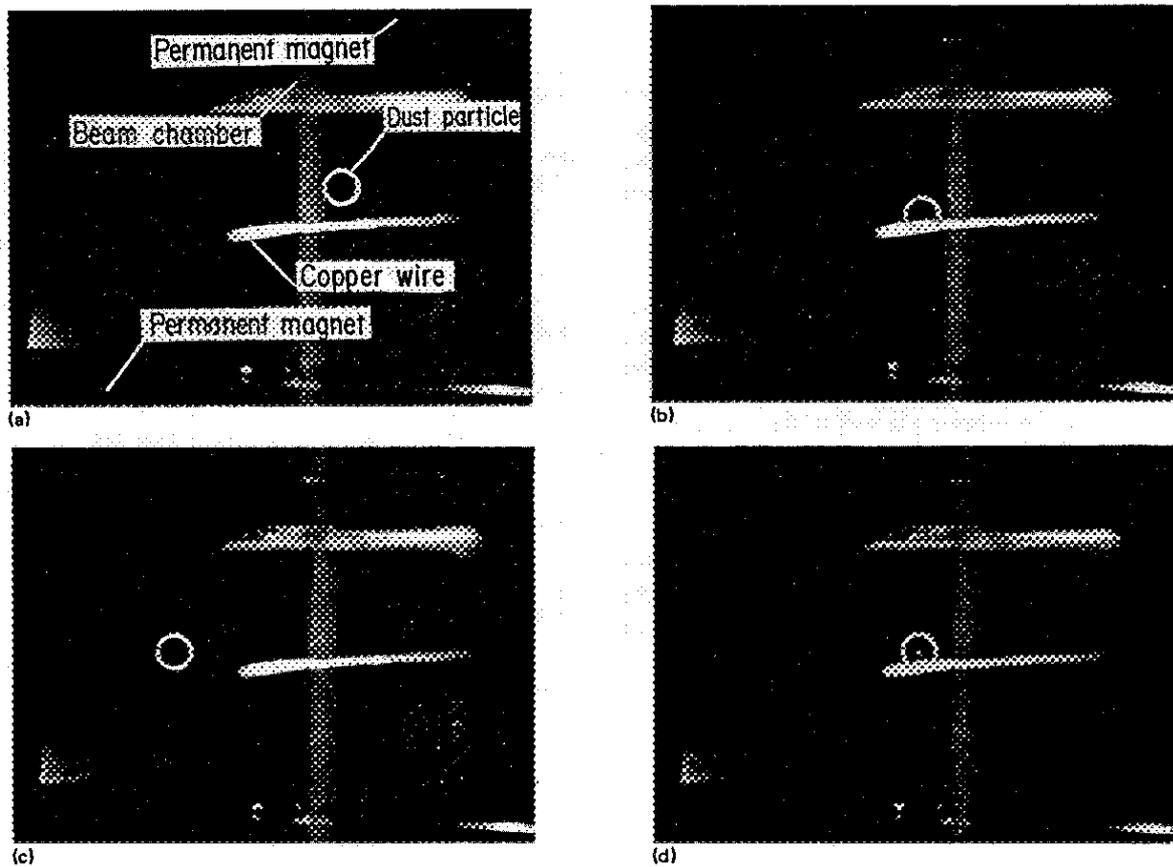


FIG. 4. Motions of the trapped dust particle made of Al in the vertical magnetic field. The motion perpendicular to the wire consists of horizontal and vertical oscillations. The dust particle drifts in the longitudinal direction of the wire. (a) The trapped dust particle is nearly over the Cu wire, moving in the right-hand direction of the photograph. (b) The dust particle moves to the left. (c) The dust particle moves to the right. (d) Nearly over the wire.

shown in Fig. 3. The duration from (a) to (d) was about 100 ms. The vertical distance between the center of the wire and the peak of the vertical motion was about 8 mm. The dust particle soon escaped to the righthand direction of Fig. 4(d). When using dust particles made of organic matter, the motion consisted of vertical oscillations and horizontal oscillations were also observed.

### III. DISCUSSION

It was found that a charged dust particle picked up from directly under the wire mainly makes a vertical oscillation when there is no magnetic field; and that it mainly makes a horizontal oscillation with a small vertical oscillation when there is a bending magnetic field.

If a conducting dust particle is a sphere of diameter  $d$  resting on a conducting plate, and if it is in an electric field which is approximately parallel, then the force  $F$  acting on the dust particle to pull it up is given by Eq. (1), from Ref. 1:

$$F = 3.78 \times 10^{-11} \times V^2 / [Z \times \ln(Z/r_b)]^2 \times d^2, \quad (1)$$

where  $V$  is the applied voltage,  $Z$  the vertical distance between the center of the wire and the dust particle, and  $r_b$  the radius of the wire. If the force  $F$  is larger than  $m \times g$ , the particle will be pulled up, where  $m$  is the mass of the dust particle and  $g$  the acceleration due to gravity. The charge  $Q$  induced on the dust particle by the vertical electric field  $E_z$  is given by

$$Q = 4.67 \times 10^{-11} \times E_z \times d^2. \quad (2)$$

The electric field is influenced by the surface of the chamber and by the size of the dust particle.<sup>3</sup> Now if the actual electric field were 10 times larger than the calculated nominal value or if the charge deposited on the dust particle were 100 times larger than that calculated from Eq. (2), then setting  $V = 9.5$  kV at  $Z = 24$  mm and  $d = 0.5$  mm, the calculated force  $F$  would be  $1.82 \times 10^{-5}$  Newton, which is larger than  $m \times g = 1.73 \times 10^{-6}$  Newton. Therefore, the dust particle would be pulled up. When the dust particle is above the wire in the vertical plane, setting the vertical distance between the wall of the chamber and the center of the wire to be  $Z_x$  and the initial vertical velocity at  $Z = r_b$  to be  $V_x$ , the vertical velocity  $Z$  is given by  $Z = [-2Z_x Q E_x / m \times \ln(Z/r_b) - 2g(Z - r_b) + V_x^2]^{1/2}$ .

(3)

When  $E Q_z = F = 1.82 \times 10^{-5}$  Newton and  $m = 1.76 \times 10^{-7}$  kg ( $d = 0.5$  mm), the calculated initial velocity at  $Z = r_b$  is 4.10 m/s. Using this initial velocity, the vertical velocity  $Z$  at  $Z = 20.3$  mm is calculated to be about zero

and the calculated duration corresponding to the motion as shown in Fig. 2 is about 80 ms. The observed duration of 100 ms is near the calculated value.

For the horizontal oscillation perpendicular to the wire, the velocity  $X$  at  $X = r_b$  in the  $X$ -direction (see Fig. 3) is given by

$$\dot{X} = [-2X_x Q E_x / m \times \ln(X/r_b) + V_x^2]^{1/2}, \quad (4)$$

where  $X_M$  is the maximum horizontal distance between the dust particle and the center of the wire,  $X_x$  the horizontal distance between the wall of the chamber and the center of the wire,  $E_x$  the horizontal electric field, and  $V_x$  the initial velocity at  $X = r_b$ . When  $V = -10.1$  kV as in Figs. 4,  $Q E_x / m$  is calculated to be 11.7 Newton/kg, if we use the factor 22 of enhancement as shown in the example for vertical oscillation. Setting the maximum distance  $X$  to be 35 mm, the velocity  $X$  at  $X = r_b$  is calculated to be 6.36 m/s and the calculated duration of the horizontal oscillation would be 84 ms. These calculated results agree approximately with the results of the observation shown in Figs. 4. For the vertical oscillation, the trapped dust particle was above the wire shown in Figs. 4 just after the dust particle was trapped, and that the dust particle will make a vertical oscillation to below the wire if its motion continues. We can also see that the trapped dust particle in a bending magnetic field drifted to the right in Figs. 4 if, as shown in Ref. 2, the dust particle had an initial velocity in that direction. Furthermore, the dust particle escaped because of unbalanced forces acting on it due to the variation of the electric field at the end of the beam chamber.

From the results of experiments and theoretical analysis, we expected that a trapped dust particle in the TRISTAN accumulation ring mainly makes a horizontal oscillation with a vertical oscillation, and that where there is a bending magnetic field it drifts in a longitudinal direction. We also expected that a charged dust particle trapped directly under the electron beam mainly makes a vertical oscillation where there is no magnetic field.

### ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Professor Y. Mizumachi for his help in setting the acrylic experimental apparatus. The authors also would like to thank Mr. R. Bissonette for corrections to this manuscript.

<sup>1</sup>H. Sacki, T. Momose, and H. Ishimaru, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 874 (1991).

<sup>2</sup>H. Sacki, T. Momose, and H. Ishimaru (unpublished).

<sup>3</sup>G. A. Farral, *Vacuum Arcs*, edited by J. M. Lafferty (Wiley-Interscience, New York, 1980), p. 41.