

加速器におけるアンジュレータ（後編）

田中 隆次*1・備前 輝彦*2・北村 英男*3

Undulators in Accelerators (Last Part)

Takashi TANAKA*1, Teruhiko BIZEN*2 and Hideo KITAMURA*3

Abstract

The general aspects of the undulator technology are described in close relation with both the accelerator technology and the spectral performance as light sources. In addition, we show the latest technology for future synchrotron radiation facilities such as cryogenic permanent magnet undulators or HTSC (high temperature superconductor) undulators.

3.3 磁場測定手法

アンジュレータを加速器に設置して放射光源として利用するためには、前節で述べた磁場エラーを評価して、必要であればこれを補正しなければならない。このためには位相エラーを評価するための磁場分布測定と、磁場多極成分を評価するための磁場積分測定という二種類の測定が必要となる。

3.3.1 磁場分布測定

磁場分布 $B(x, y, z)$ の測定は、**図 6a** に示すように、局所的な磁場を測定するセンサーをアンジュレータのギャップ間に挿入して行う。通常はアンジュレータ軸上での磁場分布 $B(0, 0, z)$ が必要であり、アンジュレータ軸に沿って磁場センサーを移動しながら測定を行う。センサーを移動するためには直動ステージが必要であるが、このステージのストロークはアンジュレータの全長よりも長い必要があり、さらに磁場センサーが移動中にアンジュレータ軸から大きく外れてしまうことがないように、十分な機械精度を有していなければならない。このため磁場分布の測定には、石定盤の上に精度の良いリニアガイドを設置し、ローリング、ピッチング及びヨーイングといった揺動誤差が小さい長尺ベンチが利用されることが多い。**図 6b** に SPring-8 に設置されている磁場測定用長尺ベンチの写真を示す。SPring-8 では標準型アンジュレータの

全長が 4.5 m あり、これに対応できるように、全長 6 m の長尺ベンチが設置されているが、4.5 m 長アンジュレータは 10 トンを超える重量物であり、長尺ベンチに設置する前後で床面の状況が変化し、長尺ベンチの真直度に影響を及ぼすことがある。このため新規に磁場測定を行う際には、アンジュレータを長尺ベンチに隣接して設置し、アラインメントを行った後で、長尺ベンチの再アラインメントも行っている。

局所的磁場を測定するための磁場センサーとしては、通常、ホール効果を利用した半導体素子が用いられる。有効面積は $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$ 程度であり、周期長数 cm のアンジュレータの磁場測定を行うには十分小さい。ホール素子は、制御電流 I_c と磁場 B に比例した電圧 V_H （ホール電圧）を発生するので、この電圧を測定し、前もって作成しておいた較正曲線を用いて磁場に変換する。一般的にホール係数 $(V_H/B/I_c)$ は温度に依存するため、磁場測定の際には、較正曲線を作成した環境と同じ温度で安定化するか、もしくは温度と磁場の 2 次元座標で較正曲線を作成しておき、ホール電圧と同時に素子の温度も測定して磁場に変換する。

3.5 節で述べる真空封止型アンジュレータの場合、磁石列を真空槽に設置した後は**図 6b** のような石定盤型の長尺ベンチを利用した磁場測定を行うことができ

*1 理化学研究所放射光科学総合研究センター RIKEN SPring-8 Center
(E-mail: ztanaka@spring8.or.jp)

*2 高輝度光科学研究センター JASRI/SPring-8
(E-mail: bizen@spring8.or.jp)

*3 理化学研究所放射光科学総合研究センター RIKEN SPring-8 Center
(E-mail: kitamura@spring8.or.jp)

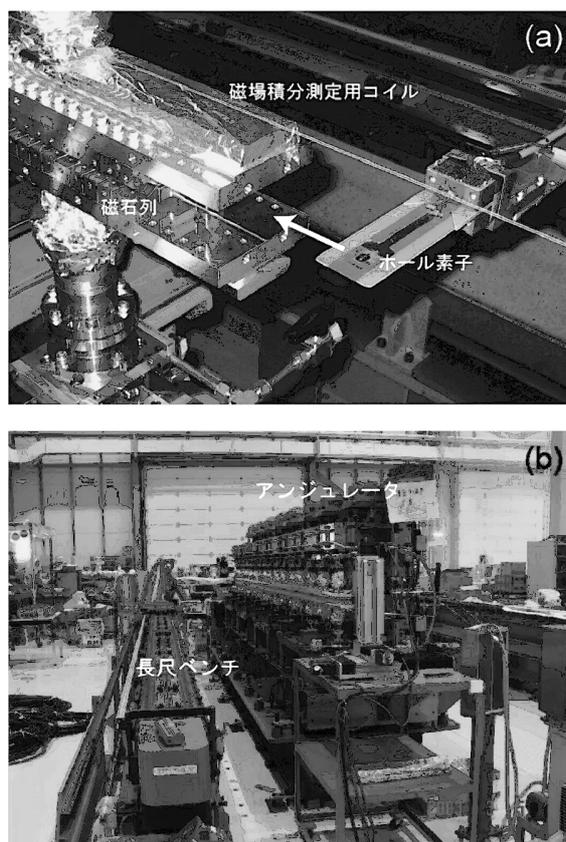


図6 磁場分布測定装置。ホール素子などの磁場センサーを(a)のように磁石ギャップに挿入して磁場分布を測定する。磁場センサーがアンジュレータ軸に平行に移動できるように機械精度の良い石定盤型の長尺ベンチ(b)が採用されることが多い

ない。このため、真空槽がない状態で磁場測定・磁場調整を行った後でいったん磁石列を取り外し、真空槽を取り付けた後で再度磁石列を設置している。このためアンジュレータ建設の全過程が完了した後に、磁場特性を評価するための磁場測定を行うことができない。また石定盤の重量を考慮すると、通常アンジュレータでも、加速器に設置した後は3.4節で述べるような放射線による減磁や、その他の何らかの問題が生じた場合に、磁場を再測定しその特性を確認することは簡単ではない。これらの問題を解決するために最近 SPring-8 で開発された磁場測定法について次節で解説する。

3.3.2 SAFALI 法による「その場」磁場測定

前節で述べたように、アンジュレータの磁場測定は石定盤（あるいは同様の重量の大きな）長尺ベンチに隣接した位置に設置した状態で行う。これとは逆に、アンジュレータを加速器に設置した状態のままで行う磁場測定のことを「その場」磁場測定と呼ぶことにす

る。従来の磁場測定法でその場磁場測定を行うためには、長尺ベンチを加速器収納部内に搬入・設置し、アライメントを（必要に応じてアンジュレータのアライメントも）行う必要があるため簡単な作業ではない。さらに真空封止アンジュレータでは磁石列の脱着および真空槽の取り外し作業が必要となるため、真の意味でのその場磁場測定とはならない。これらは全て長尺ベンチの重量や設置に要するスペースの大きさが原因となっている。そこで大型の長尺ベンチの代わりに、小型のリニアガイド（あるいはそれに類するもの）と、ホール素子の位置を動的に補正する手法を導入し、磁場測定を行う方法が提案された。これを SAFALI (Self-Aligned Field Analyzer with Laser Instrumentation) 法と呼ぶ³³⁾。この方法では、ホール素子移動中の x, y 方向への位置変動を、外部から導入されたレーザー光と光位置検出器を用いて検出し、リニアガイドの位置を補正する。このことによってホール素子が常にアンジュレータ軸に平行に移動することを担保する。また、 z 方向の位置はレーザー干渉計を用いた測長機により測定する。SAFALI 法では、リニアガイドの機械精度はそれほど必要ではなく、小型・軽量化が可能であるため、真空槽の内部に設置することも可能であり、真空封止アンジュレータのその場磁場測定に適用することも可能である。

3.3.3 磁場積分測定

磁場積分は磁場分布 $B(x, y, z)$ をアンジュレータ全長に渡って積分したものであるため、原理的にはホール素子による測定結果から得ることができる。しかしながら、ホール電圧のオフセット、ドリフトあるいは測定機器のノイズなどにより、信頼性のある結果は得られないのが現状である。そこで通常は図7に示したように、長いコイルをアンジュレータの磁石ギャップに挿入して、電磁誘導の原理を用いて測定を行う。図7aでは幅 d のコイルを z 軸の周りに回転し、図7bでは x, y 方向へある一定距離 d だけシフトする。この間コイルを貫く磁束が変化するため、コイル端に電圧が発生し、これを積分することにより磁束が測定できる。磁場積分はこの磁束を距離 d で割ることにより得られる。

上記で測定されるのは磁場の一次積分であるが、二次積分を測定することも可能である。例えば図7aのようなコイルによる磁場積分測定の場合、上流側を 180° 回転してコイルをねじり、その形状を図7cのように2つの三角形が対称に並んだようなものにして同様の測定をする。この場合に測定される磁束は、部分積分により

$$\int_{-L/2}^{L/2} zB(z)dz - \frac{L}{2} \int_{-L/2}^{L/2} B(z)dz - \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{L/2}^z B(z')dz' \quad (20)$$

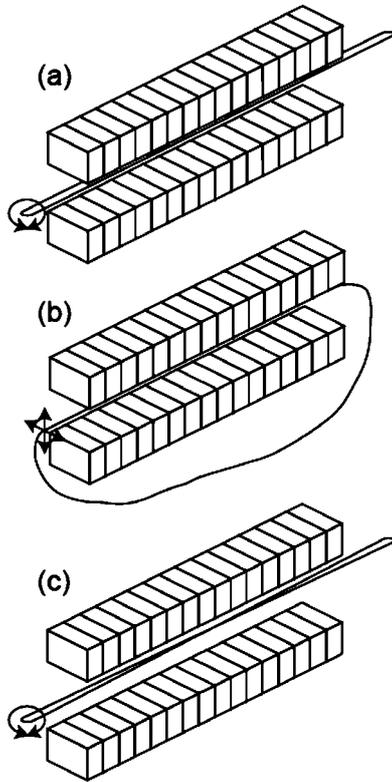


図7 磁場積分測定方法. (a)コイルを回転して測定する方法. (b)ワイヤーを移動して測定する方法. (c)二次積分測定方法

と表すことができる. 左辺が上記の測定で得られる測定値であり, 右辺第一項は一次積分にコイル長の半分をかけたものであるため, 磁場二次積分(右辺第二項)を求めることができる.

磁場積分の測定は, 3.2.2で解説したような磁場の多極成分を評価する際に必要であるばかりではなく, ホール素子による測定を補正するためにも利用される. 即ち, ホール素子により測定された磁場分布を積分した結果と, 本節で述べた方法により測定した磁場積分を比較することにより, ホール素子のオフセットやその他の誤差項を補正することができる.

3.4 アンジュレータ機械部

3.1節で述べたように, アンジュレータ磁石列の吸引力は1トンを超える場合が多い. したがって, 磁石ギャップ値を選択するための駆動機械部はこの吸引力の下でも高い精度を維持できるものでなければならない. 図8は, 一般的に採用されている片持ち支持型アンジュレータ装置の概念図である. 上下の磁石列は上部あるいは下部スチールビームの下面あるいは上面に並べられており, そのビームは二本の支柱に直動レールを介して取り付けられている. 通常, 支柱に組み付けられたボールネジ機構により, ビームを上下に駆動することによって磁石ギャップを可変としている. 上下のビームには数トンクラスの吸引力が架かるのでこれが軟弱であると大きな撓みが発生することにより磁場の精度が損なわれる. これを避けるには断面2次モーメント値の高い高剛性のビームを採用しなければならない. また, 図8に示した片持ち支持型特有の問題点としては, 吸引力によって非対称なモーメン

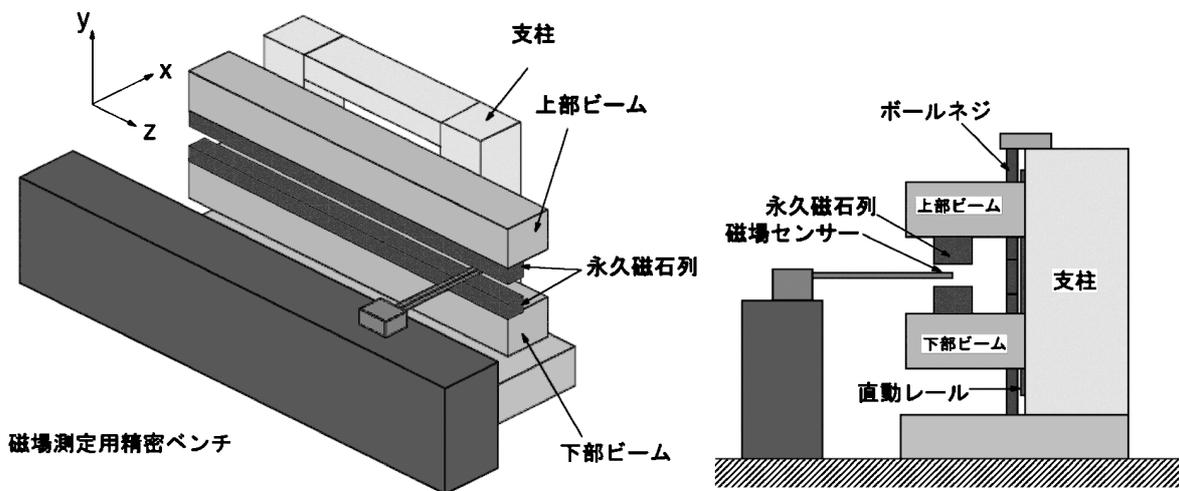


図8 片持ち支持型アンジュレータ装置の概念図. 磁石列の片側がオープンとなっており, 石定盤製の重量級ベンチを使用した精密磁場測定が可能であるが, 吸引力によるモーメント負荷により上下のビームがx方向に傾斜し, 磁石ギャップにテーパがつくという欠点がある

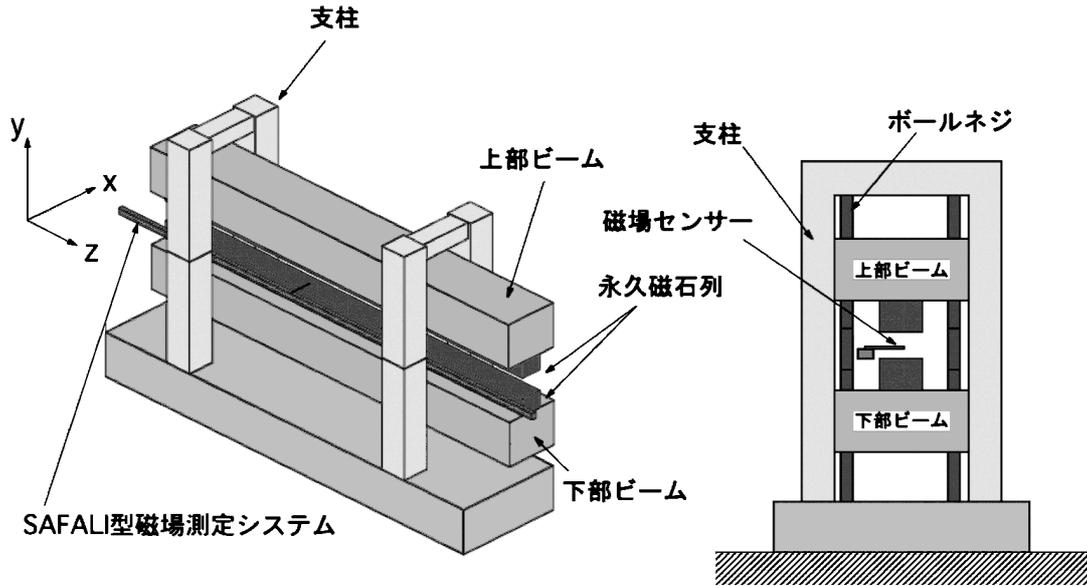


図9 両持ち支持型（門型）アンジュレータ装置の概念図．石定盤製の重量級ベンチを使用した精密磁場測定は不可能であるが，SAFALI方式には対応できる．上下ビームには吸引力による傾斜は生じない

ト負荷が発生し，これによってビームが横方向に傾斜し，磁石列面にテーパが生じ，これによる磁場エラーが発生することである．この傾きを出来るだけ小さくするには，極めて頑丈な支柱と高精度かつ高耐負荷の直動レールを採用せざるを得なくなり，このために高いコストが発生する．にもかかわらず，現在の高精度アンジュレータ装置の主流はこの片持ち支持型である．理由は現在主流として採用されている磁場測定法の仕組みにある．磁場センサーの高精度スキャンのためには重量級の石定盤上に設置したりニアガイドを使用することになり，磁場センサーのスキャンのためには，磁石列の片側が完全にオープンである必要があるからである．しかし，コンパクトで高精度のスキャンが可能な SAFALI 法（3.3.2 参照）を前提とすると全く別な答えが得られる．

図9は SAFALI 法を前提とした両持ち支持型（門型）の新しいアンジュレータ装置の概念図である．ただし，厳密には新しいとは言えない．この門型機械部は初期のアンジュレータには普通に採用されてきたものであるが，高精度磁場測定には不向きであるとされ，しばらく忘れ去られていたものである．磁石列の両側に支柱が存在する設計であるから通常の高精度磁場測定（石定盤利用）では装置全体の磁場測定スキャンはできない．しかし，SAFALI 法では支柱と磁石列の隙間に小型のリニアガイドを設置できるという長所がある．この図9の装置では，両側の支柱のそれぞれにモーメント負荷が架かるが，その方向は互いに逆

向きであるから上下部のビームには傾斜は生ぜず，平行を保ちながら変位するだけである．つまり，ギャップ縮みが生じるだけであるから，ギャップ値の直接測定を精度良く行えば，磁場エラー等の実用上の問題は生じない．したがって，頑丈な支柱と高精度・高耐負荷の直動レールは不要となり装置コストの大幅な低減を図れる．

また，図10で示した装置ではボールネジや直動レールを使用せず，安価なジャッキとリニアブッシュを採用している．その目的は，必ずしも低コストを目指したのではなく，従来のボールネジ方式の欠点を是正することである．ボールネジ方式である図9の装置についてその欠点を指摘する．上部ビームに架かる負荷は，自重（磁石列も含む）と吸引力の和であって両方とも同じ方向であるが，下部ビームでは自重と吸引力の方向が逆向きである．したがって，磁石ギャップを変更中，上部には常に同じ方向の力が架かるが，下部では運転途中で吸引力が自重を上回ることによって合計の力が逆転してしまう．このときボールネジの遊び分だけギャップに不連続が生じてしまう．以上のボールネジ方式の欠点を是正したのが図10で示す方式であり，2種類のジャッキシステムを備えている．一つはギャップ駆動専用であり，もう一つはギャップ中心を不動にして電子ビームに一致させるためのものである．この方法ではいかなるギャップ値に設定しても両ジャッキシステムには常に同じ方向の力（図ではジャッキに対して下向き）が架かるので運転中にギャッ

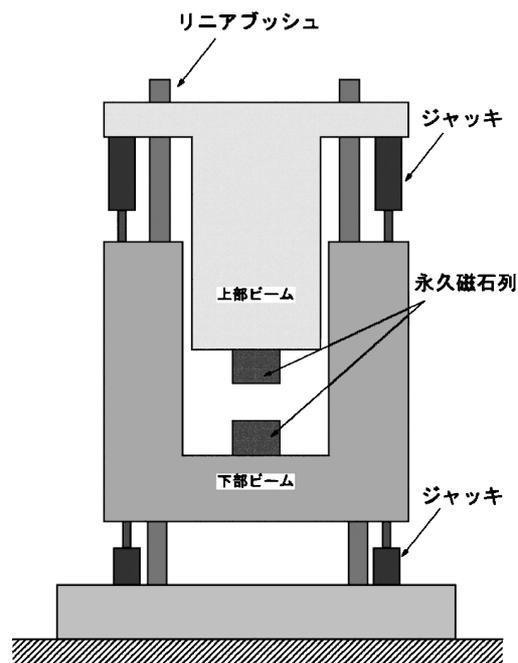


図10 ジャッキとリニアブッシュを採用した両持ち支持型アンジュレータ装置

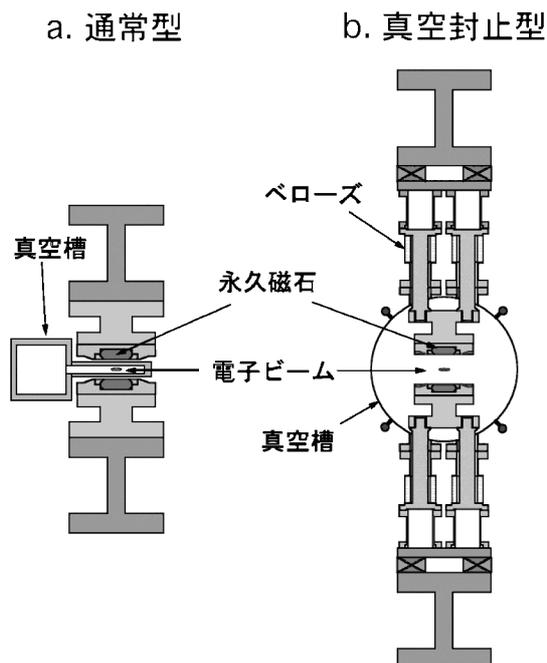


図11 通常型アンジュレータ(a)と真空封止型アンジュレータ(b)の比較

プに不連続が生じることはない。これまで SPring-8 は一貫して片持ち支持型を採用してきたが、2008 年度以降の新規アンジュレータでは図 10 の形式に切り替える予定である。

3.5 真空封止アンジュレータ

(16)式に示すように、周期長を短く設定するとこれに比例してギャップを狭くしないと同等の磁場は得られない。しかし、図 11a に示すような通常型アンジュレータでは、真空槽の存在が狭いギャップの実現を困難にしている。長さが 30 cm 程度以下のアンジュレータでは真空槽として上下にフレキシブルなベローズを採用することにより、ある程度の狭ギャップを狙えるが、数 m クラスのアンジュレータではこれも不可能である。したがって、図 11b に示すように、真空槽内部に磁石列を設置するようなアンジュレータ設計(真空封止アンジュレータ)が求められるのは当然のことである。その特長は、電子ビームを削らなければ限りなくギャップを閉めることができることである。歴史的には、多くの研究者がこの開発に関わったが、結局、成功したのは KEK のチームだけであった。何処に困難があるのだろうか。それは、通常型のアンジュレータでは、磁石部、機械部、真空部のそれぞれについて専門家チームであったり、最終段階でこれらを組み上げることが可能であったのに対し、真空封止型では、以上の 3 要素を同時進行させないと

完成できないという点にある。この意味では当時(1990 年)の KEK チームは技術上のバランスがととても良かったといえる。

真空封止アンジュレータを開発する上で最重要課題となったのは超高真空対応となる永久磁石素材の選択とその表面処理技術の確立である。よく知られているように超高真空を達成するには加熱排気が前提となる。特に 10^{-9} Pa の極高真空領域に達するためには真空槽内に設置された永久磁石列を低くとも 120°C で加熱排気する必要があるが、よく知られているようにネオジウム系永久磁石はキュリー温度 (310°C 付近) 以下でも非可逆減磁を引き起こす。たとえ超高真空が達成されたとしても、磁場を失ったりあるいはアンジュレータとしての磁場の精密さを失ってしまえば元も子もない。これを避けるためには高温保磁力特性の優れた永久磁石を採用するとともに 120°C の真空加熱排気を経ても減磁が 0.05% 以下となるよう予め 145°C で熱履歴(エージング)を加える必要がある。また、ネオジウム系は鉄を主要成分とするため錆びやすいという欠点があり、さらに焼結合金であるため素材内部からのガスの発生が超高真空を得る上で大きな障害となり得る。これを解決するには適切な表面処理が必要である。初期の真空封止アンジュレータではニッケルメッキを実施していたが厚さが 50 ミクロンに達するため磁石寸法精度が低下するとともにメッキ層にひ

び割れが生じるという欠点があった。これを解決するため、現在では磁石表面に窒化チタンを厚さ5ミクロン程度でイオンプレーティングする方法を採用している。このコーティングは本来切削工具や刃物製品に応用されてきたもので硬度が高く、かつ超高真空に適合しているという長所がある。図11bに示すように真空槽内にある永久磁石列のミクロン単位の精密ギャップ駆動はペローズを介して大気環境にて行う。この方法によって、高い機械精度が期待できないという超高真空雰囲気の精密位置決めの問題点を解決している。

KEKで開発された真空封止アンジュレータはあくまで単発型の試作器であったが、SPring-8では本格的な量産が行われ、25-m長のものを含めてこれまで23台の真空封止アンジュレータが設置され、いずれも順調に稼働している。さらに、SPring-8型の真空封止アンジュレータは世界標準となっており、2000年ころより、海外に向けて輸出（現日立金属担当。当時は住友特殊金属）されている。内訳はスイス（PSI）に5台、アメリカ西部（SLACとLBNL）に2台、オーストラリア（AS）に3台である。なお、フランス（ESRF）やアメリカ東部（BNL）はSPring-8の協力を受けて独自の生産体制を確立しており、その技術は欧州メーカー経由でイギリス（DIAMOND）まで伝わっている。

真空封止アンジュレータは短周期型の本命として認知はされているが、その欠点として放射線減磁を受けやすいという印象が持たれている。しかし、これは明らかに論理的な間違いである。正しくはギャップが狭いアンジュレータは真空封止型、通常型とは無関係に放射線減磁を受ける可能性が高いということである。

3.6 放射線減磁

永久磁石の磁力は永久不変のものではなく、環境などの原因により変化することが知られている。磁石が磁力を減少させたり、失ったりすることを「減磁」というが、強い放射線環境下においても減磁が起きる。アンジュレータ用磁石の場合は、磁石への電子ビームの直接照射および真空槽や磁石近傍の部材に電子が当たることにより発生する二次的な放射線が原因となる。「放射線減磁」は一部の放射光施設で問題になっている。アメリカの放射光施設APS (Advanced Photon Source) では、2001年からトップアップ運転が開始されたが、このときから一部のアンジュレータ（通常型であって真空封止型ではない）の放射光の高調波が変化をを起こし始めた。このためアンジュレータを蓄積リングから引き出して調査したが、永久磁石列の周期磁場が一部分で減少変化していることが確認され

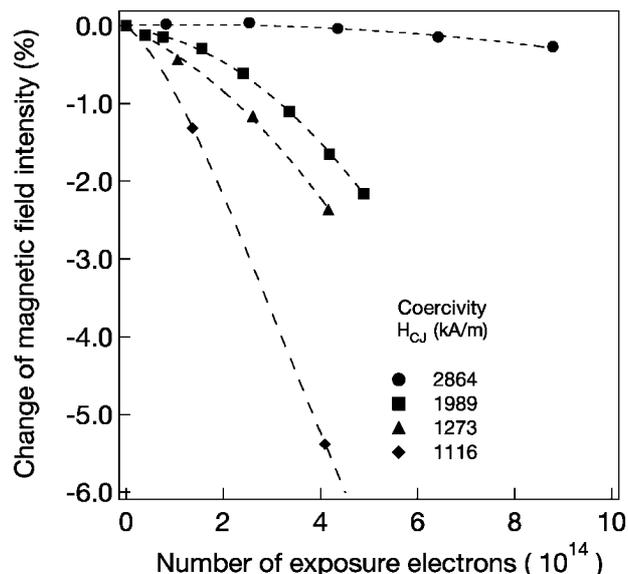


図12 放射線減磁と保磁力の関係。縦軸は2 GeV電子線照射前後の磁場の变化、横軸は照射した電子数を表す。保磁力の大きい磁石ほど減磁は起こりにくい

た³⁴⁾。しかしながら、もっと条件の厳しい環境にあるSPring-8の真空封止アンジュレータでは、以上のような放射線減磁は観測されていない。

放射線減磁のメカニズムは未だ確定していないが、放射線減磁したNd₂Fe₁₄B磁石は、再び着磁すると照射前とほぼ等しい磁束密度を回復し、また、照射による構造変化の影響が明確ではない³⁵⁾。このことより、放射線減磁は磁石の結晶組織に破壊が生じるより前に磁化反転が起こり、磁束密度が消失するのだと思われる³⁶⁾。このことは放射線減磁が磁化反転の起こりにくさを表す保磁力に依存性を示し^{17,36,37)}、高保磁力磁石において耐放射線性が大きいことから納得できる（図12）。

着磁後の磁石は、熱ゆらぎにより時間とともに磁化が減少する「経時変化」が起こるが、その減磁の程度は磁石の温度や動作点（磁石形状、外部磁場）により異なる。高温で使用する磁石では、使用温度より少し高い温度で予め熱減磁させることで経時変化を起りにくくさせる安定化処理が行われる。この安定化処理は放射線減磁に対しても低減効果がある（図13）³⁷⁻⁴⁰⁾。このことより、放射線による熱ゆらぎは、放射線減磁の原因の一つであると考えられる。そこで、磁石温度を下げた場合、放射線減磁がどのような挙動を示すのかを次に示す。温度が下がると熱ゆらぎの影響が低下するとともに、Nd₂Fe₁₄B磁石の保磁力は負の温度依存性のため大きく増加する。このため、

図14に示すように、耐放射線性は低温で大きく向上する^{37,41}。組織に元素Dyを添加することで保磁力が増加した磁石は、それと引き替えに飽和磁化が低下する。これに対し、温度低下により保磁力が増加した磁石は、耐放射線性だけでなく飽和磁化も増加するという大きな利点を持つ。また、放射線減磁は、照射電子のエネルギーにも依存する。図15にエネルギー依存性を示す。実験では放射線減磁量は照射電子エネルギー

ギーに対し非線形に増加している⁴²。

Nd₂Fe₁₄B磁石の耐放射線を向上させるには以下の対策が有効である。(1)保磁力の大きな磁石を選ぶ。(2)動作点が大きな磁気回路を構成する。(3)着磁後安定化熱処理を行う。(4)低温下で磁石を使用する。項目(1)~(3)は、すでにSPring-8を始め他の放射光施設の真空封止アンジュレータに適用されており、真空封止アン

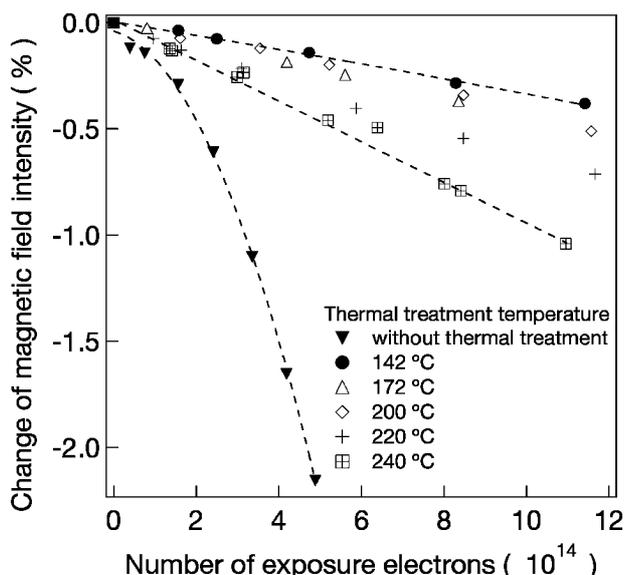


図13 熱安定化処理が放射線減磁に与える効果。熱安定化処理を施した磁石は、放射線減磁が起こりにくい

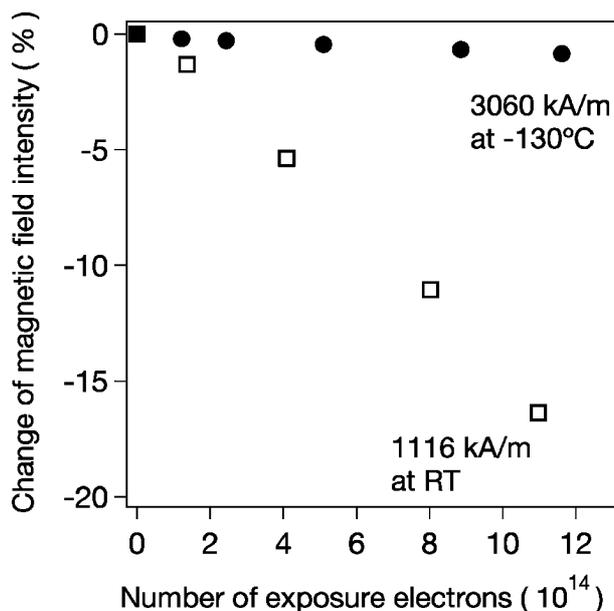


図14 低温下における電子線照射と放射線減磁の関係。低温下では保磁力が大きくなり、放射線減磁も起こりにくくなる

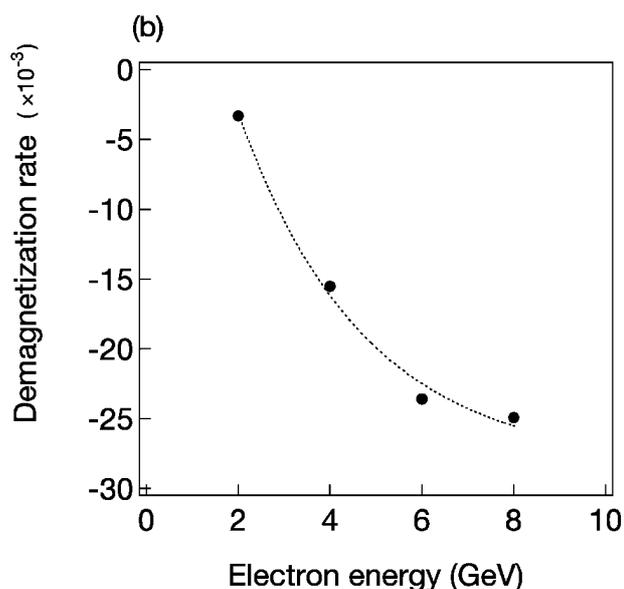
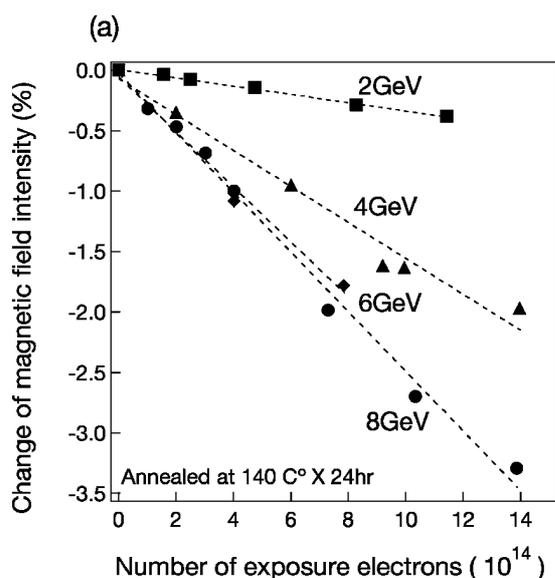


図15 放射線減磁の照射電子エネルギー依存性。(a)異なる照射電子エネルギーにおける磁場変化と照射電子数の関係。(b)照射電子数 10¹³ electrons 当たりの磁場減少量と照射電子エネルギーの関係

ジュレータの方が結果として放射線減磁に対して耐性があることの証明となっている。項目(4)は次章で述べるクライオアンジュレータで実現されることとなる。

4. 新しいアンジュレータ

4.1 超伝導アンジュレータ

ビームエネルギーを4 GeV 以下に抑えた中規模施設がこれからの放射光施設建設の主流となりつつある。したがって、式(1)から理解できるようにアンジュレータの周期長としてはますます短いものが必要とされるようになってきた。この要請にすぐさま応えられるのが真空封止アンジュレータであるが、さらに高い磁場を得るための技術革新も間断なく推進されており、この流れのひとつとして超伝導型を再登場させようという動きが活発になっている³⁷⁾。新しい(後期)超伝導型のコンセプトでは熱シールドを取り除くことによって有効開口を磁石ギャップまで広げることが提案されており、同一周期長、同一磁石ギャップの条件で後期超伝導型の磁場強度は真空封止型のそれを2倍程度上回ることが報告されている。しかしながら、20年前の初期型と比べて超伝導技術の飛躍的な進歩があったとはいえ、過酷な蓄積リング環境において熱流入を抑えつつ液体ヘリウム温度を維持しなければならないという本質的な問題点は解決されていない。

熱流入の原因としては以下が考えられる。①アンジュレータの上流側に位置する偏向部からの放射光が磁石列を照射すること、②放射光加速器の原理(高周波加速)により、電子ビームは一様に繋がった連続的なものではなく、バンチと呼ばれる長さ数 mm の電子団に圧縮されている。したがって、バンチがアンジュレータ磁石列を通過する時にパルス状の電場を与え、これがアンジュレータ系の持つ各種の固有電気振動を励起し、結果として磁石列に熱を与えること、③上下の磁石列に電子ビームの鏡像電流が生じジュール熱を発生する⁴³⁾。この鏡像電流も高周波成分を含んだ鋭いパルスであるから表皮抵抗は極めて高く、最悪の場合は1 m あたり 100 W 程度の発熱となることである。現在入手可能な機器取付型小型冷凍機の冷却能力は液体ヘリウム温度にて高々 1.5 W 程度である。つまり、熱流入量をこの値以下に抑えなければ実用機としての後期超伝導型の成功はない。

4.2 クライオアンジュレータ

クライオアンジュレータとは、3.5節で述べた真空封止アンジュレータを拡張したものであり、永久磁石を冷却することによって磁場特性を改善することを目的として提案されたアンジュレータ¹⁹⁾である(図

a. 液体窒素リザーバー型

b. 冷凍機取付型

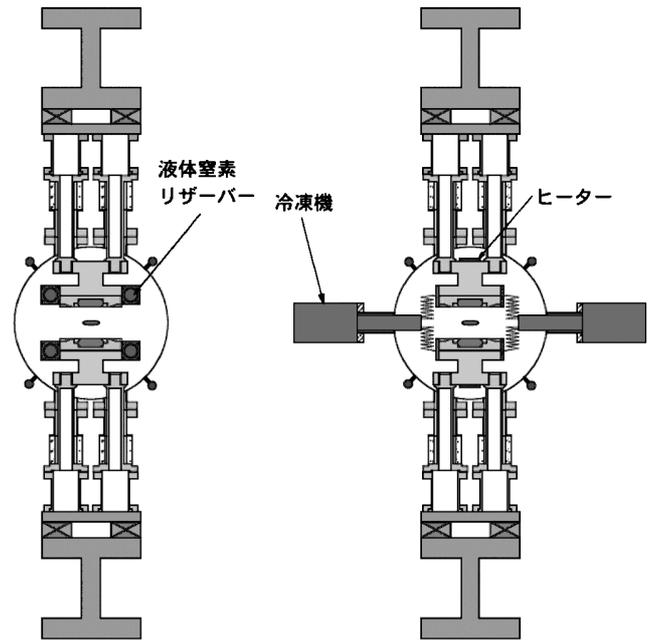


図16 クライオアンジュレータの概念図。(a)は液体窒素リザーバー(チャンネル)を上下のビームに沿わせた型式、(b)は小型の冷凍機を使用したもの。いずれも真空封止アンジュレータ(図11参照)の発展型である

16参照)。前節で述べた超伝導アンジュレータとは異なり、液体窒素温度かそれ以上の温度で運転されるため、熱負荷は大きな問題とはならない。以下でクライオアンジュレータの原理について説明する。

一般的に、アンジュレータに採用される永久磁石は希土類永久磁石であり、その元素組成や製造過程などの違いで様々な特性の違いが生まれる。アンジュレータとして使用される場合に重要な特性は、磁場強度に関連する残留磁束密度と、耐減磁特性を表す保磁力の2つである。いずれの値も大きい方が永久磁石として好ましいが、一般的にこれらは反比例の関係にあるため、永久磁石の選択にはなんらかの妥協が必要となる。

言うまでもなく、磁場強度の観点から見れば残留磁束密度が高い永久磁石を採用する方が好ましい。しかしながら、アンジュレータは加速器内部の高線量放射線環境下に設置されるため、このような保磁力が低い永久磁石は3.6節で述べたように簡単に減磁してしまい、アンジュレータ用磁石として使い物にならない。このため、保磁力の高い永久磁石を選択するのが普通である。即ち、磁場強度の観点から見ると最良な選択とはならないのが実情である。

永久磁石を熱すると磁場が減少し、ある温度以上で

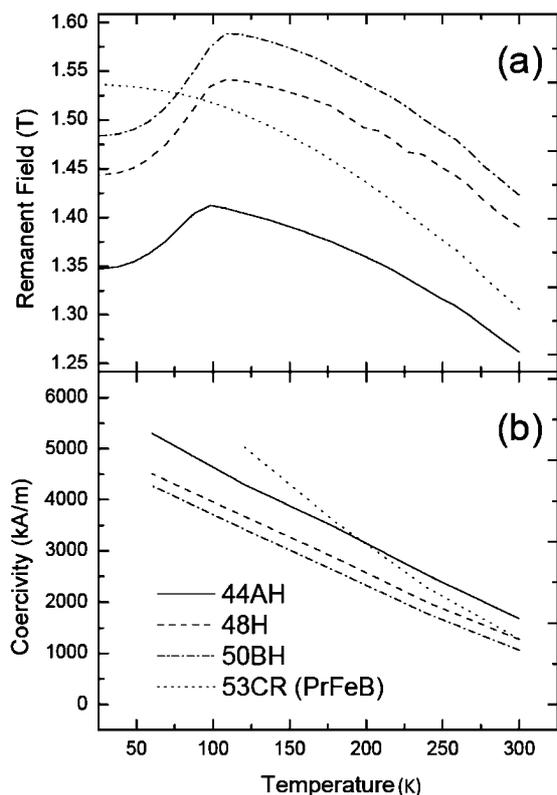


図17 各種永久磁石材料の(a)残留磁束密度, (b)保磁力の温度依存性

は脱磁してしまうことはよく知られている。即ち、残留磁束密度は負の温度係数を持つ。保磁力も同様に負の温度係数を持つため、永久磁石を冷却することによりこれらの特性は改善される。即ち、残留磁束密度は高いものの、室温では保磁力が低くアンジュレータに採用できなかった永久磁石を利用する可能性が出てくる。これがクライオアンジュレータの原理である。

図17に様々な永久磁石材料の残留磁束密度と保磁力の温度依存性を測定したものを示す。永久磁石材料としてはネオマックス社（現 日立金属）のNEOMAXシリーズを用いた。これらの永久磁石材料の内、NEOMAX53CRは希土類元素としてPr（プラセオジウム）を用いた特殊な磁石材料（PrFeB）であり、その他は全てNd（ネオジウム）を用いたもの（NdFeB）である。いずれの磁石材料でも温度の低下とともに残留磁束密度・保磁力とも増加していることがわかる。特に保磁力の増加は著しく、100 K付近で室温の3倍以上にも達する。これに比較すると、残留磁束密度の増加はもっと緩やかであり、ネオジウム磁石では110 K近傍のある温度において残留磁束密度が最大値に達しており、クライオアンジュレータとして最適な動作点が存在することがわかる。これとは逆に、プラセオジ

ウム磁石ではそのような温度は存在せず、残留磁束密度は温度の低下に対して単調増加関数となっている。

クライオアンジュレータの磁場性能を考察するために、図17に示した磁石材料の内、NEOMAX50BHを採用した場合について考える。残留磁束密度の最大値を与える動作点は110 Kであり、この温度での残留磁束密度は1.58 T、保磁力は3500 kA/mであることがわかる。これまで真空封止型アンジュレータに採用されてきたNEOMAX35EHの室温での残留磁束密度は1.15 T、保磁力は2500 kA/mであるから、これに比べて約4割の性能改善が見込まれることになる。

クライオアンジュレータの運転について重要な点をいくつか挙げておく。永久磁石を冷却するためにはこれらを真空断熱した環境に設置することが必要となるが、これは真空封止アンジュレータでは既に実現されている。従って、既存の真空封止アンジュレータに冷却機構を追加するだけでクライオアンジュレータが実現可能である。さらに、残留磁束密度が最大になる温度、即ち磁場の温度係数がほぼゼロという条件で運転することができるため、加速器の運転時にフィリングパターンやギャップなど熱負荷の条件が変化して磁石温度が変動しても、それが少量であれば磁場が変化しないという長所を持つ。これは同時に、アンジュレータ磁石列に沿った温度勾配の許容値が大きくなるということも意味し、冷却機構の設計が容易になる。

4.3 高温超伝導アンジュレータ

4.1節で解説した超伝導アンジュレータでは、低温超伝導の線材に外部電源により高電流を流してコイルとして利用している。このように、超伝導体を磁場発生源として利用する場合、電磁石としての形態が一般的であるが、その一方で、バルク超伝導体を外部磁場により着磁して永久磁石として利用する方法が存在する。このような永久磁石を超伝導永久磁石と呼び、特に酸化物高温超伝導体を永久磁石として利用するための技術開発が盛んに行われている⁴⁴⁾。ここではこのような超伝導永久磁石をアンジュレータに応用するために考案された2つの手法⁴⁵⁾について解説する。これらの手法においてもっとも重要なことは、「その場」着磁法の確立である。室温で着磁し、磁石列を組み立てることのできる希土類永久磁石とは異なり、超伝導永久磁石では、臨界温度以下に冷却した後で着磁しなければならない。このため、室温で磁石列として組み立て、加速器に設置した後、運転前に着磁ができるような構造をしている必要がある。

第一の手法では、リング状の超伝導体を通常のアンジュレータ磁石列のギャップ面に設置し、磁石ギャッ

プの開閉を利用して着磁を行う。これはクライオアンジュレータを拡張することで可能であるが、永久磁石材料として通常のネオジム磁石を利用した場合、残留磁束密度が最大になる温度（～100 K）では超伝導体が機能せず、逆に超伝導体が機能するような低温では残留磁束密度が低下するという問題が生ずる。そこで、4.2節で紹介したプラセオジム磁石を採用する。この場合、残留磁束密度は温度の低下に伴って単調に増加するため、超伝導体と共存することが可能である。

第二の手法では、バルク超伝導体のブロックを一行に並べ、外部磁場により一様に着磁する。このようにして着磁された超伝導永久磁石列は全て同じ極性を持つが、これが発生する磁場は、外部磁場と同じ極性を持つような磁場（オフセット）に超伝導配列の周期性を反映した周期的磁場が加わったようなものとなる。これは希土類永久磁石には見られない、超電導永久磁石に特有の性質である。着磁するために利用した外部磁場を調整するか、その他の方法で磁場のオフセットを除去することができれば、残った周期的磁場がアンジュレータ磁場として機能することになる。

これらの手法を実用化するためには様々な技術開発が必要である。現在 SPring-8 では、財国際超電導産業技術研究センター・超電導工学研究所と共同で、第一の手法に必要なリング型超伝導体の特性向上を目指した R&D が行われている。

5. おわりに

高輝度 X 線放射光施設、X 線自由電子レーザー施設の他にエネルギー回収型線形加速器（ERL, Energy Recovery Linac）にもとづく新型光源施設の提案があるが、いずれの光源施設においてもビームエネルギーをできるだけ低く設定して建設コストを低くし、かつ短波長の X 線を得ることを目標としている。いずれにせよ、以上の放射光施設において中心的役割を果たすことが期待される高性能の短周期型アンジュレータの需要が急速に高まりつつあることは確かである。しかし、現状ではこの要請に即座に応えられるのは真空封止アンジュレータだけである。高性能であると期待されている後期超伝導型アンジュレータの放射光源施設での稼働例は未だに報告されていない。熱問題対策が確立されていないからである。この点、クライオアンジュレータの未来は明るい。世界の放射光施設がこのアンジュレータの実用化研究に取り組んでおり、2008 年末には、SPring-8 と SLS（Swiss）との協力によってその試作型が完成する予定である。2010 年には実用型が世界のいずれかの放射光施設において稼

働し始めるであろう。

真空封止アンジュレータを標準的に装備した中規模放射光施設が放射光科学の主流となる日は近い。なにしろ、その性能は、現在稼働中の SPring-8, ESRF, APS 等の大型放射光施設の性能に匹敵するのだから。となれば、以上の大型放射光施設は不要になるのであろうか。答えは NO である。これらの大型施設は、必要な改造を実施すれば、クライオアンジュレータ等の新しいアンジュレータに最適化でき、再び、中型放射光を遙かに超える性能を持ち得ることになるであろう。

参考文献

- 33) T. Tanaka, T. Seike and H. Kitamura, "In-situ undulator field measurement with the SAFALI system", Proc. 29th Int. Free Electron Laser Conf. (FEL2007), Novosibirsk.
- 34) M. Petra, P. K. Den Hartog, E. R. Moog, S. Sasaki, N. Sereno and I. B. Vasserman, "Radiation effects studies at the Advanced Photon Source", *Nucl. Instrum. Meth. A*, **507**, p. 422 (2003).
- 35) S. Okuda, K. Ohashi and N. Kobayashi, "Effects of electron-beam and γ -ray irradiation on the magnetic flux of Nd-Fe-B and Sm-Co permanent magnets", *Nucl. Instrum. Meth. B*, **94**, p. 227 (1994).
- 36) T. Bizen, Y. Asano, X.-M. Maréchal and H. Kitamura, "Idea of mechanism and protections of radiation damage on undulator permanent magnet", Proceedings of the Ninth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, Daegu, Korea, American Institute of Physics, 420 (2007).
- 37) T. Bizen, X.-M. Marechal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D. E. Kim and H. S. Lee, "Radiation damage in permanent magnets for ID", *Radiat. Meas.*, **41**, S260 (2007).
- 38) Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Marechal, T. Seike, T. Tanaka, H. S. Lee, D. E. Kim, C. W. Chung and H. Kitamura, "Baking effect for NdFeB magnets against demagnetization induced by high-energy electrons", *Nucl. Instrum. Meth. A*, **515**, p. 850 (2003).
- 39) T. Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H. S. Lee, D. E. Kim and C. W. Chung, "Improvement of radiation resistance of NdFeB magnets by thermal treatment", Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, San Francisco, American Institute of Physics, pp. 171-174 (2003).
- 40) T. Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H. S. Lee, D. E. Kim and C. W. Chung, "Introduction of the high radiation resistance of undulator magnet", Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, San Francisco, American Institute of Physics, pp. 167-170 (2003).

- 41) T. Bizen, X. Marechal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D. E. Kim and H. S. Lee, "Radiation damage in magnets for undulator at low temperature", 9th European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland, 2089–2091 (2004).
- 42) T. Bizen, Y. Asano, b, X. M. Marechal, T. Seike, T. Aoki, K. Fukami, N. Hosoda, H. Yonehara, T. Takagi, T. Hara, T. Tanaka and H. Kitamura, "High-energy electron irradiation of NdFeB permanent magnets: Dependence of radiation damage on the electron energy", *Nucl. Instrum. Meth. A*, **574**, p. 401 (2007).
- 43) K. Bane and S. Krinsky, "Impedance of the NSLS prototype small-gap undulator vacuum chamber", Proceedings of PAC1993, 3375 (1993).
- 44) M. Tomita and M. Murakami, "High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K", *Nature*, **421**, p. 517 (2003).
- 45) T. Tanaka, T. Hara, R. Tsuru, D. Iwaki, T. Bizen, X. Marechal, T. Seike and H. Kitamura, "Utilization of bulk high-temperature superconductors for shorter-period synchrotron radiation sources", *Supercond. Sci. Technol.* **19**, S438 (2006) and references therein.