

シンクロトン用蛇腹構造ビームダクトの 渦電流抑制効果の数値的評価

NUMERICAL EVALUATION OF EDDY CURRENT SUPPRESSION EFFECT OF BELLOWS-STRUCTURED BEAM DUCT FOR SYNCHROTRON

川口秀樹 ^{A)}、加藤政博 ^{#, B, C)}
Hideki Kawaguchi ^{A)}, Masahiro Katoh ^{#, B, C)}
^{A)} Muroran Institute of Technology
^{B)} HiSOR, ^{C)} UVSOR

Abstract

In an acceleration stage of a booster synchrotron, the fields of the lattice magnets increase quickly. Consequently, eddy current is induced on the beam duct surface particularly at the bending sections and the secondary generated magnetic field by the eddy current may cause serious influence on the electron beam dynamics. In the booster synchrotron of UVSOR, which was constructed more than 40 years ago, bellows-structured beam ducts were employed to suppress the eddy current. Although a rough estimation on the suppression effect was described in the design report, its quantitative accuracy is not clear. In this work, a 3-D numerical simulation is demonstrated to estimate the eddy current quantitatively. The simulation is based on the current vector potential method (T-method), which is effective to calculate current density distribution on a thin beam duct wall which has a complicated structure. The result clearly showed the eddy current suppression effect of the bellows-structured duct.

1. はじめに

分子科学研究所の UVSOR は周長 53 m、ビームエネルギー 750 MeV の小型低エネルギー放射光源である[1]。UVSOR は 1983 年から 40 年以上にわたり稼働を続けているが、その間、大規模な高度化改造が 2 回実施され[2, 3]、現在の光源加速器は UVSOR-III と呼ばれている。それらの改造はストレージリングの光源性能向上に重きを置いたものであり、入射器、特にブースターシンクロトンでは、電源類の更新は行われたものの、加速器本体の大部分は 40 年以上前に製作されたものが今日でも使用されている。

UVSOR の加速器配置は Fig. 1 に示す通りである。電子銃でつくられた電子バンチは小型直線加速器にて 15 MeV まで前段加速され、ブースターシンクロトンに送られ、そこで 750 MeV まで加速されたのち、ストレージリングに送られ蓄積される。建設当初、このシンクロトンは最大エネルギー 600 MeV、繰り返し約 3 Hz で運転されていた。このためストレージリングでは 600 MeV で入射後、750 MeV まで加速を行っていた。しかし、2000 年代後半にストレージリングへのフルエネルギー入射を可能とするための電源増強が行われ、これによりトップアップ運転が可能となった[4]。なお、750 MeV 運転時の繰り返し周波数は 1 Hz である。

一般にシンクロトンでは偏向磁石の磁場強度は電子エネルギー増加に同期しながら上昇する。この磁場の時間変化により真空ダクトに渦電流が発生し、この渦電流により 2 次的に生成される磁場が電子軌道に悪影響を及ぼす可能性がある。UVSOR のブースターシンクロトンでも設計段階でこの点は検討されており、Fig. 2 に示すように渦電流を抑制するために蛇腹構造の真空ダクト

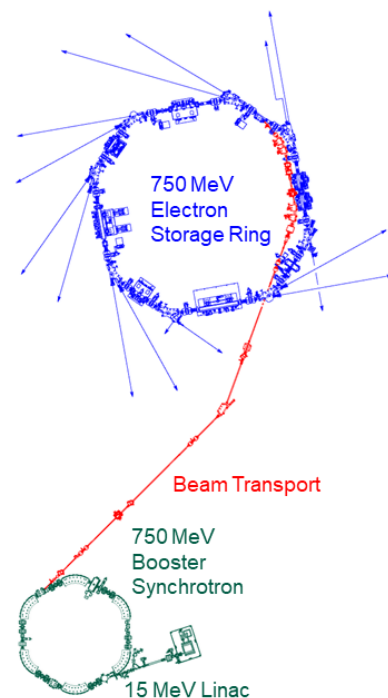


Figure 1: Accelerator layout of UVSOR.

が採用されている。蛇腹構造にすることで、渦電流に対する抵抗を実効的に大きくするという考え方である。この渦電流の抑制効果は、これまで近似解析的には評価されていたようであるが[5]、高い精度での定量的評価に関する報告は見当たらない。UVSOR ブースターシンクロトンのビームダクトは近年真空リークが起き始めており、

mkatoh@hiroshima-u.ac.jp

その更新を進めようとしている[6]。本研究では、この機会に今後の装置設計や運転の基礎となるデータとすべく、蛇腹構造が渦電流発生に与える影響を、電流ベクトルポテンシャル法(T法)[7-11]による薄板近似渦電流数値解析を用いて評価することを試みた。これまでに得られた結果の一部を報告する。

2. ブースターシンクロトンビームダクト

UVSOR ブースターシンクロトンで用いられている蛇腹構造ビームダクトの外観を Fig. 2 に示す。ダクトの断面形状はレーストラック型であり、電子ビームの進行方向に波打つ蛇腹構造となっている。このような断面形状のダクトに時間変動する空間的に一様な外部磁場が印加された場合に発生する渦電流の概要を Fig. 3 に示す。外部磁場が誘起する渦電流は、ダクト壁で磁力線に巻き付くように生じるものの、ビーム進行方向に対する系の一様性により、渦電流のビーム軸に垂直方向の成分は打消し合い、ビーム進行方向の成分のみが残る。結果として渦電流は主にダクトの側壁を流れ、かつ、左右で逆方向に流れる。この渦電流の作る二次的な磁場により、ダクト内部では、外部磁場が弱められる。ダクトの側面部分に電流が集中するため二次的な磁場は一様ではなく、特にその六極磁場成分は周回ビームの安定性に影響を与える可能性がある。

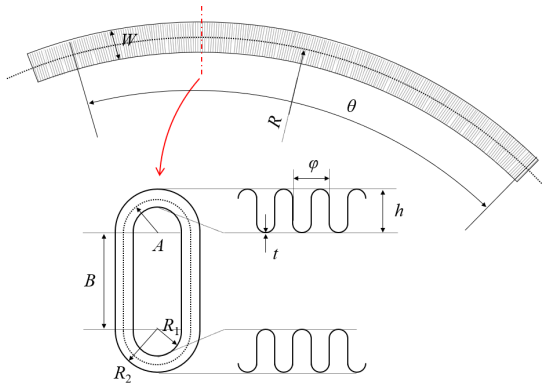


Figure 2: Bellows structure duct of UVSOR booster synchrotron. Here, $A = 20$ mm, $R_1 = 17$ mm, $R_2 = 23$ mm, $B = 74$ mm, $\phi = 5.1$ mm, $h = 5.7$ mm, $t = 0.3$ mm, $R = 1.8$ m, $\theta = 60$ deg, $W = 120$ mm.

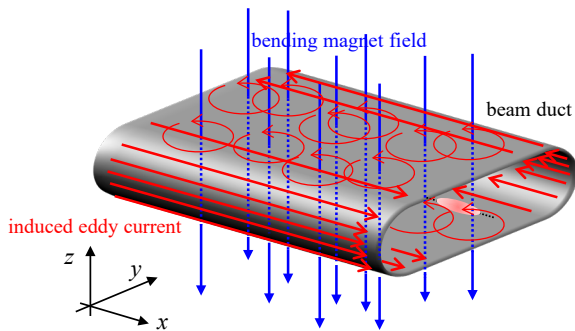


Figure 3: Eddy current induced on beam duct.

3. 電流ベクトルポテンシャル法による渦電流解析

印加する磁場の時間変動を 1 Hz、ビームダクト壁の材質を SUS とすると表皮厚さは 1 m 程度となり、ビームダクトの厚さ(UVSOR の場合 0.3 mm)に比して非常に大きい。渦電流はダクトの厚さ方向には一様に流れると考えてよい。このため、本研究では、このようなケースの解析に向いている電流ベクトルポテンシャル法(T法)[7-11]を用いて、渦電流解析を行う。T法渦電流解析では、導体中の渦電流密度 \mathbf{J} が、 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ を満足することから、未知量の電流ベクトルポテンシャル \mathbf{T} を用いて、

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T} \quad (1)$$

と表すことができるとして、 \mathbf{T} に関する次の微積分方程式を解く。

$$\nabla \times \frac{1}{\sigma} \nabla \times \mathbf{T} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{T}}{\partial t} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\partial T_n}{\partial t} \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dS' = -\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} \quad (2)$$

ここで、 σ は導体の導電率、 S は導体表面、 T_n は \mathbf{T} の S 上の法線成分、 \mathbf{B}_0 は外部印加磁場である。ここで、導体表面での電流の法線成分がゼロであることから、 \mathbf{T} は、 S の表面での法線ベクトルを \mathbf{n} として

$$\mathbf{T} \times \mathbf{n} = 0 \quad (3)$$

なる境界条件を満たし、さらに、ゲージ任意性を固定するため、導体中で次のゲージ条件を満たすものとしている。

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = 0 \quad (4)$$

式(2)により求めた \mathbf{T} から式(1)により、導体中の渦電流 \mathbf{J} の分布を計算し、さらに、この電流分布からビオ・サバル則を用いて渦電流 \mathbf{J} が導体外部につくる磁場を求める手順となる。なお今回の計算では磁場の計算において磁極の存在は無視した。導体壁が表皮厚さに比して非常に薄いことから渦電流は薄板導体上で 2 次元状に分布をして流れているとみなすことができ、したがって、 \mathbf{T} は、導体の各位置で法線方向成分 T_n のみを持つことになり、実質的な未知量はこの T_n のみとなる。 \mathbf{T} は、渦電流に対するベクトルポテンシャルであり導体上でのみ定義されることから、シミュレーションにおける数値モデルはこの薄板導体のみでよく、これは T 法の大きな利点である。これに対し、差分法や有限要素法では導体外部に広がる空気領域も解析領域として含めて離散化する。

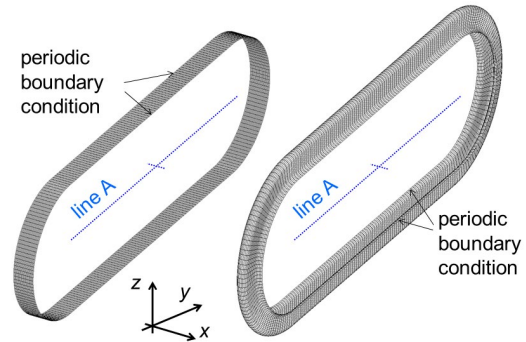


Figure 4: Numerical models of beam duct (unit period), flat structure (left) and bellows structure (right).

る必要が出てくる。

4. 数値解析例

本研究で渦電流解析するビームダクトの数値モデルを Fig. 4 に示す。Figure 2 に示すように 60 度偏向電磁石中の軌道長 1,885 mm に対し、1つの蛇腹構造の進行方向(z 軸)の長さ ϕ は 5.1 mm と非常に小さいため、ここでは、1つの蛇腹構造のみを数値モデル化し、ビーム方向に対し周期境界条件を課した近似モデルとして解析する。Figure 4 には平坦なダクト壁の場合 (flat structure) と蛇腹構造 (bellows structure) の場合の数値モデルを示してある。平坦構造の数値モデルのサイズは、蛇腹モデルの内側と同じサイズとなっている。

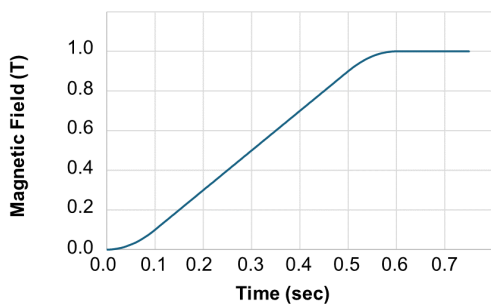


Figure 5: Excitation pattern of bending magnet.

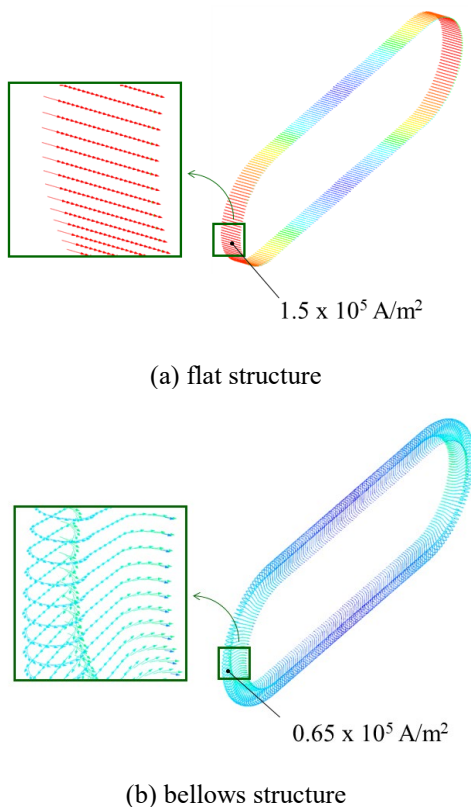


Figure 6: Eddy current distribution on conductor surface.

Figure 4 に示す数値モデルに対し、Fig. 5 のように約 0.5 秒間で 0 T から 1 T まで増加するような時間波形で z 方向下向きの一様磁場を印加したときに誘起される渦電流分布を Fig. 6 に示す。上述の考察のとおり、平坦な構造の場合も蛇腹構造の場合もいずれも渦電流は主にダクト側面をビーム方向(x 方向)に、かつ、側面壁左右で逆方向に流れることがわかる。また、誘起された渦電流密度の最大値と比較すると、蛇腹構造の場合は、平坦な構造に比して、約 43% の値となっており、蛇腹構造が渦電流抑制効果を有することが確認できる。つぎに、ダクト壁に誘起された渦電流によりダクト内部に生じる磁場強度の空間分布の時間変化を Fig. 7 に示す。平坦構造、蛇腹構造モデルのそれぞれの場合のビーム軌道に対し水平横方向の観測ライン (Fig. 4 に示す Line A) 上の磁場鉛直方向 (z 方向) 成分の時間信号波形を示す。蛇腹構造の場合は平坦構造に比して、約 37% の磁場強度となっており、渦電流そのもののみならず、ダクト内部に生じる磁場もさらに効果的に抑制されることがわかる。

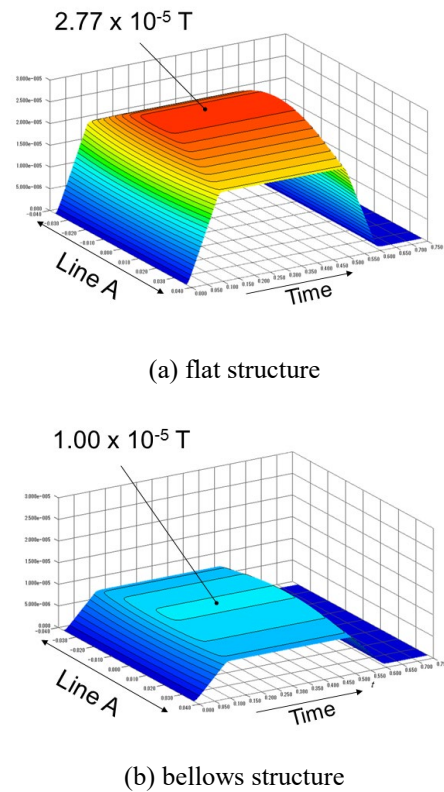


Figure 7: Generated magnetic field by eddy current along transverse observation line (line A of Fig.4).

5. まとめ

分子科学研究所 UVSOR のブースターシンクロトロンに用いられている蛇腹構造のビームダクトに対し電流ベクトルポテンシャル法による数値シミュレーションを行い、その渦電流抑制効果の定量的評価を試みた。平坦構造と蛇腹構造のダクトを同じ磁場印加条件で比較し、いずれのモデルでも、渦電流は主にダクト両側面壁を逆

方向に流れること、さらに、蛇腹構造とすることで、平坦構造に比して発生する渦電流強度は半分以下に抑制されることがわかった。また、この渦電流により軌道上に二次的に発生する磁場も抑制されることがわかった。なお今回の計算では、渦電流に依る磁場の計算において磁極の存在は無視しており、磁極存在下での磁場の評価は今後の課題である。今回の計算では、ダクトは十分に長いとし周期条件を課したが、短いダクトの場合、端部の効果がどのように表れるかなど、計算の応用範囲を高める検討も今後の課題である。解析的な公式による計算や実測との比較など、本計算手法の有効性や精度の評価も今後進めていきたい。

謝辞

本研究の遂行にあたり UVSOR 施設職員の皆さんに真空ダクトや電磁石に関する情報収集でご協力をいただいた。この場をお借りして感謝いたします。

参考文献

- [1] H. Ota *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 2380 (2022), 012003.
- [2] M. Katoh *et al.*, AIP Conf. Proc. 705, 49–52 (2004).
- [3] M. Adachi *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 425 (2013), 042013.
- [4] M. Katoh *et al.*, AIP Conf. Proc. 1234, 531–534 (2010).
- [5] 渡辺誠他、「入射用シンクロトロン設計」、UVSOR-7 (1981).
- [6] 林憲志他、PASJ2024, Yamagata, Japan, Jul. 31-Aug. 2, 2024, this meeting.
- [7] 亀有, 福本, 橋爪, プラズマ・核融合学会誌, 第 72 巻第 11 号 (1996) pp.1223-1234.
- [8] A.Bossavit, J.C.Verite, IEEE Trans. on Magnetics, MAG-18 (1982) p.431.
- [9] K.Miya, T.Sugiura, H.Hashizume, IUTAM Proc. Tokyo, North Holland (1986).
- [10] C.Chen, Y.Yoshida, K.Miya, Advanced Computational and Design Technique in Applied Electromagnetic System, Elsevier Science B.V., (1995) pp.97-100.
- [11] A.Kameari, J. of Computational Physics, Vol.42, Issue.1 (1981) pp.124-140.