

ナノテラスにおける APPLE II 型アンジュレータ多極磁場の補正

CORRECTION OF HIGHER-ORDER MAGNETIC FIELD OF APPLE II UNDULATORS AT NanoTERASU

保坂勇志^{#, A)}, 安居院あかね^{A)}, 稲葉健人^{A)}, 上島考太^{A)}, 小原脩平^{A)}, 西森信行^{A)}, 齋田涼太^{B, A)}, 櫻庭慶佑^{B, A)}, 山本達^{C)}, 福澤宏宣^{D)}, 早乙女光一^{E, F)}, 田中均^{E)}

Yuji Hosaka^{#, A)}, Akane Agui^{A)}, Kento Inaba^{A)}, Kota Ueshima^{A)}, Shuhei Obara^{A)}, Nobuyuki Nishimori^{A)}, Ryota Saida^{B, A)}, Keisuke Sakuraba^{B, A)}, Susumu Yamamoto^{C)}, Hironobu Fukuzawa^{D)}, Kouichi Soutome^{E, F)}, Hitoshi Tanaka^{E)}

^{A)} National Institutes for Quantum Science and Technology (QST)

^{B)} NAT Corporation

^{C)} Tohoku University

^{D)} Photon Science Innovation Center (PhoSIC)

^{E)} Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN)

^{F)} Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI)

Abstract

NanoTerasu, a 3 GeV high-brilliance synchrotron radiation facility, started user operation in April 2024. Five of ten initial beamlines of NanoTerasu use APPLE II undulators as insertion devices. APPLE II undulators are able to generate linearly, circularly, or elliptically polarized synchrotron radiation with a single undulator, however, they also induce a multipole magnetic field, which has complex adverse effects on the stored electron beam. In NanoTerasu, copper multi wires with a thickness of 0.14 mm are attached to the top and bottom surfaces of the vacuum chamber for correction. The multipole magnetic field by APPLE II undulator influences on large amplitude beam such as injection beam particularly. However, no decrease in beam injection efficiency has been observed in NanoTerasu even when all 10 initial beamlines are in use. In this paper, we report the method for the correction and the measured amplitude-dependent tune shift.

1. はじめに

3 GeV 高輝度放射光施設ナノテラス[1, 2]は軟 X 線・テンダー X 線領域の放射光生成に強みを持つ放射光施設であり、2024 年 4 月より特定先端大型研究施設として運用を開始した。ビームラインは、最大で 28 本設置可能であり、偏向電磁石からの放射光は用いずアンジュレータ若しくはウイグラを設置して高輝度放射光を利用する。

ビームラインは運用開始時点で 10 本が整備されており、これらのビームライン 10 本のうち 5 本において挿入光源として APPLE II 型アンジュレータ[3]を採用している。APPLE II 型アンジュレータは、磁石列をビーム軸方向に駆動することで放射光の偏光切替が可能なアンジュレータであり、直線偏光・楕円偏光を一つのアンジュレータで生成できる利点がある一方、多極磁場を発生させ蓄積電子ビームに複雑な悪影響を及ぼす。

電子ビームへの悪影響が単純なチューンシフトだけであればナノテラス蓄積リング非分散部に設置された 4 極電磁石の電流を調整することで補正が可能である。しかし、8 極以上の多極成分についてはナノテラスの電磁石では補正が不可能であるため、真空槽の上下面にマルチワイヤを貼付し、電流を流し磁場を発生させることで補正を行う[4]。アンジュレータによる電子ビームへの影響は複雑で、特にアンジュレータ中でビームが蛇行することに由来する多極成分は水平方向と垂直方向で非対称

であり、電磁石による磁場では補正しきれない。また、この多極成分は蓄積電子ビームのエネルギーの 2 乗に反比例し、低エネルギーのリングであるほど悪影響が顕著である。本稿では、ナノテラスで使用しているマルチワイヤ仕様、マルチワイヤ補正電流計算や、振幅依存チューンシフトの実測値について報告する。

2. 補正の原理

アンジュレータ等の複雑な磁場ではハミルトニアンを座標の関数と運動量の関数の 2 つに分離することができず、単純な方法ではビームへの影響をシンプレクティックな計算に落とし込めない。そこでコンポーネント通過前後のビーム座標と運動量をマッピングする手法[5]を採用した。この手法ではビームへの影響を座標変換とみなし独立変数を入れ替えたうえで、ハミルトニアンや母関数をべき展開して高次項を無視して計算する。

2.1 2 次までの精度のビーム座標のマッピング

x を水平方向、 y を垂直方向、 z をビーム軸方向にとったフレネ・セレ座標系で、電子ビームの規格化ハミルトニアンを 2 次まででべき展開すると、

$$\hat{H} \cong -1 + \frac{1}{2}(\hat{p}_x + \hat{A}_x)^2 + \frac{1}{2}(\hat{p}_y + \hat{A}_y)^2 + \hat{A}_z, \quad (2.1)$$
$$\vec{\hat{p}} \equiv \frac{\vec{p}}{p_0}, \vec{\hat{A}} \equiv -\frac{e}{p_0} \vec{A}$$

となる。ここで \vec{p} を規格化運動量、 \vec{A} を規格化ベクトルポテ

[#] hosaka.yuji@qst.go.jp

ンシャル、 p_0 をビームの運動量とした。ただしここで扱う運動量 \hat{p} は正準運動量であるため、実際観測されるkinematicな運動量 $\hat{p}^{(k)}$ とは $\hat{p}^{(k)} = \hat{p} + \vec{A}$ の変換が計算前後に必要である。

この手法ではアンジュレータ等のコンポーネント通過前後のビーム座標と運動量の変化を座標変換とみなして計算する。入口でのビーム座標を x, y 、入口での規格化運動量を \hat{p}_x, \hat{p}_y 、出口でのビーム座標を x_f, y_f 、出口での規格化運動量を $\hat{p}_{xf}, \hat{p}_{yf}$ として、独立変数を入れ替え(入口ビーム座標、出口規格化運動量)から(出口ビーム座標、入口規格化運動量)への座標変換を考える。この独立変数の入れ替えにより計算前後での座標と運動量の表式が一次のシンプレクティック積分の形と同様になる。この座標変換の母関数 $F(x, \hat{p}_{xf}, y, \hat{p}_{yf}, z_f)$ は、

$$F = - \int \hat{H} dz$$

$$= - \int_0^{z_f} \left\{ -1 + \frac{1}{2} (\hat{p}_{xf} + \hat{A}_x)^2 + \frac{1}{2} (\hat{p}_{yf} + \hat{A}_y)^2 + \hat{A}_z \right\} dz - x \hat{p}_{xf} - y \hat{p}_{yf}$$
(2.2)

と書ける。 $z = 0$ はコンポーネント入口、 $z = z_f$ は出口を表す。出口ビーム座標と入口規格化運動量は、

$$x_f = - \frac{\partial F}{\partial \hat{p}_{xf}}, y_f = - \frac{\partial F}{\partial \hat{p}_{yf}},$$

$$\hat{p}_x = - \frac{\partial F}{\partial x}, \hat{p}_y = - \frac{\partial F}{\partial y}$$
(2.3)

とFを用いて表される。Equation (2.2)の積分定数項は、 $z_f = 0$ としたときEq. (2.3)を満たすように決めている。

さらに母関数Fについても運動量とベクトルポテンシャルでべき展開を行う。ベクトルポテンシャルの次数をあらわに数えるための補助変数 ξ を導入し、それぞれの偏微分係数を $f_{ijk}(x, y, z_f)$ と表すとFは $F = \sum_{i,j,k} f_{ijk}(x, y, z_f) \hat{p}_{xf}^i \hat{p}_{yf}^j \xi^k$ と表せる。この偏微分係数の2次までの項($i + j + k \leq 2$)をEq. (2.2)をもとに順に求めていくと、

$$f_{000} = z_f, f_{100} = -x, f_{010} = -y,$$

$$f_{110} = 0, f_{200} = -\frac{z_f}{2}, f_{020} = -\frac{z_f}{2},$$

$$f_{001} = \int_0^{z_f} \hat{A}_z dz,$$

$$f_{101} = \int_0^{z_f} \left(\hat{A}_x - \int_0^z \frac{\partial \hat{A}_z}{\partial x} dz' \right) dz,$$

$$f_{011} = \int_0^{z_f} \left(\hat{A}_y - \int_0^z \frac{\partial \hat{A}_z}{\partial y} dz' \right) dz,$$

$$f_{002} = -\frac{1}{2} \int_0^{z_f} \left\{ \left(\hat{A}_x - \int_0^z \frac{\partial \hat{A}_z}{\partial x} dz' \right)^2 + \left(\hat{A}_y - \int_0^z \frac{\partial \hat{A}_z}{\partial y} dz' \right)^2 \right\} dz$$
(2.4)

となる。Equation (2.4)より、母関数Fが運動量とベクトルポテンシャルの二次までの精度で表せる。これをEq. (2.3)に代入することにより、入口規格化運動量を出

口規格化運動量と f_{ijk} の偏微分で表せる。最終的に出口の規格化運動量及び出口のビーム座標は、 $p_n \equiv \left(1 - \frac{\partial f_{011}}{\partial y}\right) \left(1 - \frac{\partial f_{101}}{\partial x}\right) - \frac{\partial f_{011}}{\partial x} \frac{\partial f_{101}}{\partial y}$ とすると、2次まで精度で以下のように表される。

$$\hat{p}_{xf} = \frac{\left\{ \left(1 - \frac{\partial f_{011}}{\partial y}\right) \left(\hat{p}_x + \frac{\partial f_{001}}{\partial x} + \frac{\partial f_{002}}{\partial x}\right) + \frac{\partial f_{011}}{\partial x} \left(\hat{p}_y + \frac{\partial f_{001}}{\partial y} + \frac{\partial f_{002}}{\partial y}\right) \right\}}{p_n},$$

$$\hat{p}_{yf} = \frac{\left\{ \left(1 - \frac{\partial f_{101}}{\partial x}\right) \left(\hat{p}_y + \frac{\partial f_{001}}{\partial y} + \frac{\partial f_{002}}{\partial y}\right) + \frac{\partial f_{101}}{\partial y} \left(\hat{p}_x + \frac{\partial f_{001}}{\partial x} + \frac{\partial f_{002}}{\partial x}\right) \right\}}{p_n},$$

$$x_f = x + z_f \hat{p}_{xf} - f_{101},$$

$$y_f = y + z_f \hat{p}_{yf} - f_{011}$$
(2.5)

この手法により、ベクトルポテンシャルをビーム軸にそって積分できるならば、コンポーネント出口でのビーム座標と運動量を計算することができる。

2.2 APPLE II型アンジュレータによる影響の計算

マッピングを用いてAPPLE II型アンジュレータによる影響計算を行うにあたりベクトルポテンシャルの積分が必要であるため、Halbachタイプの級数モデルを用いて

$$B_x = \sum_{i=0}^n c_i \frac{k_{xi}}{k_{yi}} \sin(k_{xi}x) \exp(-k_{yi}y) \cos(kz + \varphi),$$

$$B_y = \sum_{i=0}^n c_i \cos(k_{xi}x) \exp(-k_{yi}y) \cos(kz + \varphi),$$

$$B_z = \sum_{i=0}^n c_i \frac{k}{k_{yi}} \cos(k_{xi}x) \exp(-k_{yi}y) \sin(kz + \varphi),$$

$$k_{yi} = \sqrt{k^2 + k_{xi}^2}, k_{xi} = \frac{2\pi}{\lambda_x} i$$
(2.6)

と磁石列の磁場の定式化を行う。ここで $k = 2\pi/\lambda$ はアンジュレータの周期長に依存する定数である。

RADIA[6]を用いて1列の磁石列による磁場分布を計算し、 c_i, λ_x を未知数としてEq. (2.6)でフィッティングし磁場を定式化した。今回はアンジュレータのギャップごとに個別にフィッティングし、磁場の原点がビーム軌道の原点と一致するように計算を行った。また、 n は20とした。得られた c_i, λ_x を用いてベクトルポテンシャルは、

$$A_x = \sum_{i=0}^n c_i \frac{1}{k} \cos(k_{xi}x) \exp(-k_{yi}y) \sin(kz + \varphi),$$

$$A_y = - \sum_{i=0}^n c_i \frac{k_{xi}}{k_{yi}k} \sin(k_{xi}x) \exp(-k_{yi}y) \sin(kz + \varphi),$$

$$A_z = 0$$
(2.7)

と表される。ここでベクトルポテンシャルが z に対して周期的なので、アンジュレータの磁石列が整数周期であることを考えれば母関数の偏微分係数のうち $f_{001}, f_{101}, f_{011}$ は0になる。Eq. (2.7)を4つの磁石列について足し合わせると、 f_{002} の偏微分は、

$$\frac{\partial f_{002}}{\partial x} = -\frac{z_f}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^4 \left(a_x^{(\alpha)} g_x^{(\beta)} + a_y^{(\alpha)} g_y^{(\beta)} \right) \cos(\varphi_\alpha - \varphi_\beta),$$

$$\frac{\partial f_{002}}{\partial y} = -\frac{z_f}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^4 (a_x^{(\alpha)} h_x^{(\beta)} + a_y^{(\alpha)} h_y^{(\beta)}) \cos(\varphi_\alpha - \varphi_\beta),$$

$$a_x^{(\alpha)} \equiv \frac{\hat{A}_x^{(\alpha)}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)}, a_y^{(\alpha)} \equiv \frac{\hat{A}_y^{(\alpha)}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)},$$

$$g_x^{(\alpha)} \equiv \frac{\frac{\partial \hat{A}_x^{(\alpha)}}{\partial x}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)}, g_y^{(\alpha)} \equiv \frac{\frac{\partial \hat{A}_y^{(\alpha)}}{\partial x}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)},$$

$$h_x^{(\alpha)} \equiv \frac{\frac{\partial \hat{A}_x^{(\alpha)}}{\partial y}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)}, h_y^{(\alpha)} \equiv \frac{\frac{\partial \hat{A}_y^{(\alpha)}}{\partial y}}{\sin(kz + \varphi_\alpha)} \quad (2.8)$$

となる。 φ_α は各磁石列のビーム軸方向の位相である。4つの磁石列についてそれぞれ x 方向の平行移動や y 軸の反転、磁石位相変更を行いつつ Eq. (2.8)を計算することで、アンジュレータ通過後の電子ビームのキック角が得られる。ナノテラスで最も影響が大きい周期長 75 mm、53 周期の APPLE II 型アンジュレータから電子ビームが受ける x 方向のキックの x 位置依存性を Fig. 1 に示す。偏光モードによって全く異なるキックとなり、その絶対値は垂直直線偏光で最も大きいことが分かる。

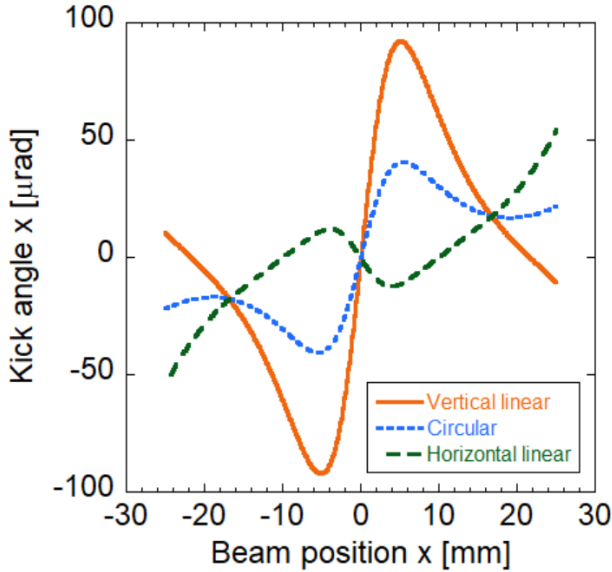


Figure 1: Calculated kick angle by APPLE II undulator as a function of beam position x for horizontal linear, vertical linear, and circular polarization modes.

2.3 マルチワイヤによる補正の計算

アンジュレータ同様、マルチワイヤによる補正計算もマッピングを用いて行う。ビーム軸に平行な電流 I [A]による規格化ベクトルポテンシャルは以下となる。

$$\hat{A}_x = 0, \hat{A}_y = 0, \hat{A}_z = -2a \log R$$

$$a \equiv \frac{\mu_0 e I}{4\pi p_0 c}, R \equiv \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (2.9)$$

ここで x_0 はワイヤの x 座標、 y_0 はワイヤの y 座標、 c は光速、 p_0 は電子ビームの運動量である。よって f_{ijk} のうちベクトルポテンシャルに依存する 4 係数の偏微分は、

$$\frac{\partial f_{001}}{\partial x} = 2az_f \frac{x - x_0}{R^2}, \frac{\partial f_{001}}{\partial y} = 2az_f \frac{y - y_0}{R^2},$$

$$\frac{\partial f_{101}}{\partial x} = -az_f^2 \frac{(x - x_0)^2 - (y - y_0)^2}{R^4},$$

$$\frac{\partial f_{101}}{\partial y} = -2az_f^2 \frac{(x - x_0)(y - y_0)}{R^4},$$

$$\frac{\partial f_{011}}{\partial x} = \frac{\partial f_{101}}{\partial y}, \frac{\partial f_{011}}{\partial y} = -\frac{\partial f_{101}}{\partial x},$$

$$\frac{\partial f_{002}}{\partial x} = \frac{4}{3} a^2 z_f^3 \frac{x - x_0}{R^4}, \frac{\partial f_{002}}{\partial y} = \frac{4}{3} a^2 z_f^3 \frac{y - y_0}{R^4} \quad (2.10)$$

となる。Equation (2.10)を全ワイヤについて座標と電流を変化させながら足し合わせるとマルチワイヤの影響が計算できる。ナノテラスで用いたワイヤは扁平であるため、ワイヤを x 方向に 5 分割し電流も 5 等分して計算した。

磁石列のベクトルポテンシャルは $A_z = 0$ であり、ワイヤは $A_x = 0, A_y = 0$ であるため、磁石列同士やワイヤ同士では問題ないが、磁石列磁場とワイヤ磁場が重なるとクロスタームが生じる。クロスタームを試算すると全体のキック量と比べて無視できる量であったため、ナノテラスの補正計算ではアンジュレータとマルチワイヤを個別計算して打ち消しあうマルチワイヤ電流パターンを求めている。

Figure 2 にマルチワイヤ補正電流による x 方向アンジュレータキック角の打ち消しを示す。マルチワイヤのピッチを 3 mm としたときは残留キックの peak to peak を補正前の 1/100 以下に抑えることができるが、5 mm ピッチでは残留キックが抑えきれないことが分かる。ナノテラスでは 3 mm ピッチのマルチワイヤを選定した。また、y 方向キックにも x 方向ビーム位置への依存性がみられたが、x, y 方向のキックを同時に打ち消すことはできなかったため、x 方向を重視しつつ y 方向も悪くなりすぎないように重みづけをしつつ補正電流パターンの計算を行った。

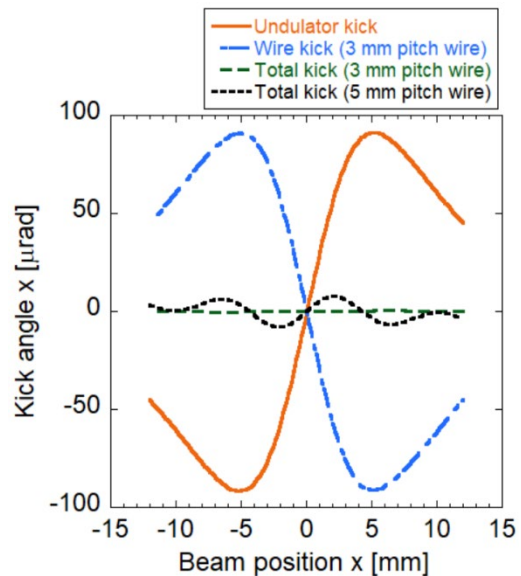


Figure 2: Calculation results of cancellation of undulator kick by multi-wire correction.

3. ナノテラスのマルチワイヤ

Figure 3 に実際にナノテラスで設置したマルチワイヤ寸法とビームとの位置関係を示す。マルチワイヤは andus 社[7]により寸法指定で製作された。真空槽の厚さは 12.5 mm であり、マルチワイヤを貼付する面はビーム軸から y 方向に ± 6.25 mm の位置になる。マルチワイヤの厚さは粘着層 0.05 mm、ポリイミド層 0.05 mm、ワイヤ 0.14 mm であるため、ワイヤ中心の位置はビーム軸から y 方向 ± 6.42 mm の位置となる。ワイヤは上下面ともに 20 本のワイヤを 3 mm ピッチで配置したが、電源の設置台数に限りがあったため、中央部の 10 本のワイヤのみに電流を流し、また、上面と下面の同じ位置のワイヤには同じ電流を流すこととして合計で 10 ch の電源から補正電流を供給した。中央部 10 本のワイヤでも補正可能な範囲は ± 15 mm 程度となり、設置位置の x 方向ダイナミックアパチャーと同程度である。事前計算により、補正電流は最大で 5 A 超であったため、電源は最大定格 ± 10 A の直流電源とした。ワイヤ断面積が小さいため電流による発熱が懸念されたが、補正電流の 1.3 倍の電流を流しても温度上昇は 4 K 程度となった。

ナノテラスでは 5 台の APPLE II 型アンジュレータとツインヘリカルアンジュレータに 2 つ、計 7 か所にマルチワイヤを設置した。APPLE II 型用マルチワイヤは長さ 4.19 m、ツインヘリカルアンジュレータ用マルチワイヤは長さ 1.93 m である。マルチワイヤがビーム軸に対し傾いて設置されると正しく補正することはできないため、ワイヤのピッチよりも十分良い精度での設置が要求される。ナノテラスでは目標設置精度を 0.1 mm/m とし、真空槽の設置面に界面活性剤を塗布し、粘着層ごと滑らせて微調整をするという手法をとった。真空槽にマルチワイヤ用の位置決め治具(Fig. 4)を取り付け、マルチワイヤシートの端面が治具に合うよう滑らせることで微調整を実施した。

マルチワイヤに上下 1 ペアずつ個別に通電したときの蓄積ビームのチューン変化の計算値と実測値を Fig. 5 に示す。ワイヤ中心とビーム軸 $x = 0$ は高い精度で一致していることが分かる。ビーム応答から推測されるワイヤの

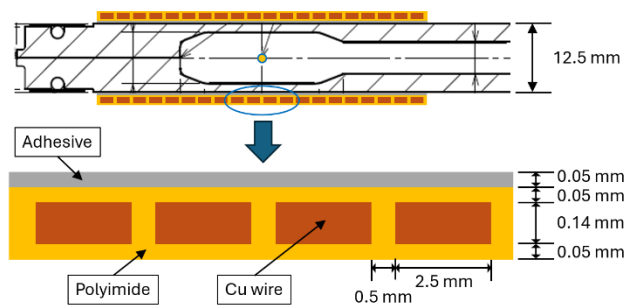


Figure 3: Structure of multi wire used in NanoTerasu.

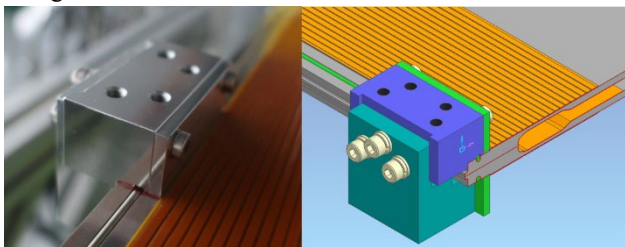


Figure 4: Jig for positioning multi wire.

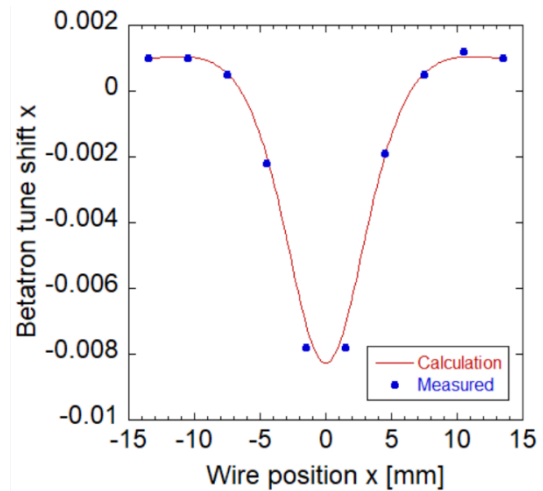


Figure 5: Betatron tune shift (x direction) when current is applied to each wire pair individually.

x 方向のずれは最大で 0.4 mm 程度であった。x 方向のずれが大きかったマルチワイヤについては、ワイヤの座標ずれを含めた上で補正電流の計算を行った。

4. アクティブな補正

アンジュレータ駆動時のビームへの影響を抑えるため、ギャップ駆動や位相駆動時にマルチワイヤの補正電流をアクティブに変化させる必要がある。そのため、各ギャップでの適切な補正電流を事前に求めテーブル化したうえで、現在のギャップ及び位相の状態を常に監視しテーブルを元に補正電流を変化させる。ギャップが狭くなるほど補正電流の変化幅が大きくなる傾向があるため、テーブルのギャップ間が線形補間で十分滑らかにつながるように、テーブルのギャップデータ間隔はビーム応答を確認しつつ設定した。また、マルチワイヤのアクティブな補正はアンジュレータ前後のステアリング電磁石によるアクティブなビーム軌道補正と同時に行う必要があるため同一フレームワークで行っている。ナノテラスにおけるアンジュレータ駆動の監視周期は 0.3 秒であり、電源の電流変更の応答時間を考慮しても合計で 0.5 秒程度の応答時間となっている。補正電流パターンは全アンジュレータについて使用する偏光モードごとに事前計算を行ったが、実際のアンジュレータによる影響には個体差があり、軌道上($x = 0$)のビームの実測チューンシフトは計算とずれが生じた。ビーム位置 x に依存する多極成分をビーム応答から正確に得るのは困難であったため、 $x = 0$ のビームの x 方向チューンシフト実測値が 0 になるように補正電流全体をスケールして補正テーブルを作成した。

5. 結果

5.1 マルチワイヤ補正による効果

ユーザー利用のためには全てのアンジュレータを自由なタイミングでギャップと位相を変更できるようにするため、ユーザー運転前に全てのマルチワイヤについて補正テーブルを順次作成した。全ての補正テーブル作成が完了した時点で全 APPLE II 型アンジュレータを多極磁場の影響が最も大きい垂直直線偏光モードで最小ギャップまで閉め、補正の効果の確認を行った。

蓄積されているビームへの影響に関しては、駆動時には y 方向チューンに変化がみられるものの、自動補正の範囲内で問題なく元の状態に補正された。

ナノテラスの入射スキームでは、入射ビームは x 方向に -6 mm 程度の位置に入射されダンピングにより徐々に蓄積ビーム軌道に合流する。そのため入射ビームは x 方向の大振幅を持っており、アンジュレータ多極磁場の影響を強く受ける。上記の多極磁場の影響が最も大きくなる条件でビーム入射を行ったところ、入射効率の低下は全く見られず、マルチワイヤ補正が健全に動作しユーザーが自由にアンジュレータ駆動できることが確認できた。

5.2 振幅依存チューンの測定

ユーザー利用運転開始後、マルチワイヤ補正の効果を検証するため、振幅依存チューンの測定を行った。測定は、ビーム入射時に用いているキッカー電磁石を弱い出力で空打ちして意図的にビーム振幅を作り、ビーム位置モニタによりビームのベータatron振動波形を取得し周波数解析するという方法で行った。

Figure 6 (a)にマルチワイヤ補正無しでのアンジュレータギャップ閉による振幅依存チューンの変化を示す。アンジュレータのギャップを閉じないときはビームの振幅が大きくなるほど x 方向のベータatronチューンは下がる傾向にあり、トラッキング計算でも同様の傾向が確かめられた。垂直直線偏光モードでアンジュレータ1台のギャップを最小まで閉じると、大振幅でのチューン減少幅が小さくなり、アンジュレータ2台では傾向が逆転した。また、アンジュレータ2台ではトラッキング計算でダイナミックアパチャーの縮小がみられており、y=0でのx方向のダイナミックアパチャーは7割程度まで縮小していた。振幅依存チューンの傾向が逆転するほどの変化があると、ダイナミックアパチャーに影響を及ぼしビーム寿命の減少や入射効率の低下などの悪影響を引き起こす。

Figure 6 (b)にマルチワイヤ補正有りでのアンジュレータギャップ閉による振幅依存チューンの変化を示す。補正有りではアンジュレータ2台を垂直直線偏光モードで閉じても大振幅でのチューンの減少傾向を維持できていることが分かる。トラッキング計算では、振幅依存チューンがほとんど動かないように電流が設定できていることが分かるが、実測値ではアンジュレータ閉によって振幅依存チューンが少し変化しており、補正が不足気味であることが分かる。今後ナノテラスのアンジュレータ増設の際に悪影響が見られた場合には、特定のアンジュレータの補正を強めるもしくは弱める判断をするのに振幅依存チューンの測定は有用である。

6. まとめ

3 GeV 高輝度放射光施設ナノテラスでは APPLE II 型アンジュレータによる多極成分キックへの対策としてマルチワイヤによる補正を採用している。事前の補正電流計算をベースに実測チューンによりスケールリングを行い、補正電流を決定した。0.3 秒間隔でアンジュレータの駆動を監視し、駆動に合わせて補正電流を変化させビームへの影響を補正している。マルチワイヤ補正は健全に動作しておりユーザーが自由にアンジュレータを駆動しても入射効率の低下などの悪影響は全く見られていない。振幅依存チューンの測定では補正によって多極成分が

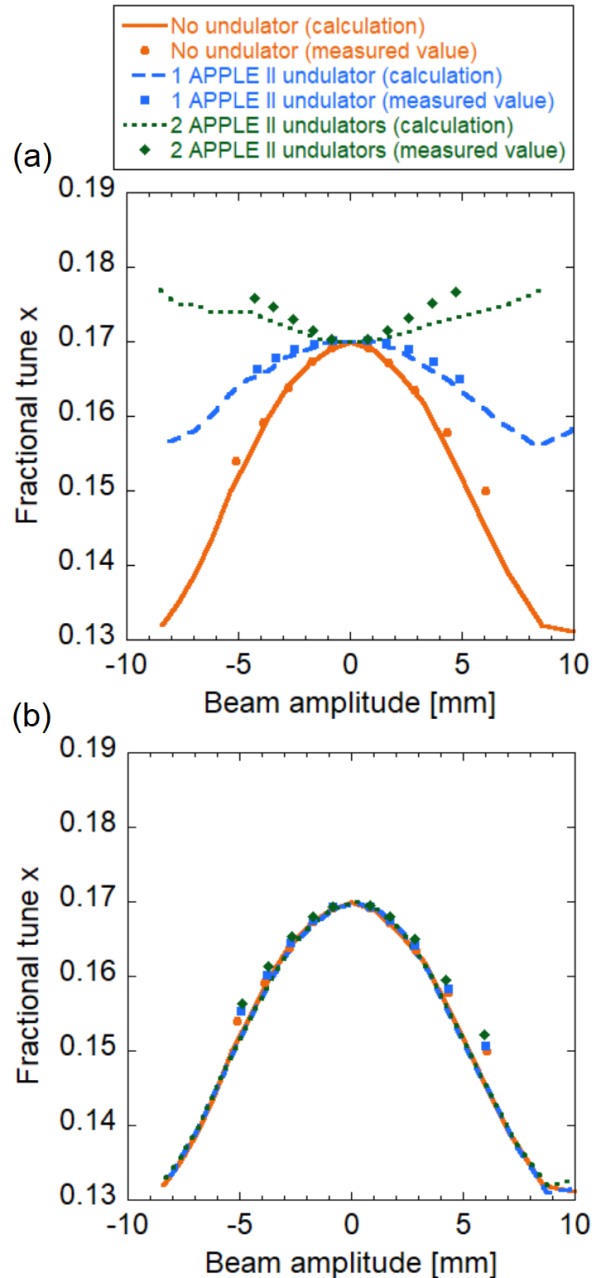


Figure 6: Amplitude dependent tune x (a) without multi-wire correction and (b) with multi-wire correction.

抑制されていることが明らかとなった。今後アンジュレータ増設に伴い補正電流の調整が必要になった場合には振幅依存チューン測定を加味した検討が必要である。

謝辞

ナノテラスの設計・製作・立上げにご協力いただいた理化学研究所及び高輝度光科学研究センターの研究者の方々、また、ナノテラス加速器機器の製作・設置に携わった業者の皆様へ深く感謝いたします。

参考文献

- [1] N. Nishimori *et al.*, “Commissioning of NanoTerasu accelerator system”, Proceedings of the 20th Annual Meeting

of Particle Accelerator Society of Japan, August 29, Funabashi, Japan, 2023, pp. 6-11.

- [2] S. Obara *et al.*, “Commissioning of a compact multibend achromat lattice: A new 3 GeV synchrotron radiation facility”, eprint arXiv: 2407.08925.
- [3] S. Sasaki *et al.*, “APPLE-II Type Quasi-Periodic Variably Polarizing Undulator at HiSOR”, J. Particle Accelerator Society of Japan, Vol. 9, No. 1, 2012, pp. 3-9.
- [4] J. Bahrtdt *et al.*, “Active Shimming of the Dynamic Multipoles of the BESSY UE112 APPLE Undulator”, Proceedings of EPAC08, June 23-27, Genoa, Italy, 2008, pp. 2222-2224.
- [5] J. Bahrtdt and G.Wustefeld, “Symplectic tracking and compensation of dynamic field integrals in complex undulator structures”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 14, 2011, 040703. DOI:10.1103/PhysRevSTAB.14.040703
- [6] RADIA,
<https://www.esrf.fr/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia>
- [7] ANDUS ELECTRONIC GmbH,
<https://www.andus.de/>