

J-PARC MR 用金属磁性体カットコアの研究

STUDY OF MAGNETIC ALLOY CUT-CORE FOR J-PARC MR

野村昌弘^{#, A)}, 山本昌亘^{A)}, 島田太平^{A)}, 田村文彦^{A)},
大森千広^{B)}, 戸田信^{B)}, 長谷川豪志^{B)}, 原圭吾^{B)}, 吉井正人^{B)}
Masahiro Nomura^{#, A)}, Masanobu Yamamoto^{A)}, Taihei Shimada^{A)}, Fumihiko Tamura^{A)},
Chihiro Ohmori^{B)}, Makoto Toda^{B)}, Katsushi Hasegawa^{B)}, Keigo Hara^{B)}, Masahito Yoshii^{B)}
^{A)} JAEA J-PARC Center, ^{B)} KEK J-PARC Center

Abstract

J-PARC 3 GeV RCS and Main Ring (MR) employ RF cavities loaded with Magnetic Alloy (MA) cores. The RF cavities in the RCS employ un-cut cores and those in the MR employ cut cores to increase the Q-value. In this paper, we discuss the magnetic characteristics of cut cores for MR. At first, we show the fundamental magnetic characteristics of cut core and the influence of leakage magnetic field. Next, we discuss the relation between the shunt impedances, R_p , of un-cut core and cut core. At last, we show what parameters are effective to increase the cut core R_p . R_p is a key parameter to achieve a high field gradient for increasing the beam power.

1. 序

J-PARC RCS、MR の両シンクロトロンでは RF 空洞に金属磁性体コア(日立金属社製 FINEMET コア [1]) を採用している。RCS ではアンカットの金属磁性体コアを、MR では Q 値を高める為にカットコアを用いている。ユーザーの要望に応え、大強度の陽子ビームを加速する為には金属磁性体コアのシャントインピーダンス R_p を高め、より高い加速電圧を発生させる事が重要である。

本稿では、MR 用のカットコアについての議論を行う。まず初めに現在 MR で使用している金属磁性体カットコアについて簡単に説明を行い、次にカットコアの磁気特性、漏れ磁場の影響について述べた後に、アンカットコアとカットコアの R_p の関係についての議論を行なう。そして最後に、カットコアで高い R_p を達成する為にはなにが重要であるかについて述べる。

2. MR RF 空洞用金属磁性体カットコア

MR で現在使用している金属磁性体カットコア (FT3M) の写真を Fig. 1 に示す。金属磁性体コアは厚さ $18 \mu\text{m}$ のアモルファスのリボンをコア巻機によりコアの形状に整形させた後に、熱処理によりナノオーダーの結晶に形成させることで磁気特性を飛躍的に向上させている。リボンの片面には層間絶縁を保つ為に約 $2 \mu\text{m}$ 厚の SiO_2 が塗布されている。MR 用のコアの大きさは内径 245 mm 、外径 800 mm 、幅 35 mm で、重量は約 100 kg である。冷却方式として水による直接冷却方式を採用しているため、コアの外側には防錆コーティングが施されている。

カットコアへの製造工程は、先ずウォータージェットによりコアを 2 分割し、カット面の両端部分約 20 mm を切断する。この端部の切断によりコア

内外周への漏れ磁場による発熱を抑えている。ウォータージェット切断により破れた切断面の層間絶縁は、切断後に切断面をダイヤモンド研磨することにより層間絶縁を回復させている。

MR 用のカットコアに求められる Q 値は、MR の加速周波数領域 1.7 MHz で約 22 。 Q 値の調整は、切断面の間隔をそこに挟み込む FRP 板の厚さで調整することにより行っている。 $Q = 22$ を得る為の切断面の間隔は約 10 mm である。切断面は直接冷却水に触れないように RTV ゴムで保護されている[2]。

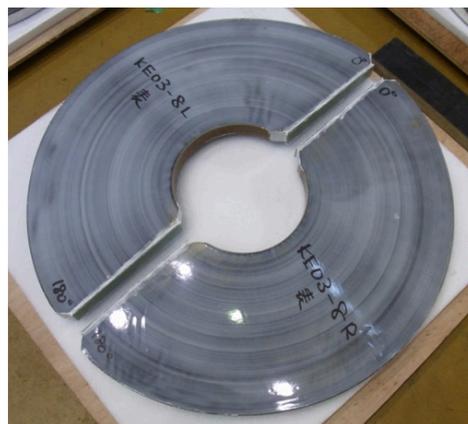


Figure 1: Picture of MA cut core (FT3M) for MR.

3. カットコア磁気特性

先ず初めに、コアの磁気特性を表すパラメータを整理しておく。コアを抵抗との直列の等価回路で考えた場合は、

$$\mu_r = \mu'_s - i \mu''_s \quad (1)$$

$$Z = \square_s + i X_s \quad (2)$$

[#] masahiro.nomura@j-parc.jp

$$R_s = f \mu_s'' \mu_0 t \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (3)$$

$$X_s = \omega L_s = f \mu_s' \mu_0 t \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (4)$$

$$Q = \frac{X_s}{R_s} \quad (5)$$

で表される。 μ_r は複素比透磁率、 μ_0 は真空での透磁率、 Z はインピーダンス、 t はコアの厚さ、 r_1 と r_2 はそれぞれコアの内半径と外半径を表す。添字 s は直列(series)を表す。また、コアを抵抗との並列の等価回路で考えた場合は、

$$\frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{\mu_p'} - \frac{1}{i \mu_p''} \quad (6)$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{i X_p} \quad (7)$$

$$R_p = f \mu_p'' \mu_0 t \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (8)$$

$$X_p = \omega L_p = f \mu_p' \mu_0 t \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (9)$$

$$Q = \frac{R_p}{X_p} \quad (10)$$

で表される。添字 p は並列(parallel)を表す。両者には以下の関係がある。

$$R_{\square} = R_s + \frac{X_s^2}{R_s} \quad (11)$$

$$X_{\square} = X_s + \frac{R_s^2}{X_s} \quad (12)$$

コアの損失と言った場合は一般的には R_s を意味し、コアの損失が非常に小さい、つまり理想的なコアの場合は当然 R_p が大きくなり、

$$L_p = L_s \quad (13)$$

となる。アンカットコアの低周波数領域やカットコアでは R_s が X_s に比べて十分小さいのでこの近似が成り立つ。一方、アンカットコアの高周波数領域では Q 値は低く、 R_s が X_s に比べて有為な値を持つので $L_p = L_s$ の近似は適用できない。

次に、カットコアの磁気特性について述べる。カットコアでは切断面の間隔を広げることにより磁気抵抗を増やし、実効的な透磁率を下げることで Q 値を高めている。実効的な透磁率 μ_{eff} は磁気回路からギャップ間隔 l_g を用いて近似的に以下の式で表すことができる。

$$\mu_{eff} = \mu_s' \frac{1}{1 + \mu_s' \frac{2 l_g A}{l A_g}} \quad (14)$$

l はコアの平均磁路長、 A と A_g はコアの断面積及びギャップに於ける磁束の占める面積を表す。実際の水タンクを模擬した系で測定したコアのインダクタンス L_s のギャップ間隔 l_g による変化を Fig. 2 に示す。ギャップ間隔が広がるに従って実効的な透磁率 μ_{eff} が低下しコアのインダクタンス L_s が低下している。

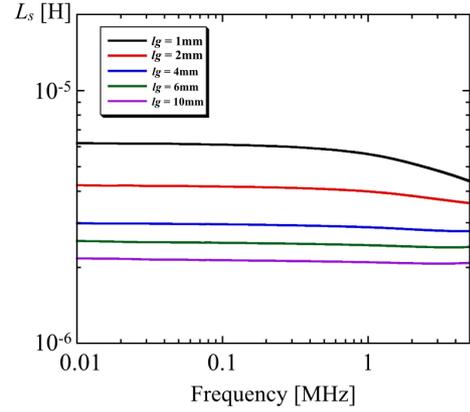


Figure 2: Frequency dependence of inductance L_s with different gap length l_g .

次に、インダクタンス L_s の低下に対する損失成分 R_s の変化を Fig. 3 に示す。インダクタンス L_s の低下以上に損失成分 R_s は低下している。

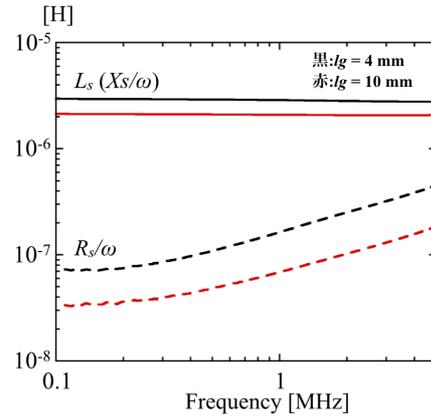


Figure 3: Frequency dependence of L_s and R_s/ω with gap length $l_g = 4$ and 10 mm.

以上の測定結果から求めたギャップ間隔と Q 値の関係を Fig. 4 に示す。ギャップ間隔が広がるに従って Q 値が増加している。

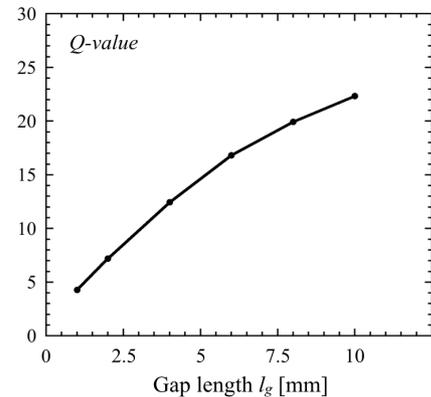


Figure 4: Gap length dependence of Q value.

最後に、コアの磁束密度の動径方向 r 依存性について述べる。アンカットコアの場合は良く知られている様に磁束密度の動径方向の依存性は $1/r$ である。カットコアの場合は切断面の間隔を広げるに従って磁気抵抗が大きくなり、磁路の内外周差は小さくなっていく。切断面の間隔の違いによる磁束密度の動径方向の依存性を Eq. (14) を用いて計算を行った。比透磁率は周波数約 2 MHz の値 1000 を使用した。計算結果を Fig. 5 に示す。ギャップ間隔を 3 mm 以上に上げた場合には磁束密度は動径方向に均一であることが分かる。

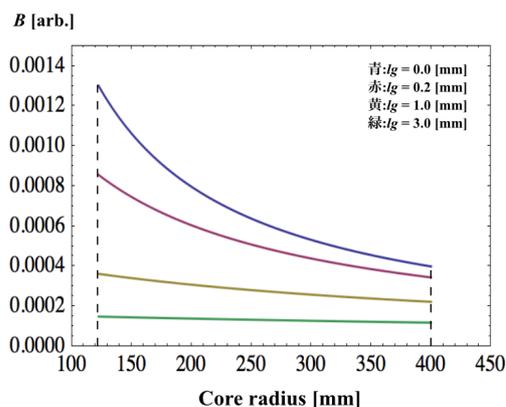


Figure 5: Radial dependence of magnetic flux density with different gap length l_g .

4. 漏れ磁場の影響

カットコアでは漏れ磁場によるコアの磁気特性への影響が大きい。今回は、切断面近傍の漏れ磁場のコアのインダクタンスへの影響について測定を行った。Fig. 6 には実際の水タンクを模擬した系での測定したインダクタンスのギャップ間隔依存性を示し、Fig. 7 には銅のリボンでギャップ部分を覆い、その銅のリボンによるループでの測定結果を示す。銅のリボンによる測定時の写真を Fig. 8 に示す。

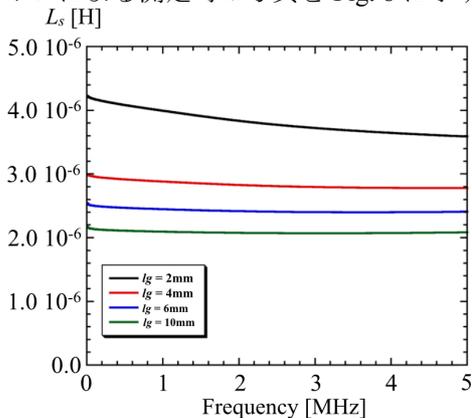


Figure 6: Frequency dependence of L_s with different gap length l_g .

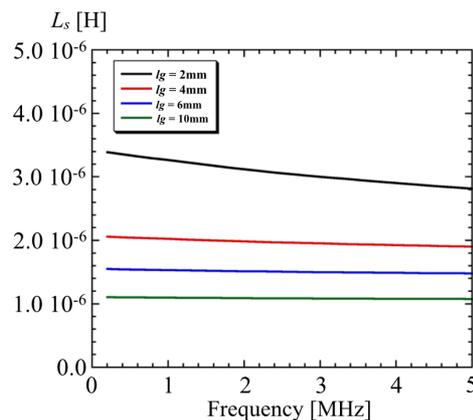


Figure 7: Frequency dependence of L_s with different gap length l_g .



Figure 8: Measurement setup with a copper ribbon.

模擬のタンクにコアを入れて測定した場合と銅リボンでギャップ部分を覆った場合にはインダクタンスに違いが生じている。Fig. 9 に 1.7 MHz での両者のインダクタンスのギャップ間隔依存性を示す。

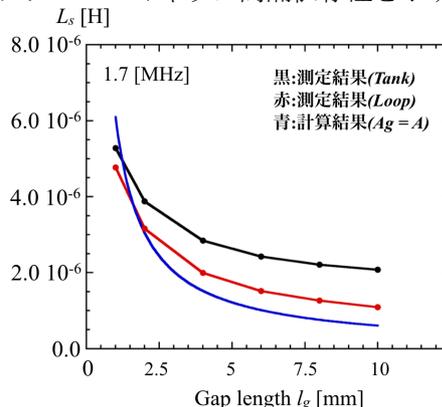


Figure 9: Gap length dependence of L_s at 1.7 MHz.

Fig. 9 には Eq. (14) でギャップ部分での磁束の広がり抑えた $A_g = A$ の計算結果も示している。銅のリボンでギャップを覆った場合の測定結果は計算結果に近い。銅のリボンでギャップ部分を覆った場合はギャップ部分のもれ磁場の広がりが抑えられ、磁気抵抗が増しインダクタンスが下がったと考えられる。

5. アンカットコアとカットコアの R_p の関係

大強度のビームを加速する為には高いシャントインピーダンス R_p が必要である。この節ではカットコアとアンカットコアの R_p の関係について議論を行う。過去の論文等ではカットコアの R_p はアンカットコアの R_p からあまり変化しないことが報告されている[3]。先ず、カットコアの切断面をできるだけ密着させた状態とギャップ間隔 10 mm の状態でのカットコアの磁気特性の測定を行った。両者の磁気特性を Fig. 10 に示す。切断面をできるだけ密着させた状態はアンカットコアの磁気特性に近いと考えられる。切断面を密着させた状態と比較して、ギャップ間隔 10 mm の状態ではインダクタンスが低下し、これに伴い損失成分 R_s が大きく低下している。この時の Q 値は周波数 1.7 MHz で約 22 である。

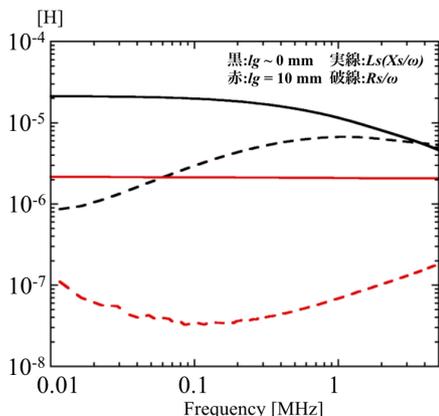


Figure 10: Frequency dependence of L_s and R_s/ω with minimum gap length and $l_g = 10$ mm.

次に、アンカットコアとカットコアの R_p の関係について議論する。カットコアの場合には漏れ磁場による R_p への影響が考えられる。重要なのは実際にカットコアを RF 空胴に組込んだ状態での R_p なので、 Q 値を調整したカットコア 3 枚を実際の RF 空胴の水タンクに組み込んだ状態での水タンクの R_p と組み込んだ 3 枚のコアをカットする前のアンカットコア 3 枚の R_p の和で比較を行った。両者の R_p を Fig. 11 に示す。低周波数領域を除いては、カットコアを装填した水タンクの R_p の方が約 10%程度低くなっている。先に述べた様に、カットコアは切断面の両端約 20 mm を斜めにカットしているため、この内外周約 20 mm の領域にはあまり磁束が入っていないと考えられる。この領域のコアに占める割合は約 10%程度なので、カットコアを装填した水タンクの R_p が約 10%低いのはこの端部をカットした影響が主と考えられる。これから低周波数領域を除いては過去に報告されているのと同様に、実際の水タンクに装填した状態でのカットコアの R_p はアンカットコアの R_p の値がほぼ保存されていると考えられる。

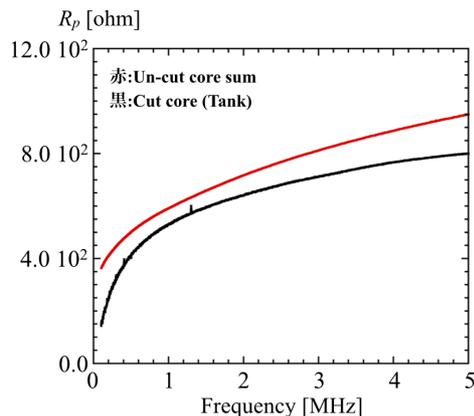


Figure 11: Frequency dependence of R_p of the water tank loaded with 3 cut cores and sum of 3 un-cut cores.

低周波数領域と MR の加速周波数領域のような渦電流損の影響の大きい高周波数領域では R_p に対する現象が違ふと考えられる。そこで、この 2 つの周波数領域それぞれについて R_p の保存について考えてみる。

低周波数領域では、アンカットコアもカットコアも損失成分 R_s が小さいので R_p は、

$$R_p = R_s + \frac{X_s^2}{R_s} \approx \frac{X_s^2}{R_s} \quad (15)$$

と近似できる。低周波数領域での渦電流による損失は良く知られているように以下の式で表される。

$$P_{loss} = \frac{\omega^2}{24\rho} d^2 B^2 V_c \quad (16)$$

ρ は抵抗率、 d はリボンの厚さ、 B は磁束密度、 V_c はコアの体積を表す。上の式と

$$P_{loss} = \frac{1}{2} R_s I^2 = \frac{1}{2} R_s \left(\frac{BA}{\omega L_s} \right)^2 \omega^2 \quad (17)$$

から、

$$\frac{R_s}{X_s^2} = \frac{d^2 l}{12\rho A} \quad (18)$$

と求まる。ここで A と l はそれぞれコアの断面積と平均磁路長を表す。以上より、 $\frac{R_s}{X_s^2}$ は透磁率に依存せず、コアの形状、リボン板厚 d や抵抗率 ρ に依存する量で、カット前後で変わる量ではないことが分かる。つまり、低周波数領域では損失が渦電流損による場合はコアをカットしても R_p は保存されるはずである。今回、低周波数領域で R_p が保存されていないのは[4]、コアをカットしたことにより損失成分 R_s が大きく低下し、アンカットコアの場合は無視できたヒステリシス損や残留損が無視できなくなった為と考えられる。確かに Fig. 10 の 0.1 MHz 以下の周波数領域では渦電流損以外の損失の割合が多くなっている。

高周波数領域での R_p の保存については、先ず等価回路の面から考えてみる。アンカットコアの場合は MR の加速周波数領域では $Q = 0.6$ と低く、損失成分 R_s が大きい。この事は、コアが抵抗的な性質を持つ事を意味する。高周波数領域ではコアをカットした場合でも R_p はほぼ保存される事から、この抵抗成分は純粋なコア、インダクタンス成分に抵抗が並列につながっている描像が近いと思われる。つまり、カットコアのギャップ間隔を広げていった場合、抵抗成分 R_p は変化せず、インダクタンス成分 L_p が磁気抵抗の増加とともに低下すると言った描像が近いと思われる。

次に少し物理的な側面から高周波数領域での R_p の保存について考えてみる。カットコアとアンカットコアに同じ電圧 V を印加した場合のコアの損失 P_{loss} は先に述べた並列回路的には R_p を用いて、

$$P_{loss} = \frac{V^2}{R_p} \quad (19)$$

で表される。この時カットコアには実効的な透磁率が低下した分だけ多くの電流が流れ両方のコアには

$$V = -\frac{d\phi}{dt} \quad (20)$$

により生じる同じ磁束 ϕ が生じる。この時のコアの損失 P_{loss} が両方のコアで同じ場合には

$$P_{loss} = \frac{V^2}{R_p(\text{un-cut core})} = \frac{V^2}{R_p(\text{cut core})} \quad (21)$$

となり R_p は保存する。低周波数領域では、カットコアの損失はアンカットコアの場合は無視できたヒステリシス損や残留損が加わった為に R_p は低下した。高周波数領域では R_p が保存していることから、高周波数領域でのコアの損失はカットコアでもアンカットコアでも同じ ϕ 依存性を持っていると考えられる。厳密には、磁束 ϕ の分布によりコアの損失 P_{loss} は違ってくるがその影響は小さいと考えられる。また、高周波数領域では磁気特性への渦電流の作る磁場の影響が無視できなくなってくる。この渦電流から磁場が作られる時の透磁率は、カットコアの場合でも実効的な透磁率では無く、コア固有のアンカットコアの透磁率なので、渦電流により作られる磁場の影響はアンカットコアでもカットコアでも同じである。

6. カットコアで高い R_p を得る為には

カットコアで高いシャントインピーダンス R_p を得る為には、カットコアの R_p はアンカットコアの R_p がほぼ保存されることから、アンカットコアの R_p を高めるのと同様の方法が有効である。その方法として以下の2つが考えられる。

一つはリボンの板厚を薄くする方法である。この方法では、低周波数領域では、コアの損失を減らすことにより R_p が高くなり、MR の加速周波数領域のような高周波数領域では、渦電流の影響を少なくす

ることにより透磁率の低下が抑えられて R_p を高くすることができる。

もう一つの方法は、磁場中熱処理により磁化過程を主に磁化回転によるものとする方法である。この方法では、低周波数領域では透磁率自体は低下するが、透磁率に対する損失の割合が減り、その結果 R_p は高くなる。先に述べた様に低周波数領域では透磁率自体は直接 R_p への影響は少ない。高周波数領域では、磁壁移動による磁化は周波数に追従できなくなり透磁率が低下するが、磁化回転の場合はこの様な原因で透磁率が低下する事は無く、その結果 R_p を高くすることができる。

6. まとめと今後

本稿では、MR 用のカットコアの磁気特性、漏れ磁場の影響について調べ、アンカットコアとカットコアの R_p の関係、カットコアで高い R_p を達成する為にはなにが重要かについての議論を行った。

カットコアでは切断面の間隔を広げるにより磁気抵抗を増やし、実効的な透磁率を下げるにより Q 値を高めている。カットコアの基本的な磁気特性、インダクタンスのギャップ間隔による変化等の測定を行ない、 Q 値のギャップ間隔依存性を調べた。

漏れ磁場の影響については、カットコアのギャップ部分の漏れ磁場の影響について調べた。その結果、ギャップ部分のもれ磁場の広がりを制限した場合はインダクタンスの低下が測定された。これはギャップ部分の磁気抵抗が増加したためと考えられる。

カットコアの R_p を高める為には、低周波数領域以外ではカットコアの R_p はアンカットコアの値をほぼ保存することから、アンカットコアの R_p を高めるのと同様に、リボンの板厚を薄くする、磁場中熱処理により磁化過程を磁化回転にすることが有効であることが確かめられた。

現在、既にリボン板厚を $18 \mu\text{m}$ から $13 \mu\text{m}$ に薄くし、磁場中熱処理を行ったコア (FT3L) の製造に着手している。これらのコアは予想通り高い R_p を達成していた [5, 6]。これらのカットコア 6 枚は MR の RF 空洞に装填され現在長期テスト中である。結果は良好で、今後厚さ $18 \mu\text{m}$ の FT3M カットコアとの入れ替えを行っていく予定である。

参考文献

- [1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi; *J. Appl. Phys.*, 64, 6044 (1988).
- [2] K. Hasegawa *et al.*, Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (2012) 1192.
- [3] Y. Mori *et al.*, Proc. of EPAC'98, p299-301.
- [4] M. Watanabe *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 532 (2004) 503.
- [5] C. Ohmori *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 16, 112002 (2013).
- [6] M. Nomura *et al.*, Proceedings of 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (2013) 217.