

J-PARC MR における縦方向エミッタンス増大操作のシミュレーション SIMULATION OF CONTROLLED LONGITUDINAL EMITTANCE BLOW-UP IN J-PARC MR

山本昌亘 ^{*A)}、絵面栄二 ^{B)}、原圭吾 ^{B)}、長谷川豪志 ^{B)}、野村昌弘 ^{A)}、大森千広 ^{B)}、シュナーゼ アレクサンダー ^{C)}、
島田太平 ^{A)}、高木昭 ^{B)}、高田耕治 ^{B)}、田村文彦 ^{A)}、戸田信 ^{B)}、吉井正人 ^{B)}、
Masanobu Yamamoto ^{* A)}、Eizi Ezura ^{B)}、Keigo Hara ^{B)}、Katsushi Hasegawa ^{B)}、Masahiro Nomura ^{A)}、Chihiro Ohmori ^{B)}、
Alexander Schnase ^{C)}、Taihei Shimada ^{A)}、Akira Takagi ^{B)}、Koji Takata ^{B)}、Fumihiko Tamura ^{A)}、Makoto Toda ^{B)}、
Masahito Yoshii ^{B)}、
^{A)} Japan Atomic Energy Agency, ^{B)} KEK, ^{C)} GSI

Abstract

The J-PARC MR receives a high intensity beam from the RCS and accelerates it up to 30 GeV. The designed longitudinal emittance of the RCS under the normal acceleration pattern is 5 eVs, whereas up to 10 eVs is accepted in the MR. Since a large emittance is needed for slow extraction operation at the MR flat top to mitigate a microwave instability, the emittance should be increased before the MR flat top is reached. We have investigated the controlled longitudinal beam emittance blow-up using the phase modulation during the MR acceleration period by a particle tracking code.

1. はじめに

J-PARC MR は、前段の RCS から 3 GeV の陽子ビームを受け取り、30 GeV まで加速をしている [1]。加速された陽子は、すぐに取り出してニュートリノ実験へ使用するのための速い取り出しを行う場合と、フラットトップにおいてデバンチを行ってから原子核実験に使用するための遅い取り出しを行う場合がある。

このうち遅い取り出しをする場合は、大強度ビームにおいては Microwave instability が問題となるため、縦方向エミッタンスを大きくすることが要求されている。MR の RF バケツは 10 eVs のエミッタンスを受け取れるように設計されているが、前段の RCS では通常の加速パターンは 5 eVs のエミッタンスで設計されており (入射エネルギーが 400 MeV の場合 [2])、MR で目指す 10 eVs のエミッタンスとは乖離がある。

このため、MR のフラットトップに至るまでの段階でエミッタンスを増大させることが求められているが、そのタイミングとしては、(a) RCS の取り出しまでに増大させる、(b) MR のフラットベースで増大させる、(c) MR の加速過程で増大させる、の 3 つがある。

まず (a) については、30 ~ 50 MHz 帯域で可変周波数の高調波空洞を位相変調させることによって、加速後半の数 ms の間にエミッタンスを 10 eVs まで増やせることが分かった [3]。この場合の長所は、MR の RF バケツにマッチしたエミッタンスが得られると同時にバンチングファクターも大きくさせることができ、MR 入射時の空間電荷効果の緩和にも役立つことである。

よって、縦方向のビーム操作の観点からはこの手法が最も良い。しかし、RCS 取り出しの時点でのバンチ長が、RCS の取り出しキッカー、MR の入射キッカー双方の仕様を超えるものであり、現状ではこのシナリオでいける見通しが立っていない。

次に (b) については、MR のフラットベースにおいて 10 ms の間に 10 eVs まで増やすという条件でパラメータサーチを行ったところ、30 ~ 300 MHz 帯域で固定

周波数の高調波空洞を位相変調させることによって実現可能であることが分かった [4]。これらの周波数帯域は、CERN [5] や BNL [6] においてもエミッタンス増大のために使用されており可能なシナリオではある。ただし、高調波空洞に要求される電圧が数百 kV と高いため、システムの構築が大掛かりになる。

そこで本発表においては、(c) の MR 加速過程においてエミッタンスを増大させる場合についてのシミュレーションを行った結果について述べる。

2. MR 加速パターン

MR で遅い取り出しの運転を行うときの磁場パターンを Fig. 1 に示す。上の図は加速全体についての磁場パターンであり、0.12 秒のフラットベースの間に RCS からバンチが入射され、その後 1.9 秒かけて加速が行われ、フラットトップへと至る。下の図は入射近傍を拡大したもので、RCS からは K1 ~ K4 の 4 回に分けて、40 ms ごとにビームが入射されることを示している。RCS からは一度に 2 バンチ供給されるので、MR には合計 8 バンチが入射されることになる。

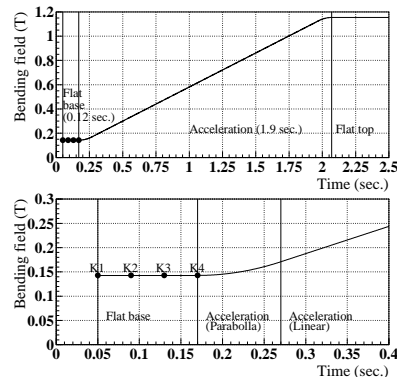


Figure 1: The bending field pattern for the MR slow extraction.

Fig. 2 に、遅い取り出しの運転を行うときの各種パラ

* masanobu.yamamoto@j-parc.jp

メーターの時間変化を示す。ビームローディングや空間電荷効果については考慮していない。加速電圧は最大 280 kV まで出すことができるが [7]、今回の計算では、現状の遅い取り出し運転を行っているときの加速電圧パターンを使用した。入射時は 160 kV で、加速開始時に Momentum filling factor が 100 % を超えるのを防ぐため一旦 256 kV まで電圧を上げ、その後は RF パケツに余裕があるのでまた 160 kV に戻すパターンである。

ビームエミッタンスについては、RCS からは 5 eVs のビームが供給されるが、10 eVs に対しての RF パケツの余裕度を見るために、Fig. 2 では入射時から 10 eVs であった場合の計算結果を載せてある。この加速電圧パターンを使ったときには、10 eVs に対して Momentum filling factor は最大でも 82 % ほどであり、RF パケツに余裕があることが分かる。

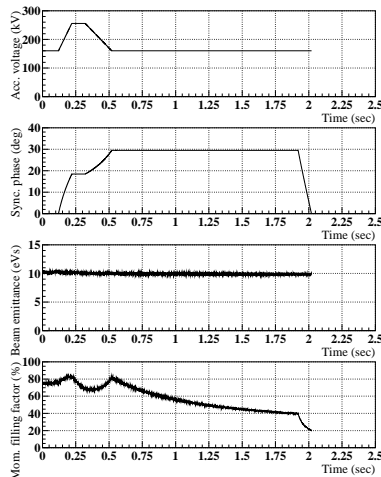


Figure 2: The acceleration voltage pattern, the beam emittance and the momentum filling factor during the acceleration.

この加速電圧パターンに高調波空胴の電圧を重ねて、ビームエミッタンスの増大操作を行う。

3. 位相変調

ビームエミッタンスの増大操作は、高調波空胴の電圧を位相変調させることによって行う。位相変調を行う際に、粒子にかかる全電圧 V_t は以下のように表される。

$$V_t = V_0 \sin h_0 \omega_{\text{revs}} t + V_b \sin(h_b \omega_{\text{revs}} t + \psi(t) + \psi_b) \quad (1)$$

ここで V_0 と h_0 は、基本となる加速電圧の振幅とハーモニク数、 ω_{revs} はシンクロナス粒子の周回周波数である。これに対して V_b と h_b は位相変調のための電圧を発生する高調波空胴の電圧とハーモニク数であり、その位相は以下のように変調される。

$$\psi(t) = \Delta\phi_{\text{mod}} \sin \omega_{\text{mod}} t \quad (2)$$

ここで $\Delta\phi_{\text{mod}}$ は位相変調の大きさであり、 ω_{mod} は変調の周波数である。位相変調には ω_{mod} に関して大きく分けて二つの領域があり、 $\omega_{\text{mod}}/\omega_s < 5$ の場合は 'resonant 領域' [8]、 $\omega_{\text{mod}}/\omega_s > 10$ の場合は 'noise 領域' [9, 10] と呼ばれる。

Fig. 3 に RCS から入射されるビームの位相空間分布とパンチ波形を示す。分布に沿って描かれている細線は 5 eVs の領域を示す。このビームを高調波空胴による位相変調無しで Fig. 2 の加速パターンによってフラットトップまで加速したときの分布とパンチ波形を Fig. 4 に示す。パンチ波形に重ねて描かれている細い線は、ガウス分布でのフィットしたものである。フラットトップではビームがかなり細くなるため、Fig. 4 では縦軸も横軸も Fig. 3 よりも拡大してある。これにともない、RF パケツは Fig. 4 では枠外にあって描かれていない。この Fig. 4 の分布とパンチ波形がリファレンスとなる。エミッタンスは全幅で 5 eVs、パンチ波形は $\pm 2\sigma$ の幅で 38 ns となっている。

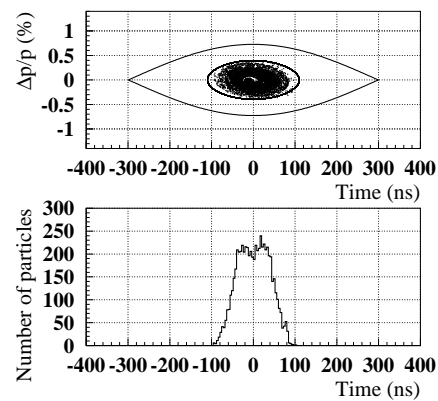


Figure 3: The phase space distribution and the bunch shape of 5 eVs beam from the RCS.

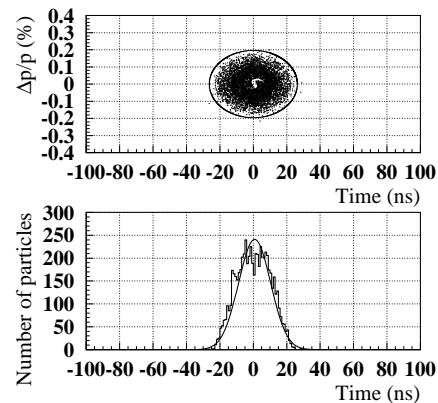


Figure 4: The phase space distribution and the bunch shape at the MR flat top without the phase modulation.

3.1 97 MHz 高調波空胴

位相変調によってエミッタンスを増大させる場合には、高調波空胴の電圧 V_b 、ハーモニク数 h_b 、変調周波数 ω_{mod} 、変調の振幅 $\Delta\phi_{\text{mod}}$ が、増大の早さ及びエミッタンスの拡散具合を決めるパラメーターとなる。今回は、MR の加速過程においてのエミッタンス増大操作をシミュレーションするにあたって、BNL の高調波空胴 [11] を J-PARC MR に適用した場合について計算を行った。

高調波空胴の共振周波数はチューナーによって可変であるが、今回の計算では、97 MHz 付近で MR の入射

時のRF周波数の58倍 ($h_b/h_0 = 58$) となる 96.96 MHz を採用した。高調波空洞の電圧は 30 kV を想定し、変調の振幅は 180 度固定とした。

そして、最も重要なパラメーターである変調周波数についてであるが、MR 入射時において位相変調を行った計算結果^[4]を参考にすると $5 \leq \omega_{\text{mod}}/\omega_s \leq 10$ 程度が望ましいと思われるが、それ以外の領域もサーベイを行ってみた。

$\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$ で位相変調を行ったときの、フラットトップでの位相空間分布とバンチ波形を Fig. 5 に示す。分布に沿って描かれている細線は 10 eVs の領域である。ビームエミッタンスの増大の様子を Fig. 6 に示す。10 eVs 付近まで増大している線が位相変調をかけた場合であり、5 eVs で留まっている下側の線は位相変調を行わなかった場合である。バンチ波形はガウス分布でフィッティングした場合、 $\pm 2\sigma$ の幅で 47 ns となった。

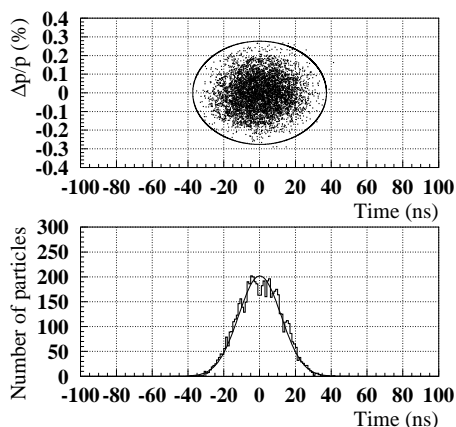


Figure 5: The phase space distribution and the bunch shape at the MR flat top with the phase modulation of $h_b/h_0 = 58$ and $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$.

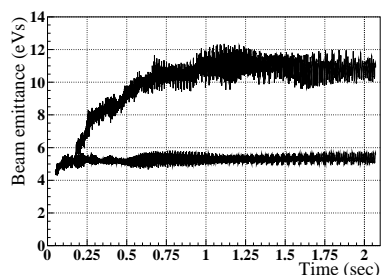


Figure 6: The increase of the beam emittance with the phase modulation of $h_b/h_0 = 58$ and $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$.

この他、 $5 \leq \omega_{\text{mod}}/\omega_s \leq 100$ の範囲で位相変調を行ってみたが、どの場合も大体 Fig. 5、Fig. 6 のような分布とバンチ波形が得られ、97 MHz の高調波空洞でフラットトップまでの間に 10 eVs までエミッタンスを増大できることが分かった。増大に必要な最小時間は 0.6 秒ほどである。

なお、比較のために、フラットベースにおいて 10 ms の間に位相変調でエミッタンスを 10 eVs まで増大させ、その後位相変調を切って加速した場合の計算結果を Fig. 7 と Fig. 8 に示す。高調波空洞の周波数は同じ 97 MHz であり、変調は $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$ で行っている。Fig. 5 と比

べて、分布にハローが少なく、バンチ波形はガウス分布でフィッティングした場合、 $\pm 2\sigma$ の幅で 53 ns となり、Fig. 5 の場合よりも幅広となっていることが分かる。

このように、位相変調としてはフラットベースで完了させてしまった方がフラットトップで得られる分布は良くなる。ただし、この場合は高調波空洞の電圧は 175 kV 必要となる。

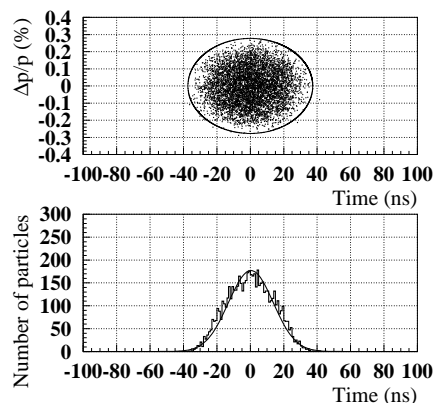


Figure 7: The phase space distribution and the bunch shape at the MR flat top with the phase modulation of $h_b/h_0 = 58$ and $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$. The phase modulation is applied only during the flat base.

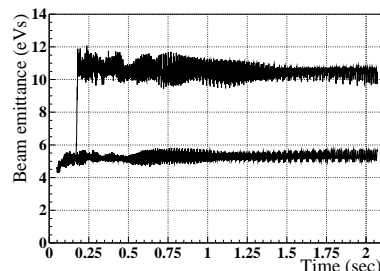


Figure 8: The increase of the beam emittance with the phase modulation of $h_b/h_0 = 58$ and $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$. The phase modulation is applied only during the flat base.

MR の加速過程において位相変調を行う場合には、有効な変調周波数には比較的幅があることが分かったので、次に考慮しなければならないのは高調波空洞の Q 値である。位相変調を行うのに必要な周波数幅 Δf は

$$\Delta f = \frac{\Delta\phi_{\text{mod}}}{2\pi} \omega_{\text{mod}} \quad (3)$$

であるので、これを高調波空洞の半値幅として採用すると、高調波空洞の Q 値は

$$Q = \frac{h_b \omega_{\text{revs}}}{\Delta\phi_{\text{mod}} \omega_{\text{mod}}} \quad (4)$$

となる。

MR においてシンクロトロン周波数は、入射時に基本波電圧が 160 kV の場合 350.6 Hz となる。そして加速するに従ってシンクロトロン周波数は小さくなっていくので、変調周波数 ω_{mod} も小さくなっていく。このため、Eq. (4) より必要な Q 値が最も小さくなるのは入射時と

いうことになる。Fig. 9 に入射時に必要な Q 値と変調周波数の関係を示す。このグラフから分かる通り、変調周波数を上げていくと高調波空洞の Q 値を低くとらないといけなくなるので、これが高調波空洞の Q 値を下回らないように注意しなければならない。

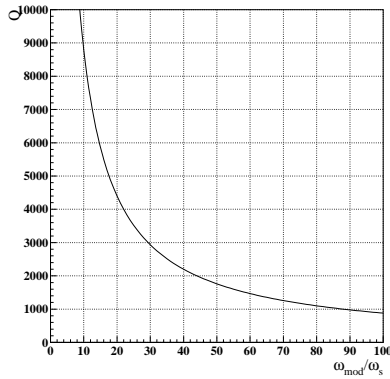


Figure 9: The relation between the quality factor of the high frequency cavity and its modulation frequency.

3.2 17 MHz 高調波空洞

先の例では、BNL で使用している高調波空洞を 97 MHz 付近で励振した場合についてみたが、もっと低い周波数で位相変調の効果がどうなるかを計算してみた。想定しているのは現在 MR で基本波加速電圧を発生している MA 空洞で^[7]、以前試験機を KEK-PS で加速周波数の 2 倍高調波空洞として 12 MHz 付近で試験を行ったことがあり^[12]、そのときの経験から現在の MR の入射時の RF 周波数の 10 倍 ($h_b/h_0 = 10$) となる 16.7 MHz での励振を想定し、空洞の電圧としては 97 MHz の場合と同じ 30 kV とした。

$\omega_{mod}/\omega_s = 10$ で位相変調を行ったときの、フラットトップでの分布とバンチ波形を Fig. 10 に、ビームエミッタンスの増大の様子を Fig. 11 に示す。この他、 $5 \leq \omega_{mod}/\omega_s \leq 100$ の範囲で位相変調を行ってみたが、分布の広がり方が比較的きれいだったのは $\omega_{mod}/\omega_s = 10$ であった。

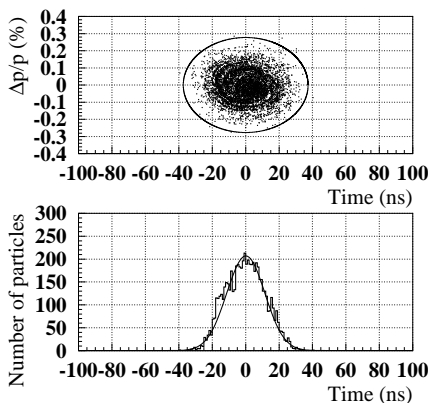


Figure 10: The phase space distribution and the bunch shape at the MR flat top with the phase modulation of $h_b/h_0 = 10$ and $\omega_{mod}/\omega_s = 10$.

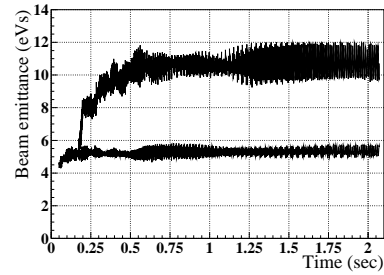


Figure 11: The increase of the beam emittance with the phase modulation of $h_b/h_0 = 10$ and $\omega_{mod}/\omega_s = 10$.

バンチ波形はガウス分布でフィッティングした場合 $\pm 2\sigma$ の幅で 46 ns となり、Fig. 5 と比べても遜色はないが、Fig. 11 でエミッタンスの広がり方を見ていると、位相変調を開始した直後に急激にエミッタンスが広がっている様子が見られる。

エミッタンスが急激に増える原因を探るために、位相変調を開始して 0.1 秒たったときの分布とバンチ波形を Fig. 12 に示す。比較のために、97 MHz 高調波空洞の場合も Fig. 13 に示す。Fig. 12 では分布がきれいには広がっておらず、カオス的な構造が見えているのが分かる。高調波空洞の周波数が低く、位相変調の周波数も低い場合にはこのようにカオス的な構造が現れ、それが RF パケツ全体でフィラメンテーションを起こしながら分布が増大していく傾向がある。

これに対して Fig. 13 では分布に構造は見られず、分布が少しずつきれいに広がっていくことが分かる。

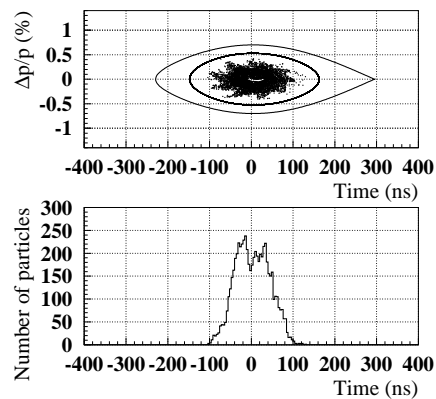
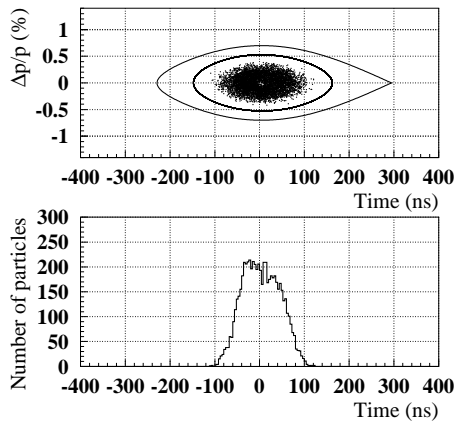


Figure 12: The phase space distribution and the bunch shape 0.1 sec. after the acceleration with the phase modulation of $h_b/h_0 = 10$ and $\omega_{mod}/\omega_s = 10$.

以上の通り、97 MHz 高調波空洞の方が分布がきれいに広がっていくが、17 MHz 高調波空洞の場合は既存の MA 空洞の改造で試験を行える可能性があるので、加速初期に現れるカオス的な構造がビーム損失に影響するかどうかを実際のビームにおいて検証することができる。

4. まとめ

J-PARC MR の加速過程において、高調波空洞による位相変調を用いた縦方向エミッタンス増大操作について



[12] M. Yoshii *et al.*, “MA RF Cavity for the KEK 12 GeV PS”, Proc. of EPAC 2000, p.984, 2000

Figure 13: The emittance and the bunch shape 0.1 sec. after the acceleration with the phase modulation of $h_b/h_0 = 58$ and $\omega_{\text{mod}}/\omega_s = 10$.

シミュレーションを行った。97 MHz 及び 17 MHz の高調波空胴を用いて計算を行ったところ、30 kV の電圧でフラットトップまでに 10 eVs のエミッタンスが得られることが分かった。

分布の広がり方としては 97 MHz の方がきれいに広がっていく傾向があり、17 MHz の場合は加速初期に分布にカオス的な構造が現れる。今後は、ビームローディングなども考慮に入れた計算を行い、大強度ビームにおいても安定にエミッタンス増大操作が行えるかどうかを検証していく必要がある。

参考文献

- [1] T. Koseki *et al.*, “Beam commissioning and operation of the J-PARC main ring synchrotron”, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 2012 (1): 02B004
- [2] N. Hayashi *et al.*, “Injection Energy Recovery of J-PARC RCS”, Proc. of IPAC’11, p.2730, 2011
- [3] M. Yamamoto *et al.*, “Simulation of controlled longitudinal emittance blow-up in J-PARC RCS”, Proc. of IPAC’12, 2012
- [4] M. Yamamoto *et al.*, “Simulation for controlled of longitudinal beam emittance in J-PARC MR”, Proc. of IPAC’13, 2013
- [5] D. Boussard, “The PS 200 MHz RF System Present Situation and Future Prospects, CERN-SPS/ARF/78-6, 1978
- [6] J.M. Brennan *et al.*, “A High Harmonic Cavity for Controlled Longitudinal Phase Space Dilution in the AGS, Proc. of EPAC 1988, p.1006, 1988
- [7] M. Yoshii *et al.*, “The status of J-PARC Ring RF Systems”, Proc. of IPAC’12, p.3281, 2012
- [8] V.V. Balandin *et al.*, “The Resonant Theory of Longitudinal Emittance Blow-up by Phase Modulated High harmonic Cavities”, Part. Acc., Vol. 35, p.1, 1991
- [9] D. Boussard, “The RF Noise Theory Applied to the PS Longitudinal Controlled Blow-up”, CERN SPS/ARF/Note 85-7, 1985
- [10] J.M. Kats, “Particle Longitudinal Diffusion Produced by a High Frequency Cavity, Proc. of 1987 PAC, p.1281, 1987
- [11] R.K. Reece *et al.*, “Operational Experience and Techniques for Controlled Longitudinal Phase Space Dilution in the AGS Using a High Harmonic Cavity”, Proc. of PAC 1989