

位相空間制御による THz 帯マイクロバンチ生成の研究

RESEARCH ON THZ-BAND MICRO-BUNCH GENERATION BY PHASE-SPACE CONTROL

大槻祥平 ^{*A)}, 栗木雅夫 ^{B)}
 Shohei Otsuki^{*A)}, Kuriki Masao^{B)}

^{A)}Department of Nuclear Engineering and Management, School of Engineering, the University of Tokyo

^{B)}Graduate School of Advanced Science of Matter, Hiroshima University

Abstract

In this research, we consider formation of micro-bunches as the longitudinally discrete structure in a single bunch, which are potentially useful for coherent radiation or dielectric acceleration driver (DLA). Such micro-bunches training around THz-band can be obtained by applying an emittance exchanger (EEX) to a beam modulated transversely, where the initial transverse structures are projected to longitudinal one with a certain compression. Two most interesting points of this technique are final parameters such as frequency or width of micro-bunches are widely and easily tunable and the EEX can be made using conventional techniques. In this research we prove such micro-bunch generation is possible in frame of linear optics and by using particle-tracking simulations (GPT). A similar study was already carried out by Y. Sun(Fermilab-conf-08-408-APC), but we have conducted this research independently and we put more interests in DLA.

1. X-Z エミッタンス交換によるマイクロバンチ生成の原理

近年の加速器領域の興味の一つとして、小型加速器を用いた高い時間分解能による観測、コヒーレントな相互作用の研究をめざして短バンチ電子ビームを生成、加速する試みが多く、研究機関で行われている。このような研究の一つとして短バンチビームをフォトカソードにより生成し、速度変調やエネルギー変調によってバンチングにより 100fs 程度の短バンチ生成を報告している例がある。しかしこの手法による短バンチ生成は、空間電荷効果によるデバンチングや、エネルギー広がりや非線形効果による原理的限界が存在し、電荷量を大幅に制限するなどの犠牲を払わない限り、大きな進展は望めない。

他方、本研究では幅 fs、周波数 THz、電流数十 A に容易到達する、未だ実現されていない電子群の高繰り返しを、既存の技術を用いて、4 ~ 5 m の加速器としては小型な装置によって実現できることを証明する。同手法で得られるの周波数、電流値は前述方法と比較して 10~10 の数乗倍優れ、また巨大なレーザーの装置を必要としない。加えて、同手法はスリット等を機械に操作することによって周波数のパラメータを極めて自由に調整できるため、応用に向け非常に高い制御性が期待できる。

本研究では、このような連続する荷電粒子群を得るために、従来とは全く異なる手法として、ビームの進行と垂直な方向 (x 方向) にバーコード状の離散分布を持つバンチに位相空間制御を与えることにより、進行方向 (z 方向) に連なるバンチ内の離散構造を生成させる手法をとる。本研究では、このときにバンチの進行方向 (z 方向) 生成される個々の離散構造をマイクロバンチと定義し、そのような構造をマイクロバンチ構造とよぶ。ここで初期に必要な横方向の離散分布はスリットの設置、あるいはビーム発生時のカソード表面の工夫によって形成できるものとし、スリット幅 $100\mu\text{m}$ 程度、スリット

間隔 $500\mu\text{m}$ 程度を想定した。図 1 は本研究で得られたシミュレーションにおける初期ビーム分布と、マイクロバンチ化されたビームの $x-z$ 空間における粒子分布の例である。

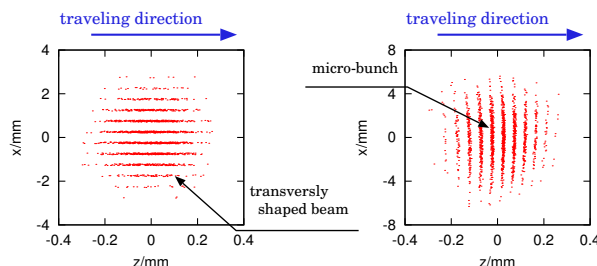


Figure 1: real-space particle distribution of transversely shaped beam by the slit (a) and longitudinally discrete beam attained by phase-space control (b)

本手法では、図 2 に示す EEX (Emittance EXchanger) と呼ばれるビームラインを応用する^[1]。このビームラインは中心に方形 TM_{210} モード二重極空洞 (rectangular TM_{210} mode deflection cavity) とその前後の 2 つのドッグレッグ (曲げ角の等しい極性の異なる双極磁石 2 つからなる要素) によって構成されており、図中 D は双極磁石の幅、 S_1 はドッグレッグの双極磁石間の距離、 S_2 は双極磁石とキャビティの距離、また α は双極磁石による曲げ角である。ここで天下一的 EEX の輸送行列 (thin-lens 近似) を M_{EX} を導入すると、進行方向を z 、水平方向を x として、

$$M_{EX} = M_D M_C M_D \quad (1)$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{L}{\eta} & \eta - \frac{L\xi}{\eta} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\eta} & -\frac{\xi}{\eta} \\ -\frac{\xi}{\eta} & \eta - \frac{L\xi}{\eta} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{\eta} & -\frac{L}{\eta} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

* otsuki.shohei@nuclear.jp

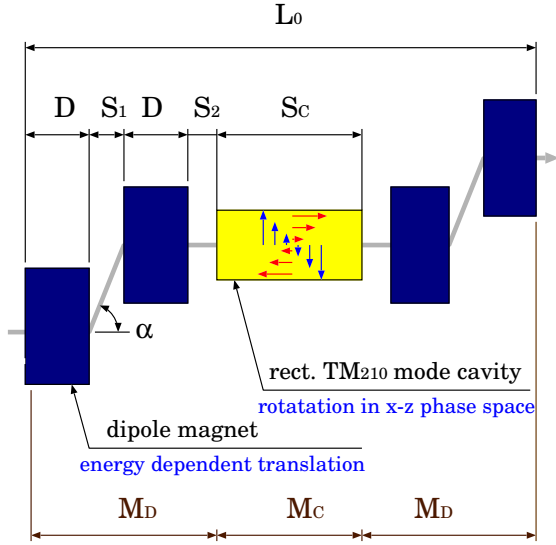


Figure 2: frame format of the EEX, which is composed of two doglegs, (M_D) and a rectangular TM_{210} cavity (M_C); D , S_1 , S_2 , S_3 , L_0 and α are the dimension of the EEX, and M_D and M_C are the transfer matrixes

が、次の条件

$$1 + \eta k = 0 \quad (3)$$

の下で成立する．ただしここで、 M_D はドッグレッグ、 M_C は TM_{210} の輸送行列であり、式中 dispersion η 、momentum compaction ξ 、および有効長さ L を

$$\eta = S_1 \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} + 2 \frac{D}{\sin \alpha} \left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right) \quad (4)$$

$$\xi = S_1 \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} + 2 \frac{D}{\sin \alpha} \left(\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} - \alpha \right) \quad (5)$$

$$L = S_1 \frac{1}{\cos^3 \alpha} + 2 \frac{D}{\cos \alpha} + S_2 \quad (6)$$

で定義している．さて上式による粒子の輸送は、EEX 通過前後の各粒子の状態をそれぞれ $s_i = T[x_i, x'_i, z_i, \delta_i]$ および $s_f = T[x_f, x'_f, z_f, \delta_f]$ として、

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ z \\ \delta \end{bmatrix}_f = \begin{bmatrix} -\frac{L}{\eta} z_i + \left(\eta - \frac{\xi L}{\eta} \right) \delta_i \\ -\frac{1}{\eta} z_i - \frac{\xi}{\eta} \delta_i \\ -\frac{\xi}{\eta} x_i + \left(\eta - \frac{\xi L}{\eta} \right) x'_i \\ -\frac{1}{\eta} x_i - \frac{L}{\eta} x'_i \end{bmatrix} \quad (7)$$

で与えられる．式(7)では、 x_f および x'_f が、 z_i および δ_i のみによって、また逆に z_f および δ_f が、 x_i および x'_i のみによって決定されている．結果として EEX の通過前後で x 方向と z 方向の位相空間の入れ替えが実現される．

さて、式(2)中、行列要素 $M_{51} = -\xi/\eta$ は、初期の横方向の実空間分布 x が最終的な進行方向の実空間分布 z 射影されるときに比率を決め、一般に $|M_{51}| < 1$ であるので、 x_i 方向ビームの広がりは圧縮されて z_f に移されることになる．本研究では $\xi/\eta \simeq 0.1$ を選択す

るが、EEX をバンチ圧縮の目的で応用する研究から、 $\xi/\eta \simeq 0.05$ 程度の圧縮まで実現可能であると考えられる [3]．

他方、ガウシアン分布で与えられるような $x_i - x'_i$ 粒子分布に対し、初期の離散構造をできるだけ保持して z_f 構造に射影するには、式(7)の3行目から、 z_f への x'_i の寄与を可能な限り小さくすることが望ましい．これには、輸送行列から曲げ角 α と距離 S_2 を小さくする手法もあるが、続く2つの方法がより根本的であり、応用上有利である．

1 つめは EEX に続いて、momentum compaction が

$$\xi_{cmp} = -\frac{\Delta z}{\delta} \quad (8)$$

となる磁気コンプレッサーの導入により、式(7)の行列要素 M_{52} の寄与を消去する方法である．加えてこの時ビームの進行方向の長さは圧縮されるため、マイクロバンチの周波数、あるいは電流を数倍(例えば3倍程度)まで高めることができる．

2 つめの方法は、初期の $x_i - x'_i$ 位相空間分布が定数 Λ を用いて $x'_i \simeq \Lambda x_i$ で表されるような強い相関を積極的に持たせることである．このとき M_{52} は進行方向の粒子構造を乱すのではなく、進行方向にバンチを圧縮 ($\Lambda > 0$)・膨張 ($\Lambda < 0$) させる効果となって現れる．得に応用上有用であるのは、 $\Lambda > 0$ の粒子が x 方向に発散していく状態を導入する場合で、この場合には $x_i - x'_i$ の相関が、 z_f の粒子分布を一定の比率で圧縮する効果となる．このような $x_i - x'_i$ 空間への相関の導入は、Q マグネットによる積極的な粒子の x 方向への発散、あるいは粒子のドリフトの経験によって実現できる．また特筆すべきこととして、空間電荷効果はドリフト空間で $x_i - x'_i$ 相関を強める効果を持つから、EEX 到達前の空間電荷効果については、それを逆手にマイクロバンチの圧縮の効果へと置き変えることも可能である．

本文では原理に触れるにとどまるが、上記2つの手法は有用かつ確立された技術で実現できるため、実際の製作では導入すべきである．

2. シミュレーション環境と結果の検討

前述の線形力学での検討をもとに、荷電粒子のトラッキングシミュレーションの環境である General Particle Tracer (GPT) を用いてマイクロバンチの生成が可能かを確認した．GPT は荷電粒子の運動を5次のルンゲ=クッタ法、マクロパーティクルをベースとした加速器内の荷電粒子の運動の検討に有用な環境の一つである．必要なマクロ粒子数はその変化による結果の収束性から妥当性を評価し、空間電荷効果の影響についてはマイクロバンチ構造によるバンチ自身への影響を正確に扱うため、各粒子間のクーロン相互作用を1つひとつ計算する手法を採用した．

またシミュレーションにおいて仮定したパラメータは現時点で実現されている、あるいは技術的に十分に実現可能であると考えられる値を選定している [1] [2] [3]．

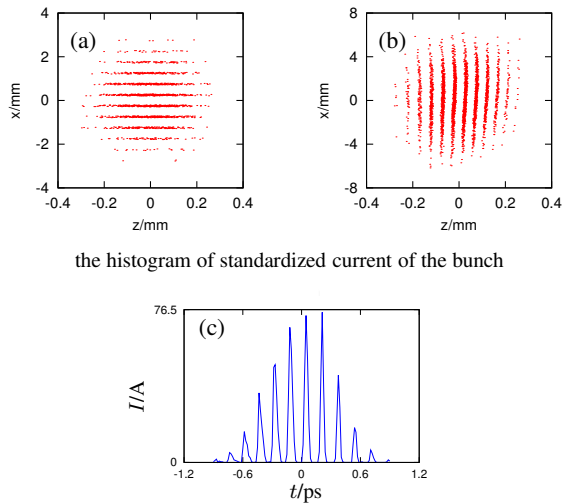


Figure 3: the $z-x$ particle distribution just after the slit (top left), and 10 cm after the EEX (top right): the generation of micro-bunch is affirmed

Table 1: Typical set of the simulation parameters and results

micro-bunch repetition	f_{mic}	6.25	THz
FWHM of micro-bunches	Δ_t	34	fs
maximum electric current	I_{max}	77	A
energy of the bunch	E	15	MeV
initial charge	Q_0	100	pC
initial transverse emittance	$\gamma\epsilon_{r0}$	1	μrad
Gaussian radius of initial bunch	σ_{r0}	2	mm
opening of the slit	Δ_{open}	0.08	mm
pitch of the slit	Δ_{intvl}	0.34	mm
resonant frequency	f_c	2586	MHz
total cavity length	S_3	315	mm
number of cells	n_c	6	個
wave propagation		$\pi/2$	mode

3. マイクロバンチ生成実現の証明とその基本的な特性

表 1 に本研究のシミュレーションに用いたパラメータと、その時に得られたマイクロバンチのパラメータを代表する値を示した。対応するシミュレーション結果が図 3 である。図 3(b) および (c) からマイクロバンチの生成が確認できる。一方で生成されたマイクロバンチには粒子の広がりや歪みが確認できる。このうち前者は主に M_{52} と空間電荷効果、またパラメータの合わせ込みのずれによるもので、後者は空間電荷効果の影響であることが分かっている。

3.1 スリットの制御によるマイクロバンチのパラメータ制御

EEX によるマイクロバンチ生成では、スリット幅やスリット間隔、またスリットの位置の調整によって、生成されるマイクロバンチのパラメータを制御できる。この自由度は従来手法では到達そのものが難しい高繰り返し・高強度の荷電粒子群を、スリット等の機械的制御によって広く安定に制御できることを意味し、様々な応用に対し有効である。

図 4 に示す 2 つのマイクロバンチ生成の例では、右と左でスリット全体の位置を半周期分 (0.25 mm) ずらしている。スリットの位置のずれに伴い z 方向に生成されたマイクロバンチはその位相が半周期だけずれていることが確認できる。この性質は任意のパラメータをもつ EEX で共通である。これはスリット位置を機械的に制御することによって、マイクロバンチの位相を調整できることを意味している。

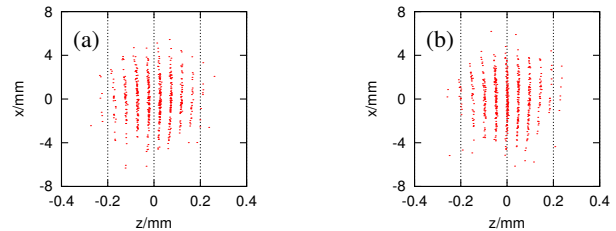


Figure 4: micro-bunch phase tuning by slit shifting; the timings each micro-bunch arrives are tuned with half period by shifting the slit with the corresponding amount.

また明らかなことながら、スリット幅の変更によって生成されるマイクロバンチ幅の制御も可能である。

3.2 EEX 通過中の空間電荷効果によるマイクロバンチ構造の乱れ

空間電荷効果によっては、マイクロバンチの歪みが発生することが確認された図 5。例えばバンチエネルギー 15 MeV の運転においては、スリット通過前のバンチ電荷がおおよそ 100 pC 以上の場合に構造の乱れが顕著となった。(しかしながら、この場合ではバンチ電荷 100 pC のシミュレーションでは前述の 78 A という強力な電流を実現している。)バンチのエネルギーが 150 MeV の場合には、初期電荷 1 nC の高電荷密度のバンチにおいても空間電荷効果の影響は確認できなかった。

4. マイクロバンチの誘電体加速ドライバへの応用

以上における議論から EEX を用いたマイクロバンチ生成の実現性は非常に高く、加えて同手法によって生成されるマイクロバンチは従来のバンチの高繰り返し発生と比較して桁違いに短いバンチ幅、高い高周波、また高い最大電流を実現できる。加えてスリット幅の調整等により、従来とはことなる機械的操作によって、非常に自由なパラメータの変更できる。このような特性は例えばマイクロバンチの誘電体加速のドライバとしての応

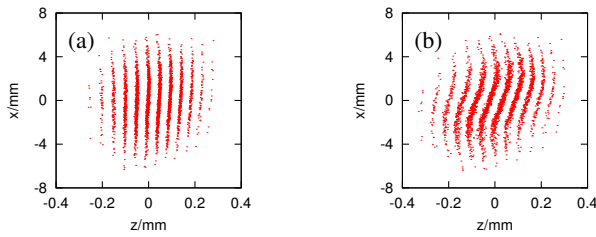


Figure 5: comparison of deterioration coming from space-charge effect when the beam energy is 15 MeV; from the left, the initial bunch charge (before the slit) is 100 pC, 1 nC,

用, 高効率 THz-FEL への応用, また Smith-Purcell 放射への応用に有望である.

標準的な粒子加速器は金属空洞に 1 ~ 10 GHz 程度の高周波を閉じ込め, 内部に数 10MV/m 程度の電場を励起して加速をおこなう。それに対して従来より極めて高い加速勾配を得る方法の一つとして誘電体加速が研究されている。誘電体加速ではより波長の短い THz 帯の電磁波により誘電体構造に内に加速電場をつくり, それにより粒子を加速する。このような THz 帯の電磁波は金属の加速空洞での境界条件の確立が困難なため, μm オーダーの微細構造をもつフォトニッククリスタル等の誘電体で極めて高い加速電場を実現する手法などが提案されてきた。

他方レーザープラズマ加速では, 異なる手法により ~ 数 GV/m の加速勾配をすでに実現している。レーザープラズマ加速は気体プラズマ中でレーザーを収束させ, プラズマの粗密構造がつくるポンデロモーティブ力によりプラズマ中に含まれる一部の電子を極めて強力に加速する。

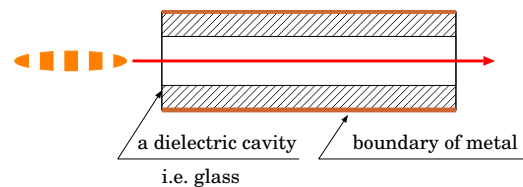
しかしながらこれらの手法には加速器として実用化を行う上で多くの課題が存在するのが現状である。

一方レーザードライブの誘電体加速では同期は原理的な問題ではない。今後の研究次第では, 誘電体加速空洞間での同期も含めて, 有用な加速手段として確立される期待がある。ただしレーザードライブの誘電体加速が今日まで実現されていない背景には, 数 μm オーダーの結晶構造へのレーザーの導入, あるいは微小な構造へのビームの通過の困難がある。また同期に原理的困難はないが, 波長が短い分だけ RF における同期に比して技術的には難しくなる。このような問題は波長として現実的な長さをもつ THz 帯のレーザーの導入によって解決されるように思われるかもしれないが, この領域には現在のところ実用に耐えうるコヒーレント光はない。

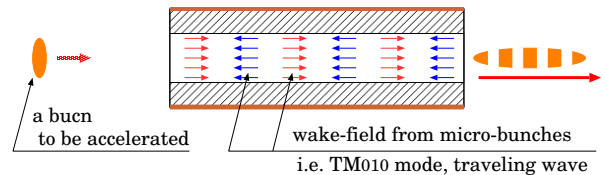
図 6 に模式的に示すマイクロバンチドライブによる誘電体加速は上記の問題の解決案の一つである。この手法では, まず ~ 100 μm 程度の構造をもつ誘電体空洞にマイクロバンチを通過させる。このときにマイクロバンチの周波数と空洞の共振周波数を一致させることによって, マイクロバンチが空洞に残す強力なエネルギーを空洞に蓄積する (a)。この状態で新たなバンチが空洞を通過すると, マイクロバンチによって励起された強力な電場 (b) によって後から通過するバンチを加速できると考

えられる (c)。本研究で検討した THz 帯のマイクロバンチに対応する加速空洞内の構造は前述の ~ 100 μm 程度であり, レーザドライブの場合と比較して, 格段に大きいバンチ電荷の許容量を実現できるものと考えられる。またマイクロバンチの通過とその後のバンチの通過との同期は困難に思われるかもしれないが, 実際にはマイクロバンチによる誘電体加速では他の手法にはない有益な特徴によってこの問題を解決できる可能性が高く, 他飛ば示したスリットの x 方向の位置制御によってマイクロバンチによる空洞の励起位相と次に通過するバンチの同期が可能である。このような特性は, 例えば大型加速器を念頭においた場合には, システム間の同期の問題を回避する手段として有効である。あるいは異なる運転の方法として, 連続するマイクロバンチの最後尾の位相をずらして, これを加速位相に乗せることを考えれば原理的には非常に簡単に同期が可能である。以下では期待される加速勾配の概算を試みる。

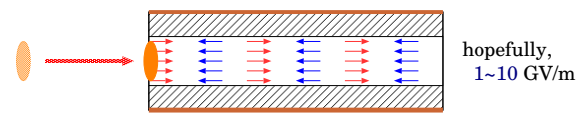
(a) transition of micro-bunches



(b) strong field-wake with ~THz frequency



(c) acceleration of another bunch



~ 100 times stronger than today's RF acceleration

Figure 6: マイクロバンチドライブによる誘電体加速の概念図

4.1 シャントインピーダンスによる加速勾配の概算

粒子と空洞が特定の共振モードの関係を満たすような場合, 初めの粒子につづいて空洞に入る粒子に有意な影響を与える非常に強力な wake-field が発生することが知られている。この wake-field は一般には加速空洞における不安定要素であるが, マイクロバンチドライブの誘電体加速は, 逆に wake-field を利用して強力な加速勾配の実現を目指すアイデアである。

まず, 加速効率を表す量としてとシャントインピーダンス R および Q 値 Q を導入する。これらは加速空洞の形状や運転角周波数 ω によって決定される量であり,

一般に ω に対して次の関係をもつ。

$$R \propto \sqrt{\omega} \quad (9)$$

$$Q \propto \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad (10)$$

さて、 $f = 3 \text{ GHz}$ での加速空洞のシャント インピーダンスを $R = 5.0 \times 10^7 \omega$ とすると、 $f = 10 \text{ THz}$ のマイクロバンチ周波数に共振する空洞にスケールしておよそ

$$R = 3 \times 10^9 \omega \quad (11)$$

程度が期待できる。さてここで、 $E = 150 \text{ MV/m}$ 1 ps のバンチが 10 THz 繰り返しで来るとき、そのエネルギーがすべて誘電体にウエークとして落とされるとすると、その電力は

$$P = 150 \times 10^6 \frac{1 \times 10^{-12}}{1 \times 10^{-13}} \text{ W} \quad (12)$$

$$= 1.5 \times 10^9 \text{ W} \quad (13)$$

概算できる。これが仮に 1 m の誘電体に充満すると仮定すれば、

$$E = \sqrt{1.5 \times 10^9 \cdot 3 \times 10^9} \text{ V/m} \quad (14)$$

$$= 2.1 \times 10^9 \text{ V/m} \quad (15)$$

となり、およそ 2 GV/m が試算される。上記の計算では、あくまでバンチが続いたとしても、その平均からパワーが決まるために電場が重複しないと考えられること、また、単独のバンチの作る瞬間電場は大きい、平均電力は小さいので、その小さいパワーを重複した値は導出した値と等しくなることを想定している。

上記の議論は強力な仮定や、曖昧な箇所を多く含むが、少なくともマイクロバンチドライブの誘電体加速がレーザープラズマ加速に違いオーダーの加速勾配を実現できるであろうことは示唆している。

4.2 アフターバーナーを念頭においた同期特性

マイクロバンチドライブの誘電体加速の最大の利点の一つは、上記で予想されるような強力な加速勾配をもつ空洞が非常に制御・同期性能の下に実現できると考えられる点である。

一つ目は従来の加速空洞の同期における複雑な周波数制御を、ビームを切るスリット位置の調整のみで実現できることであり、前述のスリットと位相および周波数の関係から指示される。例えば本研究のパラメータでは、スリット全体の位置をおよそ 0.075 mm ずらすことによって、マイクロバンチの通過位相を 5° だけ調整することができる。加えてこの手法による位相制御は、どのような高い圧縮(小さい M_{51}) に対してもスリット位置を調整する精度が 1% であれば、生成されるマイクロバンチの位相も、バンチの圧縮に依存せず、 1% の精度で制御できる特徴がある。

二つめは $x-x'$ 相関による周波数制御および乱れの低減が可能である点である。マトリックスにおける議論から、スリット入射前のビームに長時間のドリフト空間あるいは四重極磁石等の導入によって鋭い相関を持たせることにより、EEXで決定する圧縮係数に対し、実際

に生成されるマイクロバンチの圧縮の度合いを制御させることができることが分かる。またこのとき、原理的には Q マグネット等によりビームを x 方向へ広げることなどにより、空間電荷効果によるバンチの発散を低減する、あるいは空間電荷効果によるビームの広がりを、周波数の変化に落とし込むことが可能である。

5. 結論

本研究ではバンチの加工と特定の位相空間回転制御の応用により、マイクロバンチ(バンチ内の進行方向の離散構造)の生成が可能であることを輸送行列による議論により原理的な理解を試み、加えて3次元粒子トラッキングシミュレーションによりそれが実現可能であることを示した。シミュレーションでは 15 MeV のバンチを 0.5 mm 間隔で並ぶスリットに通し、続けて EEX による位相空間制御を与えることにより、バンチ内にマイクロバンチおよそ 10 個が、周波数 6.3 THz 、幅 (FWHM) 34 fs 、最大電流 78 A で等間隔に並ぶ様子が確認できた。これらの数値はバンチの高い繰り返しによって今日までに実現されてきた高周波、短バンチ幅、最大電流と比較して 10 倍以上優れている。加えてこれらのパラメータは、ビームラインの最適化、初期エネルギーの増加、磁気圧縮セクションの導入によって更なる向上が可能である。

またそれらの結果を用いてより、本方式によるマイクロバンチ構造の生成の特性を定性・定量的に評価した。加えて、マイクロバンチの応用例の一つとして、誘電体加速のドライバとしての応用を取り上げ検討した。加速勾配の定量的な評価には課題が残るが、ビームドライブ誘電体加速方式は、レーザープラズマ加速と比較し非常に高い制御性・繰り返しが可能であること、またレーザードライブ誘電体加速と比較し技術的な困難の多くが既に解決されていること等に利があり、将来的に現在の RF 加速に代わるより高加速勾配加速をいち早く実現する手段となり得る。

6. 謝辞

この研究の一部は2012年度広島大学卒業研究として、栗木雅夫教授の下で進められ、また、同研究の一部は科研費基盤 C(25390126)の下で行われました。ここに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] P. Emma, Z. Huang, K.-J. Kim, P. Piot, "Transverse-to-Longitudinal Emittance Exchange to Improve Performance of a High-Gain FEL," Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 100702 (2006), <http://slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-12038.pdf>
- [2] Yin-e Sun and Philippe Piot, "GENERATION OF FEMTOSECOND BUNCH TRAINS USING A LONGITUDINAL-TO-TRANSVERSE PHASE SPACE EXCHANGE TECHNIQUE," Oct. 2008 Fermi Lab. Conf. <http://lss.fnal.gov/archive/2008/conf/fermilab-conf-08-408-apc.pdf>
- [3] B. E. Carlsten, "USING AN EMITTANCE EXCHANGER AS A BUNCH COMPRESSOR," Proceedings of 2011 Particle Accel. Conf., <https://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/PAC2011/papers/wep033.pdf>