



解説

重イオン慣性核融合の大電流ビーム圧縮のための電子ビームシミュレータ

Electron Beam Simulator for High-Current Beam Compression toward Heavy-Ion Inertial Confinement Fusion

菊池崇志, 曾我之泰¹⁾, 堀岡一彦²⁾

KIKUCHI Takashi, SOGA Yukihiro¹⁾ and HORIOKA Kazuhiko²⁾

長岡技術科学大学, ¹⁾金沢大学, ²⁾東京工業大学

(原稿受付: 2017年6月27日)

重イオンビームをエネルギードライバーとする慣性閉じ込め方式の核融合システム「重イオン慣性核融合」で要求される大強度重イオンビームを実現するため、ビーム圧縮技術を構築することが必須である。要求される重イオンビームのパラメータと同等の物理現象を、電子による小型装置で模擬する試みおよびこれまでに得られた結果について解説する。

Keywords:

compact beam simulator, heavy-ion inertial fusion, scaled experiment, pulse compression, high-current beam, electron beam, space charge dominated beam

1. はじめに

1.1 重イオン慣性核融合の概略

慣性閉じ込め方式の核融合（慣性核融合）システムにおいて、エネルギードライバーの役割は時間的・空間的に制御されたパルスエネルギーを燃料標的へ付与し、球対称な爆縮を駆動して点火条件を達成させることである。イオンビームは、レーザーと比較すると発生効率がよく標的へのエネルギー付与過程をほぼ正確に予測・制御可能という利点があるため、レーザーで慣性核融合の点火実証を実現した後の発電炉システムのドライバーとして有力な候補であると位置づけられてきた[1, 2]。本解説記事では、この“重イオンビームをエネルギードライバーとして用いる慣性核融合（重イオン慣性核融合）に特徴的な粒子ビームの動力学”に焦点を絞り解説する。重イオン慣性核融合についての概略は本誌過去の小特集を参考にしてほしい[3]。

1.2 重イオン慣性核融合に必要な粒子ビームの特徴

荷電粒子ビームのパワーは加速電圧（粒子1個あたりの運動エネルギー）とビーム電流（単位時間あたりの粒子の電荷移動量）の積で表され、さらに時間（ビームのパルス幅）を乗算することで荷電粒子ビームの持つエネルギーとなる。要求されるビームのパルス幅については慣性核融合の爆縮過程に合わせて10 nsec程度と決められるため、点火条件を満たす爆縮に必要なエネルギーから、ビームに要求されるパワーが決められる。一方で、ビームのパワーについては、加速電圧とビーム電流の積で決まるため、組み合わせには任意性がある。したがって、イオンビーム慣性

核融合のパラメータマージンは広く、100 TW (=1 MJ/10 ns) のビームパワーを得るために、10 MeV×10 MA（プロトンやリチウムなどの軽イオン）から100 GeV×1 kA（UやPbなどの重イオン）が目安となる。MA級の大電流イオンビームは発生も制御も困難であることから、重イオンを採用してなるべく低いビーム電流でエネルギードライバーを設計する方向に研究開発は推移してきた。しかし、UやPbなどの一価の重イオンを用いて比電荷を小さくしたとしても、必要なビーム電流は10 kA程度と大きいため、制御や集束が難しい。重イオンドライバーの課題は、“自己電場の影響を克服しながら必要な数の粒子を発生・加速・制御し、ビームパワーの増大とビームの質の維持を両立させて燃料標的への照射エネルギー密度を如何に上げるか”である。

“高エネルギー物理学”では加速器を用いて生成した高速の荷電粒子を衝突させ、粒子同士の衝突によって形成される極端にエネルギー密度の高い状態を分析し、素粒子や宇宙創成の謎の解明に用いる。より根源的な物理を解明するために、衝突エネルギーを高めることが命題である。それに対して重イオンドライバーは、素粒子・原子核物理や高エネルギー物理学のために利用されるビームと比較すると、運動エネルギーは低くビーム電流が極端に大きいため、ビーム自身が造る空間電場に大きな影響を受けることが特徴である。

一方、“高エネルギー密度科学”では高出力のレーザーや粒子ビームを用いて標的を加熱する。輻射による冷却や

流体運動の時間スケールよりも短い時間で加熱を行うと、その密度を維持したままエネルギー密度の高い状態を形成できる。極端にエネルギー密度の高い（超高压）状態は、新しい物質科学、宇宙・天体物理学、さらには慣性核融合の燃料標的を駆動することに利用できる[1]。

ビーム加熱を利用した高エネルギー密度状態の生成には、標的への高密度のエネルギー付与が必要である。荷電粒子ビームのパワーは粒子の運動エネルギーとフラックス（電流）の積で定義されるが、適切な飛程を実現するために、粒子エネルギーには上限がある。したがって、高エネルギー密度科学を目的とした加速器には、加速エネルギーよりも荷電粒子のフラックス（電流）を大きくすることが求められる。大きな電流を加速するには、荷電粒子の自己電磁場の影響を適切に考慮できる大電流の加速器科学が必要であり、大電流荷電粒子ビームの挙動の解明が模索されている。

1.3 ビーム圧縮

重イオンドライバーは高出力化に向けたビーム操作が不可欠である。インジェクター（イオン源と初段加速部）のような低エネルギー領域では、特に空間電荷の影響が大きい。このため、多数本のビームバンチで低電流のイオンを長いパルス幅で引き出し、加速に伴って複数本のビームを横方向に束ねる操作（マーキング）や縦方向に圧縮する操作を行い、電流値を増大させる[3]。どちらも大電流イオンビームに関してはまだ確立されていない技術課題である。特に、重イオンビームドライバーの最終段で行われる操作は、「最終段ビーム圧縮」「Final Beam Bunching」「Drift Compression」などと呼ばれ、重イオン慣性核融合のドライバーシステムに必須要素となっている[3]。最終的なパルス幅は燃料標的の爆縮時間スケールから数10 nsと見積もられている。これらの制約と空間電荷効果によるビーム輸送の難しさの観点から、ビーム電流値が決まる。このため、最終段ではこのパルス幅の齟齬を埋めるため、10倍以上の急激なパルス圧縮が要求される。これほど急激なイオンビームのパルス圧縮操作は通常の粒子加速器では必要とされないうえに、圧縮に伴ってビームは自己電場の影響を受けると予想されるため、「Final Beam Bunching」は重イオン慣性核融合に特有の課題となっている。

10 GeV 程度のエネルギーを持つ重イオンビームはほぼ非相対論的なので、パルス圧縮の原理は単純に“粒子群の先頭と後端に速度差を与える”である。ビームの先頭を減速、後端を加速し、そのまま飛ばすと、減速された先頭に加速された後端が追いつくことになる。このため、先頭と後端の距離が縮まり、進行方向にビーム圧縮されることになる。この操作として、次章で紹介される方法（誘導電圧重畳モジュール）や3章で紹介される方法（可変バリア電圧）が用いられる。2章で示す装置では、重畳型誘導電圧モジュレータによって加速ギャップへ印加した電圧によって、電子ビームの速度を変調する。ビーム後端が先頭へ追いつくように、進行方向全体へ速度勾配を与える。3章で示す装置では、外部から印加する磁束密度と同じ軸方向の両端へ与える静電ポテンシャルによる障壁（バリアバケッ

ト）の間隔を狭めていく。この操作により、軸方向の電子の速度を変調し、電子群の長さを縮める。このため、2つの模擬実験装置では圧縮の仕方が異なっている。

実際の重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮では、2章で示すようにビームの先頭から後端へかけて速度勾配を持たせてドリフト圧縮することが提案されている。しかし、シンクロトロン（バウンス）運動よりも十分に長い周期でバリアバケットを移動しパルス圧縮を行えば、空間電荷効果が支配的なビーム動力学を考察する観点では3章で示す装置でも同様の検討ができる。一方で、2章で示す装置のような電圧印加方法では、ギャップ長が有限であるため、設計した変調電圧と実際に電子が感じる電圧にずれが生じてしまう。このため、有限のギャップ長の影響でパルス圧縮率が低下する[4]。

1.4 重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮過程で注目すべきビーム物理

重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮に特徴的なビーム物理の問題は、急激なパルス圧縮操作に伴う質の劣化（エミッタンス増加）である。単粒子であれば進行方向の速度変調のために印加した電圧に対して可逆的であるが、多数の荷電粒子の集合体であるビームでは非線形な自己場のため、不可逆的な操作となる。重イオンビームドライバーの最終段ではビーム電流が非常に大きく、空間電荷効果の影響が大きい。粒子ビームは進行方向の長さに対して半径方向のサイズが小さく細長い形状のため、空間電荷効果の影響は特に半径方向の粒子軌道へ大きな影響を及ぼす。最終段パルス圧縮はビームパワーを増大させるための特殊で必須なビーム操作であるが、その際に生じるビームの質の劣化を予測するためのビーム物理は、明らかになっていない[5]。より一般的なビーム物理についての解説は本誌過去の小特集を参考にしてほしい[6]。

荷電粒子ビーム内部には電荷分布の疎密によって生じる空間電荷波が伝搬し、ビームのパルス波形が崩れる。重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮過程では、パルス圧縮と空間電荷波による波形の崩れが同時に起きると予想される。例えば、空間電荷波が伝搬するよりも圧倒的に早くパルス圧縮が完了する時間スケールであれば、パルス圧縮のための印加電圧波形に着目すれば良い。逆に空間電荷波が十分に早く伝搬する時間スケールの圧縮過程であれば、パルス波形の崩れを考慮した印加電圧波形を検討する必要がある。重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮過程のビームパラメータで見積ると、パルス圧縮完了と空間電荷波が伝搬する時間スケールが同程度となる。

プラズマとは異なり、ある方向（進行方向）に大きな重心速度で移動している荷電粒子群（すなわち、粒子ビーム）では、進行方向とそれに垂直な方向（半径方向）の温度が異なる。しかし、空間電荷効果が支配的なビームでは、クーロン相互作用を介して、進行方向と半径方向の運動エネルギーの交換が行われる。このため、進行方向と半径方向の温度が同程度となることがある[7]。粒子ビームは半径方向に対して進行方向の運動エネルギーが非常に大きいため、進行方向の運動エネルギーのごく一部でも半径方向

の運動エネルギーへ分配された場合、ビーム径を維持したまま輸送することは困難になる。

空間電荷効果が支配的なビームでは、印加したパルス圧縮のための速度勾配を自己電場によってキャンセルすることが期待できる[3]。速度勾配や速度分布のばらつきが大きい荷電粒子ビームは、最終集束系での不整合により、小さなスポットサイズへ集束させることができない。このため、パルス圧縮のためには進行方向に速度勾配を与えるが、パルス圧縮後にはその速度勾配がなくなっていることが望ましい。最終集束系との不整合により数 mm 径の燃料標的へ集束させることが困難と予想されるため、より速度勾配や運動量広がりを減少させるための検討が必須である。

ビームを加速し狙った位置へ照射するためには、ビームを半径方向に閉じ込めつつ飛ばさなければならない。高エネルギー加速器では強収束の原理に従った電磁石の配置による収束力を用いることが良く行われている。ビームの構成粒子は半径方向にベータatron振動し、この振動の周波数 (tune, チューン) は単粒子軌道では収束場によって決定される。一方で、多粒子系では、クーロン相互作用 (反発力) によって外部から与えられる収束場を弱めてしまうため、チューンが減少する。このチューンの減少具合は空間電荷効果の効き具合を表しているため、ビーム動力学を検討する上で指標となり、tune depression と呼ばれる。重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮過程の重イオンビームでは、チューンの減少が動的に変化する。0.9 程度から約 0.15 までパルス圧縮に従って変化していく[8]。

1.5 電子を用いた模擬実験

重イオン加速器を用いた標的実験や kA 級のビーム物理の研究が可能なシステムの試作には莫大な建設コストがかかる。このため、大電流ビームの伝送や収束などのビーム物理の課題は、"Scaled Experiments"と呼ばれるスケールダウンした装置によって行われ[9, 10]、マルチビームの加速やビームの縦方向圧縮に伴うビーム物理の解明が進んでいる。小型実験装置で、このビームパラメータを模擬できるかどうかポイントとなる。荷電粒子ビームの伝搬方向に垂直な断面内での振動数 σ (depressed tune) は、単粒子のみが集束場を伝搬するときの振動数 σ_0 (bare tune) よりも小さくなる。これは外部集束を担う線形場がビーム自身の空間電荷により遮蔽されるためである。これらの振動数の比 σ/σ_0 が tune depression であり、荷電粒子ビームの空間電荷の強さを表す指標として用いられる[2, 11, 12]。

実空間で均一な密度分布を仮定する Kapchinsky-Vladimirsky 分布関数を用いると、tune depression は次式で表される[12]。

$$\sigma/\sigma_0 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2/2\gamma}{\gamma^2\beta^2c^2k_0^2}} \quad (1)$$

ここで、 ω_p はプラズマ振動数、 γ はローレンツ因子、 c は光速、 β は伝搬方向速度と光速の比、 k_0 は bare tune に対する波数である。平方根内の第二項の分子が自己場による発散の効果、分母が外部線形場による集束の効果と解釈することができる。空間電荷制限電流の条件では、 σ/σ_0

はゼロとなる。電子を用いて構成する小型模擬実験装置が、重イオン慣性核融合の大電流重イオンビームをどの程度模擬できるかを検討する必要がある。特に、空間電荷効果が支配的なビームパラメータが特徴であるため、ここでは荷電粒子ビームの空間電荷効果の指標となる tune depression を用いて検討する。小型模擬実験装置に合わせて、式(1)の tune depression を下記のように書き直す[13]。

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{1 + u^2} - u \quad (2)$$

ここで、

$$u = \frac{K_T}{2k_0\epsilon_T} \quad (3)$$

であり、 K_T は半径方向のパービアンス (perveance) として次のように書ける。

$$K_T = \frac{\omega_p^2 a^2}{2\beta^2 c^2} \quad (4)$$

k_0 は、上述の通り bare tune に対する波数であり、小型模擬実験装置では軸方向 (ビーム進行方向) に外部から印加するソレノイド磁場による閉じ込め場の波数として

$$k_0 = \frac{|qB|}{2mc\beta\gamma} \quad (5)$$

となり、半径方向のエミッタンスは電子群の温度 T_e を用いて次のように書ける。

$$\epsilon_T = \frac{2a}{\beta c} \left(\frac{k_B T_e}{\gamma m} \right)^{1/2} \quad (6)$$

ここで、 a はビーム半径、 q は電子の電荷量、 B はソレノイドによる印加磁束密度、 m は電子の質量、 k_B はボルツマン定数である。 ω_p はプラズマ角周波数であり、次の式で表される。

$$\omega_p^2 = \frac{q^2 n}{\epsilon_0 \gamma^3 m} \quad (7)$$

ここで、 n は電子の数密度で ϵ_0 は真空の誘電率である。

以上より式(3)は、

$$u = \frac{qna}{4\epsilon_0\gamma^2 B} \left(\frac{\gamma m}{k_B T_e} \right)^{1/2} \quad (8)$$

となる。

式(2)と式(8)より、tune depression を見積もった結果を図1に示す。2章で示す誘導電圧発生モジュールを用いた小型の電子ビーム実験装置のビームパラメータとして、 $a=0.5$ mm および $T_e=0.1$ eV とした。また、3章で示す Malmberg-Penning Trap 装置のパラメータを想定し、 $a=10$ mm および $T_e=1$ eV とした。どちらも電子群は非相対論の領域であるため、 $\gamma=1$ である。さらに、図1には、重イオン慣性核融合の最終段で想定されている tune de-

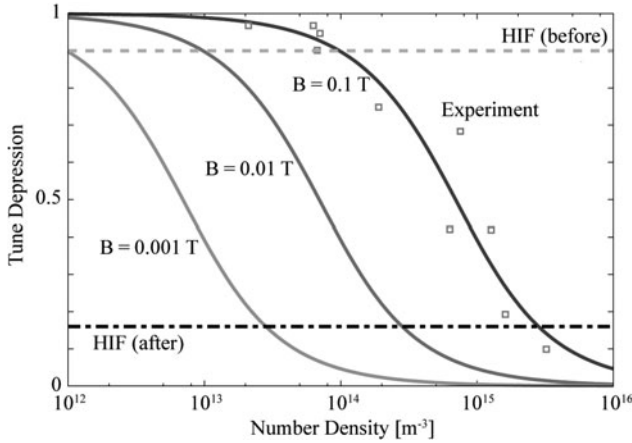


図1 重イオン慣性核融合と小型模擬実験装置の tune depression. 重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮前の tune depression を点線, 圧縮後の tune depression を一点鎖線で示す. □のポイント (Experiment) は2章で示す小型模擬実験装置のビームパラメータを示す. 3本の実線は3章で示す小型模擬実験装置で印加磁束密度を0.1, 0.01, 0.001 Tとした場合に想定される tune depression を示す.

pression も合わせて示している. 図1に示した通り, 電子で模擬した小型実験装置を用いて, 重イオン慣性核融合の最終段パルス圧縮過程での空間電荷効果が支配的なビームの状況が模擬できると考えられる.

2. 小型電子加速器で構築する大電流ビーム圧縮の模擬実験

2.1 小型電子加速器での模擬実験とその相似性

前述したように, 高出力のイオン加速器には最終段で縦方向に圧縮する技術が求められる. 最終段でビーム電流値を10倍程度に高めることをめざすが, そのようなビーム操作は過去に前例がまったく無く, 電流増大に伴うビーム挙動の解明とエミッタンス成長の評価が模索されている.

荷電粒子ビームの縦方向の振る舞いの予測にはエンベロップ方程式が手がかりになる. 縦方向のバンチ (荷電粒子の固まり) の振る舞いを記述する方程式は, 以下のように書ける [2],

$$\frac{d^2 Z_b}{ds^2} = -k_z Z_b + \frac{K_L}{Z_b^2} + \frac{\epsilon_z^2}{Z_b^3} \quad (9)$$

ここで, $2Z_b$ はビームのバンチ長さ, k_z は進行方向の収束力, ϵ_z は進行方向エミッタンス, K_L は進行方向パービアンズであり, 以下のように書ける.

$$K_L = \frac{3}{2} \frac{gN}{\beta^2 \gamma^5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \quad (10)$$

上式で, g は幾何学的因子 (geometry factor), N はバンチに含まれる荷電粒子の数である.

式 (9) の右辺の第二項 (空間電場の影響) と第三項 (エミッタンスによる影響) の比を取ることによって以下のパラメータが定義でき, 空間電荷効果の目安が得られる [4].

$$S_C = \frac{K_L Z_b}{\epsilon_z^2} = \frac{3qgI_0\tau_0}{40\pi\epsilon_0 Z_b k_B T_L} \quad (11)$$

ここで, I_0 は初期ビーム電流, τ_0 はパルス長であり, T_L は縦方向の熱拡がりによって定義されるビームの温度を示す. 式 (11) にビームパラメータを代入した時, $S_C \gg 1$ であれば, ビームバンチのマクロな振る舞いは空間電荷に支配されると予測できる. ただし, 予測できるのはそれだけである. エンベロップ方程式はバンチ内部のイオンの速度分布を予測できる訳でも内部構造を持つバンチの振る舞いを定量的に記述できる訳でもない. バンチの巨視的な振る舞いの目安を得ることが役割であり, 定量的な理解には実験や粒子シミュレーションが不可欠である [13, 14].

2.2 電子ビームシミュレータの概要

それでは, スケールダウン装置を用いて模擬する電子ビームはどのようなパラメータを持つべきだろうか. 式 (9) に示したように, ビームバンチの縦方向の巨視的な振る舞いはエミッタンスとパービアンズによって規定される. ここでは荷電粒子の速度とパービアンズを実物と一致させるという条件で電子ビームのパラメータを決定する.

表1に重イオンと電子ビームのパラメータの比較を示す [14]. すなわち, このようなパラメータで装置設定を行い, 10 GeV - 10 kA の重イオン (Pb^+) ビームの空間電荷に影響される状況を, 10 keV - 10 mA の電子ビームで模擬することをめざすことが電子ビームシミュレータの目標である.

これらの考察に基づいて, 慣性核融合を駆動できるレベルの重イオンビーム加速器最終段の縦方向圧縮を模擬する電子ビームシミュレータを設計した. 図2に電子ビームシミュレータの概略構造を示す. レーザーアブレーションで形成されるプラズマカソードから引き出された電子ビーム [15, 16] は, 5つのユニットで構成される誘導電圧重畳装置によって速度変調を付与される [14]. 誘導電圧セルはそれぞれ FET ベースの半導体で構成される電源を用いて独立に駆動され, 変調部で合成される. 電圧駆動電源を半導

表1 重イオンビームと電子ビームとのパラメータ比較.

Corresponding beam parameters when we fix β and K_L		
Beam species	Pb+ (HIB)	Electron
Specific charge, q/m (C/kg)	4.67×10^5	1.75×10^{11}
Accelerating voltage (V)	$1 - 10 \times 10^9$	$2.7 - 27 \times 10^3$
Initial current, I_0 (A)	$0.1 - 10 \times 10^3$	$0.3 - 30 \times 10^{-3}$
Longitudinal velocity, β ($= V_z/c$)	0.1 - 0.3	0.1 - 0.3
Longitudinal perveance, K_L (mm)	0.038 - 38	0.038 - 38

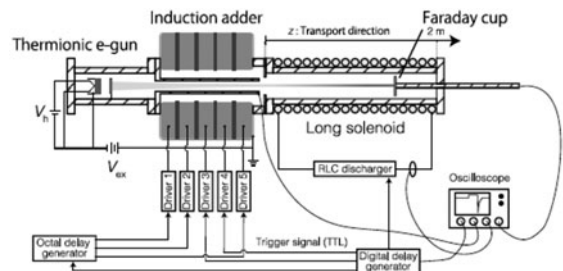


図2 小型電子ビームを用いたビームシミュレータ. 低電流ビーム実験の場合は, 図の通り熱陰極型電子銃 (thermionic e-gun) を用いる. 大電流ビーム実験では, 電子銃をレーザーアブレーションによるプラズマ陰極に換装する.

体化することによって、電圧波形の制御性と再現性が改善され、合成電圧波形の動作ジッターは0.3 nsec程度と評価できた[14].

速度変調を付与された電子ビームはソレノイド磁場が印加された2 mのドリフト管を伝送され、収束点でピーク電流を最大にする。磁場によって半径方向の拡がりを抑制し、縦方向圧縮に伴う空間電場の影響を抽出することが目標である。ビーム波形の計測には周波数応答に配慮したファラデーカップ (Faraday Cup) を用いた。

2.3 初期実験結果と考察

電子ビーム源として基本的にはレーザープラズマを用いたが、1 mA以下のレベルには熱電子放出型電子銃を使用した。図3に低電流領域での実験結果と数値シミュレーション結果の比較を示す。このときの初期電流値は250 μ A程度であり、電流ピーク値から見積もられる圧縮率は28程度と評価された[13].

図4は初期電流値に対する圧縮比の変化である。初期電流の増加とともに圧縮比が低下しており、電子ビームの縦方向の圧縮が空間電荷効果によって明らかに影響を受けていることがわかる。

粒子ビームの運動エネルギーは、二体衝突、デバイ長程度のマイクロな擾乱、ビームバンチにまたがって影響を及ぼす巨視的な空間電荷波など、時間的・空間的に様々なスケールの乱れによって散逸され、収束性 (圧縮比) を低下

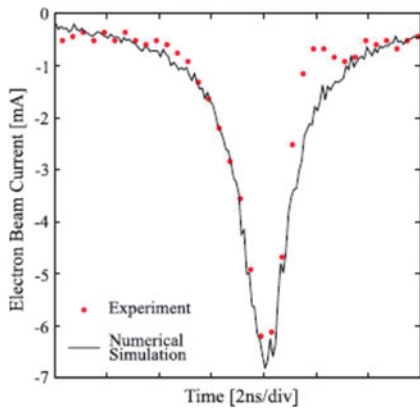


図3 低電流領域での電子電流波形の比較[13].

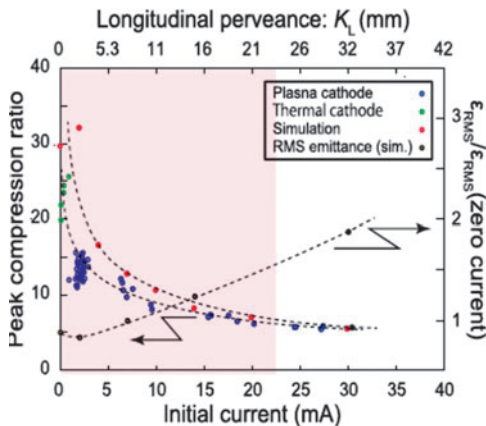


図4 圧縮比 (電流増幅率) の初期電流値依存性。

させると予測される。電流値の増加に伴い、ビームの縦方向の擾乱と横方向の粒子分布の乱れとの結合状態も予想されている[17]. 運動エネルギーの散逸機構の詳細の解明は今後の課題であるが、ビーム電流波形には空間電荷パラメータ (S_C) の増加とともに特徴的な変調が観測されており、これらの解析を進めることによって大電流ビームの縦圧縮: 「Final Beam Bunching」に伴う課題を明らかにしてゆくことが可能であると考えられる[18].

3. 電子トラップ装置を用いた大電流ビーム圧縮模擬

3.1 電子プラズマと荷電粒子ビームの等価性

通常、ビームダイナミクスを解析するためには、ビームの重心座標系に乗って検討が行われるが、非中性プラズマを捕捉する代表的な閉じ込め装置である Malmberg-Penning トラップ装置を用いることにより、ビームダイナミクスを静止系で詳細に検討することができる。Malmberg-Penning トラップ装置では、図5の上図に示すように、ポテンシャル井戸と軸方向の一樣磁場を円筒リング電極とソレノイド電磁石により生成し、軸方向に紐状の分布を持つ非中性プラズマを長時間保持することが可能である[19-21]. (非中性プラズマ閉じ込めに関する基礎的特性および渦運動に関する先行研究は、本誌過去の解説[22], 小特集[23], 集中講座[24]を参照されたい.)

Malmberg-Penning トラップに捕捉した非中性プラズマの磁場断面方向の正準座標と正準運動量で表されるハミルトニアンに対して適当なスケール変換を行うと、重心座標系から見た荷電粒子ビームのハミルトニアンと一致する[11]. 非中性プラズマと荷電粒子ビームのこの等価性を利用して、図5の下図に示すように、円柱形状を持つ非中性プラズマを、閉じ込めポテンシャルを制御して軸方向に圧縮することにより、荷電粒子ビームのパルス圧縮を模擬することが電子トラップ装置を用いた研究の狙いである。特に、重イオン慣性核融合のエネルギードライバーの最終段におけるイオンビームの急激なパルス圧縮過程において問題となるのは、空間電荷効果に起因する強い非線形場の影響によりビームエミッタンスが増加することである。空間

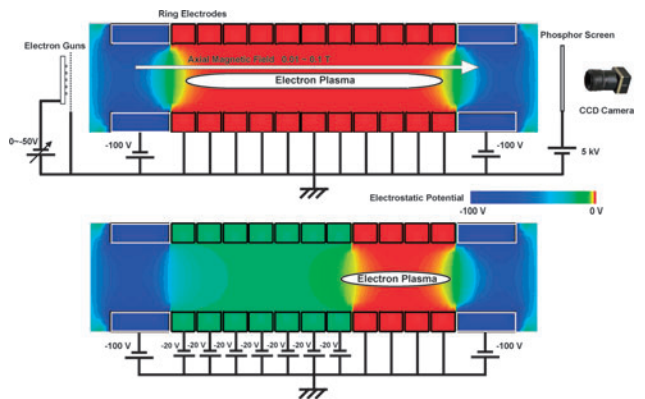


図5 金沢大学で使用している Malmberg-Penning トラップ装置と電子プラズマ圧縮過程の概略図。電子プラズマの初期状態 (上図) と軸方向に圧縮した状態 (下図) を示す。

電荷効果が支配的なビームに対応するパラメータを持つ非中性プラズマの生成・圧縮を行い、ビームエミッタンスに相当する粒子分布とエネルギー分布の時間発展を計測することで、様々なビーム圧縮方法についての検討が可能となる[25-27].

3.2 非中性プラズマと荷電粒子ビームの空間電荷効果

第1章で導入した荷電粒子ビームの空間電荷効果を表す tune depression σ/σ_0 を、Malmberg-Penning トラップ装置で捕捉された非中性プラズマの物理量を用いて書き換えると、

$$\sigma/\sigma_0 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2/2}{\omega_r\omega_c - \omega_r^2}} \approx \sqrt{1 - \frac{\tilde{n}}{n_B}} \quad (12)$$

となる[11]. ここで、 ω_r は磁力線に垂直な断面内での中心軸周りの回転周波数、 ω_c はサイクロトロン周波数である。荷電粒子ビームの場合と同様に、平方根内の第二項の分子は自己場による発散の効果、分母は方位角方向速度による径方向内向きのローレンツ力から遠心力を引いたものであり、実効的な閉じ込めの効果を表す。荷電粒子ビームの場合と同様に、自己場と閉じ込め場の比で σ/σ_0 が決まることが判る。この閉じ込め効果と発散の効果がちょうど釣り合うとき、非中性プラズマは Brillouin 限界と呼ばれる密度の上限 n_B を持つ。このとき $\omega_r = \omega_c/2$ の関係を満たすことを利用すると、 n_B に近い高密度の非中性プラズマに対して、最右辺が導かれる[11, 24, 28]. Brillouin 限界の密度を持つ非中性プラズマを生成することができれば、空間電荷効果が支配的な荷電粒子と等価な振る舞いをすると推測される。

しかし Brillouin 限界に近い非中性プラズマを生成・保持することは技術的な困難を伴う。Brillouin 限界の密度 n_B は磁場強度の二乗に比例するため、一般に非中性プラズマ閉じ込めに用いられる 0.1 T 以上の強磁場下では自己ポテンシャルの大きさが kV オーダーを超え、閉じ込めポテンシャルの形成が難しい[11]. 一方、弱磁場下では閉じ込め性能が劣化し、圧縮操作の過程で平坦な密度分布を保つことが難しいと考えられ、均一密度を仮定している Kapchinsky-Vladimirsky モデルに基づく式(1), (12)は成り立たない。

現実の Malmberg-Penning トラップで生成される Brillouin 限界に対して桁違いに低密度である非中性プラズマの tune depression は、次式で定義する無次元パラメータを用いて評価することができる[12, 29, 30].

$$\Delta \equiv \frac{2(\omega_r\omega_c - \omega_r^2)}{\omega_p^2} - 1 \approx \frac{\tilde{n}}{n_0} \left(2 - \frac{\tilde{n}}{n_B} \right) - 1 \approx \frac{2\tilde{n}}{n_0} - 1 \quad (13)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \tilde{r} &\equiv \sqrt{\frac{\int_0^{R_w} r^3 n(r) dr}{\int_0^{R_w} r n(r) dr}}, \quad \tilde{n} \equiv \frac{1}{\tilde{r}^2} \int_0^{\tilde{r}} r n(n) dr, \\ n_0 &= \frac{[\int_0^{R_w} r n(r) dr]^2}{\int_0^{R_w} r^3 n(r) dr} \end{aligned} \quad (14)$$

であり、 $n(r)$ は半径 r における非中性プラズマの密度、 \tilde{r} は二乗平均平方根 (RMS) 半径、 R_w は壁の内径、 \tilde{n} は \tilde{r} までの平均密度、 n_0 は全粒子数と RMS 半径が保存する条件を課すことによって決まる平坦な分布の密度である。式(13)で行った 2 箇所の近似は、強磁場のもとでの低密度プラズマを仮定し、回転周波数 ω_r は $E \times B$ ドリフト周波数で決まること、および Brillouin 限界の密度 n_B に比べて \tilde{n} が無視できることをそれぞれ用いた。この Δ を用いると tune depression は次式で表される[12].

$$\sigma/\sigma_0 = \sqrt{1 - \frac{n_0/n(0)}{(1+\Delta)}} \quad (15)$$

温度がゼロの極限を考えると、デバイ長がゼロとなり、非中性プラズマの密度は flat top の分布を持つ。この分布に対して式(14)を計算すると、 $\tilde{n} = n_0/2$, $n(0) = n_0$ となり、式(13)の最右辺に代入すると $\Delta = 0$ となる。更に式(15)より $\sigma/\sigma_0 = 0$ となることが判る。つまり低密度であっても十分に冷たい非中性プラズマであれば、空間電荷に支配されたビームと等価な振る舞いが期待される。

3.3 電子プラズマを用いた圧縮の初期実験と数値計算

本節では、金沢大学の Malmberg-Penning トラップ装置を用いて行われた電子プラズマ圧縮実験と長岡技科大で行われた粒子シミュレーションについて説明する。実験装置および圧縮方法の概略は図5で示した通りである。Malmberg-Penning トラップ装置では、電子プラズマの密度分布およびエネルギー分布を詳細に計測できる利点がある。電子プラズマの軸方向に積分された電子密度分布の計測は、密度に比例した強度で発光する蛍光面の輝度分布を、量子効率の高い背面照射型 CCD カメラで撮影することにより行い、電子数14個、100 μm の分解能を有する。更に、軸方向エネルギー分布の計測結果を用いて、3次元の分布を再構成する手法が確立されている[31]. 軸方向エネルギー分布の計測は、観測側の閉じ込めポテンシャル障壁を徐々に浅くし、障壁を乗り越えてくる電子分布を観測することにより行う[21, 32]. また、計測時に補助磁場を印加することで、磁気ミラー効果による軸方向から径方向へのエネルギー変換を制御することで、径方向エネルギーの平均値を計測することも可能である[33]. これらの計測を電子プラズマの圧縮過程において行い、エミッタンスの時間発展を得ることが可能である。

磁束密度 0.1 T のもとで、軸方向長さが 0.12 m、1/e 半径が 11 mm の電子プラズマを、パルス幅 100 μs で長さ 0.03 m まで圧縮したときの規格化密度および軸方向温度を半径 r の関数として観測した結果を図6(a)に示す[34]. 密度分布の形状は圧縮前後で殆ど変化していないのに対して、軸方向の電子温度は全領域にわたって上昇している。磁束密度を 0.02 T にして、同じパラメータで圧縮したときの結果を図6(b)に示す。この場合も、圧縮に起因する有意な温度上昇が全ての領域において観測された。初期の径方向密度分布の観測結果より、式(13), (14)を用いて無次元パラメータ Δ を計算すると、磁束密度 0.1 T (a) と 0.02 T (b) に対してそれぞれ 0.38, 0.21 であり、式(15)を用いて tune de-

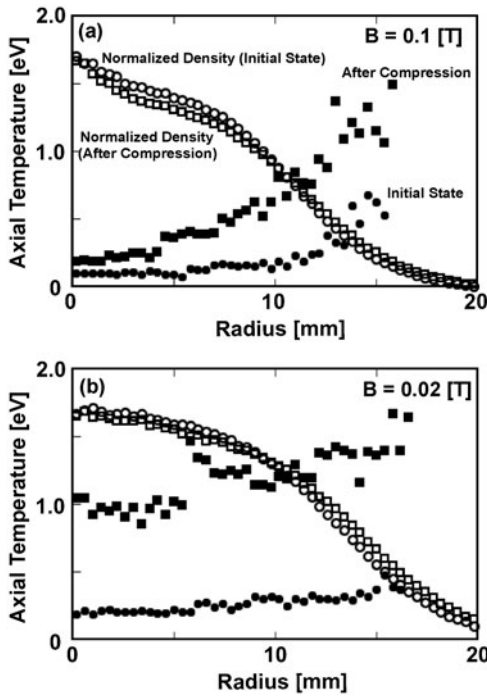


図6 異なる磁束密度のもとで生成した電子プラズマを軸方向に1/3の長さへ圧縮する前後における、密度と軸方向温度の測定結果。初期の軸上密度は(a) $1.3 \times 10^{12} [\text{m}^{-3}]$, (b) $6.4 \times 10^{11} [\text{m}^{-3}]$ である。

pression を見積もると 0.76, 0.67 となった。一方、圧縮前後における軸方向温度の平均上昇率を計算すると、それぞれ 3.2 倍, 4.6 倍であり、tune depression が小さい方が、温度上昇率が高い結果となった。これは、空間電荷効果が強い分布の方が、圧縮操作でエミッタンスが上昇しやすい傾向にあることを示唆している。

電子プラズマの圧縮過程における半径方向の速度分布の時間発展を粒子シミュレーションにより検討した結果を図7に示す[35]。圧縮は、150 nsの時間幅で、軸方向長さ0.18 m から 0.018 m まで、完全弾性衝突の境界壁を移動することにより行っている。圧縮が進むにつれ、初期の Maxwell 分布から外れて加速される粒子が観測される。加速された粒子は磁束密度が弱い場合の方が多く、実験結果と定性的に一致している。

今回紹介した実験で用いた電子プラズマは、まだ tune depression が大きく、空間電荷効果が支配的なビームの模

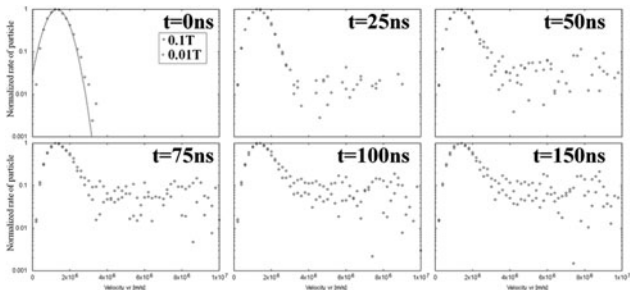


図7 電子プラズマの圧縮過程における粒子シミュレーションの結果。半径方向の速度分布関数の時間発展を表す。(参考文献[35]図2より引用。)

擬にはなっていない。更に低い tune depression の電子プラズマを実験的に生成するために、強磁場を用いてサイクロトロン放射による冷却により平坦な密度分布を形成し式(13)の最右辺をゼロにすることを狙う、あるいは弱磁場下で Brillouin 限界密度 n_B を低下させ、式(12)の最右辺をゼロにすることを狙う2通りのアプローチによる検討が引き続き行われている。

4. まとめと展望

荷電粒子ビームは電荷を持った多粒子の集合体であり、電流値を上げると複雑で予測の困難な振る舞いが予想される。それにもかかわらず、大電流ビームの輸送、変調、圧縮などのビーム操作に対応できる加速器は非常に大規模で高価な施設が必須であるため研究が進んでいない。

適切な設計を実現するには“風洞実験”が必要である。大型の流体機械の設計の際には、相似則に基づいた数値シミュレーションや定量的なスケールダウン実験による試行錯誤が可能である。粘性(レイノルズ数)や圧縮性(マッハ数)などの影響の相似性を決める無次元パラメータは、流体力学の基礎方程式を規格化して整理することによって導出される。流体の挙動には粘性や圧縮性以外にも熱伝導や輻射、内部自由度の励起、非理想的な状態方程式の影響など様々な因子(実在効果)が影響するが、全ての影響因子について相似性を確保することはできないので、着目すべき影響因子についてスケールが行なわれる[1]。

流体力学は現象を記述する方程式が確立しているうえに内部構造は問わない。一方、ビームの物理には基本的に個々の粒子の(位相空間上の分布)速度ベクトルの分布を議論することが要求される。それでは、複雑な振る舞いが予測される荷電粒子の集団をスケール変換して模擬することはできるのだろうか。

加速器のスケールダウン実験とは、実験室に構築した小型の装置を用いて、電荷を持って集団的に運動する多数の粒子が誘起する現象の側面を模擬する試みである。あらゆる複雑現象のスケール実験と同様に荷電粒子ビームの場合も現象にかかわる全ての因子を模擬できるわけではない。ビーム挙動に及ぼす空間電荷効果に関しては、パラメータを適切に選んで規格化することによって“良く似た現象”を再現させることによって対応する。

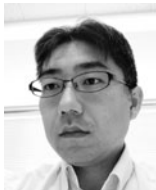
ここでは、小型電子ビーム加速器と電子トラップを用いた静止系でのビーム圧縮のスケール実験の概念と初期実験結果について述べた。重心移動系の小型加速器は縦方向圧縮に伴うフラックス波形の時間発展を Faraday Cup で直接測定できることや輸送路との相互作用によって散逸するエネルギーが問題になる場合(散逸系)に対応できるという長所がある。一方、静止系の電子トラップはパラメータ変化が非常に簡便で、幅広い領域に亘ったパラメータサーベイが可能であるという利点を持つ。重イオンに比べると質量が小さく比電荷が極端に大きい電子を用いると、大型のイオン加速器の内部で課題となるビーム物理を、大幅にスケールダウンした簡便な装置を用い、幅広いパラメータ領域に亘って模擬することが可能であると考え

られる。二つのスケーリング実験を相補的に比較しながら、縦方向に大きな速度変調を付与され、空間電場に影響を受けながら進展する荷電粒子の挙動を位相空間上の時間発展として捉え、縦方向と半径方向の相関やエミッタンスの成長を議論することが今後の課題である。さらに、ビーム圧縮の限界を知ることで、重イオン慣性核融合のエネルギードライバー設計の指針に大きく寄与できる。

本解説記事をまとめるにあたり、佐々木徹先生（長岡技術科学大学）を始め、プラズマ・核融合学会誌編集委員各位には有益なご助言をいただき、感謝いたします。

参考文献

- [1] 堀岡一彦：日本物理学会誌 **67**, 252 (2012).
- [2] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams* (Wiley, New York, 1994).
- [3] 堀岡一彦 他：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 87 (2013).
- [4] T. Kikuchi *et al.*, EPJ Web Conf. **59**, 09004 (2013).
- [5] 菊池崇志 他：電気学会研究会 PST-15-005, ED-15-023, PPT-15-005 (2015).
- [6] 岡本宏己 他：プラズマ・核融合学会誌 **86**, 451 (2010).
- [7] R.A. Jameson, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 2408 (1981).
- [8] T. Kikuchi *et al.*, Phys. Rev. ST-AB **7**, 034201 (2004).
- [9] 岡本宏己 他：日本物理学会誌 **68**, 818 (2013).
- [10] P.G. O'Shea *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **464**, 646 (2001).
- [11] H. Okamoto and H. Tanaka, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **437**, 178 (1999).
- [12] S.M. Lund *et al.*, Phys. Rev. ST-AB **12**, 114801 (2009).
- [13] T. Kikuchi *et al.*, J. Phys. Conf. Series **717**, 012101 (2016).
- [14] Y. Sakai *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 083306 (2016).
- [15] Y. Sakai *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 1206107 (2016).
- [16] Y. Sakai *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 123112 (2016).
- [17] T. Kikuchi *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **44**, 216 (2016).
- [18] T. Kikuchi *et al.*, IEEJ Trans. PE **137**, 344 (2017).
- [19] J.H. Malmberg *et al.*, Physica Scripta T2, 288 (1982).
- [20] Y. Kiwamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3173 (2000).
- [21] Y. Soga *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2401034 (2013).
- [22] 際本泰士：プラズマ・核融合学会誌 **79**, 1249 (2003).
- [23] 毛利明博：プラズマ・核融合学会誌 **77**, 213 (2001).
- [24] 際本泰士：プラズマ・核融合学会誌 **77**, 338 (2001).
- [25] D.D.-M. Ho and S.T. Brandon, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **278**, 182 (1989).
- [26] M.J.L. de Hoon *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 855 (2003).
- [27] T. Kikuchi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **577**, 103 (2007).
- [28] D.H.E. Dubin and T.M. O'Neil, Rev. Mod. Phys. **71**, 87 (1999).
- [29] E.A. Startsev and S.M. Lund, Phys. Plasmas **15**, 043101 (2008).
- [30] T. Kikuchi *et al.*, "Simulating Beam Parameter using Malmberg-Penning Trap Device for Longitudinal Pulse Compression in Heavy Ion Inertial Fusion" *to be published in NIFS Proceedings*.
- [31] J. Aoki *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 112109 (2006).
- [32] D.L. Eggleston *et al.*, Phys. Fluids B4, 3432 (1992).
- [33] A.W. Hyatt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2975 (1987).
- [34] Y. Park *et al.*, "Experimental study on the axial compression of a pure electron plasma simulating space-charge-dominated beam" *to be published in NIFS Proceedings*.
- [35] T. Sato *et al.*, J. Phys. Conf. Series **717**, 012100 (2016).



きく ち たか し
菊池 崇志

長岡技術科学大学・原子力システム安全工学専攻・准教授。慣性核融合と粒子ビーム物理学を軸に、プラズマの基礎から産業応用、理論・数値シミュレーションから実験まで、手当たり次第に行っている。性能はともかく健康体だけが取り柄だったが、最近は肩に謎の違和感を覚え、目の焦点を合わせる時定数の増加などの劣化を痛感しているが、核融合発電が実現する日までなんとか生き延びたいと希望。



そ が ゆ き ひろ
曾我之泰

金沢大学理工研究域数物科学系助教。2007年京都大学大学院・博士（人間・環境学）。研究分野は非中性プラズマの実験研究と電子ビームを用いた電磁波源の開発。最近、柵ボタで大強度相対論的電子ビーム発生装置を手に入れ、何をしようかと思案中です。趣味はウェイトトレーニングと3歳の息子の成長観察です。



ほり おか かず ひこ
堀岡一彦

東京工業大学名誉教授・研究員。今年3月に定年退職しました。大学改革と核融合科学の将来を外野席から眺めるのを楽しみにしています。専門分野は、高エネルギー密度プラズマ、高出力加速器、粒子ビーム核融合、パルスパワー技術、高速流体など。専門分野以外の読書が好きですが、これといった趣味はありません。誰かの、あるいは何かの、役に立てることがありましたら、何でも協力するつもりです。