

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

2021 年度
修士論文

ダイポール磁場配位における低エネルギー荷電粒子の
カオス軌道の効果と実験的応用の検討

2022 年 1 月 25 日提出
指導教員 齋藤 晴彦 准教授
47206078 谷岡 樹

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ペアプラズマ研究	3
1.2	荷電粒子カオスの閉じ込めへの応用	4
1.3	研究目的	5
第 2 章	直線型プラズマトラップと非中性プラズマ	6
2.1	直線型プラズマトラップの原理	6
2.1.1	Paul トラップ	6
2.1.2	Penning トラップ	8
2.1.3	Malmberg トラップ	9
2.2	非中性プラズマ閉じ込めの基本原理	9
2.3	巨視的な流体としての記述	11
第 3 章	ダイポール磁場における荷電粒子の運動と実験	14
3.1	円環電流によるダイポール磁場	14
3.2	ダイポール磁場における荷電粒子の運動	15
3.3	ダイポール実験の取り組み	18
3.3.1	ダイポール磁場配位によるプラズマ研究の背景	18
3.3.2	RT-1 での実験概要	19
3.3.3	LDX の概要	21
第 4 章	カオスの判定方法	22
4.1	運動のカオス性と保存量	22
4.2	ダイポール磁場における荷電粒子のカオス	23
4.3	ポアンカレ写像によるカオスの評価	23
第 5 章	小型ダイポール装置の陽電子軌道のカオス	26
5.1	軌道計算の条件	26
5.2	断熱不変量 μ の保存性の評価	27
5.3	L コイル電流の変化に対する α	30
5.4	荷電粒子のカオス的軌道と飛行距離の評価	34
第 6 章	コイル巻線の冷却試験	39

6.1	小型ダイポール装置	39
6.2	コイル巻線の製作	41
6.3	コイル巻線に関する数値計算	43
6.4	超伝導線材の冷却試験	46
第7章	まとめ	49
	参考文献	50

第1章

序論

1.1 ペアプラズマ研究

核融合を始めとする様々な応用を持つプラズマの物性解明には、波動や安定性などの基礎特性の理解が重要となる。イオンと電子から構成される通常のプラズマに対し等質量の荷電粒子から構成されるプラズマをペアプラズマと呼ぶ。ペアプラズマは、粒子質量の対称性から通常のプラズマには見られない特異な基礎特性を持つことが予測されている [1][2]。例えばペアプラズマでは通常のプラズマが持つ多くのモードが縮退し単純化した分散関係を持つ。また、ペアプラズマは、通常のプラズマでは安定性の維持が難しい密度勾配に対して安定化する場合がある。パルサーや活動銀河核のような高エネルギー天体には電子陽電子ペアプラズマが広く存在すると考えられている。電子陽電子ペアプラズマの理解は、宇宙環境に存在するプラズマ現象や、ポジトロニウム（電子と陽電子の束縛系）の物性解明に貢献できる可能性がある。

そのような背景から、ペアプラズマを実験的に研究する試みがなされてきた。フラーレンを利用したペアプラズマに関する実験では、 $C_{60}^+C_{60}^-$ プラズマの生成による静電振動の計測実験 [6] が挙げられる。

電子陽電子ペアプラズマは、構成する粒子が低質量であることから高周波まで波動特性の検証が可能になる。また、フラーレンを用いたペアプラズマに発生するような不純物が発生しない。以上の利点から電子陽電子ペアプラズマを実験室に生成する試みもなされている。電子陽電子ペアプラズマに関する初期の実験では、荷電粒子の断熱不変量の研究を目的とした ^{19}Ne 放射線源を用いた実験 [3] や、相対論的電子ビームを重金属ターゲットに衝突させて得られるガンマ線を利用して対生成した電子陽電子を捕獲する試み [4] がなされた。また、近年では大強度レーザーを用いた相対論的電子陽電子プラズマ生成により、プラズマ条件を満たす高密度化の取り組みが進められている [5]。

電子陽電子ペアプラズマの材料となる電子や陽電子などの単一荷電粒子から構成されるプラズマは非中性プラズマの一種である。非中性プラズマは Penning トラップ [7] や Malmberg トラップ [8] で閉じ込めが実現されている。これらのトラップでは磁場や電場の組み合わせで閉じ込めを行う。しかし正と負の荷電粒子からなるプラズマを閉じ込めることはできない。それに対し磁力線の端部を持たないトーラス系では、ペアプラズマの閉じ込めが原理的に可能であり、特に軸対称なダイポール磁場では正準角運動量の保存から良好な閉じ込めが予想されている。

電子陽電子ペアプラズマ閉じ込めの実現を目指す研究プロジェクト APEX[10] では、ダイポール磁場配位による陽電子や電子の入射と閉じ込めの研究が行われている。APEX ではミュンヘン工科大学の研究用原子炉を用いた大強度陽電子源 NEPOMUC[11] を活用している。図 1.1 に進められている電子陽電子プラズマ実験の計画全体図を示す。1.2 節で述べるように、電子陽電子ペアプラズマを実現するためには高密度で低エネルギーの電子と陽電子を同時に閉じ込める必要があり、生成できる陽電子に制限があることから閉じ込め領域の体積は小さい方が有利である。そのため APEX では小型ダイポール装置の使用が想定されている。この装置では磁場発生用のコイルを真空容器内部で浮上させることで、閉じ込め領域に荷電粒子を遮るようなコイル支持物を必要としない手法による実験が検討されている。

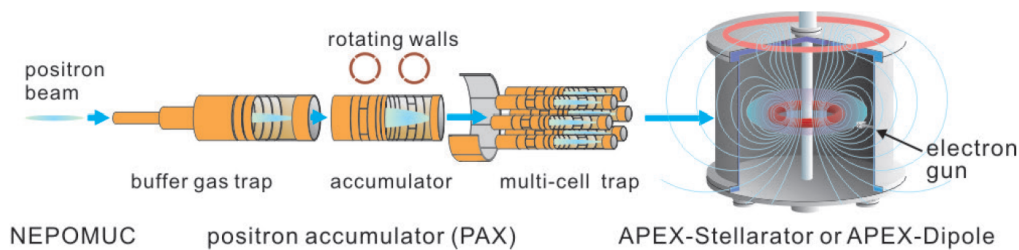


図 1.1 電子陽電子プラズマ実験の計画全体図 [12]

1.2 荷電粒子カオスの閉じ込めへの応用

NEPOMUC では $10^9/s$, 1keV の陽電子を生成することが可能である。陽電子源とダイポールトラップの間に蓄積装置を用意して、求められるパラメータを満たす計画である。電子陽電子ペアプラズマを生成する上で、NEPOMUC から得られる陽電子を単に入射するだけでなく、要求される密度が達成される必要がある。ダイポール磁場配位においてペアプラズマの生成を実現するためには、径方向へと磁気面を横切る粒子の入射が必要である。そこで、方位角方向の粒子の周回運動と同程度の周波数を持つ電場を印加することにより径方向への圧縮を実現する手法が提案されている。しかし入射した粒子の軌道が周期的で、再び入射原位置に戻って消滅するまでに短い飛行距離しか持たない場合は、上記手法により強磁場の閉じ込め領域へと粒子を進入させることは困難である。粒子が周期的ではなくカオスの軌道を持つ場合は、飛行距離が長く電場による圧縮を有効に適用できると考えられる。

3.2 節で述べるように、ダイポール磁場中の荷電粒子の周期的運動に対する作用として、3つの断熱不変量が定義される。それらは、磁力線に巻き付くジャイロ運動に対する磁気モーメント μ 、磁力線に沿うバウンス運動に対する作用積分 J 、トロイダル回転に対する磁場フラックス Ψ である。磁化した荷電粒子に対して Ψ は正準角運動量 P_θ と近似的に一致し、またダイポール磁場のような軸対称な系では P_θ は保存する。しかし、惑星磁気圏の荷電粒子運動に関連して理論的・数値的に研究されたように、ダイポール磁場中における荷電粒子軌道はカオスとなり得る [13]。外部電場が存在しない純ダイポール磁場中の荷電粒子運動では、ハミルトニアン H と正準角運動量 P_θ が保存量となる。自由度が3の系に対し保存量が2つなので、ダイポール磁場中の荷電粒子運

動は一般に断熱的でなく、カオスの軌道を取る可能性がある。

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 での陽電子軌道に関する研究 [16] では、RT-1 を想定した純ダイポール磁場中での計算において、初期条件として陽電子に数 10keV から 100keV のエネルギーを与えた場合に、もともと独立な周期運動だったジャイロ運動とバウンス運動の空間スケールが重なり、両者の周期性が共に壊れてカオスの軌道が示されている。また、陽電子がカオスの軌道となると、周期的軌道の場合と比較し長い飛行距離を持つことが示されている。さらに RT-1 における ^{22}Na 線源より発せられる陽電子を用いた実験で、計算結果と整合する、陽電子の長時間閉じ込めが実証されている。

1.3 研究目的

1.2 節で述べたように、小型ダイポール装置では、入射する低エネルギー陽電子のカオスが閉じ込めに利用できる。また、RT-1 では 10keV を超える高エネルギー陽電子のカオスの軌道が示されている。よって、小型ダイポール装置における低エネルギー陽電子のカオスの軌道について知ること、入射に役立てられると考える。そこで本研究では、小型ダイポール装置において、カオスの軌道の効果を評価することを目的とする。また、小型ダイポール装置の開発を進めるにあたって、超伝導コイルが実験に十分な磁場を作ることが必要である。そのためにコイルが超伝導状態となるまで冷却されることが求められ、小型ダイポール装置に採用されている接触方式による冷却手法を確立することが重要である。よって、接触方式による磁場発生用超伝導コイル運転について検証を行うことを目的とする。要求される磁場環境において超伝導状態を維持する必要がある

第2章

直線型プラズマトラップと非中性プラズマ

2.1 直線型プラズマトラップの原理

ペアプラズマの材料となる単一荷電粒子プラズマの長時間トラップは直線型トラップ装置で実現されている。代表的なものとして、DC 及び AC 電場によりイオンをトラップする Paul トラップ、Paul トラップの AC 電場を磁場に置き換えた Penning トラップ、Penning トラップ、Malmberg トラップが挙げられる。これらの原理について以下で説明する。

2.1.1 Paul トラップ

Paul トラップでは、電極が作り出す DC 電位と AC 電位によって荷電粒子を閉じ込める。図 2.1 に 2 次元 4 重極型 Paul トラップの等電位線と電極構造を示す。

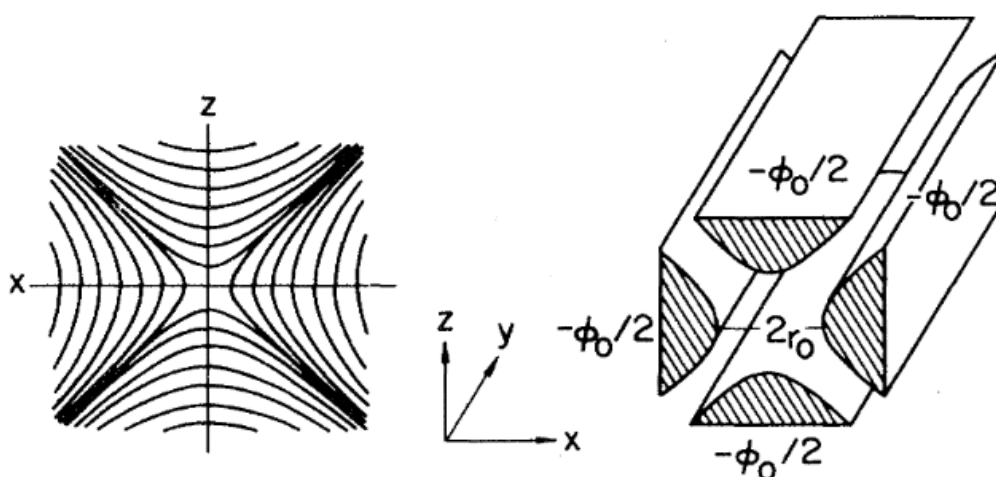


図 2.1 Paul トラップ [17] (左：等電位線, 右：電極構造)

1 個の荷電粒子をある空間に閉じ込める場合を考える。このとき、粒子に働く力が平衡位置から

の移動距離 r に対して比例し、その向きが逆となる抗力

$$\mathbf{F} = -c\mathbf{r} \quad (2.1)$$

が働けば粒子は原理的にはトラップされる。ここで c は比例定数である。Paul トラップでは \mathbf{F} としてクーロン力を用いる。静電ポテンシャル Φ におけるクーロン力は $F = -\nabla\Phi$ であるので、

$$\Phi \approx \alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2 \quad (2.2)$$

で表される放物型のポテンシャルの底で粒子を運動させれば良く、図 2.1 のように電極の数を 4 つとした場合、ポテンシャルは

$$\Phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) \quad (2.3)$$

と表される。ここで ϕ_0 は対となる電極の電位差、 $2r_0$ は対となる電極間距離を示す。 Φ はラプラス方程式 $\Delta\Phi = 0$ を満たす必要があり、そのために $\alpha + \beta + \gamma = 0$ が成立していなければならない。図 2.1 に示した構造は、 $\alpha = 1$ 、 $\beta = 0$ 、 $\gamma = -1$ の場合である。このとき、

$$\Phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(x^2 - z^2) \quad (2.4)$$

というポテンシャルが与えられることになる。よって電場強度はそれぞれ

$$E_x = -\frac{\phi_0}{r_0^2}x, E_y = 0, E_z = \frac{\phi_0}{r_0^2}z \quad (2.5)$$

となる。ここで、 y 軸方向に荷電粒子を入射すると、 xy 平面上では調和振動を行うが、 z 方向に対しては E_z により加速し続けることがわかる。これによる損失を防ぐためには、正弦的に振動する ϕ_0 を与え、粒子を x 方向と z 方向の両方に対して振動を繰り返しながら y 方向へ運動するようにすれば良い。つまり、 $\phi_0 = U + V \cos \omega t$ と振動するポテンシャルを与える。このとき、 x 方向と z 方向に対する粒子の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)x &= 0 \\ \frac{d^2z}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)z &= 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

である。これより粒子に働く平均力はトラップの中心を向くことが示され、捕捉される事となる。

また、 $\alpha = 1$ 、 $\beta = 1$ 、 $\gamma = -2$ とした 3 次元トラップはイオントラップと呼ばれている。このときのポテンシャルは

$$\Phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (2.7)$$

と書かれる。このポテンシャルは図 2.2 に示すように、双曲面状に加工されたリング電極と、2 つの双極型の電極により形成される。イオントラップで多数の荷電粒子を捕獲することを考えると、自己ポテンシャルを考慮する必要がある。ある自己ポテンシャル以上では粒子は安定的にトラップされる軌道を描かなくなり、損失することが知られている。

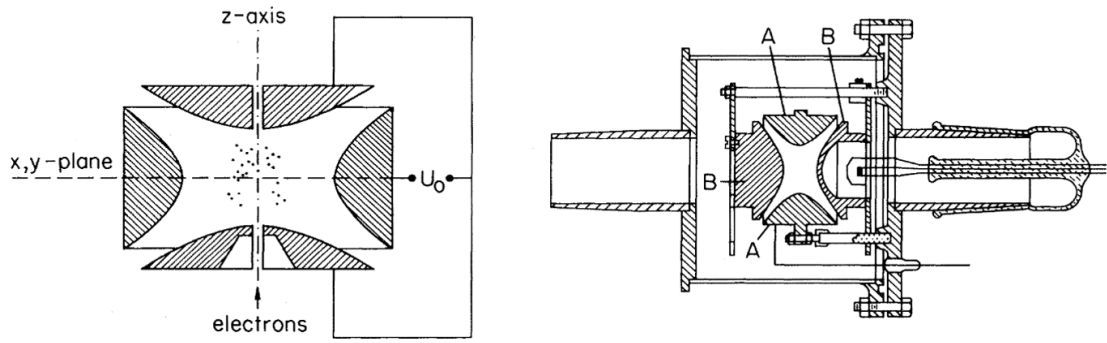


図 2.2 イオントラップ [17] (左：電極の様子, 右：イオントラップ装置の断面図)

2.1.2 Penning トラップ

Paul トラップにおける AC 電場を磁場として代替したトラップのことを Penning トラップと呼ぶ。Penning トラップでは、図 2.2 に示したイオントラップの z 方向への磁場を与え、径方向には磁場で、軸方向には電場で閉じ込めを行う。図 2.3 に Penning トラップの模式図を示す。

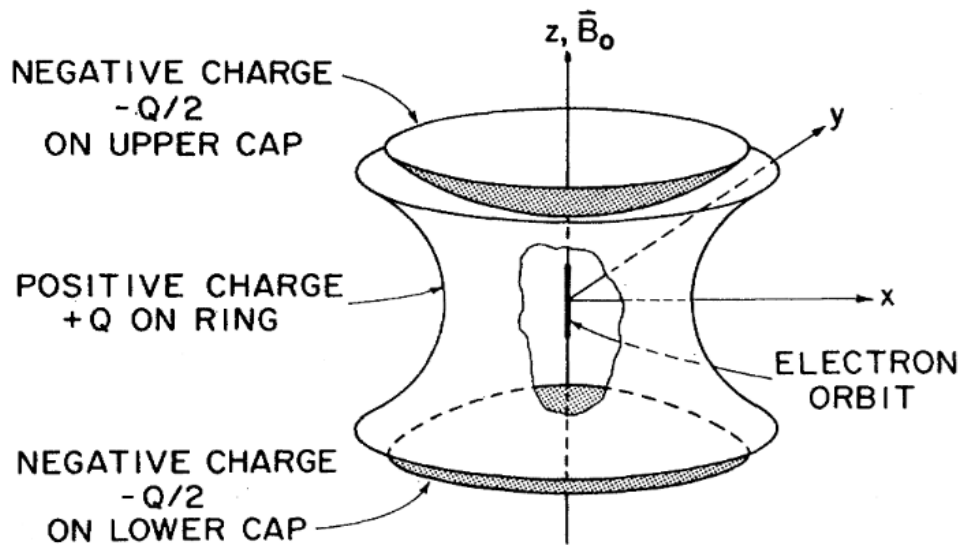


図 2.3 Penning トラップ [7]

このとき、正電荷の場合は、 z 方向の振動運動に対する周波数は、

$$\omega_z^2 = \frac{4e(-V)}{m(r_0^2 + 2z_0^2)} \quad (2.8)$$

で与えられる。 xy 平面状では回転運動をすることになり、その時の周波数は運動方程式 ($F =$

$e(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ を解くと,

$$\omega_m = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.9)$$

$$\omega'_c = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.10)$$

の2つを得ることができる。ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数であり、 ω_m と ω'_c はそれぞれマグネトロン周波数、修正サイクロトロン周波数と呼ばれる。これらの間には、

$$\omega_c = \omega'_c + \omega_m \quad (2.11)$$

$$\omega_c^2 = \omega_c'^2 + \omega_z^2 + \omega_m^2 \quad (2.12)$$

の関係式が成立する。よって、Penning トラップ中での粒子の運動は、 z 方向の周波数 ω_z での振動、磁力線周りの周波数 ω'_c での回転、トラップ中心の周りの周波数 ω_m での回転運動の重ね合わせとなっていることが分かる。多くの Penning トラップでは、 z 方向へ内部が空洞となっている電極を用いており、それぞれ独立な電位を与えることで静電ポテンシャルを形成している。このことから、Paul トラップと比較して装置への近接性が大きく改善されている。また、この形状の Penning トラップを Malmberg-Penning トラップと呼ぶ場合がある。

2.1.3 Malmberg トラップ

Penning トラップでは、円筒形の電極を同軸上に並べて電位を与え、2.7 で表されるポテンシャルを形成する。このポテンシャルを図 2.4 のように磁場 B の方向に 1 次元ポテンシャルと置き換えたものを Malmberg トラップと呼ぶ。1975 年に Malmberg トラップによる電子プラズマの閉じ込めが実現され [9]、現在に至るまで波動現象や輸送現象などプラズマ研究に用いられてきた。

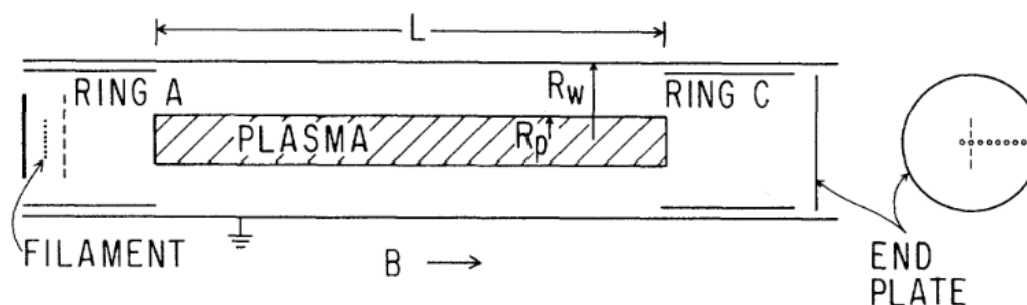


図 2.4 Malmberg トラップ [8]

2.2 非中性プラズマ閉じ込めの基本原理

図 2.5 に示すような半径 a の円柱状の非中性プラズマを考える。磁場 B は r 方向に一定である。円柱内で r 方向にプラズマの密度は一定 ($= n$) とすると、このとき非中性プラズマが作る電

場 $E(r)$ は,

$$E(r) = \frac{m}{2q^2} \omega_p^2 r, (0 \leq r \leq a) \quad (2.13)$$

$$E(r) = \frac{m}{2q^2} \omega_p^2 \frac{a^2}{r}, (r > a) \quad (2.14)$$

と書ける. ここでプラズマ周波数 $\omega_p^2 = nq^2/m\epsilon_0$ であり, q と m は荷電粒子の電荷と質量, ϵ_0 は真空中の透磁率を表す. この円柱状プラズマが平衡状態にあるとき, 荷電粒子は r 方向には運動しない. θ 方向の速度を $r\omega$ とすると, r 方向の力の釣り合いより,

$$m \frac{(r\omega)^2}{r} = qr\omega B - qE(r) \quad (2.15)$$

が得られる. この式を ω について解くと,

$$\omega = \omega_c \frac{1 \pm \sqrt{1 - 2\omega_p^2/\omega_c^2}}{2} \quad (2.16)$$

と2つの解が得られる. 2.16 が実数解を持つ条件は,

$$\omega_c^2 \geq 2\omega_p^2 \quad (2.17)$$

である. ここでサイクロトロン周波数 $\omega_c = qB/m$ である. よって密度が一定の円柱全体が回転することになり, この平衡状態は剛体回転と呼ばれている. また, 2.17 は与えられた磁場に対して平衡し得る密度の限界を与えており, これを Brillouin 限界といい, 図 2.6 に示す.

低密度の場合, すなわち $\omega_p/\omega_c \ll 1$ の場合,

$$-\omega \approx \frac{\omega_p^2}{2\omega_c}, \omega_c + \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} \quad (2.18)$$

と近似することができ, 解に含まれる $\omega_D = \frac{\omega_p^2}{2\omega_c}$ をダイオコトロン周波数と呼ぶ. ダイオコトロン周波数は, 自己電場 $E = qnr/2\epsilon_0$ に対する $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの各周波数と等しくなることから, 低密度の場合に非中性プラズマの流速は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトで近似される.

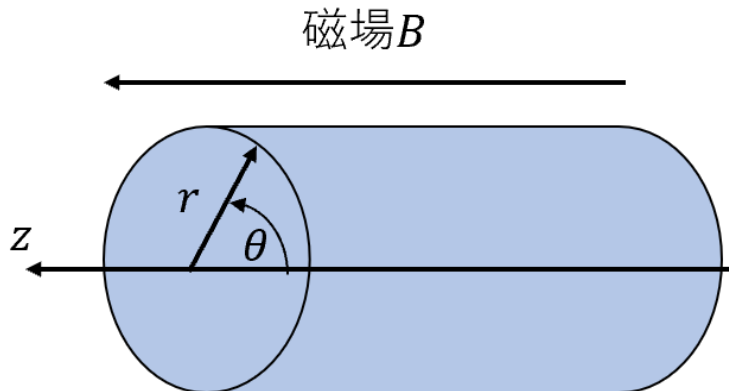


図 2.5 円柱状のプラズマ

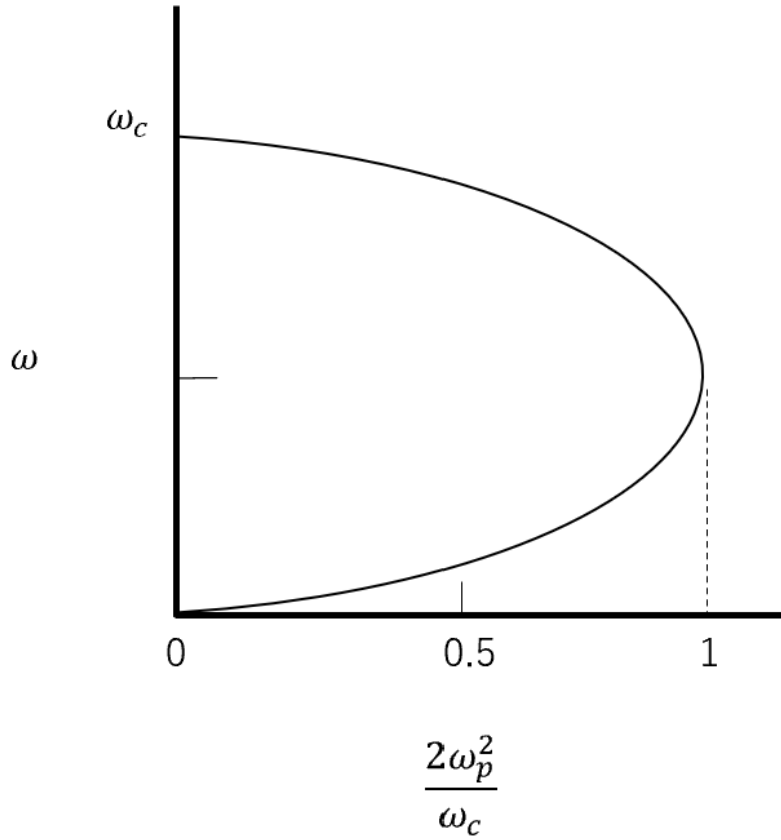


図 2.6 非中性プラズマの平衡解と Brillouin 限界

2.3 巨視的な流体としての記述

非中性プラズマを巨視的な流体としてみなすことで、ある条件下における平衡や安定性が適切に議論できる。ここで、添字 j で粒子を区別し、粒子数密度 $n_j(\mathbf{x}, t)$ 、平均速度 $\mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t)$ 、平均運動量 $\mathbf{P}_j(\mathbf{x}, t)$ 、圧力テンソル $\mathbf{P}'_j(\mathbf{x}, t)$ を以下のように定義する。

$$n_j(\mathbf{x}, t) \equiv \int f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \quad (2.19)$$

$$n_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t) \equiv \int \mathbf{v} f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \quad (2.20)$$

$$n_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{P}_j(\mathbf{x}, t) \equiv \int \mathbf{p} f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \quad (2.21)$$

$$\mathbf{P}'_j(\mathbf{x}, t) \equiv \int [\mathbf{p} - \mathbf{P}_j(\mathbf{x}, t)] [\mathbf{v} - \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t)] f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \quad (2.22)$$

ここで, $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ は位相空間での粒子密度分布関数であり, $(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ の位相空間上の点で示される. また, $\mathbf{v} = (\mathbf{p}/m_j)/[1 + \mathbf{p}^2/m_j^2 c^2]^{-1/2}$ である. Vlasov 方程式,

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + e_j(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right] f_j(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = 0 \quad (2.23)$$

に代入すると以下の連続の式が得られ,

$$\frac{\partial}{\partial t} n_j(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot [n_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t)] = 0 \quad (2.24)$$

また, 力の釣り合いを考えると,

$$\begin{aligned} n_j(\mathbf{x}, t) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \right) \mathbf{P}_j(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{P}_j(\mathbf{x}, t) \\ = n_j(\mathbf{x}, t) e_j (\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)) \end{aligned} \quad (2.25)$$

となる. また, 電場 $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ と磁場 $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ は以下のマクスウェル方程式に従う.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \sum_j e_j n_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{V}_j(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{J}_{ext} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_j e_j n_j(\mathbf{x}, t) + \rho_{ext} \quad (2.28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.29)$$

ここで, \mathbf{J}_{ext} , ρ_{ext} は外部電流密度と外部電荷を示す. 冷たいプラズマは, 空間的に均一に存在する温度 0 のプラズマモデルであり, このモデルでは 2.25 の圧力勾配項 $(\partial/\partial \mathbf{x}) \cdot \mathbf{P}_j$ は 0 となる. このとき, 連続の式と力の釣り合いの式はそれぞれ,

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot (n_j^0 \mathbf{V}_j^0) \quad (2.30)$$

$$\mathbf{V}_j^0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{P}_j^0 = e_j (\mathbf{E}^0 + \frac{\mathbf{V}_j^0 \times \mathbf{B}^0}{c}) \quad (2.31)$$

となり, マクスウェル方程式は,

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2.32)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \sum_j e_j n_j^0 \mathbf{V}_j^0 + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{J}_{ext}^0 \quad (2.33)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_j e_j n_j^0 + \rho_{ext} \quad (2.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.35)$$

と書ける. $n_j^0(\mathbf{x})$, $\mathbf{V}_j^0(\mathbf{x})$, $\mathbf{E}^0(\mathbf{x})$, $\mathbf{B}^0(\mathbf{x})$ は巨視的に平衡する量とする.

次に微小な摂動を考え, δ をつけて, $\psi = \psi^0 + \delta\psi$ のように表すとす. このときの連続の式と力の釣り合いの式は,

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_j + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot (n_j^0 \delta \mathbf{V}_j + \delta n_j \mathbf{V}_j^0) = 0 \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{P}_j + \mathbf{V}_j^0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \delta \mathbf{P}_j + \delta \mathbf{V}_j \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{P}_j^0 = e_j (\delta \mathbf{E} + \mathbf{V}_j^0 \times \delta \mathbf{B} + \delta \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}^0) \quad (2.37)$$

となり、マクスウェル方程式は、

$$\nabla \times \delta \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad (2.38)$$

$$\nabla \times \delta \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \sum_j e_j (\delta n_j \mathbf{V}_j^0 + n_j^0 \delta \mathbf{V}_j) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{E} \quad (2.39)$$

$$\nabla \cdot \delta \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_j \delta n_j e_j \quad (2.40)$$

$$\nabla \cdot \delta \mathbf{B} = 0 \quad (2.41)$$

である。 δ がつく摂動項が時間的あるいは空間的に大きくなると、平衡は安定でなくなる。

第3章

ダイポール磁場における荷電粒子の運動と実験

3.1 円環電流によるダイポール磁場

ダイポール磁場は惑星磁気圏と大域的に等価な配位である。ダイポール磁場は図 3.1 に示すような磁力線を持つ。ダイポール磁場はコイルに流す円環電流から発生させることができる。

円筒座標 (r, θ, Z) で、 (R_c, Z_c) に置かれた環状電流 I_c (A) によるダイポール磁場

$\mathbf{B} = (B_r, B_\theta, B_z)$ は、

$$B_r(r, z) = \frac{\mu_0 I_c (z - Z_c)}{2\pi r ((r + R_c)^2 + (z - Z_c)^2)^{\frac{1}{2}}} \times \left(-K(k) + \frac{R_c^2 + r^2 + (z - Z_c)^2}{(R_c - r)^2 + (z - Z_c)^2} E(k) \right) \quad (3.1)$$

$$B_z(r, z) = \frac{\mu_0 I_c}{2\pi r ((r + R_c)^2 + (z - Z_c)^2)^{\frac{1}{2}}} \times \left(K(k) + \frac{R_c^2 - r^2 - (z - Z_c)^2}{(R_c - r)^2 + (z - Z_c)^2} E(k) \right) \quad (3.2)$$

ここで、 $K(k)$ と $E(k)$ は第一種完全楕円積分と第二種完全楕円積分で、

$$k = \sqrt{\frac{4R_c r}{(R_c + r)^2 + (Z_c + z)^2}} \quad (3.3)$$

である。

また、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(r, \theta, z) = (A_r, A_\theta, A_z)$ とすると、 $\mathbf{B}(r, \theta, z)$ は

$$\begin{pmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \\ r \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

と書ける。よって、 $\Psi = 2\pi r A_\theta$ とすると

$$(\nabla \Psi(r)) \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.5)$$

となることが分かり,

$$\Psi = 2\pi A_\theta = \mu_0 I_c \sqrt{r R_c} \left(\left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right) \quad (3.6)$$

は磁気面関数となる.

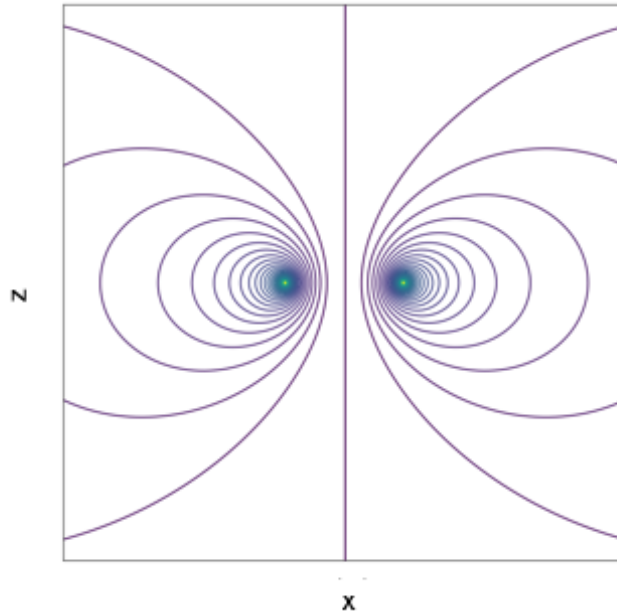


図 3.1 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ に中心を置くコイルにより発生するダイポール磁場の磁力線

3.2 ダイポール磁場における荷電粒子の運動

磁場 B 中を速度 (v_\perp, v_\parallel) で運動する電荷量 q の荷電粒子は、磁場に垂直な方向に対しては周波数 $\omega_c = |q|B/m$ (サイクロトロン周波数), 半径 $r_L = v_\perp/\omega_c$ (ラーマ半径) の回転運動 (ジャイロ運動) を行い、磁場に平行な方向に対しては磁場による影響を受けない. また, 図 3.1 に示すように, ダイポール磁場は空間的に非一様であり, 磁力線が曲率を持つため, ジャイロ運動の中心 (案内中心) がドリフトを行う. 前者は磁場勾配ドリフトと呼ばれ,

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_\perp r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (3.7)$$

と書かれる. ここで \pm は電荷符号を表す. 後者は湾曲ドリフトと言い,

$$\mathbf{v}_R = \pm \frac{mv_\parallel^2}{|q|B^2} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2} \quad (3.8)$$

と書かれる. ここで \mathbf{R}_c は曲率半径を表す.

ダイポール磁場中の荷電粒子の軌道は, 基本的に 3 つの周期運動で説明することができ, それぞれ, ジャイロ運動・バウンス運動・トロイダル回転と呼ばれる. ジャイロ運動は上で述べたので, バウンス運動とトロイダル回転について説明する.

まずバウンス運動について説明する．図 3.2 のように磁場の方向が z 方向で， z 方向に強さの変化する磁場を考える．磁場は一点鎖線で示した軸に対して対称であり，円柱座標を考えると， $B_\theta = 0$ ， $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ である．ここで $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ より，

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

$\partial B_z / \partial z$ が $z = 0$ で与えられ， r に対して大きく変化しないと仮定すると，

$$rB_r = - \int_0^r r \frac{\partial B_z}{\partial z} dz \approx -\frac{1}{2} r^2 \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.10)$$

$$B_r = -\frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{z=0} \quad (3.11)$$

と近似できる．ここで，粒子が速度 (v_r, v_θ, v_z) で運動した場合，ローレンツ力 (F_r, F_θ, F_z) は，

$$F_r = q(v_\theta B_z - v_z B_\theta) \quad (3.12)$$

$$F_\theta = q(-v_r B_z + v_z B_r) \quad (3.13)$$

$$F_z = q(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \quad (3.14)$$

3.13 の第一項と 3.14 の第一項はジャイロ運動を起こす成分で，3.14 の第二項は軸上以外では θ 方向の力が r 方向のドリフトを起こすが，案内中心を磁力線に沿わせるものである．3.14 の第二項に注目すると，3.11 より，

$$F_z = \frac{1}{2} q v_\theta r \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3.15)$$

を得る．案内中心が軸上にあると仮定し， F_z を一周期で平均すると，

$$\bar{F}_z = -\frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3.16)$$

となる．ここで，磁気モーメントとして μ を

$$\mu \equiv \frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B} \quad (3.17)$$

と定義すると，

$$\bar{F}_z = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3.18)$$

と書ける．これを一般的に表記すると，

$$F_\parallel = -\mu \nabla_\parallel B \quad (3.19)$$

である． \mathbf{B} 方向の成分（速度 v_\parallel ）について，磁場に沿った座標 s として運動方程式を書くと，

$$m \frac{dv_\parallel}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \quad (3.20)$$

となる．これに $v_\parallel = ds/dt$ を乗じ，

$$m v_\parallel \frac{dv_\parallel}{dt} = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (3.21)$$

を得る。また、粒子の運動エネルギーは保存することと 3.21 より、

$$\frac{d}{dt}(\mu B) - \mu \frac{dB}{dt} = 0 \frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (3.22)$$

となり、 μ は保存する。粒子が運動し、粒子位置での磁場が大きくなる時、 $\mu = 1/2mv_{\perp}^2/B$ と運動エネルギーが不変となるには v_{\parallel} が減少する。よって、粒子が弱磁場領域から強磁場領域へ運動するとき、ある位置で $v_{\parallel} = 0$ となり、弱磁場へ跳ね返される。この周期運動のことをバウンス運動と呼ぶ。

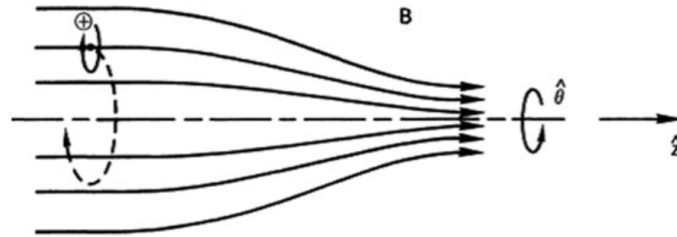


図 3.2 ミラー磁場中での粒子運動 [18]

トロイダル回転は磁場勾配ドリフトと湾曲ドリフトにより引き起こされ、粒子は軸を取り囲むように周期運動する。これら 3 つの周期運動によって、粒子はダイポール磁場中を運動する。ダイポール磁場中の荷電粒子の軌道を図 3.3 に示す。

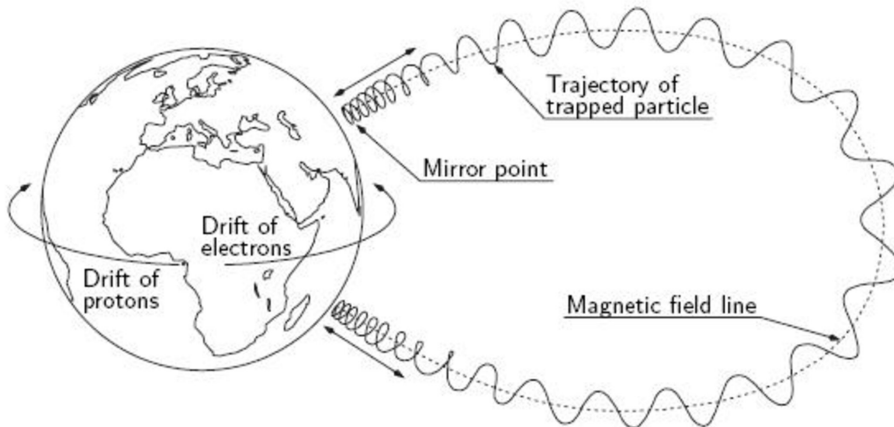


図 3.3 ダイポール磁場中の粒子軌道 [19]

パラメータがゆっくりと変化する系において周期運動する場合に、一周期にわたる作用積分 $\oint pdq$ は一定値を取る。ここで、 p は一般化された運動量、 q は座標である。これを断熱不変量と言い、各周期運動に対応した恒量が計算により求めることができる。ダイポール磁場中では 3 つの周期運動を考慮することができるため、それぞれに対応する 3 つの断熱不変量が存在する。

まず、ジャイロ運動に対する断熱不変量を考える。運動量と座標を $p = mv_{\perp}r$, $d\theta$ として作用積分を計算すると、

$$\oint pdq = \oint mv_{\perp}r_L d\theta = 2\pi r_L m v_{\perp} = \frac{4\pi m}{|q|} \mu \quad (3.23)$$

となり、 μ は不変であることから、保存することがわかる。 μ をジャイロ運動に対応する断熱不変量として、第一断熱不変量と呼ぶ。

また、バウンス運動に対する断熱不変量 J は、 B に沿った座標 s を用いて、

$$J = \int v_{\parallel} ds \quad (3.24)$$

と書かれ、 J を第二断熱不変量と呼ぶ。また、トロイダル回転に対応する断熱不変量である第三断熱不変量は、磁場フラックス Ψ となる。磁化した荷電粒子に対しては Ψ と正準角運動量 P_{θ} は $\Psi \approx P_{\theta}$ の近似ができる。軸対称な系では P_{θ} は保存する。

3.3 ダイポール実験の取り組み

3.3.1 ダイポール磁場配位によるプラズマ研究の背景

強い非一様性を特徴とするダイポール磁場中におけるプラズマの自己組織化現象は、惑星磁気圏や実験室における磁場で広く観測されている。特に木星磁気圏では高 β プラズマの存在が知られている。 β 値とは以下のようにプラズマ圧力 (p) と磁場圧力 ($B^2/2\mu_0$) の比で定義され、プラズマの閉じ込め効率を示す重要なパラメータである。

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (3.25)$$

木星では、探査機 Voyager1, 2 によって 100 % を超える局所 β 値が観測されている [20][21] (図 3.4)。また、惑星磁気圏で閉じ込められているプラズマがトロイダル方向に高速回転していることも観測されている [20][21]。ダイポール磁場を用いたプラズマ研究は、木星磁気圏で観測される高速流を持つ高 β プラズマをヒントに提案されている。近年のダイポール磁場を用いたプラズマ実験研究では、非中性プラズマの安定な渦構造の形成や内向き拡散による荷電粒子の加速が実証されており、磁気圏型プラズマ装置 Ring Trap 1 (RT-1) [22] では電子プラズマの長時間閉じ込めも実現されている [23]。超高 β プラズマに対して優れた安定性を持つという特徴を活かして、ダイポール磁場配位では、既存の磁場配位では不可能とされる先進的な燃料を用いた核融合を目指す研究が実施されている。また、ダイポール磁場中における荷電粒子の自己組織化現象がプラズマの緩和過程として興味深く、その解明を目的とした研究 [24] も行われている。

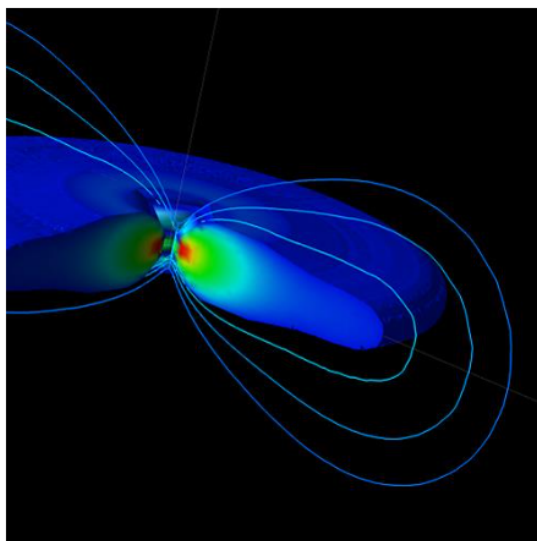


図 3.4 木星磁気圏プラズマの理論モデル [25]

3.3.2 RT-1 での実験概要

磁気圏型プラズマ装置 RT-1 は、磁気浮上させた超伝導マグネットから発生するダイポール磁場配位中で高性能のプラズマ閉じ込めを目指す実験装置である。図 3.5, 3.6 に後述する純電子閉じ込め実験の RT-1 装置の図を示す。真空容器の大きさは直径 2m であり、内部にダイポール磁場を発生する超伝導マグネットが配置されている。ダイポール磁場マグネットは装置下部にて 20K まで冷却された後、外部電源からの直接給電によって励磁される。励磁後、昇降機によって図に示す位置（装置赤道面）まで上昇し、真空容器上部に設置された電流をフィードバック制御されたマグネットにより磁気浮上する。この状態で、真空容器内でプラズマを生成し、様々な計測を行う。

これまでに RT-1 では先進核融合を目指す研究、ダイポール磁場配位の荷電粒子の自己組織化現象についての研究を行っている。また、トロイダル配位では、荷電粒子を電荷符号に依存せずプラズマとして捕獲することが可能であり、軸対称なトロイダル磁気面配位という特性を活かし、多様な非中性プラズマの実験研究も行っている。RT-1 における非中性プラズマを対象とした研究の例として、純電子プラズマの閉じ込め実験 [23] について述べる。RT-1 での純電子プラズマは、閉じ込め領域の周辺部に配置した電子銃から電子ビームを入射することにより生成している。単一粒子軌道は電子銃と同一の初期磁気面に捕捉されるが、内在する揺動の効果により内向き輸送が発生し、閉じ込め領域内でプラズマが生成される。この実験により、電子入射を停止した後に強磁場領域に密度が高い分布が安定状態として最大 300 秒以上保持されることが明らかとなった。図 3.7 に電子銃停止後に観測された典型的な揺動波形を示す。これはダイポール磁場配位が、非中性プラズマである純電子プラズマの高性能閉じ込めに活用できることを示している。

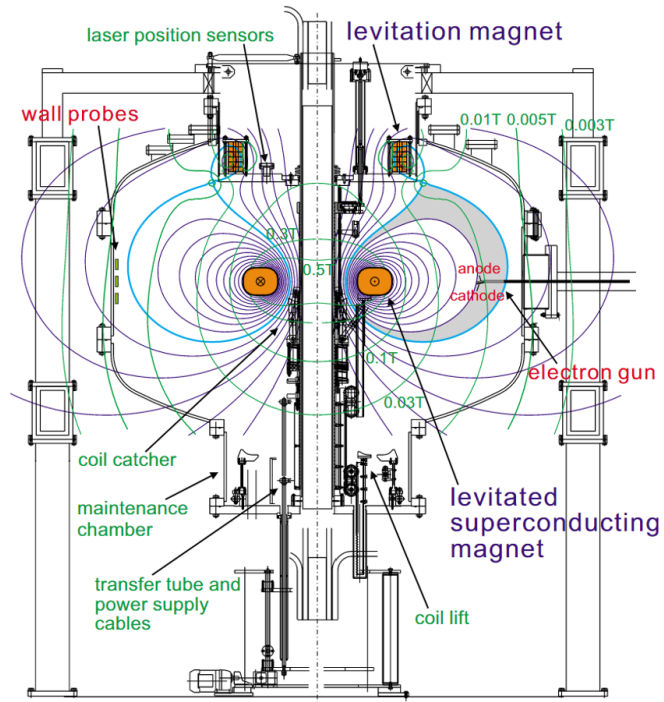


図 3.5 RT-1 装置のポロイダル断面図 [23]

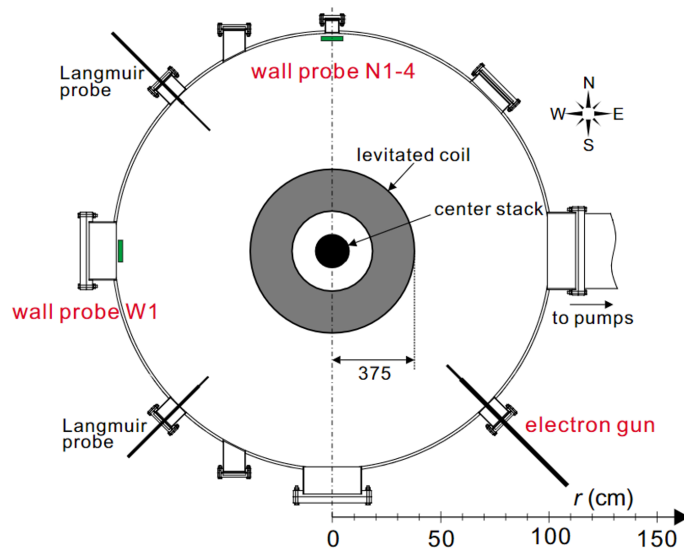


図 3.6 RT-1 装置の水平断面図 [23]

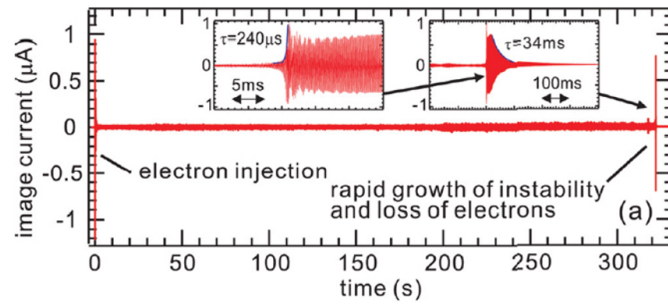


図 3.7 電子の揺動波形 [23]

3.3.3 LDX の概要

LDX (Levitated dipole experiment) はコロンビア大学と MIT との共同で行われていた、磁気浮上型コイルによるダイポール磁場配位を用いた高温プラズマ物理の解明を目的とした研究プロジェクトである。超伝導材料であるニオブスズによって作られたコイル (Floating Coil, Fcoil) が真空容器内で浮上し、最大磁場 5.3T、最大 2 時間作動する。また、Fcoil には熱容量を確保するために 125 気圧のヘリウムガスが充填されている。Fcoil は真空容器下部を囲むように設置された Charging Coil (Ccoil) によって励磁され、真空容器上部の Levitation Coil (Lcoil) による磁力で浮上する。図 3.8 に LDX 装置を示す。LDX では 5kW の電子サイクロトロン共鳴加熱により、局所 β 値が 20 % のプラズマ閉じ込めを達成している [26]。

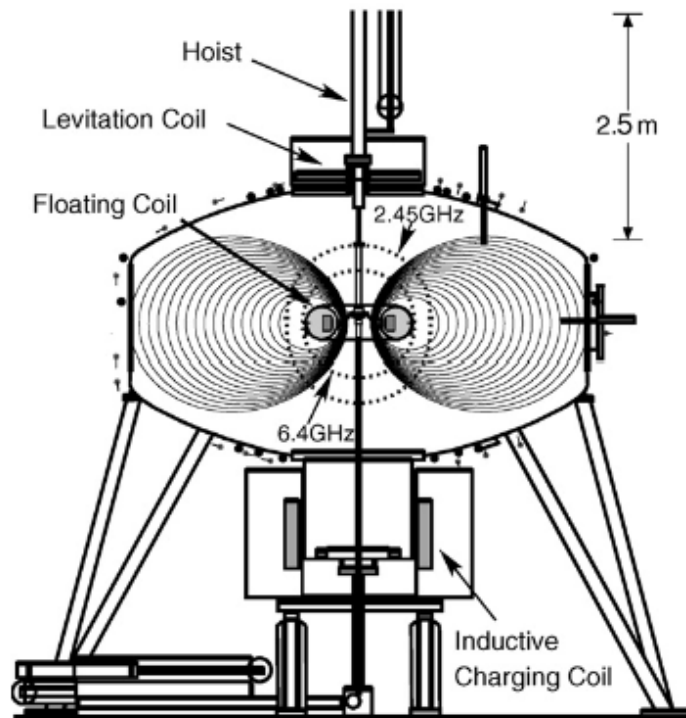


図 3.8 LDX[27]

第 4 章

カオスの判定方法

4.1 運動のカオス性と保存量

相互作用する 3 個以上の天体の軌道は、低自由度の運動にも関わらず解析的に表現できない複雑な構造を持つことが知られている。このように、決定論的な方程式によって記述されるにも関わらず、得られる解が複雑な非周期運動を示すとき、カオスと呼ばれる。カオスでは、初期値鋭敏性が高いという特徴があり、初期条件の微小なずれが時間的に増幅されることにより一定時間後の状態の予測が困難である。

三次元空間 \mathbb{R}^3 内の点 P の近傍で実関数 $F(x_1, x_2, x_3)$ が定義されている場合を考える。このとき、方程式 $F = c$ (c は実定数) は三次元空間上で曲面を表す。また曲線 \mathbb{R}^3 内のなめらかな曲線は、2 つの曲面 $F_1 = c_1$ と $F_2 = c_2$ (c_1, c_2 は実定数) の重なった点の集合と考えられる。2 つの曲面の重なりから得られる曲線上では、 F_1 と F_2 が一定である。この曲線を例えば粒子軌道と捉えると、 F_1 と F_2 は保存量と考えることができる。しかし、複雑で入り組んでいる曲線を見ると、2 つの曲面の重なりがこの曲線となるような F_1 と F_2 が存在しない場合がある。

一般に \mathbb{R}^N において、 $N - 1$ 個の独立な保存量が一価関数として軌道全体にわたって存在する場合、可積分であるという [29]。逆に存在しない場合は非可積分であるといい、カオスを引き起こす。力学系のカオスは、可積分・非可積分という概念を用いて考えることができる。

次にハミルトン力学系における保存量について述べる。ハミルトン力学系とは、ベクトル変数 $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^\nu$ と $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^\nu$ による位相空間 \mathbb{R}^N ($N = 2\nu$) において運動方程式が、

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{y}} \\ \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

の形で表される力学系である。ここで、 \mathbf{x} は位置で、 \mathbf{y} は $\mathbf{y} = m \frac{d\mathbf{x}}{dt}$ で書かれる運動量を指す。ポテンシャル場 $\Phi(\mathbf{x}, t)$ 中で運動する粒子を考えると、粒子に作用する力 \mathbf{f} は、

$$\mathbf{f} = \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{x}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial \Phi}{\partial x_\nu} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

と書ける。このときハミルトニアン H を

$$H = \frac{1}{2m} |\mathbf{y}|^2 + \Phi(\mathbf{x}, t) \quad (4.3)$$

とすることにより、運動方程式が 4.1 の形式で書ける事がわかる。このように一般にはハミルトニアン H は粒子の全エネルギーに相当する。エネルギー保存則が成り立つ系ではハミルトニアンが保存量の一つとして成立するため、適当な座標に対して 4.1 の形式で運動方程式を立てることができれば保存量の一つを得たことになる。

ハミルトニアン以外にも、保存量として断熱不変量が存在する場合がある。ダイポール磁場中の荷電粒子の運動では 3 つの周期運動が存在し、それぞれに対して断熱不変量が作用積分として定義できる。十分に磁化されている場合では断熱不変量は保存するが、4.2 節で述べるように保存しないとき場合が存在し、カオスを生じる。

4.2 ダイポール磁場における荷電粒子のカオス

自由度 N のハミルトン力学系では N 個以上の保存量が存在する場合に可積分となる。そのため、ダイポール磁場中の荷電粒子の運動（自由度が 3）を考えると、ハミルトニアン H と断熱不変量 $\mu \cdot J \cdot \Psi$ がそれぞれ保存している場合は、自由度を超える数の保存量を持つため可積分となり、荷電粒子は周期的な軌道を持つ。しかしこれらの断熱不変量の保存が壊れる時、ハミルトニアンと正準角運動量のみが保存量となり、可積分とならず荷電粒子はカオスの軌道を持つ。もともと独立な周期運動だったジャイロ運動とバウンス運動の空間スケールが重なり、両者の周期性が共に壊れて μ と J は保存しなくなる。 μ が非保存となる分岐は荷電粒子のエネルギー及び入射位置におけるピッチ角（磁力線と粒子の入射方向とのなす角）によって決定される [13]。一般的にピッチ角が小さい粒子はカオスが起りやすい。 μ の保存・非保存の境界は、

$$\bar{v} = \epsilon^* \sin \theta_0 + c \quad (4.4)$$

で表される近似式で一般化される。これは一般的にピッチ角が大きくなると μ の非保存化が起りにくくなる傾向にあることを示している。このとき、 \bar{v} は初期位置とジャイロ周波数の積で規格化された速度であり、 θ_0 は初期位置でのピッチ角である。 ϵ^* は定数とみなすことができ数値解析の結果では 0.11-0.12 の値を取るが [13][14]、これは理論解析 [15] から得られる値と矛盾していない。 c は $c \approx 0$ の定数である。

4.3 ポアンカレ写像によるカオスの評価

力学系における微分方程式の解がカオスを示すかどうかを判定する手法として、ポアンカレ写像を用いる方法がある [28]。4.1 を考えると、この運動方程式の解は N 次元位相空間内の流線として表される。位相空間内のある切断平面を取り、流線が切断平面を横切る点をプロットした図をポアンカレ写像と呼ぶ。適当な切断平面を考えることで、座標系の数の減少・データの離散化・データ量の削減が実現され、流線の特徴を掴むことができる。数学的には、

$$\mathbf{X}((n+1)T) = P\mathbf{X}(nT) \quad (4.5)$$

と書いたときの写像 P として定義される [29]。ここで、

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

であり、 T は切断面を横切る周期である。

図 4.24.4 にポアンカレ写像の例を示す。解が周期的であれば、位相空間内で 1 周期ごとに元の点に戻ってくるような流線を描く。すなわち閉曲線となっていて周期的な解はこの曲線上を運動する（図 4.1 の左）。このときのポアンカレ写像は図 4.2 のように 1 点（複雑な周期運動の場合は数点）となる。また、解が準周期的であれば、図 4.1 の右に示すように切断平面上に交点が複数作られる。交点は有限な回数で元の位置に戻る流線や曲線を作るような流線を描く。これは、ポアンカレ写像の 2 軸に対応する周期運動（それぞれその周波数を f_1, f_2 とする）の比が有理数か無理数によって流線が異なるためである。このときのポアンカレ写像を図 4.3 に示す。非周期運動な解の場合のポアンカレ写像は、切断平面上に不規則に分布する図形を描く。解が非周期的である場合のポアンカレ写像を図 4.4 に示す。

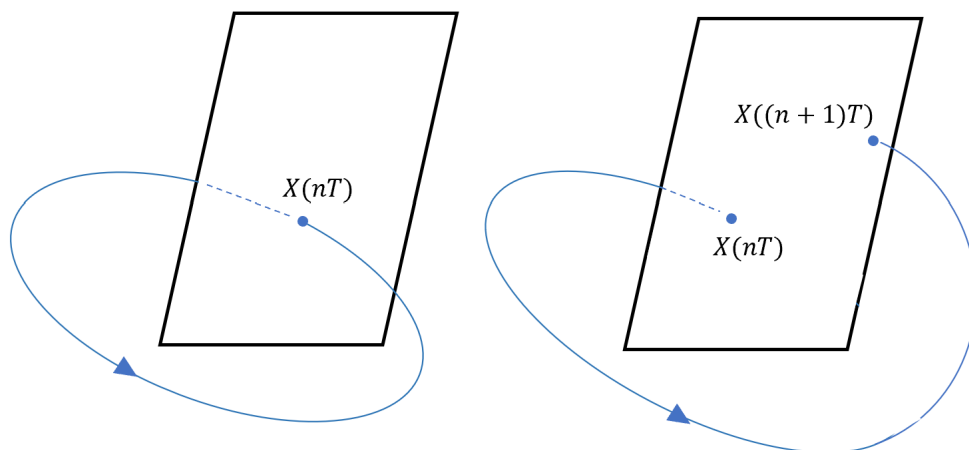


図 4.1 流線と切断断面のイメージ（左：周期的な解，右：準周期的な解）

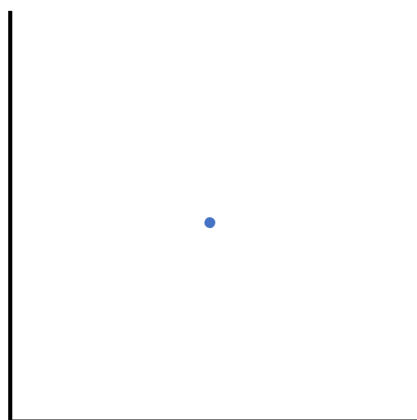


図 4.2 周期的な流線のポアンカレ写像

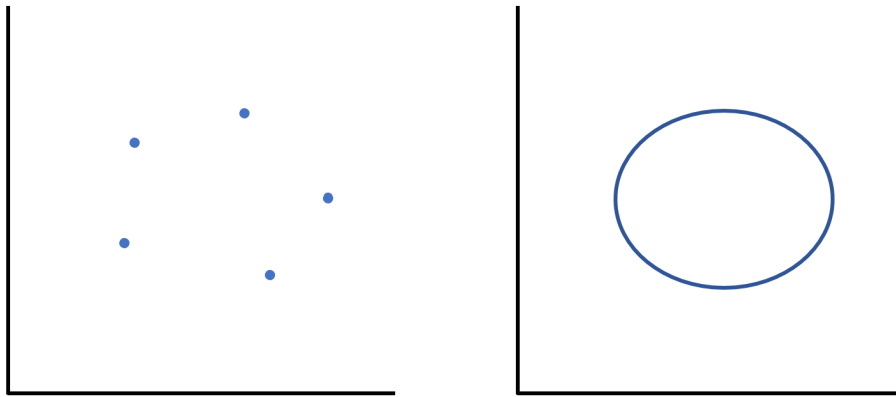


図 4.3 準周期的な流線のポアンカレ写像 (左: f_1/f_2 が有理数, 右: f_1/f_2 が無理数)

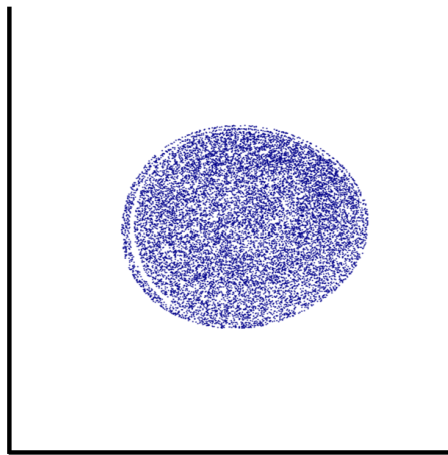


図 4.4 非周期的な流線のポアンカレ写像

第5章

小型ダイポール装置の陽電子軌道のカオス

5.1 軌道計算の条件

小型ダイポール装置における荷電粒子軌道がカオスとなる初期条件とカオス軌道による飛行距離への影響を数値計算によって評価した。本研究では、プラズマ生成のため高効率入射が期待されている陽電子について、相対論的效果を考慮した4次ルンゲクッタ法にて軌道計算を実施した。小型ダイポール装置として6章で述べる真空容器を想定し、図5.1左に示す円柱状の真空容器にダイポール磁場を作るFコイル、Fコイルを磁気浮上させるLコイルによる磁場中での荷電粒子の軌道を計算した。また、軌道計算においてFコイルは6章で述べる実験に向け製作した超伝導コイル巻線を想定し直径を0.04m、電流を4500ATのポイントダイポールとして設定した。Lコイルは真空容器上部に設置可能である大きさとして直径0.2mとした。図5.1右はFコイルとLコイルによる磁力線を示しており、Fコイルは真空容器中央の赤道面上に浮上しているものとした。

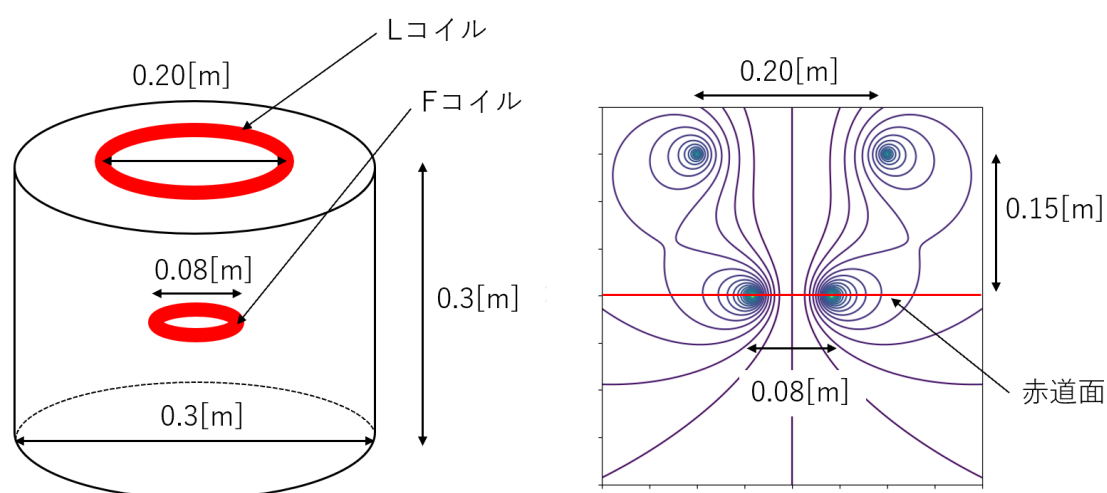


図 5.1 計算条件

5.2 断熱不変量 μ の保存性の評価

ダイポール磁場中における荷電粒子軌道がカオスとなる条件として断熱不変量の非保存化が挙げられる。まず、断熱不変量 μ の保存性を評価するため指標 $\alpha = (\mu_{max} - \mu_{min})/\mu_p$ を使用した。ここで μ_{max} は一定時間軌道計算したときの μ_{max} の最大値、 μ_{min} は最小値、 μ_p は初期値を指す。定義より μ が保存している場合は α は小さい値を取り、非保存性が大きくなるにつれ α は大きい値を取る。つまり、 α がある値以上を取る初期条件で荷電粒子がカオスの軌道を取ると考えられる。初期条件としてエネルギー (1eV-200eV)、ピッチ角 ($\sin\theta=0-1.0$) を持つ陽電子を同じ磁場配位・位置から入射したときの α を計算し、各初期条件でのポアンカレプロットを出力することで、粒子軌道と α の関係性を評価した。図 5.2 にエネルギーが 150eV の場合における各ピッチ角に対するポアンカレプロットを示す。エネルギーが 150eV のとき、ピッチ角が 0.4-1.0 の場合ではポアンカレプロットは円形を示し周期的な軌道を持つことが分かり、そのとき $\alpha \leq 0.32$ であった。ピッチ角が 0-0.3 の場合にはポアンカレプロットは一定の領域を埋め尽くしカオスの軌道を持つことが分かり、そのとき $\alpha \geq 0.79$ であった。上記のような評価を他のエネルギーに対して行い、その結果、 $\alpha \geq 0.8$ でカオス的、 $\alpha \leq 0.3$ で周期的軌道を持つことがわかった。 $0.3 < \alpha < 0.8$ では初期条件によってカオス的・周期的軌道を持ち、 α による分離ができない範囲であった。 α により各初期条件 (エネルギー・ピッチ角) に対する陽電子の軌道を系統的に推定することができると考えられる。

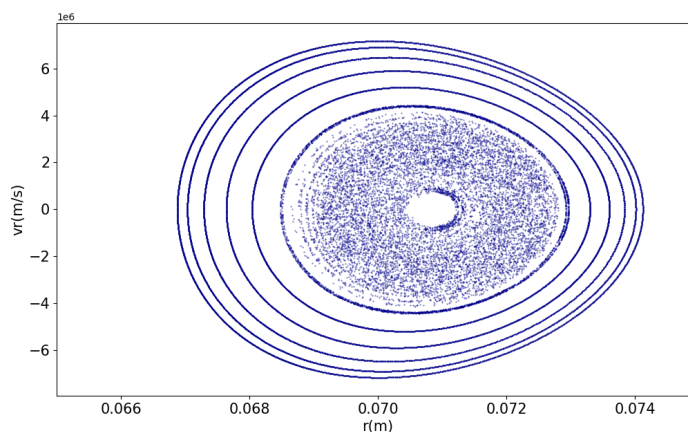


図 5.2 エネルギー 150eV を持つ場合の各ピッチ角に対するポアンカレプロット

図 5.3 に L コイルが 0AT の場合の、各エネルギー・ピッチ角に対する α を示す。図中の黄で示した領域が $\alpha \geq 0.8$ 、緑で示した領域が $0.3 < \alpha < 0.8$ 、紫で示した領域が $\alpha \leq 0.3$ をそれぞれ示す。また、カオス的軌道となる $\alpha \geq 0.8$ を領域 1、周期的軌道となる $\alpha \leq 0.3$ を領域 2 と呼ぶこととする。領域 1、領域 2 の粒子軌道とポアンカレプロットおよび $\mu \cdot J$ の時間変化の例を図 5.4-5.6 に示す。

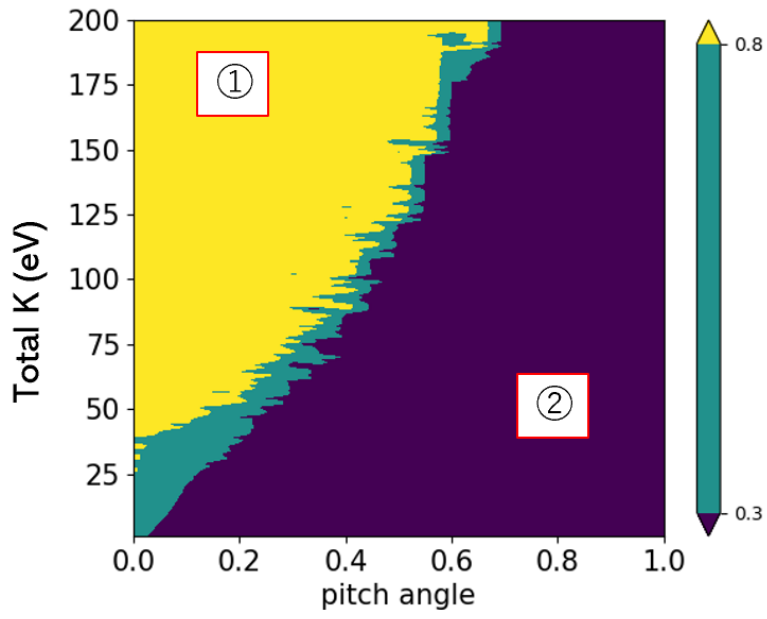


図 5.3 L コイル 0A の時の α

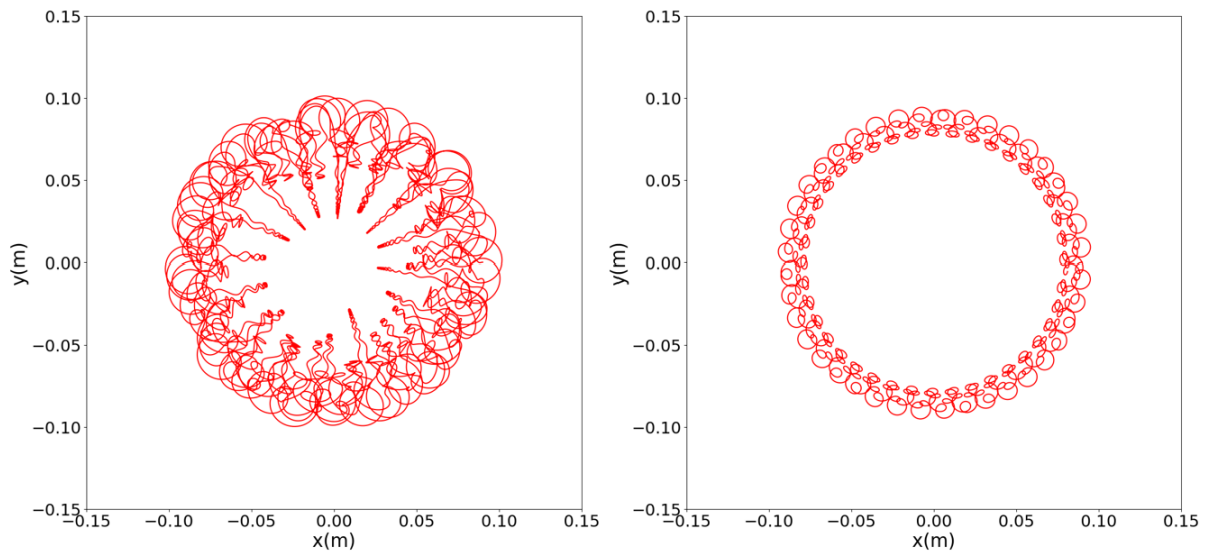


図 5.4 粒子軌道 (左:領域 1, 右:領域 2)

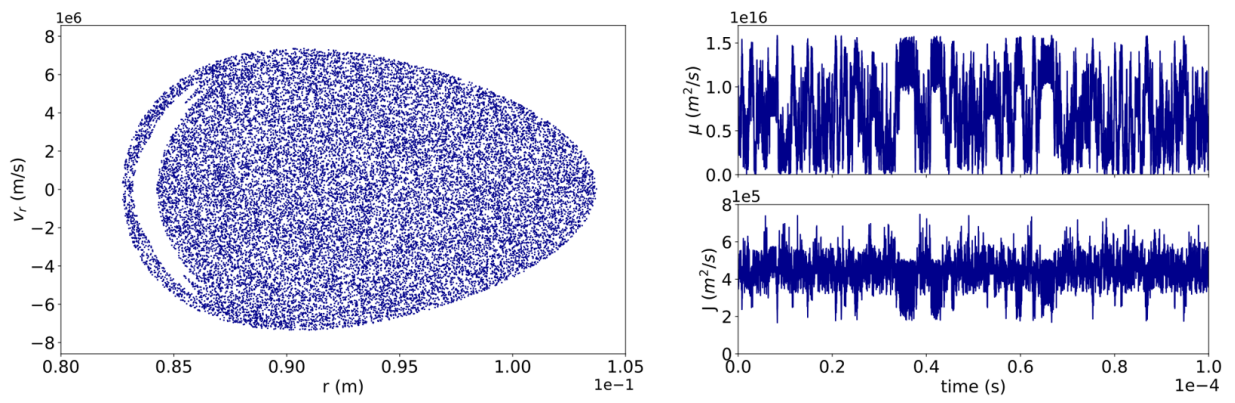


図 5.5 領域 1 のポアンカレプロットと $\mu \cdot J$ の時間変化

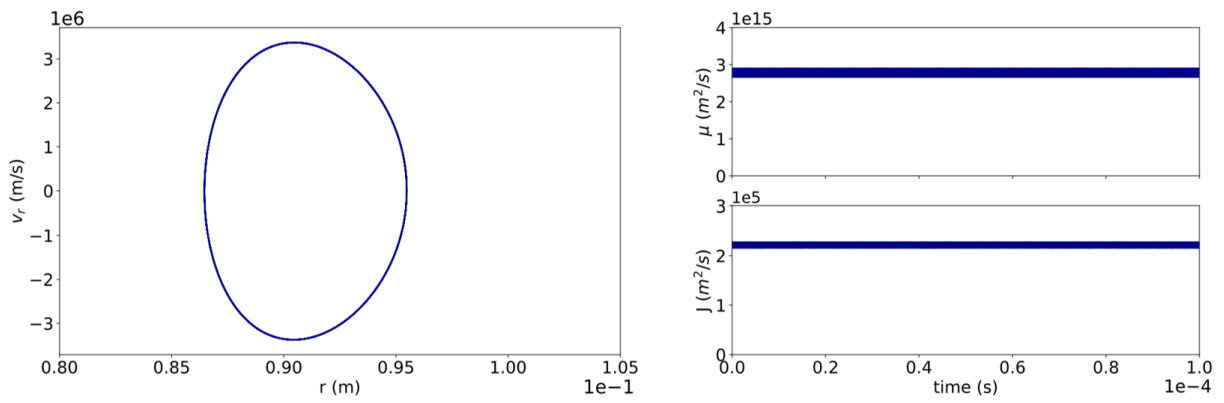


図 5.6 領域 2 のポアンカレプロットと $\mu \cdot J$ の時間変化

図 5.4 左図より領域 1 ではカオスの軌道であり，右図より領域 2 では対称性が存在し周期的な軌道を持つことが分かる．図 5.5 から領域 1 ではポアンカレプロットが一定の領域を埋め尽くし， $\mu \cdot J$ ともに非保存となっていることが分かる．それに対し準周期的軌道である領域 2 ではポアンカレプロットは円形を示し， $\mu \cdot J$ ともに保存されることが分かる．

5.3 L コイル電流の変化に対する α

小型ダイポール装置では F コイルを浮上させるために L コイルによる磁場も加わる．L コイルからの磁場を変えたときに陽電子軌道にどのような影響があるのかを調べるため，L コイル電流を変化させたときの α について述べる．図 5.7 に L コイル電流が 0AT, 500AT, 1000AT, 1500AT, 2000AT とした場合の磁力線を示す．図より，L コイルから発する磁場が磁場強度が 0 となる磁場ヌル点を発生させることがわかる．また，L コイル電流を大きくすることで磁場ヌル点が赤道面に近づき，赤道面上から入射する粒子の μ の保存が壊れやすくなることが予想される．各 L コイル電流の磁場中で，赤道面上から入射した粒子の α を計算し，領域 1 と領域 2 の変動について以下に示す．また，赤道面上で入射位置を $x = 0.7 \text{ m}$, 0.8 m , 0.9 m と変化させたときの α を図 5.8-5.12 に示す．

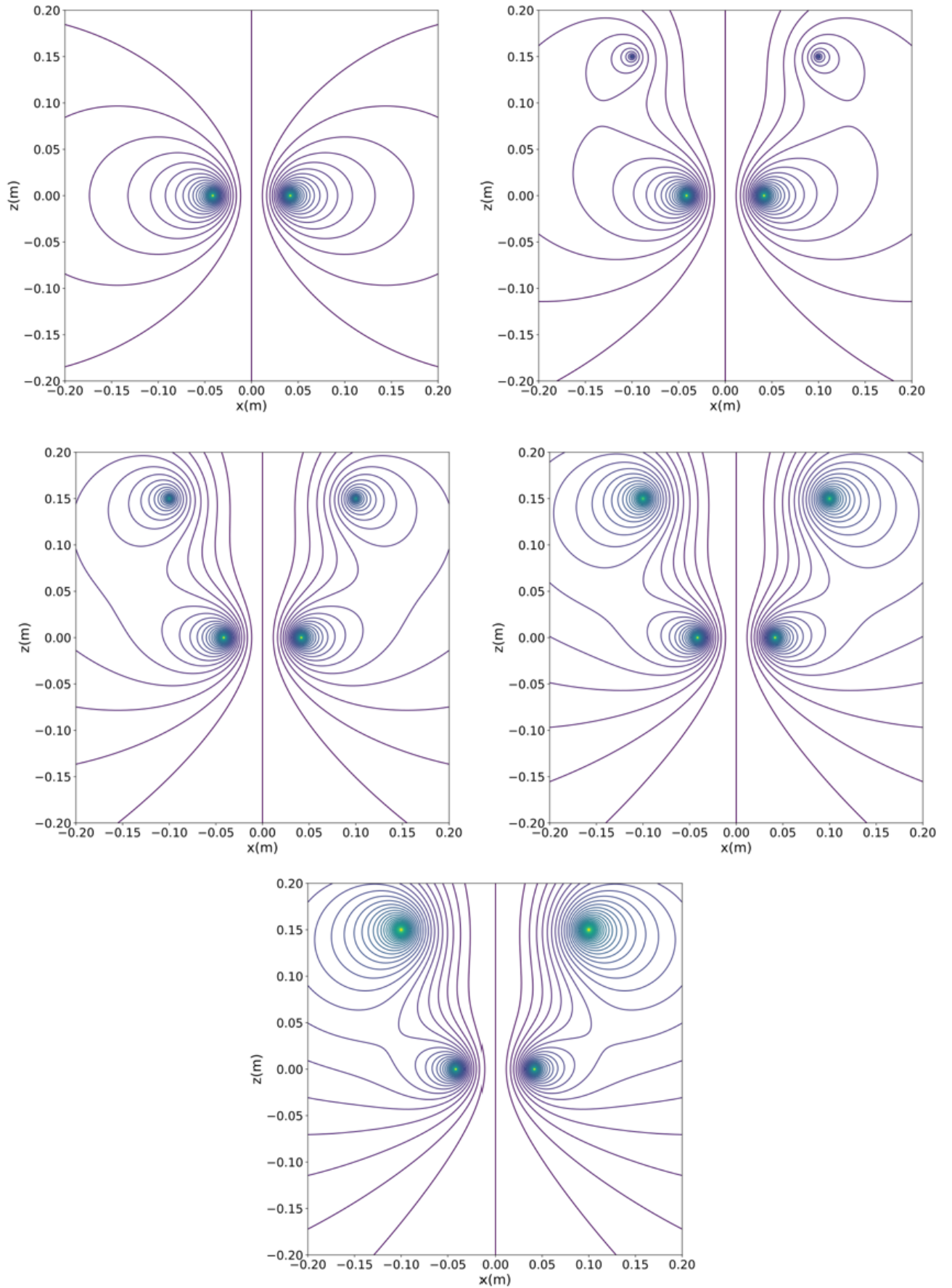


図 5.7 L コイルを変化させたときの磁力線（上段左から右：0AT，500AT，中段左から右：1000AT，1500AT，下段：2000AT）

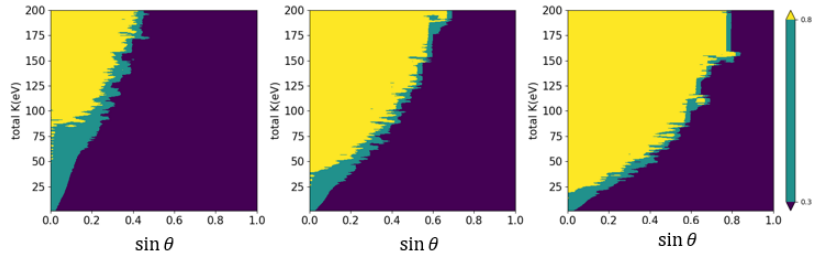


図 5.8 L コイル電流 0AT の場合の α (左から：入射位置 $x = 0.7$ m, 0.8 m, 0.9 m)

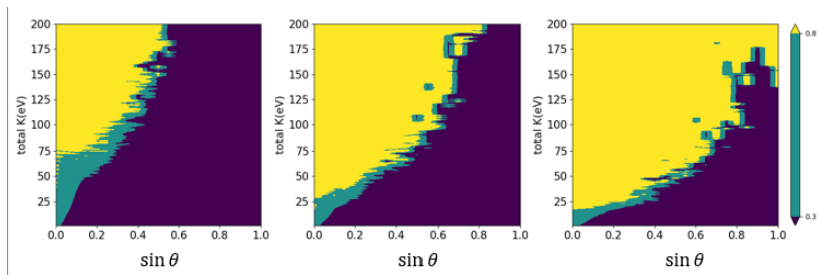


図 5.9 L コイル電流 500AT の場合の α (左から：入射位置 $x = 0.7$ m, 0.8 m, 0.9 m)

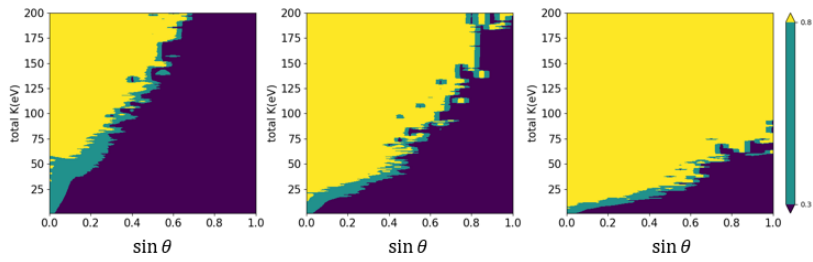


図 5.10 L コイル電流 1000AT の場合の α (左から：入射位置 $x = 0.7$ m, 0.8 m, 0.9 m)

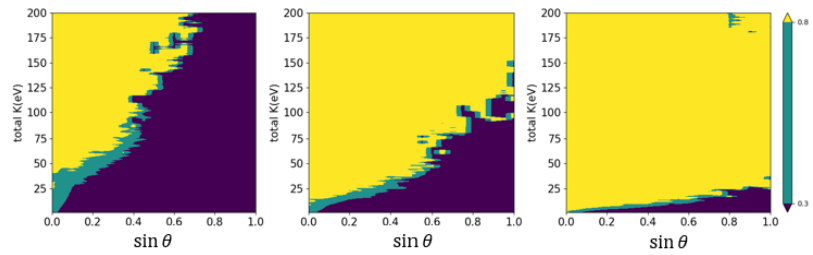


図 5.11 L コイル電流 1500AT の場合の α (左から：入射位置 $x = 0.7$ m, 0.8 m, 0.9 m)

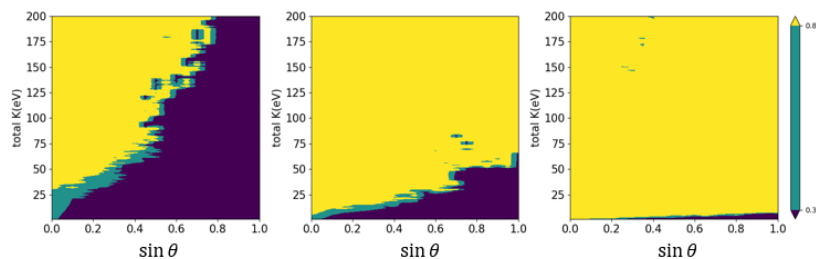


図 5.12 L コイル電流 2000AT の場合の α (左から：入射位置 $x = 0.7$ m, 0.8 m, 0.9 m)

図 5.8-5.12 より同じ入射位置で比較した場合、L コイル電流を大きくすることで領域 1 が大きくなるのが分かる。これは L コイルにより発する磁場が大きくなることで入射位置に磁場ヌル点が近づき、 μ の保存が壊れやすくなっているためである。また、同じ L コイル電流で比較した場合、入射位置を弱磁場側にしたときに領域 2 が大きくなるのが分かる。最も領域 1 が小さい場合は L コイル電流 0AT・入射位置 $x = 0.7$ m であり、このとき領域 1 が全体の領域に対し 17.5 %であった。一方最も領域 1 が大きい場合は L コイル電流 2000AT・入射位置 $x = 0.9$ m であり、このとき領域 1 は全体の領域に対し 94.0 %であった。カオスの軌道が低エネルギーの場合においてもみられた。また、入射位置の弱磁場化がカオスを引き起こす。

5.4 荷電粒子のカオスの軌道と飛行距離の評価

粒子が粒子源から放出され、真空容器の壁または陽電子源に衝突するまで飛行する距離を飛行距離と定義する。この節では陽電子の飛行距離について評価を行う。ここで、陽電子源は図 5.13 に示すような半径 L の球とする。図中に示した球状の陽電子源の中心から陽電子を入射することを考える。陽電子源は中心が赤道面上 $x = 0.8 \text{ m}$ に存在しているとした。 α の値により分類したカオスの軌道と周期的軌道を持つ初期条件（エネルギー・ピッチ角）の陽電子を 2 つ選び、各条件で 100 個ランダムな方向に入射し、それぞれの飛行距離の平均を比較することでカオスの軌道がもたらすトラップ性能について評価を行った。図 5.14 に陽電子源に衝突するまでの陽電子軌道を示す。左は陽電子が周期的軌道を持つ場合であり、トロイダル方向に一周して陽電子源に衝突している。右は陽電子がカオスの軌道を持つ場合で、陽電子源に衝突するまでにトロイダル方向に複数回周回していることが分かる。

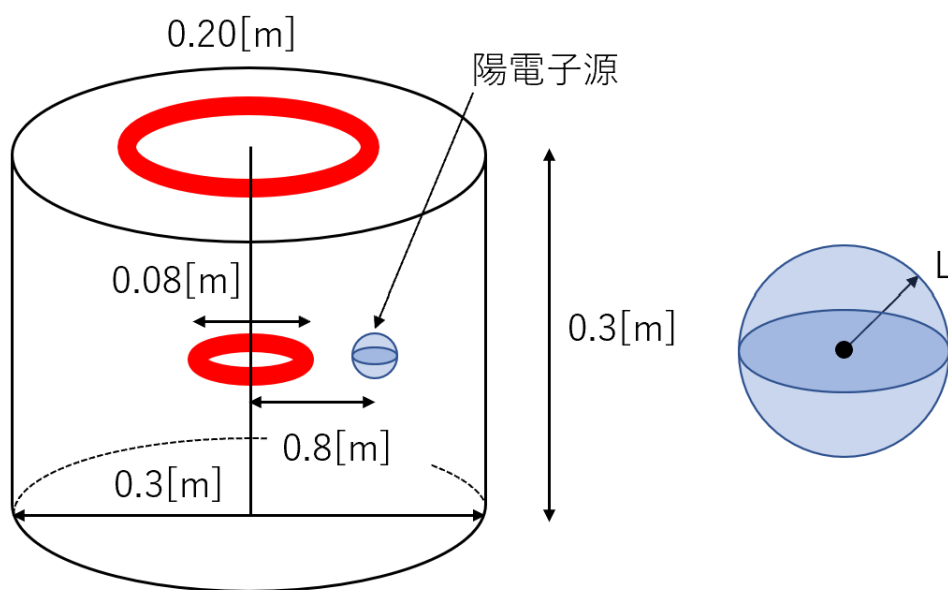


図 5.13 線源と真空容器

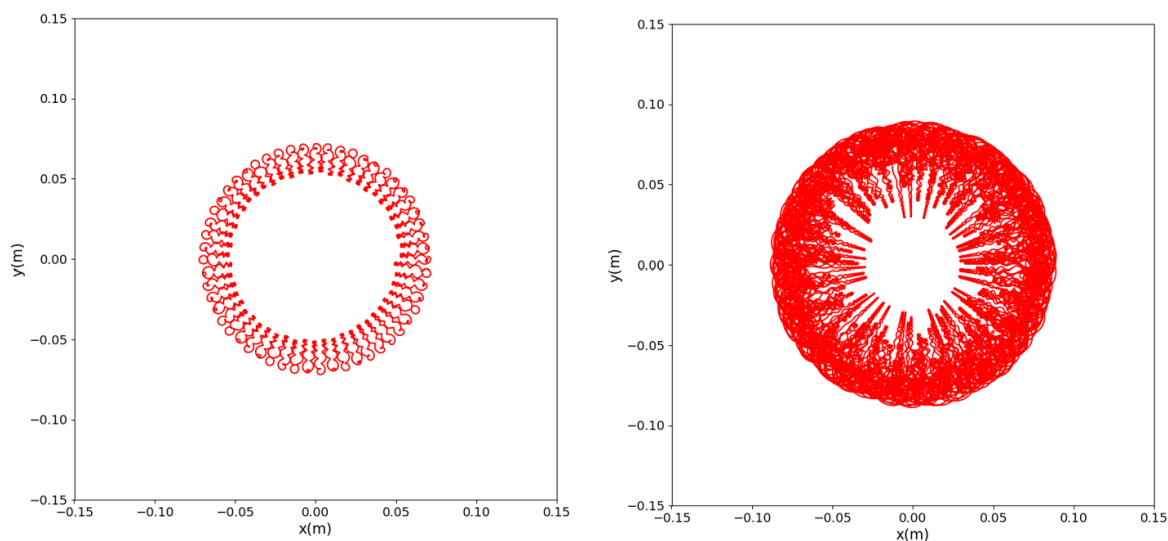


図 5.14 左：周期的軌道, 右：カオスの軌道

L コイル電流を変化させたときの陽電子の平均飛行距離について比較を行った. 図 5.15-5.19 に L コイル電流が 0AT, 500AT, 1000AT, 1500AT, 2000AT とした場合の平均飛行距離を示す. 図中の横軸は陽電子源の半径 L を入射位置でのラーマ半径 r_L で規格化した量であり, 陽電子源がない状況の $L/r_L = 0$ から $L/r_L = 2.0$ まで変化させ, 各場合での平均飛行距離をプロットしている. 図 5.15-5.19 より, 全ての場合に共通してカオスの軌道の方が陽電子源に衝突するまでの飛行距離が長くなっていることが分かる. L コイル電流が 0AT のとき, カオスの軌道の平均飛行距離が周期的軌道に対して最大で 9.1 倍, 500AT のとき 8.7 倍, 1000AT のとき 18.9 倍, 1500AT のとき 17.5 倍, 2000AT のとき 27.0 倍となっており, カオスの軌道による飛行距離の長距離化が示された. これは軌道がカオス的となることで入射した陽電子が確率的に入射源へと戻りにくくなり, 平均飛行距離が長くなっていると考えられる. そして L コイル電流を大きくすることで入射位置での弱磁場化が, 陽電子がカオスの軌道を生じさせていると考えられる.

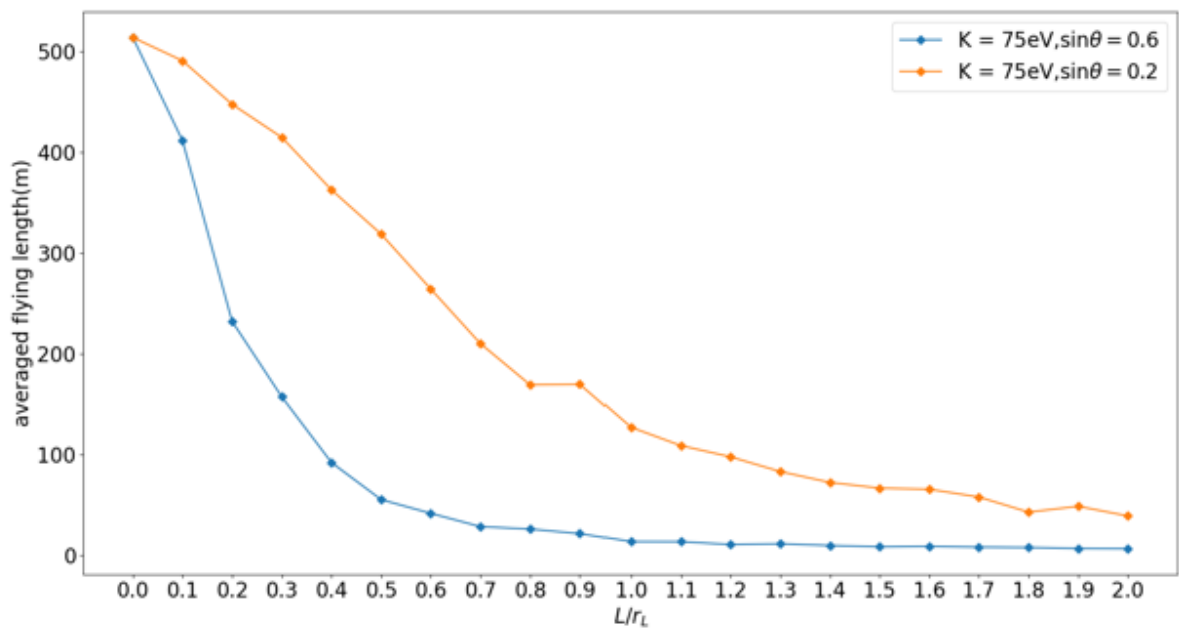


図 5.15 L コイル電流 0AT の場合の平均飛行距離

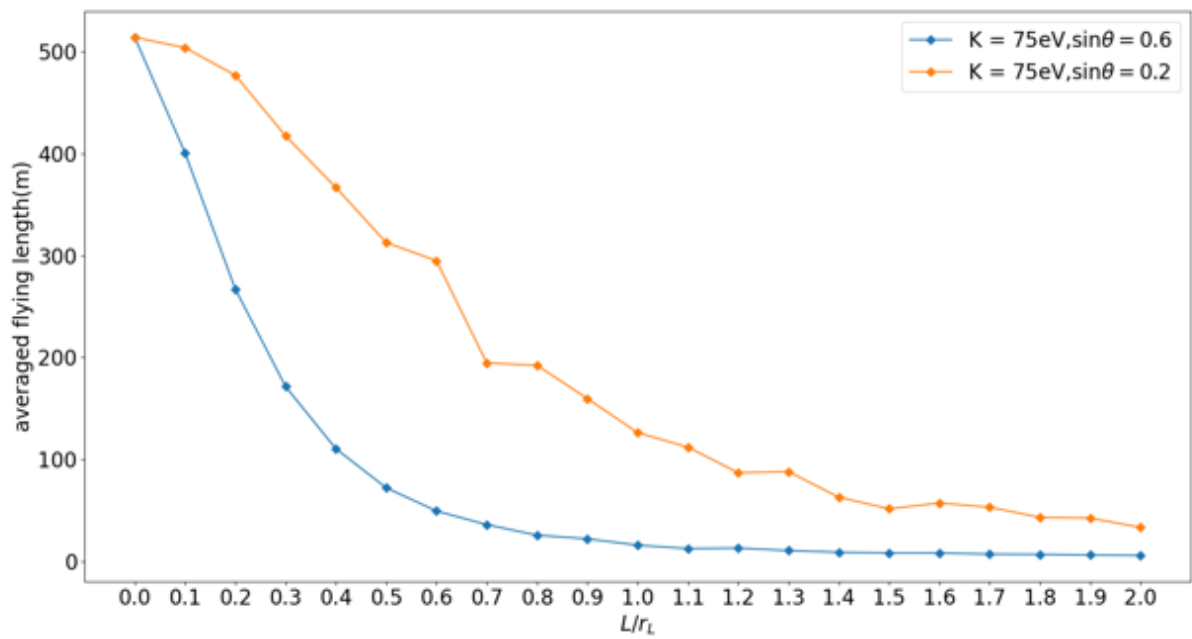


図 5.16 L コイル電流 500AT の場合の平均飛行距離

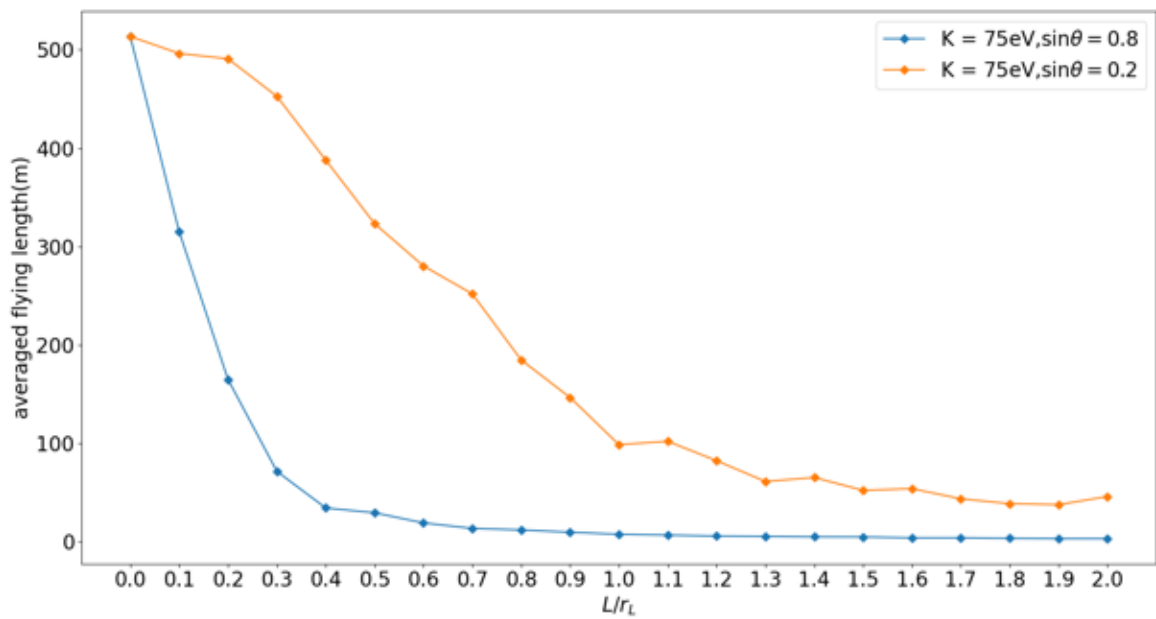


図 5.17 L コイル電流 1000AT の場合の平均飛行距離

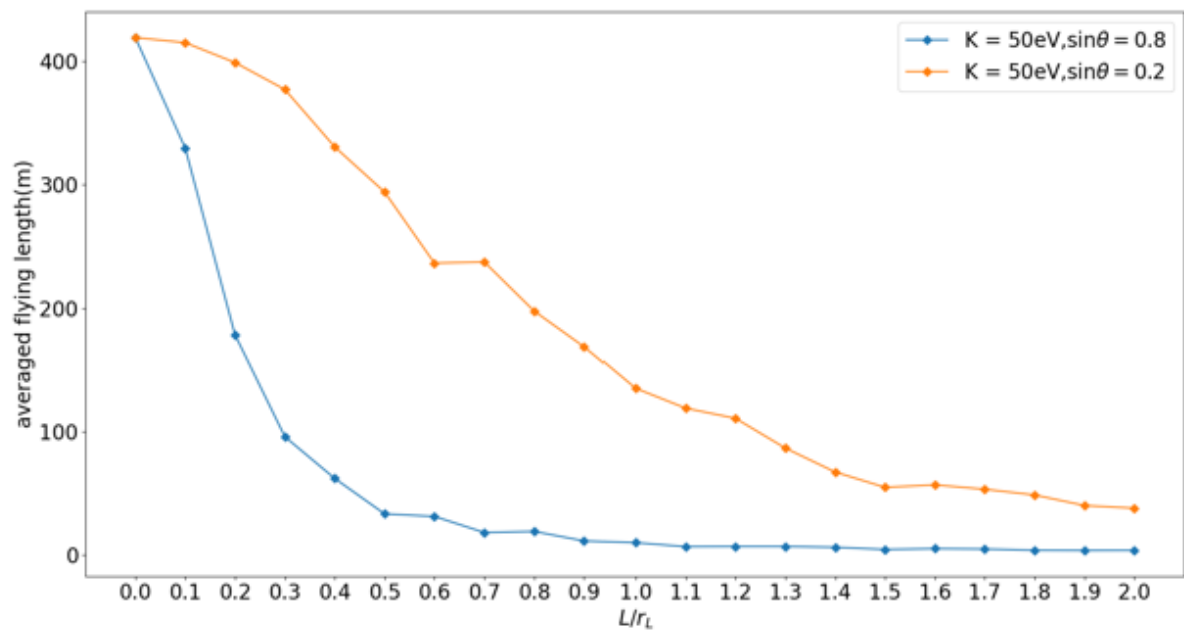


図 5.18 L コイル電流 1500AT の場合の平均飛行距離

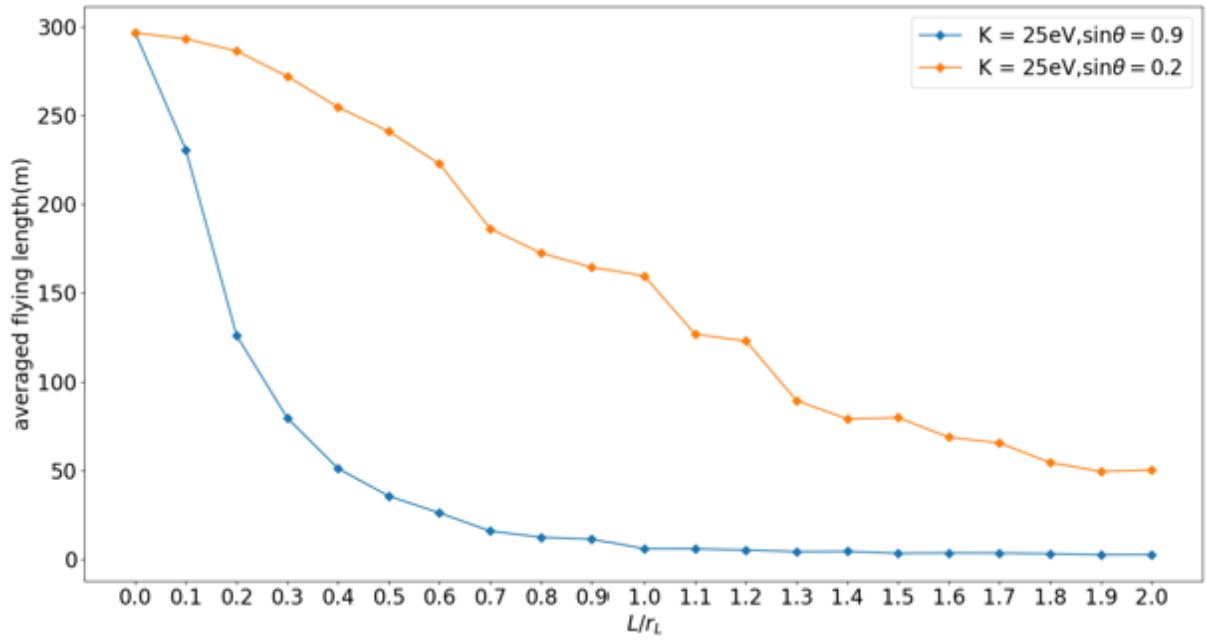


図 5.19 L コイル電流 2000AT の場合の平均飛行距離

第 6 章

コイル巻線の冷却試験

6.1 小型ダイポール装置

小型ダイポール装置はプラズマの高密度化に寄与し，装置のスケールに対するデバイ長を短くする狙いがある．NEPOMUC で生成する数 eV の低エネルギー陽電子がプラズマとして振る舞うために，装置のスケールはデバイ長である数 cm より大きく数 10cm 以下が望まれる．また，小型ダイポール装置は可搬型に優れるため，NEPOMUC のような大強度低速陽電子施設に持ち込んでの実験を可能にする．図 6.1 に小型ダイポール装置の構想図を示す．小型ダイポール装置では，charging coil により励磁した floating coil が levitation coil による磁場と作用することで磁力により浮上しフィードバック制御により浮上を維持する．floating coil を超伝導状態で浮上させることにより，浮上中においても永久電流が保持されダイポール磁場を作る．本研究では，磁気浮上型ダイポールの前段階として，機械的に支持した状態でのダイポール磁場コイルの超伝導状態での運転を目指し，コイル巻線の製作を行った．図 6.2 に小型ダイポール装置に用いる真空チェンバを示す．

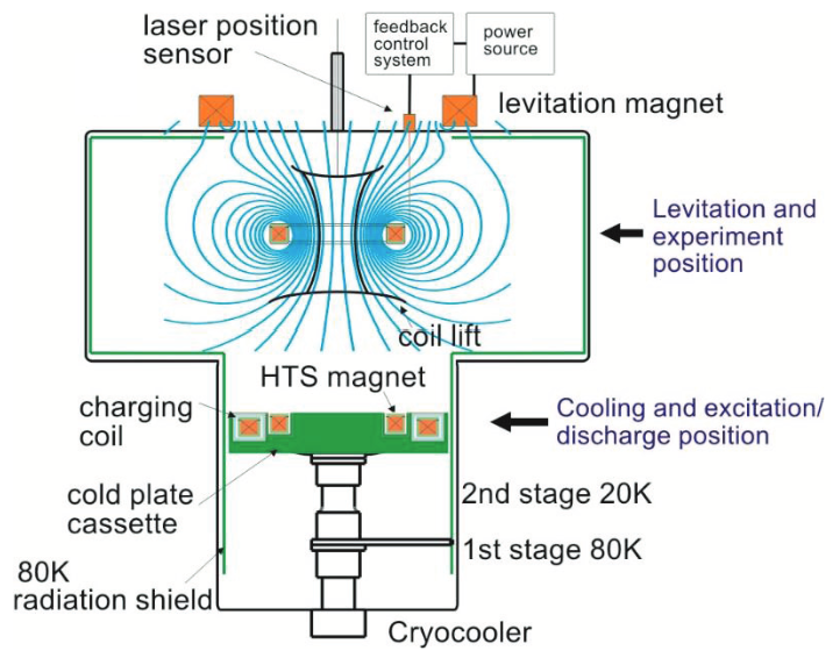


図 6.1 小型ダイポール装置の構想 [30]



図 6.2 実験に使用した真空チェンバ

6.2 コイル巻線の製作

コイル巻線に使用する線材として、住友電工の超伝導線材である DI-BSCCO を使用した。DI-BSCCO はビスマス系超伝導線材 (Bi2223) であり、産業用製品を始めとして広く用いられている。図 6.2 に示した真空チェンバ内で使用することを想定し、図 6.3 に示すコイル巻線を制作した。製作したコイル巻線はダブルパンケーキ型の上下二層構造であり、45 巻 × 2 層の計 90 巻とした。コイル巻線を真空チェンバ内のコールドヘッドに固定するため、図のように直径 120mm のアルミプレート上に線材を巻いている。

また、線材が超伝導状態として振る舞うために要求される温度は、電流と線材表面に対して垂直方向の磁場により制約が設けられる。図 6.4 にコイル線材として使用した DI-BSCCO の線材垂直磁場に対する臨界電流の特性を示す。よって今回制作したコイル巻線が発する磁場がコイル表面でどの程度なのか知る必要がある。そのため、次の節で述べる手法でコイル表面・内部における磁場を数値計算し、超伝導状態として運転するに求められる温度を決定した。

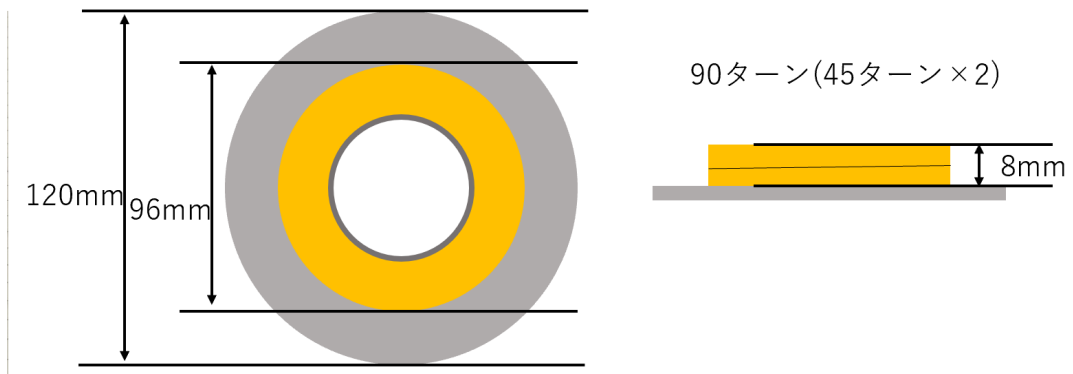
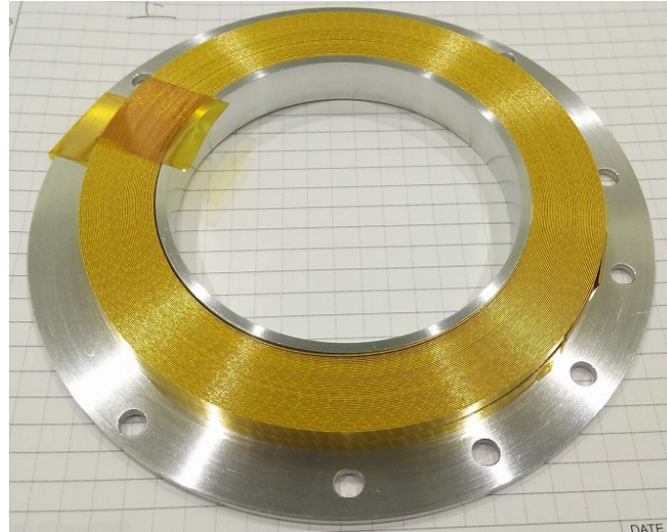


図 6.3 製作したコイル巻線

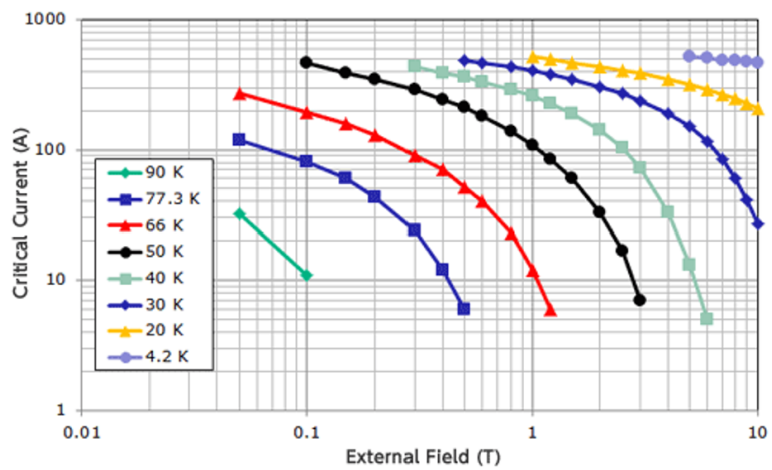


図 6.4 DI-BSCCO の臨界電流と磁場特性 [31]

6.3 コイル巻線に関する数値計算

磁場計算法の代表的な方法はコイルの形状に沿い線電流を与え、ビオ・サバールの法則に従って任意の場所の磁場を計算する手法である。磁場を計算する場所を \mathbf{x} 、線電流ベクトルを $\mathbf{j}(\mathbf{x}')$ とすると、磁場 $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ は、ビオ・サバールの法則より、

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{x}') \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}' \quad (6.1)$$

で求められる。有限な断面積を持つコイルが作る磁場は、線電流の束と近似すれば計算できる。しかし、コイル上における磁場を計算することを考えると、6.1 より $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ が無限大に発散することが分かる。このため上記手法ではコイル近傍の計算精度は低下し、コイル内部の磁場の正確な値を計算することは不可能である。そのため、今回は線電流近似を用いない磁場計算手法 [32] を使用し、コイル表面・内部の計算を行った。その手法について以下で述べる。以下では図 6.5 に示す弧形状のコイルによる磁場を考える。

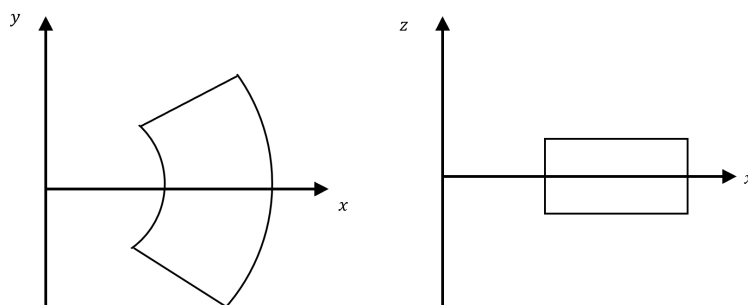


図 6.5 弧状コイル

円柱座標系を導入し、コイル内の点 $\mathbf{x}' = (r', \theta', z')$ と表し、弧状コイルに流れる電流密度を、

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}') = \begin{pmatrix} -J \sin \theta' \\ J \cos \theta' \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

と書く。よって、

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -z' \cos \theta' \\ -z' \sin \theta' \\ r' - x \cos \theta' - y \sin \theta' \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

と置くと、

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int \frac{\mathbf{A}}{(r'^2 - 2r'(x \cos \theta' + y \sin \theta') + x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} r' dr' d\theta' dz' \quad (6.4)$$

これを r' と z' について積分すると、

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int \begin{pmatrix} \cos \theta' \\ \sin \theta' \end{pmatrix} \left(R + X \left(\ln \frac{R + r' + Z}{r'^{1/2}} + \operatorname{sgn}(r' - Z) \ln \frac{R + |r' - Z|}{(2r'(Z - X))^2} \right) \right) \quad (6.5)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int \left(z' \left(\ln \frac{R+r'+Z}{r'^{1/2}} + \operatorname{sgn}(r'-Z) \ln \frac{R+|r'-Z|}{(2r'(Z-X))^{1/2}} \right) \right) \quad (6.6)$$

$$- X \operatorname{sgn}(z') \ln \frac{R+|z'|}{(r'^2 - 2r'X + x^2 + y^2)^{1/2}} - |Y| \arctan \frac{(r'-X)z'}{|Y|R} \quad (6.7)$$

ここで,

$$R \equiv (r'^2 - 2r'(x \cos \theta' + y \sin \theta') + x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \quad (6.8)$$

$$Z \equiv (x^2 + y^2 + z'^2) \quad (6.9)$$

$$X = x \cos \theta' + y \sin \theta' \quad (6.10)$$

$$Y = -x \sin \theta' + y \sin \theta' \quad (6.11)$$

また,

$$H(z'_i) = \left[\ln \frac{R+r'+Z_i}{r'^{1/2}} + \operatorname{sgn}(r'-Z_i) \ln \frac{R+|r'-Z_i|}{(2r'(Z_i-X))^2} \right]_{r'=r'_1, z'=z'_i-z}^{r'=r'_2} \quad (6.12)$$

とする. 上式中では $i = 1, 2$ で, r' はコイルの内径と外径を示す. つまり $r'_2 > r'_1$ が成立する. $H(z'_i)$ の Z_i と r' についての場合分けを考えると以下の通りである.

$Z_i > r'_2 > r'_1$ の場合,

$$H(z'_i) = \ln \left(\frac{(R_{2i} + r'_2 + Z_i)(R_{1i} - r'_1 + Z_i)}{(R_{2i} - r'_2 + Z_i)(R_{1i} + r'_1 + Z_i)} \right) \quad (6.13)$$

$r'_2 > Z_i > r'_1$ の場合,

$$H(z'_i) = \ln \left(\frac{(R_{2i} + r'_2 - X)(R_{1i} - r'_1 + Z_i)}{(Z_i - X)(R_{1i} + r'_1 + Z_i)} \right) \quad (6.14)$$

$r'_2 > r'_1 > Z_i$ の場合,

$$H(z'_i) = \ln \left(\frac{(R_{2i} + r'_2 - X)}{(R_{1i} + r'_1 - X)} \right) \quad (6.15)$$

となる.

次に,

$$G = \left[\operatorname{sgn}(z') \ln \frac{R+|z'|}{(r'^2 - 2r'X + x^2 + y^2)^{1/2}} \right]_{z'=z'_1-z, r'=r'_1}^{z'=z'_2, r'=r'_2} \quad (6.16)$$

とする. z' はコイルの厚みを示すため, $z'_2 > z'_1$ が成立する. 同様に G の z'_i と z についての場合分けを考えると以下の通りである.

$z > z'_2 > z'_1$ の場合,

$$G = \ln \left(\frac{(R_{21} - z'_1 + z)(R_{12} - z'_2 + z)}{(R_{22} - z'_2 + z)(R_{11} - z'_1 + z)} \right) \quad (6.17)$$

$z'_2 > z > z'_1$ の場合,

$$G = \ln \left(\frac{(R_{22} + z'_2 - z)(R_{21} - z'_1 + z)(r_1'^2 - 2r_1'X + x^2 + y^2)}{(R_{12} + z'_2 - z)(R_{11} - z'_1 + z)(r_2'^2 - 2r_2'X + x^2 + y^2)} \right) \quad (6.18)$$

$z'_2 > z'_1 > z$ の場合,

$$G = \ln \left(\frac{(R_{22} + z'_2 - z)(R_{11} + z'_1 - z)}{(R_{21} + z'_1 - z)(R_{12} + z'_2 - z)} \right) \quad (6.19)$$

となる。よって、 H と G を使って,

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int \begin{pmatrix} \cos \theta' \\ \sin \theta' \end{pmatrix} (R_{22} - R_{12} - R_{21} + R_{11} + X(H(z'_2) - H(z'_1))) d\theta' \quad (6.20)$$

$$B_z \quad (6.21)$$

$$= \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int \left(z'_2 H(z'_2) - z'_1 H(z'_1) - XG - |Y| \left[\arctan \frac{(r' - X)z'}{|Y|R} \right]_{z'=z'_1-z, r'=r'_1}^{z'=z'_2, r'=r'_2} \right) d\theta' \quad (6.22)$$

と書ける。

製作したコイル巻線に 100A 通電 (9000AT) した場合の磁場分布を図 6.7, 6.8 に示す。ここで、コイル中心は座標 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ に置くものとし、 $y = 0$ での磁場を示している。図 6.7 左はコイル上面 ($z = 4.0\text{mm}$) での z 方向の磁場 B_z , 右はコイル内面 ($x=3.5\text{mm}$) での x 方向の磁場 (B_x) の分布を示す。図 6.6 にコイル巻線の位置を示す。図 6.8 左は B_z , 右は B_x の位置分布を表す。これらより、製作したコイル巻線に 100A 通電したとき、コイル表面に垂直な磁場は 0.3T 以下であることが分かる。よって、6.4 より、コイル巻線に 100A 通電した場合、50K 以下を実現することで超伝導状態で運転することが可能である。

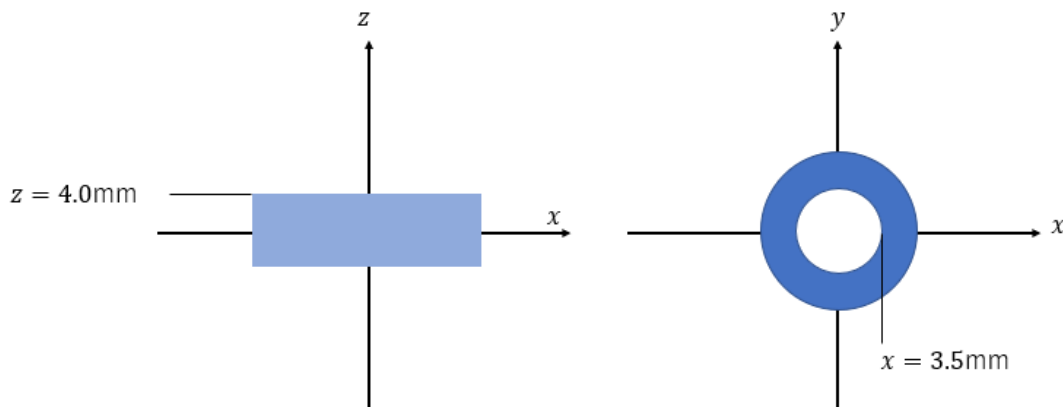


図 6.6 コイル巻線の位置関係

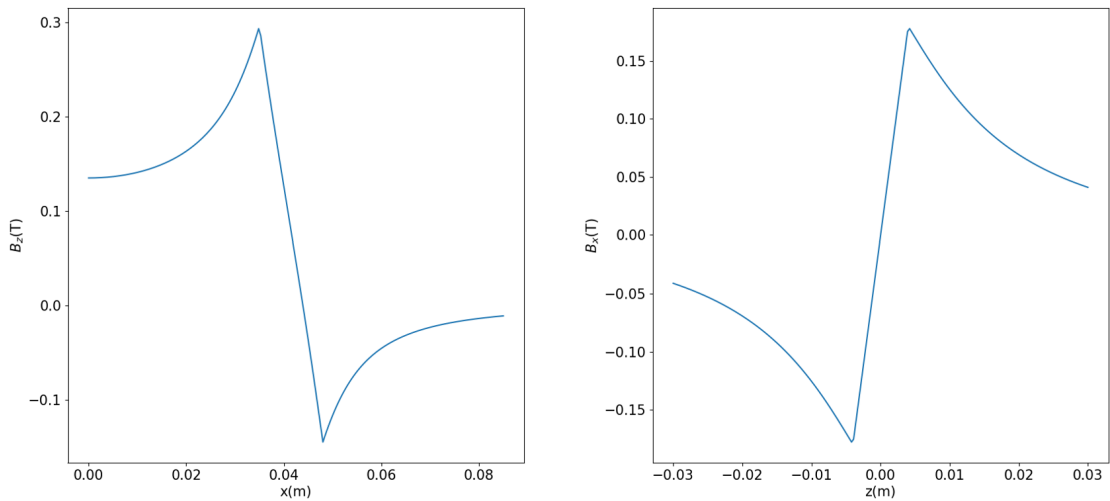


図 6.7 コイル表面の磁場（左： $z=4.0\text{mm}$ での B_r , 右： $x=35\text{mm}$ での B_z ）

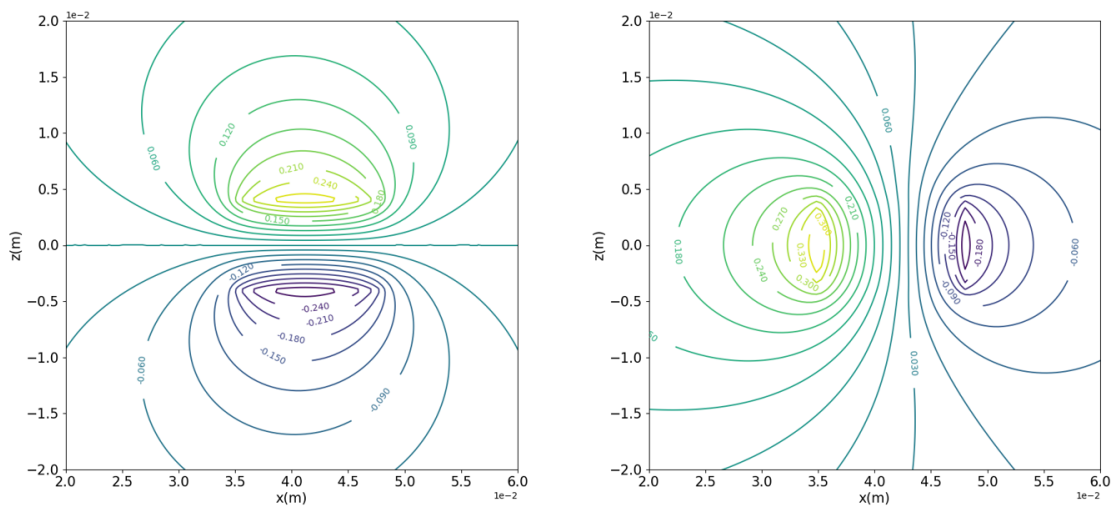


図 6.8 磁場分布（左： B_r , 右： B_z ）

6.4 超伝導線材の冷却試験

製作したコイル巻線に安定的に 100A 通電するため 30K 以下を目標温度と定めた。また、超伝導コイルの冷却過程で損害が生じないために機械的強度が必要である。一般的に超伝導コイルの堅牢性を高めるなど特性の向上を目的として、超伝導線材のエポキシ樹脂による含浸処理を行う。また、含浸剤に高い絶縁性と熱伝導率を持つ素材を混合することにより、超伝導線材の冷却温度の改善が見込まれる。そこで、製作した超伝導コイルの目標温度 30K 以下と機械的強度を満たすため、含浸剤として用いるエポキシ樹脂に窒化アルミフィラを混合し、最適な含浸剤を選定するための冷却試験を行った。冷却試験には図 6.9 に示す、ダブルパンケーキ型を模擬して 16 層重ねた

超伝導線材を使用し、図 6.2 内に設置し冷却を行った。図 6.10 に示す三箇所の温度測定を行った。図 6.11 のように真空チェンバ内のコールドヘッドに固定し、真空中での冷却温度を測定した。

冷却試験結果を表 6.1 に示す。今回用いた含浸剤を使用した超伝導線材の到達温度の低下がみられた。1 μ m の窒化アルミフィラを 50 % 混合した線材が最も到達温度が低く、コールドヘッドとアルミ板の間にインジウムフォイルを 4 層加えることで 25K 以下を実現した。このため、製作したコイル巻線に 100A 通電する際に要求される 50K を下回る高熱伝導化を達成した。

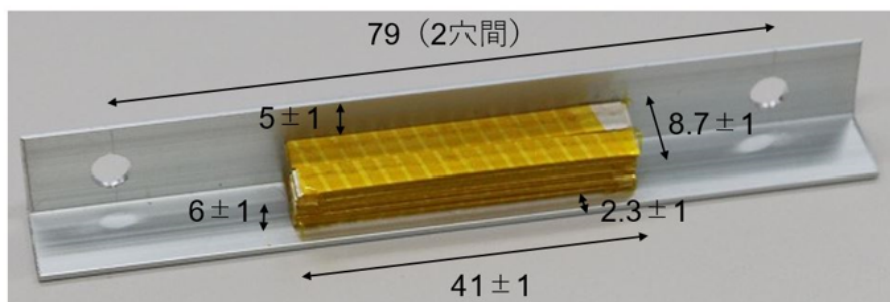


図 6.9 含浸剤冷却試験用の線材

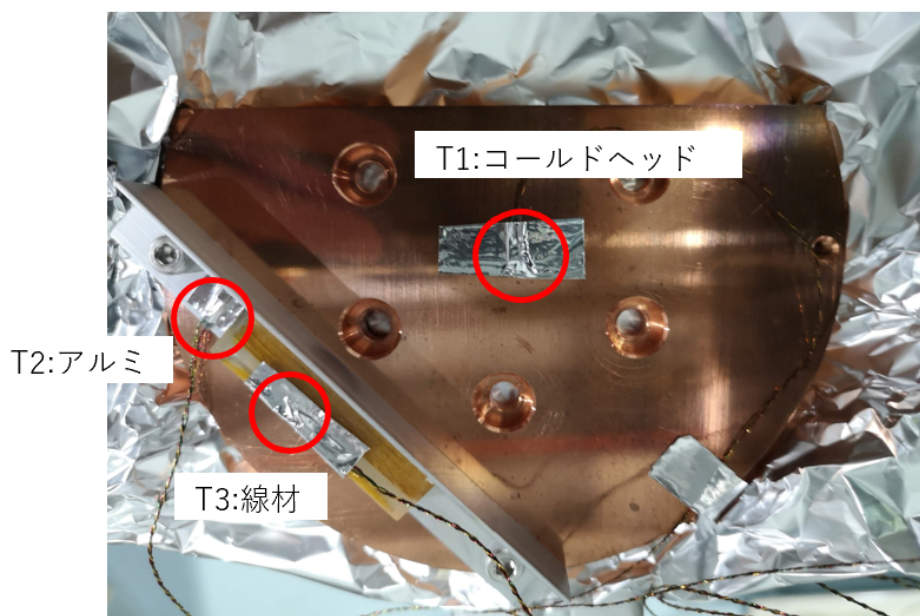


図 6.10 試験線材実験

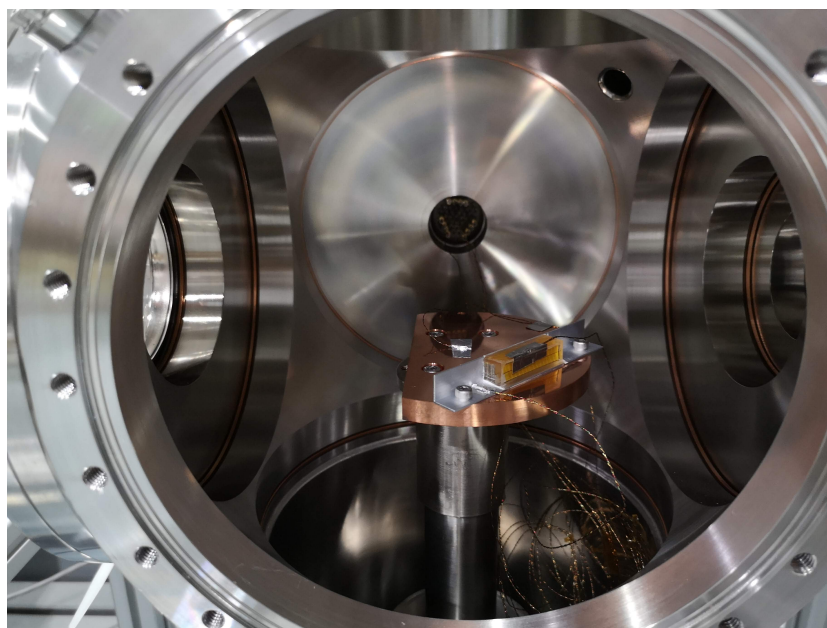


図 6.11 冷却試験で測定する様子

表 6.1 冷却試験結果

実験ケース	T1 (コールドヘッド) (K)	T2 (アルミ棒) (K)	T3 (線材) (K)
1 エポキシ	11.8	25.8	41.2
2 エポキシ	11.5	25.8	41.5
3 エポキシ + フィラ 50 %	11.5	25.8	41.5
4 エポキシ + フィラ 50 % インジウム 1 層	11.5	25.8	41.5
5 エポキシ + フィラ 20 % T3 に不具合	11.9	27.1	61.3
6 エポキシ + フィラ 20 %	12.1	24.8	29.9
7 エポキシ + フィラ 50 % インジウム 4 層	11.9	18.8	24.8
8 エポキシ + フィラ 50 %	11.8	25.6	31.6
9 エポキシ + フィラ 20 % インジウム 4 層	11.6	19.5	25.6
10 エポキシ	11.7	17.1	32.2

第7章

まとめ

小型ダイポール装置における磁場配位において、陽電子の軌道がカオス的となる条件とその効果について数値計算を行い評価した。まず、陽電子がカオスの軌道となる条件を系統的に調査するため、ジャイロ運動に対応する断熱不変量 μ の保存性を評価付ける指標 α を用いて、各エネルギー・各ピッチ角に対して、 α と陽電子軌道の対応付けを行った。その結果として、陽電子は $\alpha \geq 0.8$ でカオス的軌道、 $\alpha \leq 0.3$ で周期的軌道を持つことが分かった。そして陽電子の入射位置を真空容器側にすることや閉じ込め領域に磁場ヌルを生成することにより、入射位置での磁場を弱くするとカオス的軌道を持つ陽電子の割合が増えることが示された。

また、球状の陽電子入射源を閉じ込め領域周辺部に設定し、陽電子が再び入射源に戻ってきて消滅するまでに飛行する軌道の長さである飛行距離を計算した。計算では真空容器中央に設置した直径 0.08m・電流 4500AT の円環電流が作る磁場に、真空容器中央から 0.15m 上部に設置した直径 0.2m のコイル (L コイル) による磁場を加えた磁場配位を与えている。その結果カオス的軌道を持つことにより周期的軌道である場合と比較して陽電子の飛行距離の長距離化が示された。今回計算した磁場配位の中では L コイル電流 2000AT の場合が、周期的軌道に対するカオス的軌道の平均飛行距離が 27.0 倍と最も高い値を示した。これら数値計算の結果から、開発を進めている小型ダイポール装置の磁場配位で低エネルギーの粒子がカオス的軌道を持ち、平均飛行距離の長距離化が得られたことで、閉じ込め領域への輸送が容易な粒子軌道の存在可能性が示された。しかし、L コイル電流 2000AT の場合では最長で 300m 程度の平均飛行距離だったのに対し、L コイル電流が 1000AT 以下の場合では最長で 500m 程度と絶対的な平均飛行距離は 200m 程度短い。これは L コイル電流 2000AT の場合では入射位置での磁場が弱く、そもそも閉じ込めがなされず真空容器の壁に衝突する粒子が存在していることが考えられる。

また、本研究では小型ダイポール装置による実験に向け、浮上ではなく支持物により固定して使用することを想定したコイル巻線の製作を行った。製作にあたり、コイルの自己磁場環境下での臨界温度を正確に評価するため、有限な断面積を持つコイル内部を高精度で計算するプログラムにより磁場計算を行った。計算結果から、製作したコイル巻線に 100A 通電が十分可能となる 30K 以下を目標とした。また、要求される 30K 以下の冷却を実現するため、エポキシ樹脂と窒化アルミフィラを混合させた含浸剤を使った試験線材の冷却試験を行った。その結果、エポキシ樹脂に $1\mu\text{m}$ の粒度の窒化アルミフィラを 50 % の比率で混合した含浸剤が最も到達温度が低く、冷却試験では線材表面で 25.6K を実現し、目標温度 30K 以下を達成した。今後の課題としては製作した超伝導コイルに通電し、小型ダイポール装置でのプラズマ実験の実現に向けた取り組みが挙げられる。

参考文献

- [1] N. Iwamoto *et al.*, Physical Review E, Vol.47, 603(1993).
- [2] P. Helander, Physical Review Letters, Vol.113, 135003(2014).
- [3] G. Gibson *et al.*, Physical Review Letters, Vol.5, 141(1960).
- [4] V. Tsytovich *et al.*, Comments on plasma physics and controlled fusion, Vol.4, 91(1978).
- [5] G. Sarri *et al.*, Nature Communications, Vol.6, 6747(2015).
- [6] W. Oohara *et al.*, Physical Review Letters, Vol.95, 175003(2005).
- [7] H. Dehmelt, Reviews of Modern Physics, Vol.62, 525(1990).
- [8] J. H. Malmberg, Physical Review Letters, Vol.44, 654(1980).
- [9] J. H. Malmberg *et al.*, Physical Review Letters, Vol.35, 577(1975).
- [10] T. S. Pedersen *et al.*, New Journal of Physics, Vol.14, 035010(2012).
- [11] C. Hugenschmidt *et al.*, New Journal of Physics, Vol.14, 055027(2012).
- [12] H. Higaki *et al.*, Journal of atomic collision research, Vol.14, 2(2017).
- [13] S. Murakami *et al.*, Physics of Fluids B, Vol.2, 715(1990).
- [14] A. J. Dragt *et al.*, Reviews of Geophysics, Vol.3, 255(1978).
- [15] B. V. Chirikov, Journal of Plasma Physics, Vol.4, 289(1978).
- [16] H. Saitoh *et al.*, Physical Review E, Vol.94, 043203(2016).
- [17] W. Paul, Reviews of Modern Physics, Vol.62, 531(1990).
- [18] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Springer(2015).
- [19] The European Space Agency HP, https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2007/03/Basic_motion_of_trapped_particles_in_the_earth_magnetic_field, 2022年2月4日参照.
- [20] S. M. Krimigis *et al.*, Science, Vol.206, 977(1979).
- [21] L. J. Lanzerotti *et al.*, Science, Vol.257, 1518(1992).
- [22] Z. Yoshida *et al.*, Plasma and Fusion Research, Vol.1, 008(2006).
- [23] H. Saitoh *et al.*, Physics of Plasmas, Vol.17, 112111(2010).
- [24] Z. Yoshida *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol.55, 014018(2013).
- [25] J. Shiraishi *et al.*, Physics of Plasmas, Vol.12, 092901(2005).
- [26] D. T. Farnier *et al.*, Physics of Plasmas, Vol.13, 056111(2006).
- [27] D. T. Garnier *et al.*, Fusion Engineering and Design, Vol.81, 2371(2006).
- [28] 川原琢治, 「ソリトンからカオスへ-非線形発展方程式の世界-」, 朝倉書店 (1993).
- [29] 吉田善章, 「非線形科学入門」, 岩波書店 (1998).

- [30] M. R. Stoneking *et al.*, AIP Conference Proceedings, Vol.1928, 020015(2018).
- [31] 住友電工ホームページ, <https://www.sei.co.jp/super/hts/typeht.html>, 2022年1月23日参照.
- [32] T. Watanabe, 核融合研究, Vol.63,6(1990).

研究業績

2022年3月16日 日本物理学会第77回年次大会 岡山大学（オンライン） 口頭発表
（予定）

「ダイポール磁場配位における低エネルギー荷電粒子のカオス軌道の効果」

谷岡樹，齋藤晴彦

謝辞

本論文を作成するにあたり，齋藤先生には大変お世話になりました．研究テーマや進め方についてとても熱心に考えて下さり，また自分の日常生活についても気にかけていただき，感謝致します．また研究室ミーティングにて吉田先生，西浦先生，洲鎌先生，佐藤先生からは進捗に対する質問を通して有益なアドバイスを多数いただきました．森川先生は，超伝導コイルの製作や実験などで道具の使い方などから丁寧に教えていただきました．研究室同期の中澤君，布谷君，前角君，仲川君はとても頼りがいのある仲間であり，研究生活のみならず日常生活を過ごす上で欠かせない存在でした．

恵まれた環境で研究活動が行えたことを大変光栄に思っております．ここに深く感謝致します．