

研究開発ノート

細線と容量の直列結合より成るループ要素を多数束ねた コイル (C-L 束) によるボロン核融合熱機関

池 上 茂 喬
(豊川物理研究所)

(1992年 6 月17日受理/1993年 5 月13日改訂原稿受理)

A Safe Boron Fusion Heat Engine by Fine Wire and
Condenser Series Connection (C-L) Elements Bundles

Shigetaka Ikegami

(Received June 17, 1992/revised manuscript received May 13, 1993)

Abstract

A p-B¹¹ fusion heat engine cycle by new few loss RF coils is proposed. Low pressure 10eV plasma is compressed $10^3 \sim 10^5$ times to about 100keV by a strong RF toroidal magnetic field piston acceleration. Electrons/ions heat rate is considered to be $m_e/m_B = 10^{-4}$. Plasma is compressed by MHD high amplitude wave mechanics. Lawson criterion is satisfied easily. The large number loops consisting of fine wire and condenser series connection are bundled (C-L bundle) and are wound in the poloidal direction on an all torus duct surface. Variational principle for eigenvalue problem also showed that RF currents of this bundles flow equally through every fine wires [1]. RF resistance/DC resistance $\cong 1$. This coil is easily fabricated. Energy for ignition or magnetic piston is stored in the RF coils. Fuel can be injected at the field minimum time.

Keywords:

boron, low temperature plasma, $10^3 \sim 10^5$ times compression, MHD high amplitude wave, magnetic field piston, C-L bundle, simple bundle current mode,

1. まえがき

核融合エネルギーの安全に制御された方式による利用は無公害であることが期待され、地球規模の環境の破壊の現状を解決する意味から人類にとっては重大関心事であり、将来の安価なエネルギー源として新しい文明を約束させる力も備えてい

る。現在のトカマク方式においては三重水素と重水素により約1.7MW, 2MJ の核融合出力を取り出す事に成功しているが、一方では実用化には50年程先とも言われてる。深刻な問題の一つは炉壁付近のプラズマが高温であるため炉壁から不純物を弾きだすのを如何に防止するのかという点

である。また種々のプラズマ不安定性によって閉込時間が制限されている点も炉設計において重要な制約条件になっている。

核融合の分野において高周波強磁界というものに興味を持った経験のある人は少なくないはずである。高周波電流というものは導線の極表面にしか存在しえないという壁にあたり先に進まないのではなかったかと推察される。ねじり線というものは 3.4.2 節に示すごとくこの目的に対して有効でなかったと考えられる。

著者は先に相互作用を有する多体電気振動系において共振現象は単調化される事を発見した[1]。例えば絶縁皮膜された十分細い導線と容量の直列結合ループ要素を束にしたコイルは一次の単純なモードで共振し各々の導線に均一な電流を流すタンク回路コイルとなる。このコイルを用いてプラズマに大振幅の小半径方向の磁気音波を励起しドリフト電流による乱流加熱を検討した[1]。このタンク回路コイルは小電流の実験段階であったが金属の電磁誘導加熱コイルとして実用試験で加熱に成功している。核融合水爆の実験が行われた現在、このエネルギーの平和利用のためにこのコイルの応用を検討した。

ここではプロトンとボロンの反応を利用し、無公害であると考えられる高い圧縮比の核融合熱機関を提唱する。ボロンは重水素の 3 倍の埋蔵量[8]があるといわれている。容器壁粒子(ボロン蒸着壁の場合)の弾きだしエネルギーを 25eV とすると He^4 の入射エネルギーは 32eV が限界である。従って真空容器に触れる時のプラズマをこの温度以下になるまで膨張すれば壁の損傷は低減出来るはずである。圧縮されたプラズマのエネルギーは RF 磁気ピストンの後退過程で高い効率で回収し膨張時点でプラズマ、特に反応生成 He^4 を冷却しながら磁気ピストンにより炉中心に向け再加速し慣性力で圧縮加熱し核融合反応を繰り返す。磁気ピストンは RF 表皮効果を大幅に低減できる細線・容量直列結合ループ束のトーラス形に整形したコイルを利用して作る。以後この種のコイルを新型コイル、C-L 束、RF タンクコイル、単に RF コイル等と呼び従来のねじり線とは区別

する。

2 章において金属の電磁誘導加熱コイルとして応用試験等紹介する。3 章において新形核融合装置の説明、細い導線と容量の直列結合ループを単に重ね束ねてトーラス形に形成した RF タンクコイルとその均一な導線の各々の電流を変分原理により説明をする。4 章では希薄な磁気流体としてのプラズマの加速及びその慣性による高密度な閉じ込めの過程を圧縮性気体の 2 次元波動と浅水波が相似であるというよく知られた事実により説明する。5 章ではこの装置の出力の増大、効率、安定性、熱機関サイクル、ローソン条件、電子温度、放射損及び小電源での始動の検討をする。

2. C-L 束試作例

2.1 細線容量直列結合ループ要素の束の金属の電磁誘導加熱コイルとしての実用試験

細線容量直列結合ループ要素束コイルはまだ小電流の実験段階であったが、金属の電磁誘導加熱コイルとして図 1 及び図 3 のような応用試験がなされ 34mm 径鉄棒を加熱する事に成功した。0.15mm 径 0.5m 長の銅線と 1 μF コンデンサ直列結合ループ要素 427 個の束をつくり金属焼入用高周波発信機 (20kHz) で水冷電磁誘導コイルにより共振点で励起した。このとき 34mm 径鉄棒は図 3 のように加熱された。一個のコンデンサのデータは 20V であったので 2.5A の RF 電流があった事になり全体で 1070A を流したことになる。

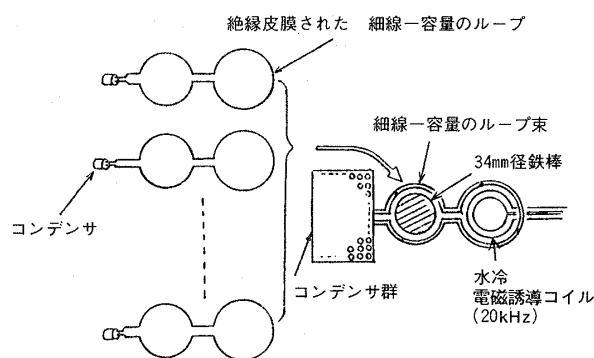


図 1 C-L 束コイルによる鉄棒電磁誘導加熱

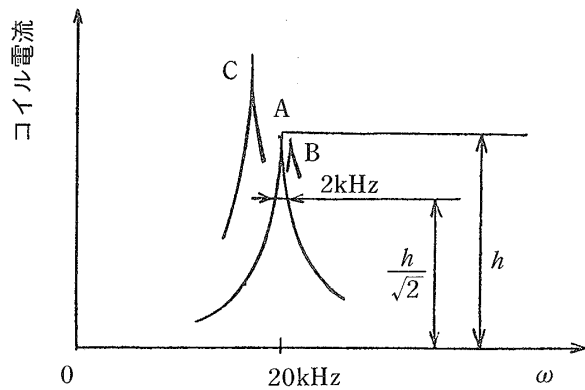


図2 C-L束コイル共振電流特性

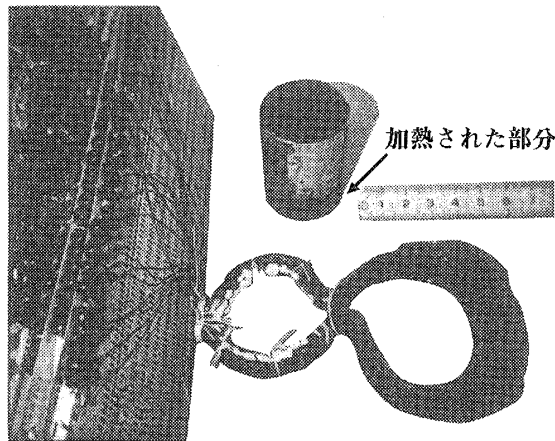


図3 C-L束コイルと電磁誘導加熱された鉄棒

なお計測用サイン波発生器の出力電流の電磁誘導により全ての細線容量のループに電磁誘導により完全に均一で同位相の共振電流が流れる事をコンデンサの電圧と位相を計測し確証を得た。各々の細線容量のループの大きさに多少の違いがあっても成り立つ。同じようなループ束A及びBがあってこれらを重ねCを作る。図2にこれら3個の電磁誘導によるC-L束の共振曲線(ω -誘導電流 I)をしめす。Cは二つの共振点 I_p を持つのでなく新たな一つの共振点をしめすのであることに注目する。AはBよりも小さい周波数でピーク値は大きなものとなる。

共振曲線データより $Q = \omega_0 / \Delta\omega = 10$ を得た。ここで、 ω_0 :共振周波数、 $\Delta\omega: I_p / \sqrt{2}$ となる ω の間隔。

一方計算より直流電流に対する抵抗を求めこの Q を導き直流抵抗に対するRF電流抵抗を比較する。

まず容量は上記のごとく正確に計算され $C = 427 \times 1 \mu\text{F}$ でありうる。 ω_0 は実測により正確に求まる。従って $L = 1 / C\omega_0^2 = 0.15 \mu\text{H}$ 。

直流抵抗 R はC-L束のL束の抵抗 R_1 と427個のCの誘電損抵抗 R_e の和で次ぎのようになる。

$$R = R_1 + R_e = 0.0019 \Omega$$

ただし R_1 は銅の固有抵抗を $1.4 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ とし上記のL束について 0.001Ω が計算され、 $R_e = \omega_0 L \tan \delta = 0.0009$ が得られる。但しカタログ値より $\tan \delta = 0.05$ 。これらから $Q = \omega_0 L / R = 10$ が求まり上記実測データと合うのである。つまり直流抵抗とRF抵抗が同じであると言える。

細線を0.5mm径に代えると R_1 は上記のL束について 0.0001Ω が計算され、 R_e は変わらず 0.0009Ω であるから抵抗は次のようになる。

$$R = R_1 + R_e = 0.001 \Omega$$

この場合は ω_0 は20kHzとし $Q = \omega_0 L / R = 20$ となる。つまり R_1 は計算で 0.0001Ω で一方共振曲線によっても $\omega_0 = 20 \text{kHz}$ 、 $Q = \omega_0 / \Delta\omega = 20$ を得たのでRF電流に対しても R_1 は 0.0001Ω であったと考えられ直流抵抗とRF電流抵抗はやはり等しい。

なお導線コンデンサのループは全て独立であるが、もしコンデンサ接続部において正負同じ極どおしを纏めて導通した場合は従来の単なる導線の束であるが、この場合には R_1 は増加し $Q < 2\pi$ となり共振は止まるのである。

一般にループ要素の数は任意に大きくすることが可能でありタンク回路として非常に大きなエネルギーを蓄えることが出来る。ただし大電流のコイルでは容量部は空気又はポリプロピレンフィルム等の誘電損の小さいのが良い。共振周波数は次のごとくである。

$$\omega_0 = \frac{1}{(L_B N C_1)^{1/2}}$$

ここで、 C_1 ：一ループ要素の容量、 N ：ループの数、 L_B ：ループの束のインダクタンス（ループの数によりあまり変化しない）

2.2 アルミ鍋電磁誘導加熱コイルの場合

2.1 節と同様に $1\mu\text{F}$ ポリプロピレンフィルムコンデンサ ($\tan\delta = 0.001$) 一個と 0.5mm 径銅線 15m より成るループを要素とし、これを 50 ループ束にしたものである。この束を直径 20cm の 25 回巻きにし磁界の強さを大きくする。2.1 節の時と同様サイン波発生器にて励起すると $\omega_0 = 2\text{kHz}$ であった。 $C = 50\mu\text{F}$ であるから $L = 0.12 \times 10^{-3}\text{H}$ である。共振曲線より $Q = 60$ が得られた。従って 25 回巻き RF 抵抗は $r_{25} = 0.024\Omega$ である。

一方計算より誘電損抵抗 $r_{25e} = \omega_0 L \tan\delta = 0.0015\Omega$ 、直流抵抗 $r_{251} = 0.02135\Omega$ 、両抵抗の和 $r_{25} = r_{25e} + r_{251} = 0.023\Omega$ である。RF 抵抗は直流抵抗とほぼ同じである。

2.1 節と比較するために 1 ターン RF 抵抗 R を次の式から求める。

$$r_{25}i^2 = R(25i)^2$$

ここに、 i ：50 ループ束の電流
これより $R = 0.000038\Omega$ である。1 ターン電流が 1000A とすると 38W の損失である。

3. 新核融合システム

3.1 概略構造説明

図 4 は新核融合システムの断面構造を示すものである。この装置は次のものから構成される。

i) トーラスセラミック真空容器 (小半径 r_0 、大半径 R_0)

ii) 第一コイル (C-L 束)

細線と空気コンデンサの直列結合からなるループ要素の束であり容器全体をポロイダル方向に巻かれる小半径 r_1 厚さ Δr_1 でトロイダル RF 磁界を作る

iii) 第二コイル

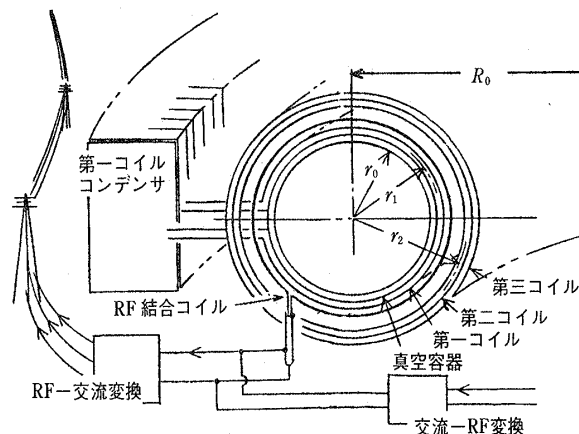


図 4 全体システム

幅 10cm 絶縁帯上に 0.2mm 程度の番号の付けた被覆導線を平行に並べたものを第二コイル帯と以後名付ける。一本の第二コイル帯を第一コイルの外側に間隔をおいてポロイダル方向に小半径 r_2 厚さ Δr_2 に巻きこの巻き始めと巻き終わりにおいて番号の同じ被覆導線を導通する。これをトーラス形状に全体をおおった遮蔽コイルである。

iv) 第三コイル

第二コイルのすぐ外側をポロイダル方向に巻かれる静磁界用コイルで小半径 r_2

v) 励起出力兼用結合コイル

vi) 交流の RF 変換

vii) RF の交流変換

3.2 装置の作動

1) 第一コイル第二コイル間の空間及び真空容器内にて二つ腹を持つ図 5(a) のような真空磁界のモードを励起出力兼用結合コイルにより作る。

2) 炉壁の一部よりボロン燃料を固体であるため誘電加熱等で気化し拡散する。必要なら第三コイルを調整し炉内磁界がゼロになる時点を作る。図 5(b) のようなプラズマと真空 RF 磁界の結合したモードを励起する。

3) 核融合エネルギーでこのサイクルを継続させる。

4) 励起出力兼用結合コイルより出力する。

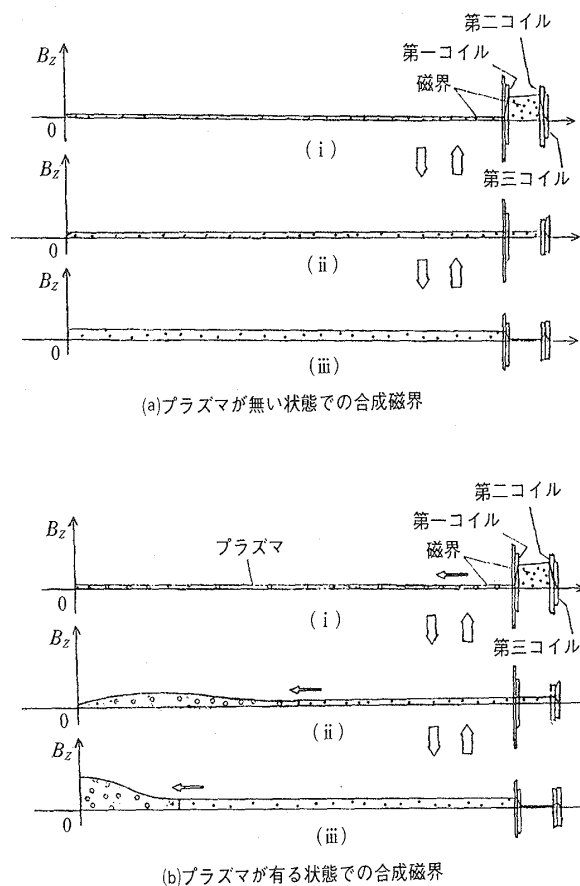


図5 プラズマ圧縮・膨張過程とコイルシステム

3.3 コイル合成磁界

第一コイル電流 (RF), 第二コイル電流 (RF), 第三コイル (直流) 及びプラズマ電流による合成磁界について以下に示す。

3.3.1 遮蔽作用

第一コイル ($r_1 = 1\text{ m}$, 大半径 $R_0 = 5\text{ m}$), 第二コイル ($r_2 = 1.3\text{ m}$) 及び第三コイル ($r_2 = 1.3\text{ m}$) 及びプラズマの各々の電流は図5のような磁気モードを作る。これらの電流との間に RF 磁界が外部に漏れないこと, つまり第一, 第二コイル及びポロイダルプラズマ電流によるトロイダル磁界がこれらの第三コイル外部にあるところの任意のループと交鎖するような磁界を生じないために次の関係が常に成立しなければならない。

$$L_{(1)} J_1 + L_{(2)} J_2 + L_{(4)} J_4 = 0 \quad (1)$$

ここで, $L_{(1)}$: 第一コイルの自己インダクタ

ンス, J_1 : 第一コイル電流, $L_{(2)}$: 第二コイル自己インダクタンスとする, J_2 : 第二コイル電流, $L_{(4)}$: プラズマ電流回路の自己インダクタンス, J_4 : プラズマ電流, $r_{(4)}$: 圧縮された時点のプラズマ平均半径。

プラズマの最大膨張時点の図5(b)(i)のようにプラズマの磁気勾配をゼロにし, 従って $J_4 = 0$ の時今

$$L_{(1)} = \frac{\mu_0 r_1^2}{2R_0}, \quad L_{(2)} = \frac{\mu_0 r_2^2}{2R_0} \quad (1)'$$

とすると(1)より次式が得られる。

$$J_{2E} = -\frac{r_1^2}{r_2^2} J_{1E} \quad (2)$$

ここで, サフィックス E: 膨張時をしめす。

今

$$J_{1E} = 6.6 \times 10^5 \text{ A} \quad (3)$$

とすると

$$J_{2E} = -3.9 \times 10^5 \text{ A} \quad (3)'$$

3.2.2 膨張時のトーラス真空容器内の磁界

三個のコイル電流の和は次のようになる。

$$J_{1E} + J_{2E} + J_3 = J_E$$

この時のトーラス真空容器内の磁界は

$$B_E = \frac{\mu_0 J_E}{2\pi R_0}$$

3.3.3 第三 (静磁界用) コイル電流

(3)及び(3)'の電流において今プラズマの最大膨張時点では $B_E \approx 0.02\text{ T}$ となるとすると次式が得られる。

$$J_3 = -0.27 \times 10^5 \text{ A} \quad (4)$$

3.3.4 最大膨張時点のコイル系磁気エネルギー

プラズマの最大膨張時点ではプラズマのエネルギーはプラズマ周囲の磁気ピストンにより第一, 第二コイル間の磁気エネルギーとして吸収されてしまう。コイル系磁気エネルギーのみを次に示す。

$$W_E = \frac{1}{2} J_{iE} L_{(ij)} J_{iE} \quad (5)$$

ここで, W_E : 第一, 第二コイル及び第三コイル結合システムのプラズマ膨張時点の磁気エネルギー, $L_{(ij)}$: 第 i 及び第 j コイル間のインダクタンス

(2)より

$$W_E \doteq \frac{\mu_0}{2R_0} (-r_1^2 + r_2^2) J_E^2 \quad (6)$$

$$= 4 \times 10^8 \text{J}$$

3.3.5 圧縮時点のコイル系磁気エネルギー

圧縮時点のエネルギー計算を以下に示す.

$$W_C = \frac{1}{2} J_{ic} L_{(ij)} J_{ic} \quad (7)$$

ここで, W_C : プラズマ膨張時点の第一, 第二コイル, 第三コイル及びプラズマポロイダル電流結合システムの磁気エネルギー, サフィックス C: 圧縮時点, J_i, J_j : 第 i, j コイル又はプラズマ電流, $L_{(ij)}$: 第 i 及び第 j コイル又はプラズマ電流間のインダクタンス.

ここで

$$J_{2c} = -J_3 \quad (8)$$

つまり圧縮時点において第一第二コイル間に磁界が無くなるまで励起するものとし

$$W_C \doteq \frac{\mu_0}{2R_0} \{r_1^2 J_{1c}^2 + r_4^2 J_{4c}^2\} \quad (9)$$

と計算される.

3.3.6 圧縮時点及び膨張時点の関係

エネルギー保存則より

$$W_C + W_p = W_E \doteq 4 \times 10^8 \text{J} \quad (10)$$

ここで, W_p : プラズマ熱エネルギーでプラズマ β 値を 0.24 とした場合プラズマ磁気エネルギーの 0.24 倍

従って $J_{4c} = 1.4 \times 10^6 \text{A}$ となる.

またコイル電流は

$$J_{1E} = 6.6 \times 10^7 \text{A}, J_{1c} = -0.459 \times 10^5 \text{A}$$

$$J_{2E} = -3.9 \times 10^7 \text{A}, J_{2c} = 0.27 \times 10^5 \text{A}$$

従って

$$|J_{1c}| < |J_{1E}|, |J_{2c}| < |J_{2E}|$$

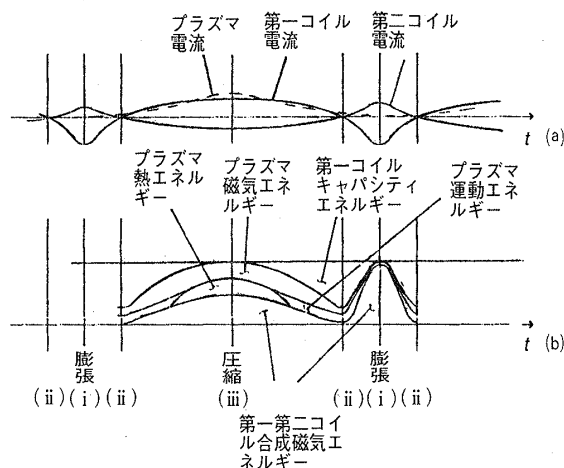


図6 コイルシステムとプラズマ間のエネルギーのやりとり

であり圧縮過程において絶対値が小さくなっている.

図6(a)は第一, 第二コイルおよびプラズマ電流の時間経過を示す. 図6(b)は第一, 第二コイル合成磁気エネルギー, プラズマポロイダル電流磁気エネルギー, プラズマの炉内半径方向運動エネルギー, プラズマ熱エネルギーを縦座に示す. 制動放射やサイクロトロン放射は後で示すが如く電子温度が小さいため除外してある. 核反応熱も考慮外としたもの. システム全体の磁気エネルギーは図6(b)に示す如く(10)を満たす事になる.

図5における(i)(ii)(iii)と図6における(i)(ii)(iii)が対応する.

3.4 変分原理による第一コイル (C-L 束) における細線要素の電流の検討

3.4.1 変分原理

図7に計算モデルを示す.

第一コイル (C-L 束) のキルヒホフ式は第 i 番目のループについて

$$R_i I_i + \frac{1}{j\omega C_i} I_i + \sum_j j\omega L_{ij} I_j$$

$$= j\omega L_{ie} I_e = V_i \quad (11)$$

なる事は容易に理解される. ただし次の複素数の方程式である.

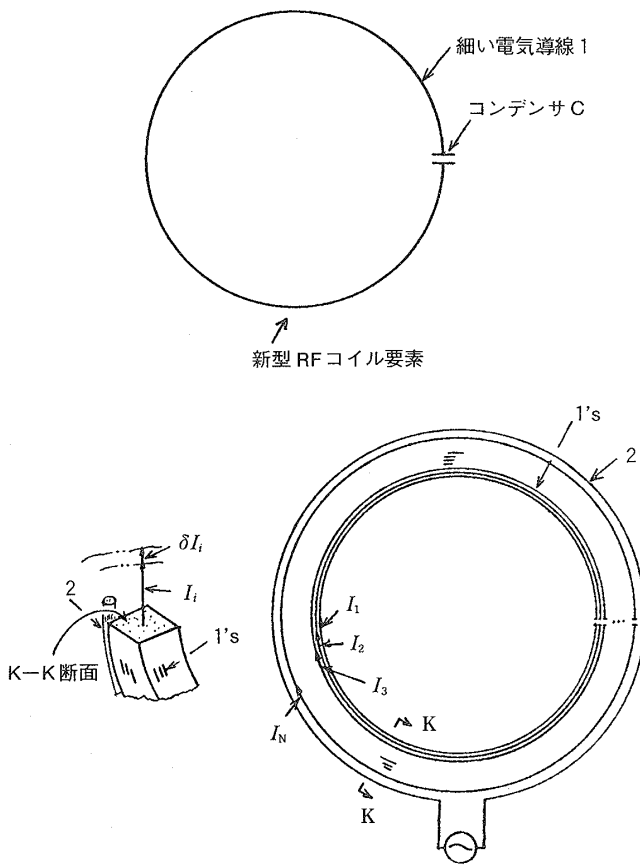


図7 基本的な C-L 束コイルと励起コイル

$$I_i = I_{ix} + jI_{iy} \quad (12)$$

$$I_e = I_{ex} + jI_{ey} \quad (13)$$

$$V_i = V_{ix} + jV_{iy} \quad (14)$$

ここで、サフィクス x ：各々の変数の実数部、サフィクス y ：各々の変数の虚数部、 V_i ：励起コイルによる電圧、 C_i ：第 i 番目のループに組まれているコンデンサ容量、 L_{ij} ：ループ i と j 間の相互インダクタンス、 L_{ie} ：励起コイルとループ i 間相互インダクタンス、 I_e ：励起コイル電流。

(11)において共振状態では第二項と第三項の和が 0 であることから

$$\frac{1}{j\omega C_i} I_i + j\sum_j \omega L_{ij} I_j = 0 \quad (15)$$

とおくことができる。

C-L 束においてコンデンサとインダクタンス回路間のパワーの出入りは共振状態では等しいとい

う関係

$$\sum_i \frac{1}{j\omega C_i} \bar{I}_i I_i + j\sum_i \sum_j \omega L_{ij} \bar{I}_j I_i = 0 \quad (16)$$

において

$$I_i \rightarrow I_i + \delta I_i \quad (17)$$

なる変動したもののから元の式を辺々差し引いて得られた変分

$$\begin{aligned} & \sum_i \frac{1}{C_i} (I_i \delta \bar{I}_i + \bar{I}_i \delta I_i) \\ & + \delta [\omega^2] \sum_i \sum_j L_{ij} \bar{I}_j I_i \\ & = 2 \sum_i \sum_j \omega^2 L_{ij} (\bar{I}_j \delta I_i + I_j \delta \bar{I}_i) \end{aligned} \quad (18)$$

は $\delta [\omega^2] = 0$ すなわち

$$\delta \left[\frac{\sum_i \frac{1}{C_i} \bar{I}_i I_i}{\sum_i \sum_j L_{ij} \bar{I}_j I_i} \right] = 0 \quad (19)$$

なる停留置をとる時

$$\begin{aligned} & \sum_i \left\{ \frac{1}{C_i} I_{ix} - \sum_j \omega^2 L_{ij} I_{jy} \right\} \delta I_{ix} \\ & - \sum_j \left\{ \frac{1}{C_j} I_{jy} - \sum_i \omega^2 L_{ij} I_{ix} \right\} \delta I_{iy} = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

となり任意の変位 δI_{ix} および δI_{iy} に対し (20) が成立すると共振方程式 (15) を得ることができる。

(19) の [] の分子は

$$\sum_i \frac{1}{C_i} (I_{ix}^2 + I_{iy}^2) = \sum_i \frac{1}{C_i} |I_i|^2$$

分母は

$$\begin{aligned} & \sum_i \sum_j L_{ij} (I_{ix} I_{jx} + I_{iy} I_{jy}) \\ & + \sum_i \sum_j j (-I_{iy} I_{jx} + I_{ix} I_{jy}) \end{aligned}$$

この式の第一括弧内は

$$I_{ix} I_{jx} + I_{iy} I_{jy} = |I_i| |I_j| \cos \theta_{ij}$$

ここで、 θ_{ij} ：ベクトル (I_{ix}, I_{iy}) と (I_{jx}, I_{jy}) の角

第二括弧の $\sum_i \sum_j$ はゼロになる。

従って (19) は次のようになる。

$$\delta [\omega^2]$$

$$= \delta \left[\frac{\sum_i \frac{1}{C_i} |I_i|^2}{\sum_i \sum_j L_{ij} |I_i| |I_j| \cos \theta_{ij}} \right] = 0 \quad (19)'$$

但し

$$L_{ij} \doteq \mu_0 r_i \left(\ln \frac{8r_i}{d_{ij}} - 2 \right)$$

ここで、 r_i ：コイル半径、 d_{ij} ：二つのループの間隔。

(19)' の分母の大きさはコイルの細線の束における電流 I_i の分布 (i に関する) により影響を受けることが少ない。それは L_{ij} が対数であることによる。しかし電流 I_i の分布が中央に集まった時分母は最大となり電流 I_i の分布が外側の銅線にのみに集中している時最少となる。

一方分子は電流 I_i の分布 (i に関する) が均一な時最小となる強い傾向を有する。従って電流 I_i の分布 (i に関する) が (19)' が停留値を取るために分子の影響を強く受け細線の付番 i に関し均一になる。しかし停留値を取るために分母の影響を幾分示し電流 I_i の分布 (i に関する) が束の場合中央に僅かな盛り上がりを示すものとなるのである。また停留値を取るために θ_{ij} がゼロとなり位相も均一になる。

第一コイルの場合、全ての L_{ij} を求める事が困難であるため計算テクニックとしてコイルの細線の束を薄いトーラスの重なったものとする。トーラス間の相互インダクタンスは次のように容易に求まる。

$$L_{ij} \doteq \mu_0 r_{iT}^2 / 2R_0$$

ここで、 r_{iT} ：二つの計算モデルトーラスの小さい方の小半径

第一コイルの r_{iT} 変動は第一コイルの厚さ Δr_1 以内である。従って (19)' はトーラスの重なった計算モデルについても結果を予測できる。

第二コイルは第一コイルの磁界を外部に対し遮蔽するものとなる。これは 0.2mm 程度の細い被覆銅線を幅 10cm のテープに平行に番号を付けて並べたものをポロイダル方向に渦巻状に多数回厚さが 10cm 程度に巻き、巻き始めと巻き終わりの番号の同じものを導通する。

3.4.2 従来のねじり線との比較

なお表皮効果を除去せんとす従来のねじり線がある。この線の両端子間に閉じたループが $N!/2$ ($N-2$)! だけある。ここに、 N ：ねじり線の細線の数。一本の細線は多数のループの構成要素である。これらのループに交鎖する磁界により誘起する電圧の総和が任意の一本の細線に対してゼロになるようきわめて精度よくしなければならぬ。特に大型の場合不可能に近いと考えられる。これに対して新型の C-L 束コイルは細線の数に任意に多く出来かつねじる必要はなく細線の空間的位置関係に関する精度要求はほとんどないと言ってよい。

3.4.3 第一、第二コイル結合システム

第一コイルを n ターン、第二コイルを 1 ターンとし結合システムにおいては次の固有状態が成立する。

$$j\omega_1 n^2 L_{(1)} J_1 + \frac{J_1}{j\omega_1 C_{(1)}} + j\omega_1 L_{(12)} J_2 = 0 \quad (21)$$

$$j\omega_1 L_{(2)} J_2 + j\omega_1 L_{(12)} J_1 = 0$$

但し (1)' を参照し第一コイル自己インダクタンスは $n^2 L_{(1)}$ となり、又相互インダクタンスは $L_{(12)} = n L_{(1)}$ のようになる。

3.4.4

第一コイルポロイダル方向の n 周抵抗は次のようになる。

$$R_p = R_{p0} n \quad (22)$$

ここで、 R_{p0} ：1 周抵抗で今の場合 $1.4 \times 10^{-8} \Omega$

3.4.5 第一、第二コイル結合システムの共振状態の固有周波数

図 5(a) のようにコイルのみの共振状態の固有周波数を (21) より次の如く求める。

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \frac{1}{C_{(1)} n^2 L_{(1)} (1 - L_{(1)} / L_{(2)})} \\ &= \frac{2R_0}{C_{(1)} n^2 \mu_0 r_1^2 (1 - r_1^2 / r_2^2)} \end{aligned} \quad (23)$$

3.4.6 第一コイルコンデンサ

$\omega_0 = 3 \times 10^3 \text{ Hz}$, $n = 2$ とした場合, 全コンデンサ容量は(23)より次の如く求まる.

$$C_{(1)} = \frac{2R_0}{n^2 \mu_0 r_1^2 (1 - r_1^2/r_2^2) \omega_1^2}$$

$$= 1.4 \times 10^{-2} \text{ F}$$

コンデンサの電圧は

$$V_{\text{con}} = \frac{J_1}{C_{(1)} \omega_1} = 1.8 \times 10^5 \text{ V} \quad (24)$$

従ってコンデンサ間隙 d_c は空気で 2 mm とすることが出来る. コンデンサの全体の面積は $n = 2$ とした場合, 次の如く計算される.

$$A = d_c C_{(1)} / \varepsilon_0 \doteq 10^6 \text{ m}^2$$

$$= 1000 \times 30 \times 35 \text{ m}^2$$

従って, 間隔 2 mm の 30m × 35m コンデンサを 1000個重ねて作ればよくスペース的に可能である. 多数のアルミフィルムのタイル張りが向かい合っており向かい合うフィルムには各々一本の細い銅線が接続されコンデンサと細線がつくるループを形成しこの要素の集合となる.

3.4.7 第一, 第二コイル結合システム共振倍率
またプラズマがない場合の共振倍率は

$$Q \doteq \omega_0 \frac{n^2 L_{(1)}}{R_p} = 6 \times 10^4 n \quad (25)$$

が得られる. ここで R_p は(22)の値である.

3.5 コイルの損失

以上新型 RF コイルは所謂タンク回路でありエネルギーを蓄えることが出来る. プラズマの圧縮膨張の RF サイクルにおいてコイルの損失は 1) 容量部の誘電損失 W_e , 2) 細線におけるジュール損失 W_j , 3) 細線そのものに発生する渦電流によるジュール損失 W_v 及び 4) コイル電流による RF 電磁波放射による損失 W_r (電子サイクロトロン放射損と異なる) からなる.

1) の場合が RF コイルの損失として大きく次の如く簡単に計算される.

$$W_e = \omega_0 L \tan \delta J^2 = J^2 \tan \delta / \omega_0 C \quad (26)$$

ここで, L : RF コイルの自己インダクタンス, ω_0 : システム固有振動数, $\tan \delta$: 誘電正接, J : RF コイルの電流.

従って $\tan \delta$ 及び ω_0 を小さくする事が望ましい. 空気コンデンサの場合誘電損失はゼロと考えられる.

2) は次式で示される.

$$W_j = R_1 J_1^2 + R_2 J_2^2 + R_3 J_3^2 \quad (27)$$

ここに, R_1 , R_2 及び R_3 : 第一, 第二及び第三コイル各々全て直流電流抵抗.

3) の場合渦電流によるジュール損失 W_v は次の式で表せる [1]

$$W_v = 4\sigma^{-1} n l_f B_r K \quad (28)$$

但し

$$K = \mu^{-2} R_e \left[1 - \frac{1}{\cosh \left\{ 1 + \frac{j d_f}{2 \delta} \right\}} \right]^2 \quad (29)$$

ここで, σ : 導電率, d_f : 細線の径, l_f : 細

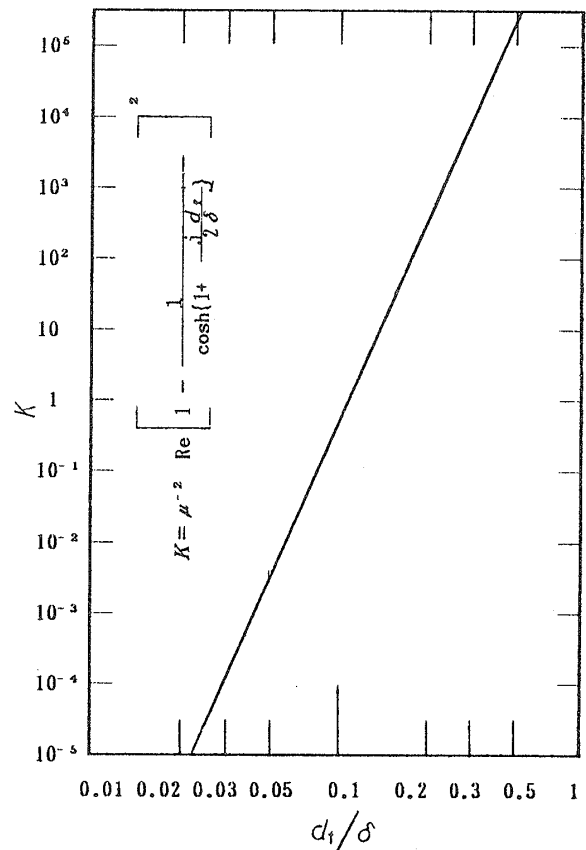


図8 細線に生じる渦電流損計算のための係数

線の長さ, δ : 表皮効果の厚さ

B_r : RF 磁界, n : RF 磁界中におかれた細線本数.

K は図 8 の如く表せる.

4) については RF 磁界は全てトーラス形状コイル内に閉じ込められ ω_0 は 3000Hz と小さく無視する事ができる.

細線の径を 0.5mm とすると $d_t/\delta = 0.16$ となり

$$W_e = 0, W_j = 1.75\text{MW}, W_v = 1.6\text{W} \quad (30)$$

が得られる.

4. プラズマ中に磁界が有る場合の MHD 波による圧縮と膨張

図 5(b) は第三コイルトロイダル静磁界にプラズマを閉じ込めておき, トロイダル RF 磁気ピストンでプラズマ中に磁界に垂直方向の伝播する大振幅磁気流体波を起こし, プラズマを加速しトーラス容器中心にて圧縮した場合またその逆過程は断熱指数 $\gamma = 2$ の気体力学系に従う. 低圧プラズマは圧縮性磁気流体として [6,7] 扱われる事はよく知られている. 二次元圧縮性流体ならば波の浅水波によるモデル化を行うことも流体力学でよく知られている事実である [2].

i) プラズマ磁気流体としての流れ方程式

運動量式は

$$\begin{aligned} m_i n \left(\frac{\partial}{\partial t} v + v \frac{\partial}{\partial r} v \right) &= - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2 r}{2\mu} \right) \\ &= - \text{const.} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{n^2 r}{2\mu} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

ここで, m_i : イオンの質量, n : プラズマ密度, r : 円筒座標における半径, B : 磁束密度, v : 圧縮性電磁流体の半径方向速度.

連続式は

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n v) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B v) = 0 \quad (33)$$

(32) 及び (33) より

$$\frac{B}{n} = \text{const.} \quad (34)$$

ii) 浅水波の流れ方程式

連続式は

$$\frac{\partial}{\partial t} Z + \frac{1}{r_w} \frac{\partial}{\partial r} (r_w Z v_w) = 0 \quad (35)$$

ここで, Z : 波の水槽の底からの高さ, r_w : 水槽における円筒座標半径, v_w : 水の半径の外向き方向の速度.

運動量式は

$$Z \left(\frac{\partial}{\partial t} v_w + v_w \frac{\partial}{\partial r_w} v_w \right) = - \frac{g}{2} \frac{\partial}{\partial r_w} (Z^2 r_w) \quad (36)$$

プラズマの n と浅水波の Z が対応している事に着目し (31), (32) 式の解は (35), (36) 式を浅水波で実験し水深さを測定することにより圧縮性流体の特性の推定ができる.

二次元圧縮性流体と浅水の対応は次の条件で成立する [2].

$$Z \ll r_{\min} \quad (37)$$

ここで, $r_{\min}$: 浅水面の最小曲率半径

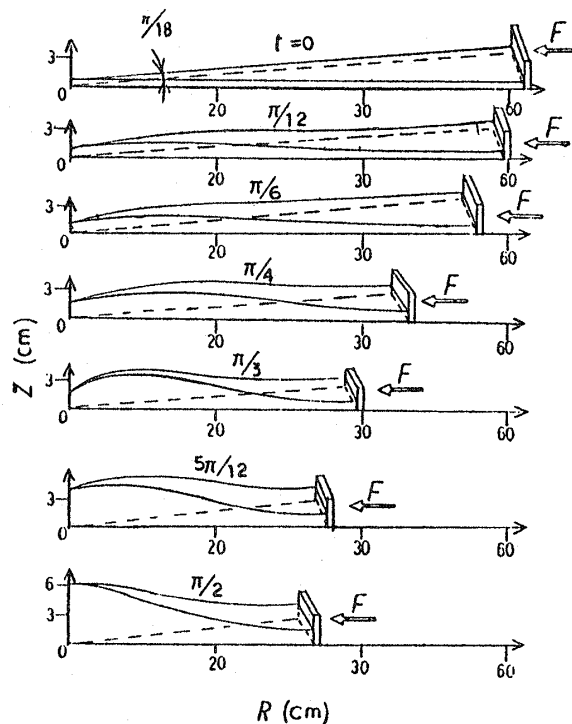


図9 浅水波によるプラズマ圧縮過程のシミュレーション

図9は深さ0.5cmの扇形状の浅水にピストンで波を起こしたものである。水深さ Z_0 の水槽にてピストンにより最大水深さ Z_{MAX} が得られ

$$Z_{MAX}/Z_0 > 50 \quad (38)$$

が実測された。このとき波は静止状態になったという事実は運動エネルギーが完全に波の位置エネルギーに変換される事を示すもので後の解析が見通し良いものとなる。上記の対応関係からの推定でプラズマにおいても

$$n_{MAX}/n_0 \quad (39)$$

が大きな値を取り得る事が言える。

観点を少し変えてみる。垂直衝撃波前後における圧縮比が非常に大きくなっても密度比は $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ の一定値が限度である。しかし垂直衝撃波の上にさらに新たな垂直衝撃波を重ね階段状にする事が可能である。つまり磁気流体波により密度比を任意に大きくできる可能性を有する。

(31)式において左辺 dv/dt を大きくすれば右辺の $\partial(n^2)/\partial r$ も任意に大きく出来る。 n を大きくするためには磁気ピストンのエネルギーが十分でなければならない。

磁気勾配が次のように表せる。

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \mu_0 I_P \quad (40)$$

ここで、 I_P ：ポロイダル方向のプラズマ電流密度。

I_P が臨界値を越えると乱流となる[4,5]。膨張過程については圧縮過程の時間反転とみなす事ができる。つまり図5(b)の(i)→(iii)の過程は(iii)→(i)の過程に対して(31)～(34)式が $t = -t$ と置き換えて適用される。もちろん完全に可逆的ではないが乱流の問題も含めて4節に議論されるように本装置は解決すると考えられる。

なお雪かきモデルが当てはまるのは衝撃波圧縮が行なわれる場合すなわち磁気流体波の前面が磁気ピストン速度に比べあまり速くない場合である。

一定固有周波数のRFコイル系によりこの過程を繰り返すのである。第3コイル系により微調整

し磁気流体の音速を最適にして中心部プラズマ温度が最高にならしめればよい。

圧縮時間は5.2節に示すように一サイクル毎に 10^{-5} secであり、この固有周波数で磁気流体波を特定して励起するので他の振動モード又はキンクやフルート不安定は起きにくいと考えられる。さらに回転変換のないトロイダル磁界中のプラズマが $E \times B$ ドリフトを行うがその速度及びドリフト変位は5.1節及び5.2節の記号により次のようになる。

$$v_d = 2kT_c/eB_cR_0 \doteq 10\text{m/sec}$$

ここで、 v_d ：ドリフト速度

$$s_d = 2\pi v_d \omega_0^{-1} t_c \doteq 0.1\text{mm}$$

ここで、 s_d ：ドリフト変位、 ω_0 ：磁気流体波固有振動数で3000Hzとする

圧縮時プラズマ小半径は5.2節より1cmであるから問題は少ないと考えられる。トロイダル電流を膨張時プラズマに流しておくことは他の効果があるかもしれない。

5. プラズマ熱サイクル機関

5.1 プラズマの断熱膨張圧縮サイクル

プラズマ膨張状態とプラズマ圧縮状態との間に4章にて示したようにプラズマ磁気流体を $\gamma = 2$ の理想気体と仮定すると断熱可過程関係式 $TV = \text{一定}$ 及び(34)より次式が得られる。

$$\frac{v_E}{v_C} = \frac{V_E}{V_C} = \frac{n_C}{n_E} = \frac{T_C}{T_E} = \frac{B_C}{B_E} \quad (41)$$

断熱可過程関係式 $pV^2 = \text{一定}$ より次式が成り立つ。

$$\frac{p_C}{p_E} = \frac{B_C^2}{B_E^2} \quad (42)$$

ここで、 v_E ：プラズマ膨張状態の比容積、 v_C ：圧縮状態の比容積、 V_E ：プラズマ膨張状態の容積、 V_C ：圧縮状態の容積、 n_C ：圧縮状態の p または B^{11} の粒子密度、 n_E ：膨張状態の粒子密度、 B_C ：圧縮状態の磁束密度、 B_E ：膨張状態の磁束密度、 T_C ：圧縮状態の粒子温度、 T_E ：膨張状態の粒子温度、 p_C ：圧縮

表1 プラズマパラメータ及びコイル電流

システムパラメータ	記号	単位	膨張状態	圧縮状態
プラズマ小半径	r_4	cm	100	1
プラズマ容積	V	m ³	100	0.01
プラズマ粒子密度	n	m ⁻³	0.5×10^{19}	0.5×10^{23}
プラズマ温度	T	eV	10	100,000
プラズマ中の磁束密度	B	T	0.02	200
プラズマ中の磁気エネルギー	W	J	2	2×10^8
プラズマベータ値			0.24	0.24
ボロンイオンラーマ半径		cm	600	0.06
第一コイル電流	J_1	A	-6.6×10^7	4.8×10^7
第二コイル電流	J_2	A	4.1×10^7	-2.7×10^7
第三コイル電流	J_3	A	2.7×10^7	2.7×10^7

状態のプラズマ粒子圧力, p_E : 膨張状態のプラズマ粒子圧力.

今この核融合熱機関として $p - B^{11}$ 反応を採用することとし, (41)の圧縮比が 10^4 の場合のプラズマ及びコイル特性値を表1にまとめる. 小半径1m 大半径5m のトーラス容器とする. 図5(b)(iii)のモードにおいてプラズマの小半径方向速度は全てゼロである静止状態である. この状態を得るためのエネルギーは図5(b)(i)のモードの状態の磁気エネルギーは(10)により得られる. 膨張時点において炉壁と接触するプラズマ温度を低くする.

8.67MeV を有する He^4 のラーマ半径は圧縮状態では0.5cm と計算される.

従って100keV の B^{11} や8.67MeV を有する He^4 は共に小半径 $r_4 = 1$ cm 及び大半径 $R_0 = 5$ m の200T 磁界にとじこめられる. この He^4 及びプラズマのエネルギーは膨張過程においてプラズマ周囲の磁界を媒体として RF コイルに後に示すよう高効率で吸収される.

5.2 核融合熱出力

1 m³ 当たりの出力は次の式で求められる.

$$p_{out} = n_{pC} n_{BC} \langle \sigma v \rangle E = 1.0 \times 10^{12} \text{W/m}^3 \quad (43)$$

ここで, n_{pC} , n_{BC} : p 及び B^{11} の圧縮時密度.

$\langle \sigma v \rangle$: $p - B^{11}$ 核融合反応率で 3×10^{-22} m³/s, E : 反応当たりの開放エネルギーで 8.67MeV.

出力は

$$P_{out} = P_{out} V_{ctc} = 1.0 \times 10^8 \text{W} \quad (44)$$

ここで, t_c : プラズマの圧縮持続時間の割合で0.01とする.

この t_c は次のように決められた. 圧縮比率は(41)式を 10^4 としたことにより膨張時点のプラズマ小半径が1m に対して圧縮時点プラズマ小半径が1cm となる. 従ってプラズマ磁気流体波がこれを通過する時間の一サイクルにおける割合は0.01であるとした. 磁気流体波は中心部において静止するのであるからこの値はかなり低めであると考えられる.

結局(44)式の如く非常に大きな出力が得られる. n_{pC} 及び n_{BC} を大きくする事が出力増加につながる.

5.3 磁気流体波速度の調整

前節の浅水波のシミュレートによると図5(b)(i)~(iii)間の過程において磁気流体波前面の速度は適切でなければならない. 速すぎると中心部で反射し磁気ピストン面に戻ってプラズマ圧縮に十分エネルギーが使われない. 遅すぎると膨張過程に

において磁気流体波速度より速く磁気ピストン面が後退しプラズマエネルギーは磁気ピストン面により吸収されず図5(b)(i)の状態のときにプラズマエネルギーはまだ残っている事になる。第三コイルの電流により B_E を変えて磁気流体波速度の速度を調整する事が可能である。

5.4 熱効率

(41)式に示される $\gamma = 2$ の理想気体と仮定した磁気流体の断熱可過程において高温側の T_C において Q_C なる熱を磁気流体に与えエントロピーの増加 $\Delta S_C = Q_C/T_C$ があり、低温側の T_E において熱量 Q_E を放出しエントロピーの減少 $\Delta S_E = Q_E/T_E$ する。このとき温度-エントロピー線図を考えた場合 $\Delta S_C = -\Delta S_E$ である。なお Q_E の放出の仕方は5.8節に示すよう He^4 と炉壁との衝突が主である。ボロンが多数で低温を $T_E = 10\text{eV}$ とするカルノーサイクルとして大差なく熱効率は次のようになる。

$$\eta_1 = \frac{(Q_C - Q_E)}{Q_C} = \frac{(T_C - T_E)}{T_C} = 0.9999 \quad (45)$$

ここで、 Q_C ：一サイクル当たりの核融合反応による得られる熱量から制動放射やサイクロトロン放射を除いたもの

このように効率がいいのは低圧プラズマを圧縮比及び温度比が 10^4 で圧縮し膨張するため低温側の T_E において放出する熱量 Q_E を他に例がなく小さくできるためである。

磁気勾配による粒子ドリフト電流でプラズマの乱流加熱などがあってエントロピーの増加 ΔS_1 があったとすると高温側の T_C が非常に高く低温側の T_E が非常に低く低温において放出する熱量 $\Delta S_1 T_E$ が少なく外部 (RF コイル) にした仕事 $\Delta S_1 (T_C - T_E)$ は大きなものとなる。要するに乱流加熱や局所不安定性などがあっても RF サイクルの断熱膨張過程においてほとんどこのエネルギーは RF コイルによる磁気ピストンにより回収される。

膨張時点の温度 T_E で一サイクル当たり取り去る熱量 Q_E は

$$Q_E = \frac{Q_C}{T_C} T_E = 70\text{J} \quad (46)$$

毎秒3000サイクルのシステムであるから

$$P_{\text{cool}} = Q_E \times 3000 = 2.10 \times 10^5 \text{W} \quad (47)$$

ここで、 Q_C ：一サイクル当たりの核融合反応による得られる熱量から制動放射を除いたもの、 P_{cool} ：冷却熱流量。

なお膨張時点でプラズマの持つエネルギーは次のように計算される。

$$W_{\text{PE}} = n_E T_E V_E = 1700\text{J}$$

ここで、 W_{PE} ：膨張時点でプラズマの持つエネルギー、 T_E ：10eV、 n_E ： 10^{19}m^{-3} 、 V_E ：100m³。

このプラズマは膨張時点に一サイクルにつき一サイクルのおおよそ1/100の時間間隔のみ壁に触れるが水冷又は空冷を十分行えば壁の過加熱はないと考えられる。

5.5 電子制動放射及びサイクロトロン放射

1) 磁気ピストンにより加速度 α で加速される一定磁界 B 中の $B^{\perp}$ と電子の運動方程式は次のように与えられる。

$$m_i \frac{dv}{dt} = m_i \alpha + q (v \times B) \quad (48)$$

これより Δt 後のプラズマ加速によるエネルギー増加は粒子ラーマ運動の平行運動の加速とすると概ね次式で与えられる。

$$m_i (\alpha \Delta t)^2 \quad (49)$$

従って電子の加熱は $m_e/m_B (= 10^{-4})$ の割合で加熱される。

ここで、 m_B 及び m_e ： $B^{\perp}$ 及び電子の質量

2) しかし磁界は今の場合 $B_E = 0.02\text{T}$ から $B_C = 200\text{T}$ の間で変化する。加速度を考えない場合に磁気モーメント一定とする粒子エネルギーは B_C/B_E の比率で増減する。

1) と2) の加熱に対する寄与は無関係でなく積となり次の式が $B^{\perp}$ に対する電子の加熱の割合を示すと考えられる。

$$m_e \frac{B_C}{B_E} / m_B \frac{B_C}{B_E} \quad (51)$$

従って、電子の加熱比率はかなり少ないと予想され制動放射及びサイクロトロン放射は問題ないと考えられる [8,9]. 必要ならば特に電子を膨張時点で真空容器壁近傍において冷却することにより圧縮時点の電子温度を 1 keV 以下にする. この冷却は 10 eV のプラズマ電子を抵抗 R_2 を通してアースされている数 eV の負の電位をもつ細い導線等に当てることによりプラズマ電子からエネルギーを吸収することが可能と考えられる. ボロンと電子のある程度のよりわけは容器壁付近において正負電位の細線により容易である. この設計では制動放射 $P_{Br} = 3 \times 10^5 \text{ W}$, サイクロトロン放射 $P_{CY} = 1.1 \times 10^2 \text{ W}$ 以下であるとする.

5.6 ローソン条件

次のローソン条件を検証してみる.

$$\eta_e \eta_i (P_{out} - P_{Br} - P_{CY} - W_i) - W_{jp} - W_p - W_B > 0 \quad (52)$$

ここで, η_e : RF 交流変換効率で 0.9 とする. P_{out} : (44) より $2.3 \times 10^8 \text{ W}$, P_{Br} : 制動放射損で $3 \times 10^5 \text{ W}$, P_{CY} : 電子サイクロトロン放射損で $1.1 \times 10^2 \text{ W}$, W_i : コイル冷却熱で (30) より $1.75 \times 10^6 \text{ W}$, W_{jp} : コイル冷却用

ポンプ電力で 100 kW, W_p : クライオ真空ポンプ電力で 100 kW, W_B : ボロン気化電力で 1 kW

従ってローソン条件は容易に満足される.

5.7 装置の始動

図 5(a)(i) の状態で燃料を注入した時表 2 に示したように

$$\frac{v_E}{v_c} = \frac{V_E}{V_c} = \frac{n_c}{n_e} = \frac{T_c}{T_e} = \frac{B_c}{B_e} = 10^5 \quad (53)$$

を満足する圧縮状態のプラズマを作るのに必要な磁気エネルギーは

$$W_c = \frac{V_c B_c^2}{2\mu_0} = 2000 \text{ kJ} \quad (54)$$

コイル共振倍率は (25) より $Q = 6 \times 10^4 n$ であるから始動に必要な電力は第一コイルのターン数 $n = 2$ のとき

$$P_{inp} = 2\pi \frac{W_c}{Q} f_B = 360 \text{ kW} \quad (55)$$

ここで, P_{inp} : 必要な電力, f_B : 1 秒間におけるサイクル数

あればよいということなのである. n を大きくすれば P_{inp} はさらに小さくなる.

(44) より

$$P_{out} = 10^6 \text{ W} \quad (56)$$

表 2 始動時プラズマパラメータ及びコイル電流

システムパラメータ	記号	単位	膨張状態	圧縮状態
プラズマ小半径	r_a	cm	100	1
プラズマ容積	V	m ³	100	0.01
プラズマ粒子密度	n	m ⁻³	0.5×10^{18}	0.5×10^{22}
プラズマ温度	T	eV	10	100,000
プラズマ中の磁束密度	B	T	0.002	20
プラズマ中の磁気エネルギー	W	J	2×10^4	2×10^6
プラズマベータ値			0.24	0.24
ボロンイオンラーマ半径		cm	600	0.6
第一コイル電流	J_1	A	-6.6×10^5	4.8×10^5
第二コイル電流	J_2	A	4.1×10^5	-2.7×10^5
第三コイル電流	J_3	A	2.7×10^5	2.7×10^5

5.5節より $P_{Br} < 10^5 \text{ W}$ かつ $P < 10^2 \text{ W}$, 表2及び(22)より $W < 10^4 \text{ W}$ であるからローソン条件(52)は満足される.

不等式(52)においてプラズマを少なくして出力を減らすと制動放射損失, コイルジュール損及びコイル渦電流損も比例して減ることが常に成り立つ. 始動電力は(55)よりさらに少なくなる可能性がある. プラズマ及びコイル電流を表2にまとめる.

5.8 ボロンの取り扱い

融点 2000°C , 沸点 2500°C のボロンをセラミック壁内面に十分蒸着し水冷する. 炉壁の一部からボロンを沸点以上に加熱蒸発し供給する. 膨張時 10eV の壁付近のボロンはボロン壁に衝突しても弾きだしエネルギーに達せず跳ね返される. 反応生成された膨張時 800eV (10^5m/s) 程度の He^4 はボロン壁に衝突しボロンを弾きだす. 炉壁に山谷をつけ, 斜めに数回衝突するようにし弾きだされたボロン及び He^4 は共に 10eV 以下であることが望ましい.

5.9 無磁界希薄プラズマの加速圧縮加熱

この場合 MHD 流体波によらずボロンは RF 磁気ピストンにより炉中心に向けて加速され密度, 温度ともローソン条件を満たすようになる事が予想される. 1MHz 程度が MHD 不安定性がないと考えられる. RF コイルの細線の径を 10μ のオーダにする必要があるが難しくない. 膨張時一部の高エネルギーのボロンや He はボロン壁に衝突してボロンを弾きだす. その他は前記の磁界希薄プラズマの加速圧縮加熱と同じである.

5.10 従来の高周波加熱技術との比較

ICRF 加熱のアンテナは $76\sim 380\text{MHz}$ で共振倍率 $Q = 10^4$ のオーダであるがこの目的に対して有望とされているのである. 現在のあらゆる高周波加熱技術においては高周波表皮効果があるため導線の極く表面にのみ電流が流れる. プラズマの ICRF 加熱アンテナでもまたその導波管も同様である. $1/4$ 波長一端閉行共振線路 (長さ 15cm ,

間隔 6.35cm , 線径が 0.6cm) について見ると 500Mc で Q は 9920 というのであるが固有抵抗が $1.72 \times 10^{-8} \Omega - \text{m}$ の銅管の抵抗は $0.292 \Omega/\text{m}$ と大きな抵抗を有する[10]. 従来の RF 加熱は一般に MW オーダの多大な量のプラズマ加熱を極めて短時間におこなう電力を必要とする. 中性粒子による加熱等を併用する.

新型 RF コイルは(22)より2ターン抵抗 $R_p = 2.8 \times 10^{-8} \Omega$ であり, 共振周波数は上記の例に比べ非常に小さく僅か 3kHz であるが共振倍率は $Q = \omega_0 L / R_p = 1.2 \times 10^5$ と大きい. 抵抗が小さいと言うことは重要な事で長時間にわたり損失の少ない稼働が可能であることは理解される. これにより密度と温度の極めて小さいプラズマの $10^3 \sim 10^5$ 倍の圧縮と膨張を RF 磁界でくり返す場合に効率のよいプラズマへの磁気及び熱エネルギーの伝達能力, プラズマの持つ磁気及び熱エネルギーの吸収能力がある. 従ってプラズマの磁気及び熱エネルギーを長時間にわたり保持する能力があると言える. これにより少ない電力を蓄えながら強いトロイダル RF 磁界をつくり核融合点火条件が出来るのである.

6. まとめ

C-L 束コイルにより $p - \text{B}^{11}$ 反応核融合エネルギーを制御応用する装置が提案された. この種のコイルは色々なタイプが試作され容量の誘電損が小さく要素線の径が小さければ計算通りの性能が容易に得られる.

結局次の特徴を持つ設計であるという結果が得られた.

- 1) プラズマ磁気流体で作動する圧縮比 10^4 の 3000Hz 熱機関である.
- 2) この固有振動数の磁気流体波を特定して励起しプラズマ閉じこめ圧縮及び膨張を行うので他の振動モード又は MHD 不安定性モードは相対的に励起されにくい.
- 3) 容器内で 10eV のプラズマを 100keV に容器中央で圧縮加熱可能.
- 4) 局所不安定性による発熱がプラズマに生じても断熱膨張過程において RF コイルにより回

収されシステムの熱効率低下は極めて微小であると考えられる。

- 5) 従ってローソン条件を容易に満たす。
- 6) 320kW オーダの電源で RF コイルを励起して点火エネルギーを蓄積しておいた状態でボロン燃料を炉の一部から溶融気化し容易に供給できる。
- 7) $p - B^{11}$ 反応による放射能の問題が起きないと考えられる運転が可能。
- 8) 磁気ピストン加速による加熱であるから断熱モーメント一定則は成立せず、電子温度をボロンの温度に比べ m_e/m_B の比率で加熱できると予想され、従って電子制動放射及びサイクロトロン放射が減少される。
- 9) 第三コイル (直流) によるプラズマ中の磁界を微調整し MHD 波速度を適正にし圧縮率を高め出力を増加する。
- 10) 熱機関サイクルを行なうために膨張時で反応生成 He^4 を容器壁を通して適切に冷却する必要がある。上記 8) の効果が十分でない場合に、電子をイオンに比べ可能な限り低い温度に下げて、圧縮し高温にした場合に放射損を低く押さえる。
- 11) コイル要素線径は 0.2mm 程度で空気コンデンサ容量で共振し容易に製作可能である。

原子力発電が広まる現在、原子爆弾の拡散が深刻となっている。ダークサークル等と言われプルトリウムの脅威は増すばかりである。新装置はこのような問題を解消する可能性があると考えられる。又小型化が可能ならば船舶、航空機等の輸送

機関への応用の可能性も否定できない。

最後に今後試作されることが人類の幸福のために期待される事を結びとする。

参考文献

- [1] 池上茂喬：電気学会誌 **110-B**, 1013 (1990). 又は Electrical Engineering in Japan, SCRIPTA TECHNICA, INC., John Wily & Sons, Vol. 111, No. 4, (1991) 52.
- [2] Courant and Freidrichs:, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience, New York 32 (1948).
- [3] 関口 忠：「プラズマ理工学」オーム社, p13 (昭54).
- [4] L. I. Grigor'eva, V. L. Sizonenko, B. I. Smerdov, K. N. Stepanov and V. V. Chechkin, "Study of the Process of Turbulent Heating of a Plasma by a Large Amplitude Whistler" SOVIET PHYSICS JETEP Vol. 33, No. 2 (Aug. 1971) 329; Zh. Eksp. Teor. Fiz. 60 (February, 1971) 605-616.
- [5] V. L. Sizonenko and K. N. Stepanov: "Turbulent Heating of Plasma Ions by an Electron-Acoustic Instability" SOVIET PHYSICS JETEP Vol. 29, No. 1 (July. 1969) 174, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 56 (January, 1969) 316-332.
- [6] F. F. Chen, 内田二郎訳：「プラズマ物理入門」, 丸善, p43 (1974).
- [7] B. B. Kadomuzev, 難波忠清, 水野幸夫訳：「プラズマ中の集団現象」, 岩波, p101 (1976).
- [8] 吉川庄一, 飯吉厚夫：「核融合入門」, 共立 (1976) 72, 127.
- [9] 宮本健郎：「核融合のためのプラズマ物理」, 岩波, p396 (1987).
- [10] J. Francis Reintjes, Godfrey and T. Coate., 萩野芳造訳：Principles of Radar, 近代科学社, 729 (1959).