

高温超伝導リニア加速によるペレット射出方式の 数値シミュレーション

SIMULATION OF PELLET INJECTION SYSTEM BY USING HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTING LINEAR ACCELERATION

高山 彰優¹⁾, 山口 敬済²⁾, 神谷 淳³⁾

Teruou TAKAYAMA, Takazumi YAMAGUCHI and Atsushi KAMITANI

- 1) 山形大学大学院理工学研究科 (〒 992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail: takayama@yz.yamagata-u.ac.jp)
2) 山形大学大学院理工学研究科 (〒 992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail: yamaguchi@emperor.yz.yamagata-u.ac.jp)
3) 山形大学大学院理工学研究科 (〒 992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail: kamitani@yz.yamagata-u.ac.jp)

The acceleration performance of the pellet injection system by using the high-temperature superconducting (HTS) film linear acceleration (SLA) to fuel the nuclear fusion reactor has been investigated numerically. To this end, the FEM model and the equivalent circuit model have been developed for analyzing the shielding current density in the HTS film. By using the two models, the pellet injection system has been simulated. The results of the computations show that the numerical result of the FEM model agrees with that of the equivalent equation one qualitatively. In addition, it is found that the acceleration performance depend on the parameter of the accelerating coil and the acceleration HTS film. Consequently, the pellet can be accelerated to 5 km/s or more for 12 seconds. Therefore, the pellet injection by the SLA is the powerful system to fuel the nuclear fusion reactor.

Key Words: Accelerator Magnets, Circuit Analysis, Finite Element Analysis, Superconducting Linear Accelerators, Pellet Injection

1. はじめに

よく知られているように、核融合エネルギーは長期的な安定供給が可能であり、少量の燃料から膨大なエネルギーが得られる。核融合の燃料には重水素と三重水素が用いられる。重水素と三重水素の原料となるリチウムは海水に豊富にあるため、資源が枯渇することがない。また、二酸化炭素を発生しないためクリーンエネルギーである。このため、将来のエネルギー源として非常に期待されている。

核融合の炉心は数億度の超高温であり、高温プラズマ状態である。高温プラズマは磁気で閉じ込められるが、閉じ込め方式には、トカマク型、ヘリカル型及びレーザー方式がある。ちなみに、トカマク型とヘリカル型の磁気閉じ込め核融合炉は、それぞれ国際熱核融合実験炉 (ITER) と核融合科学研究所 (NIFS) にあり、それぞれ運用されている。

磁気閉じ込め核融合炉への燃料供給の 1 つに、重水素と三重水素を極低温で凍らせた小球の固体水素ペレットを高速度

でプラズマ中心に打ち込む手法があり、NIFS では、同手法が核融合の燃料供給として用いられている。固体水素ペレットはヘリウムガスを使って空気銃の原理で加速され、約 1.2 km/s のペレット速度で高温プラズマに打ち込まれる。しかしながら、この加速では速度が不十分であるため、ペレットが高温プラズマの縁近傍で溶発する。トカマク型核融合炉の場合、ペレットが溶発すると、プラズモイドと呼ばれる燃料となり、プラズマ中心に達する。これに対して、ヘリカル型ではこのような現象は発生しないため、燃料効率が悪い。ペレット溶発理論によれば、ヘリカル型核融合炉のプラズマに燃料供給するには 5-10 km/s の速度が必要であると言われている^{(1), (2)}。

ヘリカル型核融合炉のプラズマ中心にペレットを射出するため、本年、柳等は高温超伝導 (HTS) リニア加速を用いたペレット射出方式を提案した⁽³⁾。同方式では、まず、推進用と浮上用の薄膜を含むコンテナを作製し、ペレットをコンテナに注入する。次に、レールのように敷設した電磁石と加速用の電磁石を複数用意する。ペレットコンテナを電磁石レー

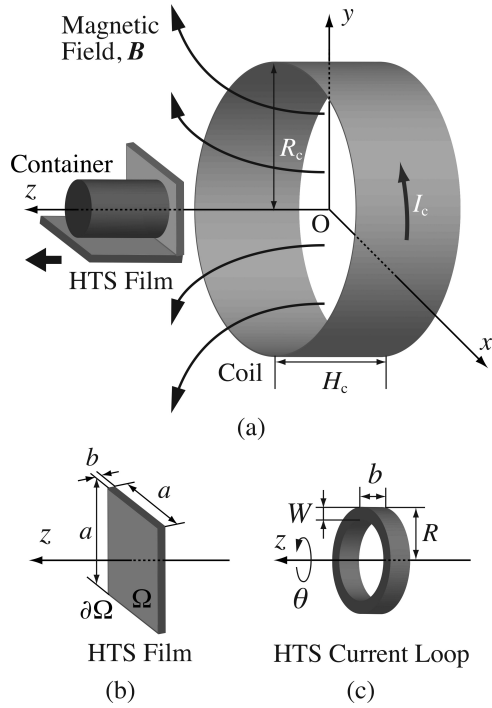


Fig. 1 A schematic view of (a) a pellet injection system used in a Superconducting Linear Acceleration (SLA), (b) an HTS film for the propulsion in a FEM model and (c) an HTS current loop in an equivalent circuit model.

ルに配置すれば、コンテナが浮上し、加速用電磁石でリニアモーターカーのように加速される。柳等の理論によれば、上記方式を用いることによって、ペレット速度の見積もり値は5~10 km/sであると予想されている。しかしながら、現時点では、この方式での実験は始まったばかりであり、実際にはどのくらいの速度が得られるか不明である。

著者等は、HTS 薄膜内の遮蔽電流密度の高性能計算をする有限要素法 (FEM) コードを開発し、薄膜の臨界電流密度を非接触で測定する永久磁石法の数値的再現に成功した⁽⁴⁾。同法では、永久磁石を薄膜の上方に配置し、磁石を上下に動かすことにより、薄膜に働く最大反発力を測定する。大嶋等は最大反発力と臨界電流密度が比例することを発見し、臨界電流密度の空間分布が最大反発力から測定できることを実験で示した⁽⁵⁾、⁽⁶⁾。一方、著者等は永久磁石法のシミュレーションによって、実験結果と数値結果が定性的に一致することを示した⁽⁴⁾。さらに、永久磁石の中心が薄膜の縁に存在する場合でも、予め比例定数を調べておけば、臨界電流密度が評価できることを数値的に示した。上述の HTS リニア加速によるペレット射出方式は開発した数値コードを修正することによって、容易に再現可能である。

本研究の目的は、HTS 薄膜内に流れる遮蔽電流密度の時間発展を解析する FEM モデルと等価回路モデルを構築することである。さらに、両モデルを用いて、HTS リニア加速を用いたペレット射出方式の加速性能を調べることである。

2. 支配方程式と運動方程式

Fig. 1 (a) に HTS リニア加速を用いたペレット射出方式

の概念図を示す。本研究を通して、 z 軸を薄膜の厚み方向とし、 z 軸の正方向を推進方向とする。原点 O はコイルの中心に配置する。また、電磁石からの磁束密度 \mathbf{B} を再現するため、半径 R_c 、高さ H_c のコイルを採用し、コイルに電流 I_c を流す。

HTS リニア加速を用いたペレット射出方式のメカニズムは HTS 磁気浮上列車の加速原理に基づいている⁽⁷⁾。そのため、まず、推進用と浮上用の HTS 薄膜で作製されたコンテナを用意し、コンテナ内に固体水素ペレットを入れる。次に、真空チューブ内に敷設された電磁石のレールと加速用の電磁石を配置し、レール上にコンテナを置く。その結果、電磁石レールから発生する電磁力によって、コンテナが浮上する。その後、加速用の電磁石と推進用の間に働く斥力でコンテナが前方に推進する。本研究では、FEM モデルと等価回路モデルを採用し、ペレット射出方式のシミュレーションを行う。但し、同方式の加速性能を調べるため、本研究では推進用の HTS 薄膜のみを考慮する。

2.1. FEM モデル

まず、ペレット射出方式の FEM モデルを説明しよう。Fig. 1 (b) に FEM モデルの概念図を示す。HTS 薄膜として、正方形形状の長さ a 、厚み b の薄膜を採用する。さらに、正方形断面及びその境界はそれぞれ Ω 及び $\partial\Omega$ で表す。また、カーテシアン座標 (x, y, z) を採用し、 x, y, z 方向の単位ベクトルをそれぞれ $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ とする。

よく知られているように、溶融法で作られた YBCO 超伝導体では、異方性をもつため、結晶学的 c 軸方向 (z 軸方向) に遮蔽電流密度が流れない。この実験事実を考慮して、本研究では薄板近似⁽⁸⁾を採用し、単層の HTS 薄膜を仮定する。

上記仮定のもとで、HTS 内に流れる遮蔽電流密度 \mathbf{j} の支配方程式を導こう。スカラー関数 $S(\mathbf{x}, t)$ を用いることによって、遮蔽電流密度 \mathbf{j} は $\mathbf{j} = (2/b)(\nabla S \times \mathbf{e}_z)$ で書き表すことができる。但し、ベクトル \mathbf{x} は $\mathbf{x} \equiv x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ で定義される。スカラー関数 $S(\mathbf{x}, t)$ の時間発展は以下の微積分方程式に支配される。

$$\mu_0 \partial_t (\hat{W}S) + \partial_t \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_z \rangle + (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{e}_z = 0, \quad (1)$$

但し、 $\langle \rangle$ は厚み方向の平均化演算子であり、 \mathbf{B} 及び \mathbf{E} はそれぞれコイルの印加磁束密度及び電界である。また、 $\hat{W}S$ は

$$\hat{W}S \equiv \iint_{\Omega} Q(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) S(\mathbf{x}', t) d^2 \mathbf{x}' + \frac{2}{b} S(\mathbf{x}, t). \quad (2)$$

で表される。(2) 中の $Q(r)$ は $Q(r) = -(\pi b^2)^{-1} [r^{-1} - (r^2 + b^2)^{-1/2}]$ で書き表される関数であり、 $r = 0$ で強い特異性をもつ。そのため、 $Q(r)$ を含む積分は特異積分となるので注意が必要である。特異積分の高精度計算は文献⁽⁴⁾に詳述する。

よく知られているように、電界 \mathbf{E} と遮蔽電流密度 \mathbf{j} には、1 対 1 の密接な関係があり、その関係は J - E 構成方程式 $\mathbf{E} = E(|\mathbf{j}|)(\mathbf{j}/|\mathbf{j}|)$ で表される。超伝導特性を表すため、関数 $E(j)$ には、べき乗則⁽⁹⁾ $E(j) = E_C(j/j_C)^N$ を採用する。但し、 E_C 及び j_C はそれぞれ臨界電界、臨界電流密度であり、 N は正の定数である。

一方、遮蔽電流密度の時間発展の他に、薄膜の運動を決定する必要があり、これは Newton の運動方程式

$$m \frac{dv}{dt} = 2 \iint_{\Omega} \nabla S \cdot \langle \mathbf{B} \rangle d^2 \mathbf{x}, \quad (3)$$

で与えられる。但し、 m 及び v はそれぞれコンテナの質量及び速度 ($v \equiv dz/dt$) を表す。

(1) と (3) の初期条件は $S = 0$ at $t = 0$, $z = z_0$ at $t = 0$ 及び $v = v_0$ at $t = 0$ であり、境界条件は $S = 0$ on $\partial\Omega$ である。ここで、 z_0 は HTS 薄膜の初期位置を示し、薄膜の重心にとる。また、 v_0 は初速度である。(1) と (3) を連立した初期値・境界値問題を解けば、遮蔽電流密度及び HTS 薄膜の運動の時間発展を決定できる。

(1) と (3) の初期値・境界値問題は FEM で空間の離散化を行う。本研究では、互いに重ならない正方形要素で領域 Ω を分割し、 n 個の節点を均等に配置する。FEM の離散化を用いれば、同問題は次の連立常微分方程式

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{f}(t, \mathbf{s}). \quad (4)$$

を解く問題に帰着される。但し、ベクトル \mathbf{s} と $\mathbf{f}(t, \mathbf{s})$ はそれぞれ

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} \mathbf{S} \\ v \\ z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}(t, \mathbf{s}) = \begin{bmatrix} -W^{-1}U[\mathbf{e}(\mathbf{S}) + v\mathbf{c}(z) + \mathbf{h}(z)] \\ \frac{2}{m}\mathbf{a}^T(z)\mathbf{S} \\ v \end{bmatrix}.$$

で書き表される。行列 W は $n \times n$ の対称密行列であり、関数 $Q(r)$ と FEM の形状関数から決定される。また、ベクトル \mathbf{S} と $\mathbf{e}(\mathbf{S})$ はそれぞれスカラー関数及び電界 \mathbf{E} から計算できる n 次元節点ベクトルである。 $\mathbf{a}(z)$, $\mathbf{c}(z)$ 及び $\mathbf{h}(z)$ は印加磁束密度 \mathbf{B} に対応する n 次元節点ベクトルである。本研究では、連立常微分方程式 (4) を刻み幅自動調節付き Runge-Kutta 法⁽¹⁰⁾ で解く。

2.2. 等価回路モデル

本節では、ペレット射出方式の等価回路モデルを述べる。Fig. 1 (c) に等価回路モデルの概念図を示す。HTS の遮蔽電流 I は HTS の縁に分布することが知られているため、遮蔽電流 I の空間分布は HTS 電流ループで近似することができる。HTS 電流ループの半径、高さ及び幅はそれぞれ R , b 及び W で表す。また、中心対称軸を z 軸とした HTS 薄膜とコイルの重心を原点とする円柱座標 (r, θ, z) を採用し、 r, θ, z 方向の単位ベクトルをそれぞれ $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z$ で表す。

上記仮定のもとで、Faraday の法則は以下の回路方程式と等価である。

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{1}{L} \left[M(z) \frac{dI_c}{dt} + \frac{dM}{dz} v I_c + e \right]. \quad (5)$$

ここで、 e 及び L はそれぞれ HTS 電流ループの誘導起電力、自己インダクタンスである。 M はコイル電流 I_c と遮蔽電流 I との相互インダクタンスである。 L と M はそれぞれ

$$L = \mu_0 \frac{R}{bw} \int_{R-W/2}^{R+W/2} dr' \sqrt{\frac{r'}{R}} \int_{-b/2}^{b/2} dz' F(k_1), \quad (6)$$

$$M(z) = \mu_0 \frac{\sqrt{RR_c}}{h} \int_{-H_c/2}^{H_c/2} F(k_M) dz'. \quad (7)$$

で表せる。(6) と (7) の被積分関数 $F(k)$ は

$$F(k) \equiv k \left[-\frac{2}{k^2} E(k) + \left(\frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k) \right], \quad (8)$$

で定義されるが、相互インダクタンス M は HTS 薄膜が時間とともに動くため、 z に依存することに注意しなければならない。また、 $K(x)$ と $E(x)$ はそれぞれ第 1 種完全楕円積分、第 2 種完全楕円積分であり、その母数 k_1 及び k_M はそれぞれ

$$k_1^2 \equiv \frac{4Rr'}{(R+r)^2 + z'^2}, \quad (9)$$

$$k_M^2 \equiv \frac{4RR_c}{(R+R_c)^2 + (z-z')^2}, \quad (10)$$

で定義される。

等価回路モデルの J - E 構成方程式は $e = e_c(|I|/I_c)^N \text{sgn}(I)$ で書き表せる。但し、 e_c と I_c はそれぞれ臨界電圧と臨界電流であり、 $e_c \equiv 2\pi RE_c$ 及び $I_c \equiv j_c b W$ で決定できる。ちなみに、上記の J - E 構成方程式は $E_\theta = E_c(|j|/j_c)^N \text{sgn}(j)$ から容易に求めることができる。ここで、 E_θ は電界 \mathbf{E} の θ 成分である。

一方、HTS 電流ループの運動は Newton の運動方程式

$$m \frac{dv}{dt} = -2\pi R B_r(R, z) I. \quad (11)$$

で決定できる。但し、 $B_r(r, z)$ は印加磁束密度 \mathbf{B} の r 成分である。

結果として、(5) と (11) を連立すれば、3 変数連立常微分方程式

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} I \\ v \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{L} \left[M(z) \frac{dI_c}{dt} + \frac{dM}{dz} v I_c + e \right] \\ -\frac{2\pi R B_r(R, z) I}{m} \\ v \end{bmatrix}. \quad (12)$$

を得る。同方程式のソルバーにも刻み幅自動調節付き Runge-Kutta 法を採用する。

3. ペレット射出方式の数値シミュレーション

第 2 節で述べた FEM モデルと等価回路モデルに基づいて、HTS 薄膜内に流れる遮蔽電流密度の時間発展を解析する両モデルの数値コードを開発した。本節では、両コードを用いて HTS リニア加速によるペレット射出方式の加速性能を数値的に調べる。本研究を通して、物理的・幾何学的パラメタを以下の値に固定する： $R_c = 5$ cm, $H_c = 10$ cm, $m = 10$ g, $v_0 = 0$ m/s, $N = 20$, $j_c = 1$ MA/cm², $E_c = 1$ mV/m, $a = 7$ cm, $b = 1$ mm, $W = 5$ mm。以下では、単一と複数の加速用コイルに対する数値実験を示す。

3.1. 単一コイル

ここでは、単一コイルでのペレット射出方式の加速性能を数値的に調べるが、コイル電流 I_c として、一時的に $I_c(t, z) = \alpha t (z \geq 0)$ を与える。但し、 α はコイルの電流変化率である。まず、Fig. 2 に相互インダクタンス M の位置 z への依存性を示す。同図より明らかなように、相互インダクタンス M は薄膜がコイルから離れるにつれて、単調減少することがわかる。 $z \gtrsim 20$ cm では、 M の値はほとんどゼロである。すな

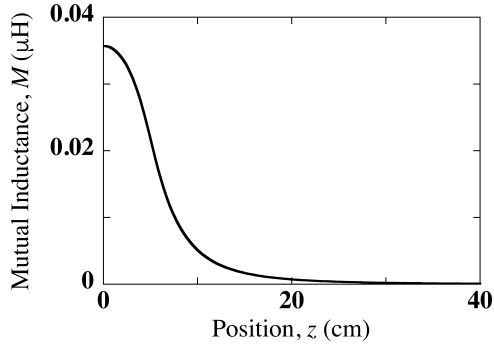


Fig. 2 Dependence of the mutual inductance M on the position z for $\alpha = 20$ kA/ms, $z_0 = 1$ mm, and $R = 3.5$ mm.

わち、コイルから薄膜が十分離れると、コイルが発生する磁束密度の影響を受けてないといえる。

Fig. 3 に速度 v の薄膜位置 z への依存性を示す。同図では、FEM モデルと等価回路モデルの数値結果を示している。どちらの結果も HTS 薄膜は急激に加速された後、 $z \gtrsim 20$ cm では速度がほぼ一定になる。この結果は、加速領域が存在することを意味する。言い換えれば、 $z \gtrsim 20$ cm では、コイル電流 I_c をゼロにしても Fig. 3 の結果は変わらない。以上の結果を考慮して、本研究では以下に示すコイル電流を与える。

$$I_c(t, z) = \begin{cases} \alpha t & (0 \leq z \leq z_{\text{limit}}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases}, \quad (13)$$

但し、 z_{limit} は加速領域の上限であり、その値を $z_{\text{limit}} = 20$ cm に固定する。

ここで、FEM モデルと等価回路モデルの数値結果について言及しよう。Fig. 3 から明らかなように、FEM モデルの v が若干大きいのが、両モデルの速度 v の振る舞いは定性的に一致している。定量的に一致しないのは、薄膜内に流れる遮蔽電流が 1 つの要因であるといえる。Fig. 4 に HTS 薄膜内に流れる遮蔽電流 I の時間変化を示す。同図より、加速の要因となる遮蔽電流密度の量は FEM モデルの方が等価回路モデルより大きい。この原因は FEM モデルの薄膜形状が正方形であると予想される。FEM モデルにおける遮蔽電流密度 j の空間分布を調べた (Fig. 5 参照)。その結果、 j は薄膜の

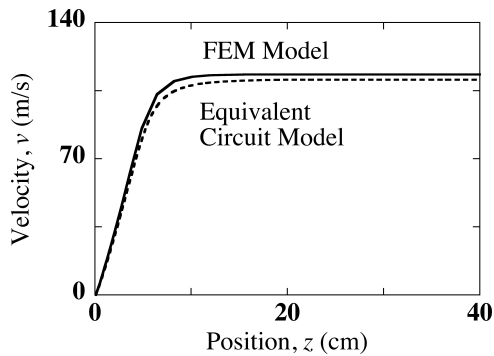


Fig. 3 Dependence of the velocity v on the position z for $\alpha = 20$ kA/ms and $z_0 = 1$ mm in the FEM model and the equivalent circuit model for $R = 3.5$ mm.

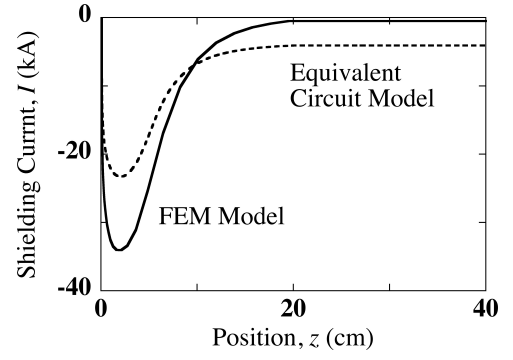


Fig. 4 Dependence of the shielding current I on the position z for $\alpha = 20$ kA/ms and $z_0 = 1$ mm in the FEM model and the equivalent circuit model for $R = 3.5$ mm.

縁近傍に分布しているが、わずかに中心近傍にも存在することがわかる。それ故、円板形状の HTS でも同様の傾向が得られると推察される。

一方、全時間ステップの計算に要する CPU 時間を検討すると、等価回路モデルに比べて、CPU 時間は FEM モデルの方が格段に遅い。それ故、複数コイルの場合、FEM による遮蔽電流密度解析には不向きであり、現実的でない。これは FEM で得られる連立常微分方程式 (4) の元数が $n+2$ であるのに対して、等価回路の連立常微分方程式 (12) は元数がわずか 3 であるのが原因である。しかしながら、FEM モデルでは、Fig. 5 に示すように磁力線と遮蔽電流密度の時間発展を可視化できるため、数値データを視覚的に捉えることができる。それ故、FEM の高速解析が必須であるが、これは今後の課題としたい。

3.2. 複数コイル

本節では、等価回路モデルを用いて、複数の加速用コイルが存在する場合のシミュレーションを行う。本研究を通して、複数のコイルが等間隔になるようにコイルを配置し、コイル同士の間隔は z_p で表す。また、HTS の位置 z は剰余演算子 mod を採用することによって、以下のように与えられる。

$$z_{\text{mod}} = \text{mod}(z + z_p/2, z_p) - z_p/2. \quad (14)$$

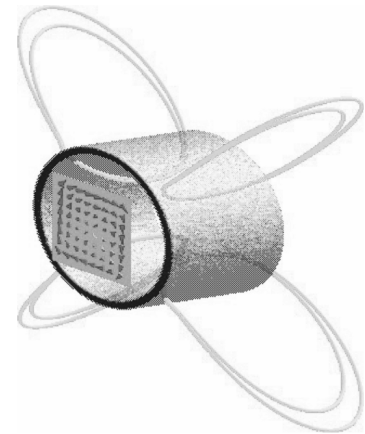


Fig. 5 Time evolution of the shielding current density and the magnetic flux lines at time $t = 6$ ms.

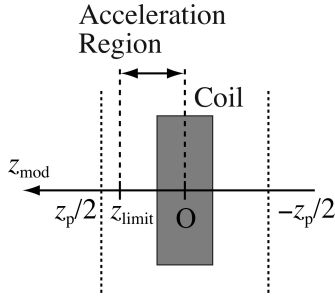


Fig. 6 A schematic view of the multiple coils.

(14) を用いれば、薄膜の動きは領域 $-z_p/2 \leq z_{\text{mod}} \leq z_p/2$ の中で周期的に表すことができる (Fig. 6 参照)。ここで注意しなければならないのは、(14) を用いる際、不等式 $z_p \geq z_{\text{limit}}$ を満足させる必要があることである。満足しない場合、加速効率が低下する。複数コイルの場合、コイル電流 I_c は

$$I_c(t, z_{\text{mod}}) = \begin{cases} \alpha(t - t_{\text{min}}) & (0 \leq z_{\text{mod}} \leq z_{\text{limit}}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (15)$$

で表せる。但し、 t_{min} は $z_{\text{mod}} = 0$ m となる時刻である。

以下では、実験条件がペレット射出方式の加速性能に及ぼす影響を調べる。具体的には、4つのパラメータ：薄膜の初期位置 z_0 、コイルの電流変化率 α 、コイル間隔の比 z_p/z_{limit} 、電流ループの半径 R を変化させる。まず、薄膜の初期位置について、加速性能を調べよう。Fig. 7 に薄膜の速度 v の時間変化を示す。同図より明らかなように、薄膜は第1番目のコイルで急激に加速し、速度 v は時間の増加とともに単調増加することがわかる。さらに、 $z_0 = 1 \mu\text{m}$ の速度は、 $z_0 = 1 \text{ mm}$ の速度より全ての時刻で速い。

ここで、同じコイル数で速度を比較するため、終端速度 v_f を定義しよう。但し、終端速度 v_f は第20番目の加速領域を薄膜が通過した直後の速度とする。Fig. 8 に終端速度 v_f の初期位置 z_0 への依存性を示す。同図より明らかなように、 $1 \mu\text{m} \leq z_0 \lesssim 5 \text{ cm}$ では、終端速度 v_f が単調減少するのに対して、 $z_0 \gtrsim 5 \text{ cm}$ の場合、薄膜がコイルから離れるに伴い、終端速度が増加する。この結果は、初期位置が原点に近づくほど、加速性能が向上することを示している。しかしながら、実際には、ミクロンオーダーで薄膜の初期位置を制御するこ

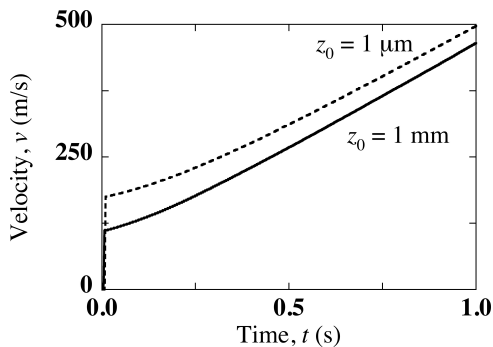


Fig. 7 Time comparison of the velocity v for the case with $\alpha = 20 \text{ kA/ms}$, $z_p/z_{\text{limit}} = 5$, and $R = 3.5 \text{ mm}$.

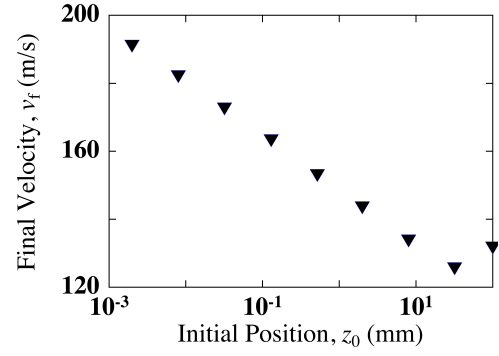


Fig. 8 Dependence of the velocity v on the initial position z_0 for $\alpha = 20 \text{ kA/ms}$, $z_p/z_{\text{limit}} = 5$, and $R = 3.5 \text{ mm}$.

とは難しいので、現実的な値として、以下では、初期位置を $z_0 = 1 \text{ mm}$ に固定する。

次に、コイルの電流変化率 α が加速性能に及ぼす影響を調べよう。Fig. 9 に速度 v の時間変化を示し、終端速度 v_f をコイルの電流変化率 α の関数として評価した結果を Fig. 10 に示す。これらの図より明らかなように、電流変化率の増加に伴い、加速性能が向上することから、コイルの電流はできる限り大きい電流を流すことが望ましいといえる。しかしながら、柳等は電流変化率 $\alpha \simeq 20 \text{ kA/ms}$ での実験を検討していることから、以下の数値実験では、 $\alpha = 20 \text{ kA/ms}$ を与える。

次に、コイル間隔比 z_p/z_{limit} が加速性能に及ぼす影響を調べよう。なお、間隔比 z_p/z_{limit} が大きくなると、コイル間隔が広がる。Fig. 11 に速度 v の時間変化を示す。同図より、薄膜の速度はコイル間隔が狭くなるにつれて、飛躍的に増加することがわかる。以下では、コイル間隔比の値を $z_p/z_{\text{limit}} = 2$ に固定する。

最後に、HTS 電流ループの半径 R に関する加速性能を調べよう。Fig. 12 に終端速度 v_f の半径 R への依存性を示す。同図より明らかなように、終端速度は半径の増加に伴い、単調増加することがわかる。また、ペレットの加速時間が $t \gtrsim 12 \text{ s}$ の場合、 $R = 4.5 \text{ mm}$ で約 5 km/s 以上の速度を得ることがわかった (Fig. 13 参照)。それ故、HTS リニア加速によるペレット射出方式は、ヘリカル型核融合炉の燃料供給として有効な手法であるといえる。

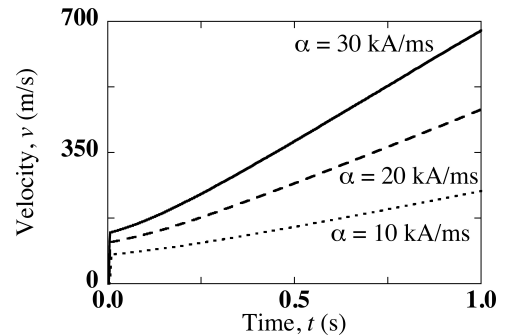


Fig. 9 Time comparison of the velocity v for the case with $z_p/z_{\text{limit}} = 5$ and $R = 3.5 \text{ mm}$.

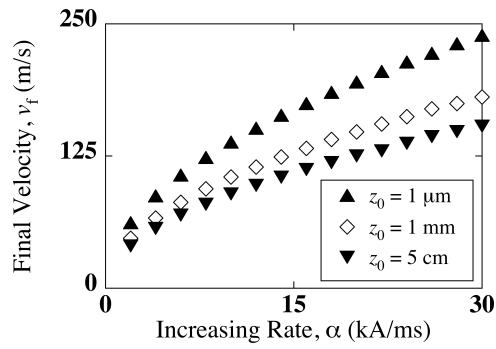


Fig. 10 Dependence of the final velocity v_f on the increasing rate α for the case with $z_p/z_{\text{limit}} = 5$, and $R = 3.5$ mm.

4. 結言

本研究では、HTS 薄膜内に流れる遮蔽電流密度を解析するための FEM モデルと等価回路モデルの数値コードを開発し、同コードを用いて、HTS リニア加速によるペレット射出方式を数値的に再現し、同方式の加速性能を評価した。本研究で得られた結論を要約すると、以下のようになる。

1. HTS リニア加速を用いたペレット射出方式の加速性能は薄膜の初期位置、コイルの電流変化率、コイルの間隔及び薄膜の大きさに強く依存し、以下の場合に伴い、ペレットの加速性能が向上した。
 - (a) 初期位置が原点に近づいた場合
 - (b) コイル間隔を狭くした場合
 - (c) コイルの電流変化率と薄膜の半径が増加した場合
2. 12 秒以上の加速時間でペレットは約 5 km/s を超える速度で加速される。それ故、HTS リニア加速によるペレット射出方式は、ヘリカル型核融合炉の燃料供給として有効な手法であるといえる。

参考文献

- (1) P. B. Parks and R. J. Turnbull: Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma, *Phys. of Fluids*, **21** (1978), pp. 1735–1741.
- (2) S. L. Milora and C. A. Foster: A revised gas shielding model for pellet plasma interactions, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **6**, 4 (1978), pp. 578–592.

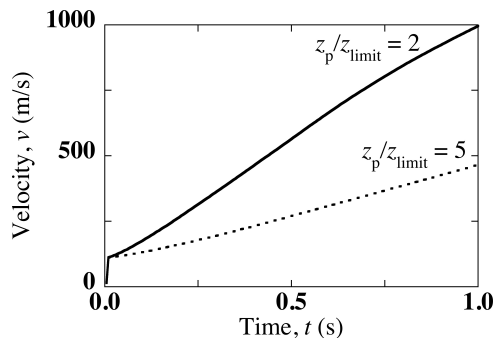


Fig. 11 Time comparison of the velocity v for $R = 3.5$ mm.

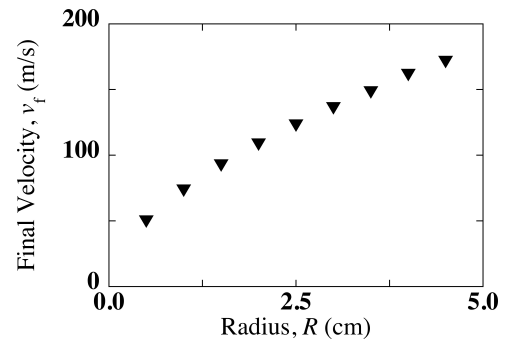


Fig. 12 Dependence of the final velocity v_f on the radius R .

- (3) N. Yanagi and G. Motojima: private communication, National Institute for Fusion Science, (2017).
- (4) T. Takayama, A. Kamitani, and A. Tanaka, Numerical simulation of permanent magnet method: influence of experimental conditions on accuracy of j_C -distribution, *Physica C*, **470** (2010), pp. 1354–1357.
- (5) A. Saito, K. Takeishi, Y. Takano, T. Nakamura, M. Yokoo, M. Mukaida, S. Hirano and S. Ohshima: Rapid and simple measurement of critical current density in HTS thin films using a permanent magnet method, *Physica C*, **426-431** (2005), pp. 1122–1126.
- (6) S. Ohshima, K. Takeishi A. Saito, M. Mukaida, Y. Takano, T. Nakamura, I. Suzuki and M. Yokoo: A simple measurement technique for critical current density by using a permanent magnet, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**, 2 (2005), pp. 2911–2914.
- (7) N. Yanagi and G. Motojima: http://soken.nifs.ac.jp/wp/open/open2015/subj_h27/subj27-d10/
- (8) A. Kamitani and S. Ohshima: Magnetic shielding analysis of axisymmetric HTS plates in mixed state, *IEICE Trans. Electron.*, **E82-C**, 5 (1999), pp. 766–773.
- (9) E. H. Brandt: Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field, strips and slabs, *Phys. Rev. B*, **54**, 6 (1996), pp. 4246–4264.
- (10) 森正武: FORTRAN77 数値計算プログラミング, 第 15 章, (1986) 岩波書店.

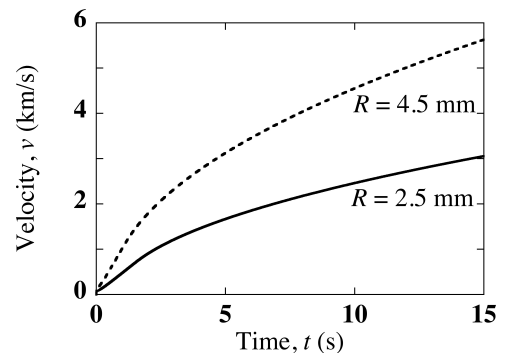


Fig. 13 Time comparison of the velocity v .