

ESCOLA POLITÉCNICA
DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE ENERGIA E
AUTOMAÇÃO ELÉTRICA



ANÁLISE DO GERADOR MAGNETOHIDRODINÂMICO

PHILIFE CESAR TEIXEIRA PEREIRA

Projeto de Formatura

São Paulo, 2011

Projeto de Formatura

TÍTULO: Análise do gerador magnetohidrodinâmico

ALUNO: Philippe César Teixeira Pereira

ORIENTADOR: Ivan Eduardo Chabu

COORDENADOR: Carlos Márcio Vieira Tahan

Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas

*Aos meus tios Antônio Marcelo Nunes e Hely Teixeira da Silva
pelo amor e sabedoria de vocês que nunca me faltaram*

Sumário

Introdução	5
Histórico	5
Metodologia e Desenvolvimento	6
Conversão Magnetoidrodinâmica DC	8
Princípio de funcionamento.....	8
Cinemática das partículas	8
Parâmetro de carga.....	9
Número de Reynolds Magnético	10
Lei de Ohm e Efeito Hall.....	11
Gerador de Hall e Faraday.....	14
Faraday contínuo.....	14
Faraday segmentado	15
Hall	16
Montardy	16
Relação de Saha	18
Temperaturas de trabalho e sementeira.....	20
Fluido de trabalho e ciclo termodinâmico	23
Conversão Magnetoidrodinâmica Indutiva com campo magnético de deslocamento.....	26
Introdução	26
Equacionamento do MHD indutivo	26
Modelo do gerador MHD com velocidade constante	27
Modelização do circuito equivalente do gerador MHD indutivo	31
Conversão Magnetoidrodinâmica Indutiva com campo magnético pulsante	35
Conceito de base.....	35
Análise teórica.....	36
Características do gerador e discussões.....	37
Rendimento	37
Fator de potência.....	38
Conclusão	39
Referências bibliográficas	41

Introdução

Um gerador magnetohidrodinâmico (MHD) é uma máquina capaz de transformar a energia mecânica do escoamento de um fluido condutor em energia elétrica. Esses geradores baseiam-se no mesmo princípio de funcionamento dos geradores elétricos convencionais, onde um campo magnético induz uma força eletromotriz sobre espécies eletricamente carregadas, o que permite converter energia mecânica em energia elétrica:

- No caso de um gerador convencional, a força eletromotriz é aplicada num sólido: os rolamentos condutores do estator, que se movimentam em relação ao campo magnético do rotor.
- No caso de um gerador MHD, a força eletromotriz é aplicada num fluido condutor (como um metal líquido ou um gás ionizado).

Assim, os geradores MHD não utilizam peças metálicas móveis, contrariamente aos geradores elétricos e turbinas convencionais. Quando um fluido condutor atravessa um campo magnético, correntes elétricas são induzidas e em seguida coletadas por eletrodos imersos no fluido e estes, por sua vez, conectados à carga.

Dentro de um ciclo termodinâmico, o gerador MHD substituiria o grupo turbo-gerador: o fluido de trabalho proveniente de uma caldeira ou câmara de combustão, ao invés de alimentar uma turbina que movimenta o gerador, seria diretamente utilizado no gerador MHD para a produção de eletricidade.

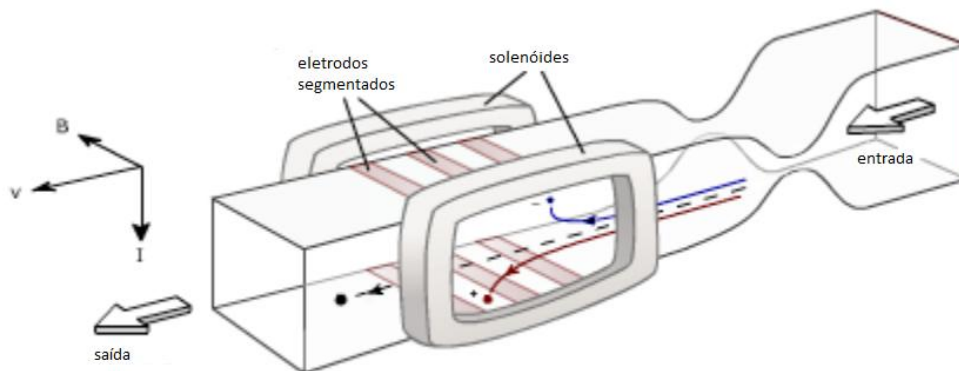


Figura 1 Gerador MHD - tubulação linear de Faraday com eletrodos segmentados

Além da geração de energia, a grande variedade de fenômenos associados à conversão MHD pode ser utilizada para a concepção de bombas, propulsores marítimos e medidores de vazão.

Histórico

O conceito do gerador MHD foi testado pela primeira vez por Michael Faraday em 1832. Com a descoberta experimental da indução magnética por Ørsted e a formulação teórica do fenômeno por Ampère, Faraday teve a ideia de utilizar a componente vertical natural do campo magnético terrestre colocando de cada lado da ponte de Waterloo duas placas de

cobre, mergulhadas na água do Tâmesa e ligadas por um fio condutor de 290 metros de comprimento. Entretanto, os equipamentos da época não permitiam detectar a corrente elétrica extremamente fraca gerada. Foi somente em 1851 que seu compatriota Dr. William Hyde Wollaston mediu efetivamente, no estuário salgado do rio, uma tensão induzida pela maré do canal da Mancha.

Pesquisas mais aprofundadas sobre conversão MHD começaram no século XX. Um primeiro protótipo de bomba MHD foi construído em 1907 [3], mas foi a partir da década de 60 [4] que um grande número de experimentos sobre a geração elétrica MHD foram realizados a fim de melhorar sua eficiência na conversão energética, sua confiabilidade pela eliminação de partes móveis e redução da emissão de poluentes.

Metodologia e Desenvolvimento

O estudo que se segue é análise teórica dos principais fenômenos que regem a conversão magnetohidrodinâmica para fins de geração de eletricidade, expondo de forma sucinta as principais relações entre as grandezas físicas envolvidas nesse processo. Ainda que essa análise seja essencialmente teórica, uma abordagem de certos aspectos técnicos deve ser levada em conta de modo a mostrar as limitações dessa tecnologia, como a análise dos diferentes fluidos de trabalho (metais líquidos ou gases ionizados), dos diferentes materiais constituintes do sistema, analisando-se suas mais diversas propriedades físicas (condutividade elétrica, permeabilidade magnética, ponto de fusão, etc.) e dos aspectos termodinâmicos (temperatura do fluido de trabalho e rendimento do ciclo de conversão) e elétricos (circuito elétrico equivalente do gerador e fator de potência).

Partindo-se do estudo das mais diversas referências sobre o assunto, enumeramos os principais fenômenos que devem ser analisados. Começaremos pelo estudo da cinemática das partículas eletricamente carregadas dentro de um fluido ionizado, mostrando as principais forças que atuam sobre tais partículas. Em seguida, analisaremos como o estabelecimento de uma corrente do fluido modifica o seu meio eletromagnético introduzindo-se o conceito de número de Reynolds magnético.

A condutividade de um fluido é alterada pela presença do campo magnético, apresentando um comportamento anisotrópico evidenciado pela lei de Ohm aplicada a um fluido condutor magnetizado, que leva em conta dois fenômenos: o efeito Hall e escorregamento iônico. Uma análise dessa equação nos permite de avaliar diferentes configurações do conversor MHD com relação à disposição de seus eletrodos.

O uso de um campo magnético variável no tempo nos leva a um modelo de gerador MHD indutivo. Mostraremos duas possíveis configurações para esse tipo de sistema de conversão, uma primeira que utiliza um campo magnético de deslocamento, apresentando um comportamento similar com a máquina assíncrona linear, com o secundário sendo o fluido de trabalho, e uma segunda que utiliza um campo pulsante e onde separaremos as bobinas de excitação das de extração.

Finalmente, abordaremos alguns aspectos sobre a inserção desse sistema dentro de um sistema termodinâmico de produção de energia.

Conversão Magnetoidrodinâmica DC

Princípio de funcionamento

Um fluido neutro condutor (constituído de partículas neutras e de íons e elétrons em mesma quantidade) atravessando um campo magnético ortogonal à velocidade do fluido é capaz de induzir uma diferença de potencial pela separação de cargas elétricas (de maneira similar ao que ocorre no efeito Hall, onde um campo magnético ortogonal a uma corrente elétrica faz com que os elétrons migrem à extremidade de um condutor).

Assim, uma parte da energia cinética do escoamento transforma-se em energia elétrica, enquanto que as colisões entre as partículas neutras e os elétrons e íons garante a transferência de quantidade de movimento. O modelo abaixo representado é uma simplificação para compreendermos os fenômenos que regem a conversão MHD:

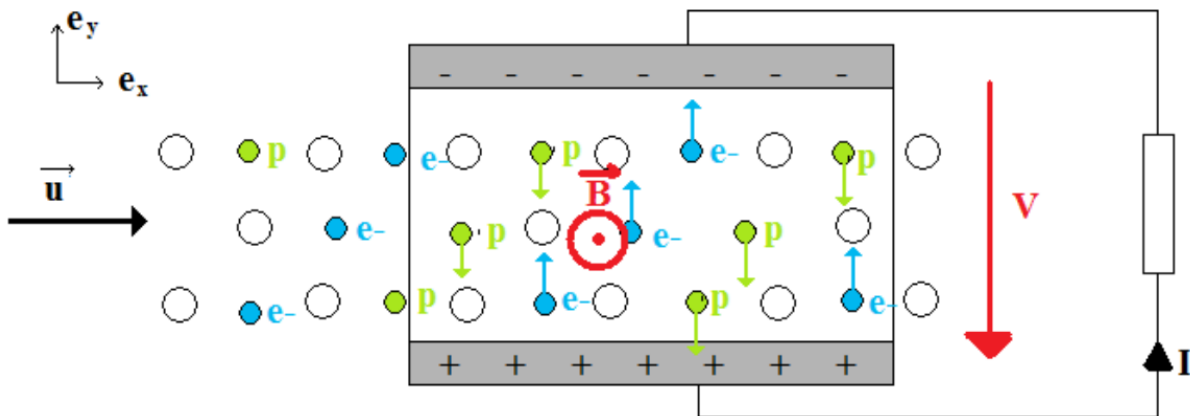


Figura 2 princípio de funcionamento do gerador MHD

Cinemática das partículas

Num primeiro momento, estabeleceremos as principais equações que regem a cinemática das partículas eletricamente carregadas do fluido. Sendo $\vec{v} = v_x\vec{e}_x + v_y\vec{e}_y$ a velocidade dessas partículas e $\vec{F}_T = F_x\vec{e}_x + F_y\vec{e}_y$ a força de atrito devido às colisões, a resultante das forças no sistema é dada pela equação:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_T + q\vec{v} \times \vec{B}$$

Para a resolução dessa equação, trabalharemos com as seguintes variáveis complexas:

$$\mathcal{Z} = v_x + jv_y \text{ e } m\mathcal{F} = F_x + jF_y$$

Obtemos assim a seguinte equação:

$$\frac{dZ}{dt} + j\omega_0 Z = \mathcal{F}$$

onde $\omega_0 = \frac{qB}{m}$ é a frequência de cíclotron das partículas.

Primeiramente, calcularemos a solução homogênea da equação acima (sem o segundo membro), para em seguida calcularmos uma solução particular com a condição inicial $Z(t = t_0) = Z(t_0)$, obtendo-se assim:

$$Z(t) = Z(t_0)e^{-j\omega_0(t-t_0)} + \frac{\mathcal{F}}{j\omega_0}$$

$$\vec{v}(t) = v_0 \cos(\omega_0(t - t_0)) \vec{e}_x + v_0 \sin(\omega_0(t - t_0)) \vec{e}_y + \frac{\vec{F}_T \times \vec{B}}{qB^2}$$

A solução acima nos mostra que o movimento das partículas é uma superposição de uma rotação ciclotrônica em volta das linhas de campo magnético com o movimento oriundo da ação de \vec{F}_T . Essa força não induz uma aceleração, mas sim uma velocidade de deriva $\frac{\vec{F}_T \times \vec{B}}{qB^2}$ que é polarizante por ser uma função do sinal da carga, separando assim os elétrons dos íons.

Levando-se em conta que a força de atrito é a força exercida pelas partículas neutras do fluxo sobre as partículas eletricamente carregadas, temos:

$$\vec{F}_T = n_e m_e \nu (\vec{v}_e - \vec{v}_n)$$

onde ν é a frequência de colisões entre as partículas.

Parâmetro de carga

A lei de Ohm para um condutor em movimento é dada por:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

A equação de Euler para a quantidade de movimento (equação de Navier-Stokes para a quantidade de movimento para um fluido incompressível e não viscoso) em regime quase estático (negligenciando-se os efeitos de inercia) é dada por:

$$\vec{0} = -\nabla \bar{P} + \vec{J} \times \vec{B}$$

A queda de pressão no fluido MHD, resultante da conversão de energia mecânica em energia elétrica, pode ser expressa em função da corrente e este em função da velocidade de escoamento. Introduzindo-se o parâmetro de carga MHD:

$$K = \frac{E}{vB}$$

A potência elétrica na saída consumida pela carga do gerador MHD por unidade de volume é dada por:

$$W_{out} = -\vec{E} \cdot \vec{J} = \sigma v^2 B^2 K(1 - K)$$

A potência mecânica extraída entre a montante e a jusante do canal MHD por unidade de volume é dada por:

$$W_{in} = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla} P = -\vec{v} \cdot \vec{J} \times \vec{B} = \sigma v^2 B^2 (1 - K)$$

Assim, temos que o rendimento desse gerador vale:

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} = K$$

Número de Reynolds Magnético

Vamos analisar a modificação do campo magnético pelo escoamento de um fluido com velocidade \vec{v} . A lei de Ohm é dada pela expressão abaixo:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Desprezando a corrente de deslocamento, a lei de Ampère e a lei de Faraday da indução são expressas pelas fórmulas:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \vec{J} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Temos assim:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{J} &= \sigma(\vec{\nabla} \times \vec{E} + \vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B}) \\ \frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B}}{\mu} &= \sigma \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B} \right) \\ \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \Delta \vec{B} &= \mu \sigma \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B} \right) \end{aligned}$$

A lei de Gauss para o magnetismo é dada por $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, logo:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu \sigma} \Delta \vec{B} + \vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B}$$

Essa equação é chamada de equação da convecção-difusão do campo magnético. Ela nos diz que a evolução temporal do campo magnético é uma soma de uma componente difusiva ($\Delta \vec{B}$) e uma componente convectiva ($\vec{\nabla} \times \vec{v} \times \vec{B}$).

Em regime estacionário ($\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$), ao se normalizar a equação pela inserção das variáveis $\vec{V} = \frac{\vec{v}}{v}$ e $\vec{X} = \frac{\vec{x}}{L}$, obtemos:

$$\Delta \vec{B} + \underbrace{\mu \sigma v L}_{R_m} \vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{B} = 0$$

O número de Reynolds magnético R_m (analogia com o número de Reynolds em mecânica dos fluidos) é um parâmetro de controle da equação de transporte. No caso do estudo do gerador MHD para um valor de $K=0,5$, o número de Reynolds magnética exprime a razão entre a potência mecânica e a energia armazenada no campo magnético:

$$R_m \underset{K=0,5}{\approx} \frac{W_{mec}}{W_{mag}} = \frac{jBL}{\frac{B^2}{2\mu_0}}$$

Dois casos devem ser analisados:

- Se $R_m \gg 1$ o termo de convecção é dominante e a dinâmica do fluido MHD é ideal. A mistura difusiva campo/plasma é lenta e o fluido deforma o campo.
- Se $R_m \approx 0$ o termo dominante é o da difusão, assim a resistência do plasma controla a dinâmica. O campo é pouco perturbado pelo fluido.

Para os geradores MHD em geral o campo magnético é pouco perturbado, ou seja, $R_m \approx 0$. Uma exceção são os geradores MHD indutivos que, como veremos mais abaixo, trabalham com $R_m \gg 1$.

Lei de Ohm e Efeito Hall

Nessa seção iremos reescrever a lei de Ohm para o caso de um fluido ionizado magnetizado. Este é composto por três espécies químicas:

- partículas neutras (a);
- partículas ionizadas (i);
- e elétrons (e).

Cada uma dessas espécies é submetida a um gradiente de pressão parcial, à força de Lorentz (partículas eletricamente carregadas) e ao atrito com as outras espécies. Temos assim:

$$n_e m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\vec{\nabla} P_e - n_e e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - n_e m_e \nu (\vec{v}_e - \vec{v}_i) - n_e m_e \nu_e (\vec{v}_e - \vec{v}_a)$$

$$n_i m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\vec{\nabla} P_i - n_i e (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - n_e m_e \nu (\vec{v}_i - \vec{v}_e) - n_i m_i \nu_i (\vec{v}_i - \vec{v}_a)$$

$$n_a m_a \frac{d\vec{v}_a}{dt} = -\vec{\nabla} P_a - n_e m_e \nu_e (\vec{v}_a - \vec{v}_e) - n_i m_i \nu_i (\vec{v}_a - \vec{v}_i)$$

A partir das hipóteses seguintes:

- O número de partículas neutras é maior que o de partículas ionizadas, o que implica que a densidade do fluido é essencialmente devida à densidade dessas partículas e que a velocidade do fluido é a velocidade dessas partículas, ou seja:

$$\rho = n_a m_a + n_i m_i + n_e m_e \approx n_a m_a$$

$$\vec{v} = \frac{n_a m_a \vec{v}_a + n_i m_i \vec{v}_i + n_e m_e \vec{v}_e}{n_a m_a + n_i m_i + n_e m_e} \approx \vec{v}_a$$

- O número de elétrons é igual ao de partículas ionizadas ($n_i = n_e$);
- A massa das partículas ionizadas é maior que a do elétron ($m_i v_i \gg m_e v_e$).

Definindo-se a densidade de corrente $\vec{j} = n_i e \vec{v}_i - n_e e \vec{v}_e$ e a pressão total $P = P_i + P_e + P_a$, e levando-se em conta a equação de Euler:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} P + \vec{v} \times \vec{B}$$

temos:

$$\vec{j} \times \vec{B} = -n_e m_e v_e (\vec{v}_a - \vec{v}_e) - n_i m_i v_i (\vec{v}_a - \vec{v}_i) \approx n_i m_i v_i (\vec{v}_a - \vec{v}_e) + \frac{m_i v_i}{e} \vec{j}$$

$$\vec{v}_e \approx \vec{v}_a + \frac{1}{n_i m_i v_i} \vec{j} \times \vec{B} - \frac{1}{n_e e} \vec{j}$$

Com as expressões acima, pelos calcular uma relação entre \vec{E} , \vec{j} e \vec{B} :

$$-\frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{e}{n_i m_i m_e v_i} (\vec{j} \times \vec{B}) \times \vec{B} + \frac{1}{n_e m_e} \vec{j} \times \vec{B} + \frac{v + v_e}{n_e e} \vec{j} = \vec{0}$$

Define-se as seguintes grandezas:

$$\text{Condutividade de Lorentz: } \sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e}$$

$$\text{Frequência cíclotron: } \omega_e = \frac{eB}{m_e} \quad \omega_i = \frac{eB}{m_i}$$

$$\text{Tempo de percurso livre médio: } \tau_e = \frac{1}{v + v_e} \quad \tau_i = \frac{1}{v_i}$$

Decompõe-se o vetor campo elétrico em duas direções, uma paralela e outra perpendicular à direção \vec{b} do campo magnético:

$$\vec{E}_{\parallel} = (\vec{E} \cdot \vec{b}) \vec{b} \quad \vec{E}_{\perp} = \vec{b} \times (\vec{E} \times \vec{b}) = \vec{E} - \vec{E}_{\parallel}$$

Resolvendo-se a equação vetorial, obtemos a expressão da lei de Ohm para o fluido ionizado magnetizado, que descreve o efeito Hall e o escorregamento iônico:

$$\vec{j} = \sigma_{\parallel} \vec{E}_{\parallel} + \sigma_{\perp} (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \times \vec{B}) + \sigma_{\times} \vec{b} \times (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \times \vec{B})$$

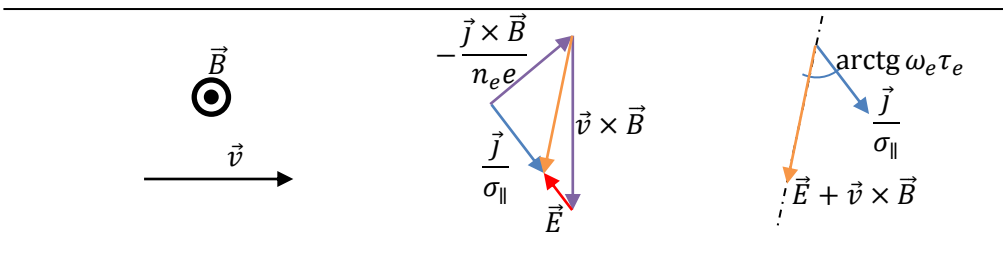
onde σ_{\perp} é a condutividade de Pedersen e σ_{\times} a condutividade de Hall:

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} \frac{1 + \omega_i \tau_i \omega_e \tau_e}{(1 + \omega_i \tau_i \omega_e \tau_e)^2 + (\omega_e \tau_e)^2}, \quad \sigma_{\times} = \sigma_{\parallel} \frac{\omega_e \tau_e}{(1 + \omega_i \tau_i \omega_e \tau_e)^2 + (\omega_e \tau_e)^2}$$

Essa relação nos mostra que o campo magnético induz uma anisotropia na condutividade do fluido. O termo de escorregamento iônico $\omega_i \tau_i \omega_e \tau_e$ será desprezado, o que permite de escrever as condutividades:

$$\sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e}, \quad \sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_e)^2}, \quad \sigma_{\times} = \sigma_{\parallel} \frac{\omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2}$$

O termo sem dimensão $\omega_e \tau_e$, produto da frequência ciclotrônica pelo tempo de percurso livre médio, é chamado de parâmetro de Hall e é de grande importância no design do gerador MHD, visto que a anisotropia da condutividade do fluido é tão maior quanto for esse parâmetro. Numa escala microscópica o parâmetro de Hall indica a média do ângulo de desvio dos elétrons entre duas colisões.



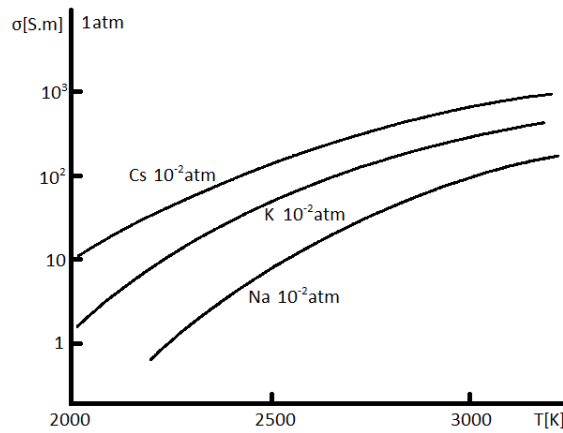
$$\frac{\vec{J}}{\sigma_{\parallel}} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{n_e e} \vec{J} \times \vec{B}$$

Numa escala macroscópica, o parâmetro de Hall $\omega_e \tau_e$ indica a importância relativa da corrente de Hall (corrente no sentido de fluxo do fluido). Para valores elevados de $\omega_e \tau_e$, temos $\arctg \omega_e \tau_e = \frac{\pi}{2}$, o que implica que o vetor densidade de corrente e o vetor campo elétrico são perpendiculares ao vetor $\vec{v} \times \vec{B}$ e na direção do escoamento do fluido (predominância das correntes de Hall).

Para fluido com um grande número de colisões (como líquidos), temos $\tau_e \approx 0 \rightarrow \omega_e \tau_e \approx 0$, de modo que o vetor densidade de corrente e o vetor campo elétrico são praticamente paralelos ao vetor $\vec{v} \times \vec{B}$ (as correntes de Hall são desprezíveis). Nesse caso, as condutividades de Pedersen e Hall são aproximadamente iguais à condutividade de Lorentz, podendo-se aplicar a lei de Ohm clássica onde condutividade é isotrópica.

Como veremos na seção seguinte, essa relação entre as correntes de Hall

A ordem de grandeza da condutividade de Lorentz para o ar semeado a 1% com césio, potássio ou sódio é mostrada no gráfico abaixo:



A lei de Ohm nos permite também calcular a potência dissipada pelo sistema:

$$W_{dis} = \vec{j} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \frac{j_{\parallel}^2 + j_{\perp}^2}{\sigma_{\parallel}}$$

Observamos que a potência dissipada não depende do valor das frequências de ciclotron, o que condiz com o fato de que um campo magnético que não realiza trabalho (como no caso da rotação ciclotrônica) não dissipa energia.

Gerador de Hall e Faraday

A lei de Ohm dada na seção anterior pode ser projetada numa base direta $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ com $\vec{v} = v\vec{e}_x$ e $\vec{B} = B\vec{e}_z$.

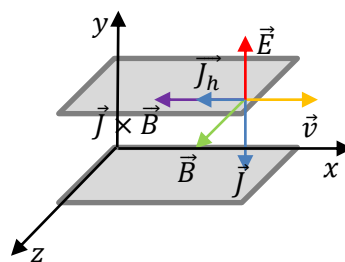
$$\frac{\vec{j}}{\sigma_{\parallel}} = \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} [E_x \vec{e}_x + (E_y - vB) \vec{e}_y] + \frac{\omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} [E_x \vec{e}_y - (E_y - vB) \vec{e}_x]$$

Essa formulação simplifica a análise de cada uma das diferentes configurações de operação do gerador MHD com relação à extração da corrente pelos eletrodos.

Faraday contínuo

Consiste na utilização de dois eletrodos contínuos paralelos nas direções x e z . Dessa forma, curto-circuitamos na direção x , de modo que obtemos:

$$E_x = 0$$



Temos assim:

$$\frac{\vec{j}}{\sigma_{\parallel}} = \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_y - vB) \vec{e}_y - \frac{\omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_y - vB) \vec{e}_x$$

Temos nesse caso correntes nas direções x e y , denominadas corrente de Faraday j_y e de Hall j_x :

$$j_y = \frac{\sigma_{\parallel}}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_y - vB)$$

$$j_x = -\frac{\sigma_{\parallel} \omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_y - vB)$$

O fator de carga $K = \frac{E_y}{vB}$ permite de expressar a potência elétrica de saída que é função de somente da corrente de Faraday j_y .

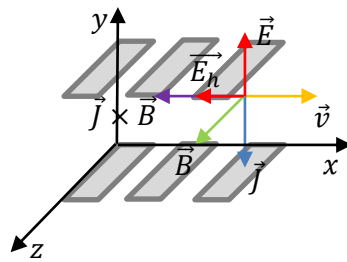
$$W_{out} = -\vec{j} \cdot \vec{E} = -j_y E_y = \frac{\sigma_{\parallel}}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} v^2 B^2 K (1 - K)$$

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} = K$$

Faraday segmentado

Consiste na utilização de dois eletrodos segmentados na direção x , de modo a não termos correntes nessa direção. Temos assim:

$$j_x = 0$$



$$0 = \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} E_x - \frac{\omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_y - vB)$$

O campo de Hall E_x e a corrente de Faraday j_y são dados por:

$$E_x = \omega_e \tau_e (E_y - vB)$$

$$j_y = \sigma_{\parallel} (E_y - vB)$$

$$W_{out} = -\vec{j} \cdot \vec{E} = -j_y E_y = \sigma_{\parallel} v^2 B^2 K (1 - K)$$

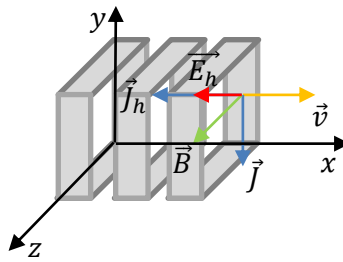
$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} = K$$

Em comparação com o gerador de Faraday contínuo, vemos que a densidade potência de independe do valor do parâmetro de Hall $\omega_e \tau_e$.

Hall

Ao se curto-circuitar os eletrodos do Faraday segmentado na direção y obtemos a configuração Hall. Temos assim:

$$E_y = 0$$



$$\vec{j} = \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_x \vec{e}_x - vB \vec{e}_y) + \frac{\omega_e \tau_e}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_x \vec{e}_y - vB \vec{e}_x) \vec{e}_z$$

As correntes de Hall j_x e de Faraday j_y são dadas por:

$$j_x = -\frac{\sigma_{\parallel}}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (E_x + \omega_e \tau_e vB)$$

$$j_y = \frac{\sigma_{\parallel}}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} (\omega_e \tau_e E_x - vB)$$

$$W_{out} = -\vec{j} \cdot \vec{E} - j_x E_x = \sigma_{\parallel} \frac{(\omega_e \tau_e)^2}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} v^2 B^2 K_h (1 - K_h)$$

Onde $K_h = \frac{E_x}{\omega_e \tau_e vB}$ é o fator de carga.

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_{in}} = \frac{(1 - K_H)K_H}{K_H + \frac{1}{\omega_e^2 \tau_e^2}}$$

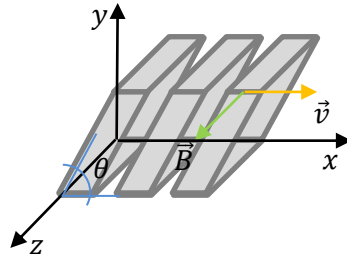
Para valores elevados do parâmetro de Hall ($\omega_e \tau_e \gg 1$), temos:

$$W_{out} = \sigma_{\parallel} v^2 B^2 K_h (1 - K_h)$$

$$\eta = 1 - K_H$$

Montardy

A partir de um gerador de Hall, a configuração Montardy é obtida inclinando-se os eletrodos anulares de um ângulo θ . Essa configuração tem como objetivo otimizar a extração de potência do acoplamento MHD.



$$\frac{E_x}{E_y} = -\text{tg } \theta$$

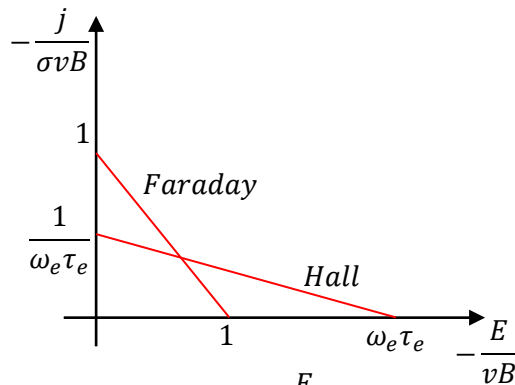
Impomos $K = \frac{E_y}{vB}$ como sendo o fator de carga. O curto-circuito da corrente de Hall j_x é obtido com uma inclinação dos eletrodos:

$$j_x = 0 \rightarrow E_x = \omega_e \tau_e (E_y - vB)$$

$$\text{tg } \theta = \omega_e \tau_e \frac{1 - K}{K}$$

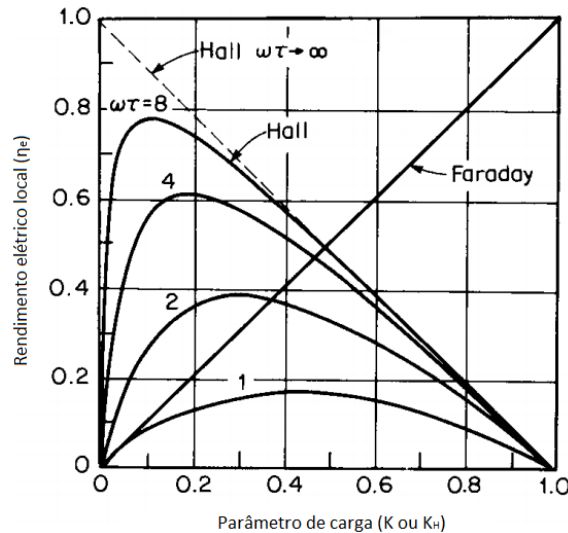
$$\eta = K$$

Na configuração de Faraday, o gerador MHD se comporta como um gerador de tensão, enquanto que nas configurações de Hall como um gerador de corrente para uma mesma carga.



$$\text{Hall: } -\frac{j_x}{\sigma_{\parallel} v B} = -\frac{\frac{E_x}{v B}}{(\omega_e \tau_e)^2} + \frac{1}{|\omega_e \tau_e|}$$

$$\text{Faraday: } -\frac{j_y}{\sigma_{\parallel} v B} = -\frac{E_y}{v B} + 1$$



Com relação à utilização de cada uma das diferentes configurações do gerador MHD, devemos analisar o valor do parâmetro de Hall $\omega_e \tau_e$. O gráfico acima nos mostra que para obtermos um bom rendimento do gerador de Hall devemos trabalhar com $\omega_e \tau_e$ elevado e com o parâmetro de carga reduzido (trabalhando-se com um forte campo magnético, aumentamos o valor de ω_e e diminuímos o de K_H , e trabalhando com um gás a baixa pressão, aumentamos o valor de τ_e).

Já para os geradores de Faraday, a eficiência é independente do valor do parâmetro de Hall e é crescente com o fator de carga K . Contudo, a densidade de potência do gerador de Faraday contínuo decai em função de $1 + (\omega_e \tau_e)^2$, o que nos leva a trabalhar com valores reduzidos de τ_e (uso de metais líquidos, por exemplo), enquanto que com o gerador de Faraday segmentado é independente do valor do parâmetro de Hall, como já mencionado anteriormente.

Configuração	Quando utilizar
Faraday contínuo	$\omega_e \tau_e \approx 0$ e K elevado
Faraday segmentado	K elevado
Hall	$\omega_e \tau_e \gg 1$ e K_H reduzido
Montardy	$\omega_e \tau_e \approx 1$

Relação de Saha

A relação de Saha permite quantificar a ionização térmica de um gás. Ela é obtida com a aplicação dos conceitos de física estatística e de física quântica.

Consideremos um gás de partículas de massa M confinado em um espaço cúbico de volume $V = L^3$. As relações da física quântica nos mostram que a energia associada a um estado próprio da partícula depende de três parâmetros inteiros l , m e n estritamente positivos e vale:

$$\epsilon_{lmn} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ML^2} (l^2 + m^2 + n^2)$$

A função de partição de uma partícula é obtida como a soma de sobre todo o espaço de estados acessíveis do fator de Boltzmann $e^{-\frac{\epsilon}{k_B T}}$:

$$z(T) = \sum_l \sum_m \sum_n e^{(-\beta \epsilon_{lmn})}$$

Onde $\beta = \frac{1}{k_B T}$ é o fator de Boltzmann. Essa soma pode ser aproximada por uma integral, pois $\frac{\hbar^2 \pi^2}{2ML^2} \ll k_B T$. Assim, obtemos:

$$z(T) = \iiint_0^{+\infty} e^{(-\beta \epsilon_{lmn})} dl dm dn = \frac{V}{\lambda_T^3}$$

Onde $\lambda_T = \hbar \sqrt{\frac{2\pi\beta}{M}}$ é o comprimento térmico.

Essa função de partição de uma partícula é incompleta, pois falta ainda levar em conta os estados internos de energia, multiplicando a função de partição acima pela função de partição interna. Temos assim:

$$z(T) = \frac{V}{\lambda_T^3} Z_{int}(T)$$

Sendo as partículas indiscerníveis e independentes, obtemos a função de partição de N partículas pela formula:

$$Z(T) = \frac{z(T)^N}{N!} = \frac{1}{N!} \left(\frac{V Z_{int}}{\lambda_T^3} \right)^N$$

A função de partição de N moléculas de um gás perfeito em um volume V é dada. Calculemos agora a energia livre $F = -k_B T \ln(Z)$ e potencial químico:

$$\mu = \frac{\partial F}{\partial N} \approx F(N) - F(N-1)$$

$$F = k_B T \left(\ln(N!) + N \ln \left(\frac{\lambda_T^3}{V Z_{int}} \right) \right)$$

$$\mu = k_B T \left(\ln(N) + \ln \left(\frac{\lambda_T^3}{V Z_{int}} \right) \right)$$

A expressão do potencial químico nos permitirá de calcular de uma maneira simples o equilíbrio de ionização de uma espécie química $A \rightleftharpoons A^+ + e^-$:

$$\mu_a = \mu_i + \mu_e$$

$$\mu_a = k_B T \left(\ln \left(\frac{N_a}{V} \right) + \ln \left(\frac{\lambda_a^3}{Z_a} \right) \right) \quad \mu_i = k_B T \left(\ln \left(\frac{N_e}{V} \right) + \ln \left(\frac{\lambda_e^3}{Z_e} \right) \right) \quad \mu_e = k_B T \left(\ln \left(\frac{N_e}{V} \right) + \ln \left(\frac{\lambda_e^3}{Z_e} \right) \right)$$

Temos que $\lambda_a = \lambda_i$ (pois $M_a = M_i$) logo:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{1}{\lambda_a^3} \frac{Z_i Z_e}{Z_a}$$

Introduzindo o fator de degenerescência g (o número de estados quântico de mesma energia de uma partícula num sistema físico, que vale $g_e = 2$ para o elétron, devido ao seu spin) e a energia de ionização E_I obtemos:

$$\frac{Z_i Z_e}{Z_a} = 2 \frac{g_i}{g_a} e^{-\beta E_I}$$

Os fatores de degenerescência e a energia de ionização dos principais gases utilizados no gerador MHD são mostrados na tabela abaixo:

Elemento	$E_I(eV)$	g_i	g_a
Li	5,39	1	2
Na	5,14	1	2
K	4,34	1	2
Cs	3,89	1	2
Ne	21,56	6	1
N ₂	15,6	2	1
O ₂	12,05	4	3

Obtemos finalmente a relação de Saha:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{2}{\lambda_a^3} \frac{g_i}{g_a} e^{-\beta E_I}$$

A ionização é assim crescente com a temperatura, variando em função de $T^{\frac{3}{2}}$, e sendo mais forte para valores pequenos da energia de ionização. Temos assim que é mais eficaz de trabalhar com altas temperaturas e com um fluido que tem fraca energia de ionização como, por exemplo, ar semeado com cézio. A fórmula acima pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\ln\left(\frac{n_i n_e}{n_a}\right) = 26,9366 + \ln\left(2 \frac{g_i}{g_a}\right) - 5040 \frac{E_I}{T} - 1,5 \ln\left(\frac{5040}{T}\right)$$

Temperaturas de trabalho e semeadura

A fórmula de Carnot para o rendimento máximo de uma máquina térmica $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ onde T_2 é a temperatura absoluta da fonte fria e T_1 da fonte quente nos mostra a necessidade de se trabalhar com temperaturas elevadas a fim de se obter uma conversão eficaz de calor. Considerando a temperatura ambiente como a temperatura da fonte fria (300K), pode-se obter um rendimento teórico de até 90% para um sistema operando a uma temperatura de 3000K.

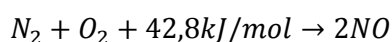
A combustão de alguns compostos orgânicos inflamáveis podem atingir temperaturas superiores a 2500K. Por exemplo, a combustão de compostos utilizados na

propulsão de foguetes com oxigênio líquido a 20 atm pode atingir as seguintes temperaturas: metano: 3000K, etanol: 3100K, hidrogênio: 3200K, querosene: 3300K. Temperaturas ainda maiores podem ser obtidas com outros compostos específicos:

Mistura	Temperatura (K)
Acetileno + oxigênio	3500
Hidrogênio + flúor	3900
Cianogênio + oxigênio	4800
Butinodinitrila + oxigênio	5300
Butinodinitrila + ozônio	5500

Vale lembrar que a combustão do metano ou do antracito com ar pré-aquecido permite de atingir os mesmos níveis de temperatura dos compostos acima citados. Entretanto, a adaptação e utilização de tais dispositivos usados na propulsão não podem ser consideradas no contexto da produção de eletricidade.

Quando se utiliza o ar atmosférico em sistemas com temperaturas superiores à 3000K, inúmeras reações químicas entram em competição, como por exemplo, a formação de monóxido de nitrogênio:



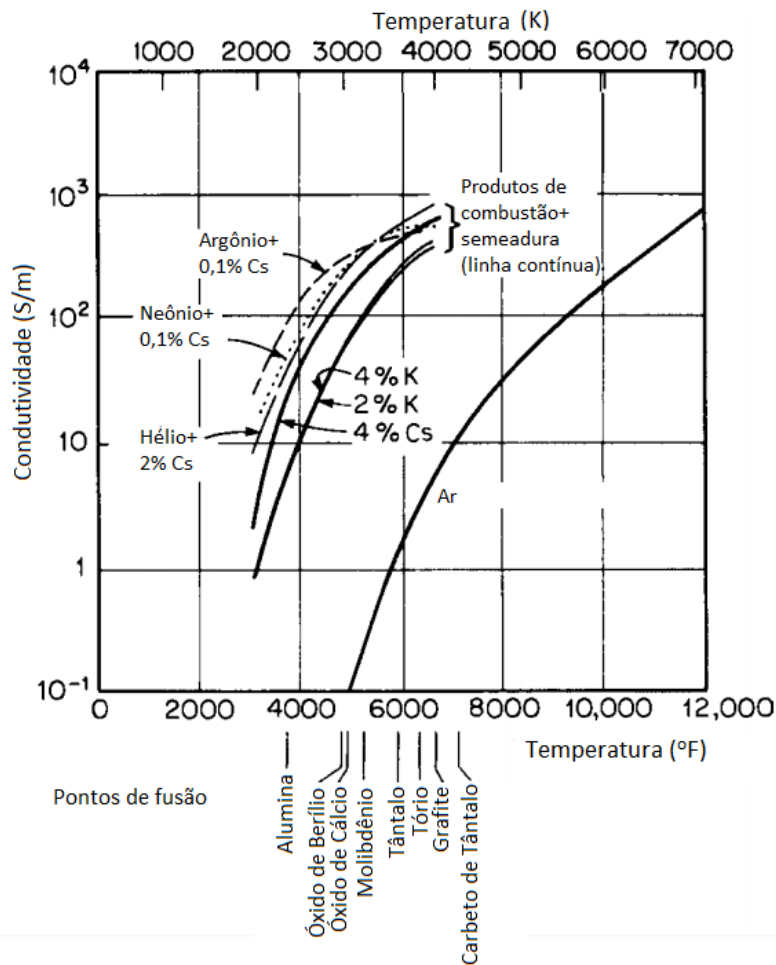
e a formação do nitrogênio ionizado. A tabela abaixo [1] mostra a relação do número de partículas para as reações de ionização térmica do ar:

T (K)	N ₂	N	N ⁺	O ₂	O	O ⁺	NO
5000	0,75	0,02	0,00	0,05	0,25	0,00	0,03
10000	0,22	1,12	0,00	0,00	0,40	0,00	0,01
12000	0,05	1,46	0,02	0,00	0,41	0,0034	0,00

Uma fração significativa do calor é utilizada para a dissociação do oxigênio e nitrogênio molecular e posterior formação do monóxido de nitrogênio e os compostos intermediários dessa reação são relativamente reativos, o que complica a concepção de um sistema de conversão eficiente e implica na corrosão dos elementos desse sistema, sendo esse na maioria das vezes o ponto fraco de todos os sistemas utilizando gás molecular a alta temperatura.

Dessa maneira, uma temperatura da ordem de 3000K constitui um nível máximo de referência quando se trabalha com o ar atmosférico. A utilização de temperaturas superiores a 3000K pode ser considerada usando-se gases nobres apresentando nenhuma reatividade química, sendo a ionização térmica obtida de maneira significativa com temperaturas de milhares de kelvins. Entretanto, o uso de gases nobres implica na utilização de um ciclo fechado.

Para fins práticos, tanto o ar atmosféricos como os gases nobres possuem um nível de ionização térmico insuficiente para obtermos valores significativos de condutividade elétrica que implicariam em diminuições de perdas por efeito Joule: o potencial de ionização do elétron mais externo dos presentes nas moléculas do ar é de aproximadamente 14eV, enquanto que para os gases nobres esse valor é ainda maior (21,6eV para o neônio). Neste caso, a sementeira do gás com metais alcalinos ou alcalino-terrosos, com presença desses elementos na ordem do por cento, permite de se obter uma condutividade suficiente grande para conversão MHD.



À medida que a temperatura (e conseqüentemente o grau de ionização do fluido de trabalho) aumenta, a mobilidade dos elétrons é reduzida devido ao aumento do número de colisões contra outros elétrons e os íons, que possuem seções eficazes de colisões maiores devido suas cargas elétricas não nulas. Para um grau de ionização de 1%, esse efeito torna-se significativo. Assim, um alto grau de ionização não implica necessariamente numa condutividade elétrica elevada.

Esse efeito também vale para a semeadura: os metais alcalinos também introduzem seções eficazes de colisão no meio condutor, de modo que aumentar a concentração dessas espécies aumenta o número de elétrons livres para a condução, mas reduzem suas mobilidades (o gráfico acima exemplifica esse efeito: aumentando de 2% para 4% a concentração de potássio nos gases de combustão não muda em quase nada suas condutividades). Uma porcentagem ideal para a semeadura de césio ou de potássio é de aproximadamente 0,1% no argônio e de 0,3% no neônio.

Devemos, além disso, levar em conta a escolha do material constituinte das tubulações e eletrodos do gerador. A tabela abaixo mostra o ponto de fusão de alguns carbeto, materiais que apresentam elevados pontos de fusão:

Carbeto	Ponto de fusão (°C)
MoC	2690
TiC	3180
NbC	3500

ZrC	3530
TaC	3880

Além do limite imposto pelo ponto de fusão do material, devendo levar em conta a deterioração das propriedades físicas dos materiais quanto estes são submetidos a temperaturas elevadas: a condutividade dos sólidos condutores diminui com o aumento da temperatura devido à agitação térmica, enquanto que a dos isolantes aumenta devido à ionização das moléculas que o constituem.

Fluido de trabalho e ciclo termodinâmico

A partir da década de 60, inúmeras pesquisas têm sido feitas na tentativa de explorar as condições necessárias para que o fluxo de um gás condutor através de um campo magnético pudesse gerar uma quantidade considerável de energia elétrica. A principal motivação para o desenvolvimento e uso dos geradores MHD numa central elétrica é a redução do preço da eletricidade produzida pelo ganho na eficiência da conversão energética.

Originalmente, o sistema MHD seria uma unidade a ser instalada no início de um sistema convencional turbina-gerador: logo após a câmara de combustão (2600K), um conversor MHD produziria energia elétrica, enquanto que o calor na sua saída, (com uma temperatura ainda elevada, em torno dos 2200K), seria usada para gerar vapor para uma turbina. O rendimento desse ciclo combinado (gerador MHD $\eta_1 = 0,25$ – turbo-gerador $\eta_2 = 0,40$) seria de aproximadamente $\eta_1 + \eta_2(1 - \eta_1) = 45\%$.

Os principais componentes do gerador MHD utilizando um gás ionizado à alta temperatura como fluido de trabalho é mostrado na tabela abaixo:

	Ciclo aberto	Ciclo fechado
Fonte de calor	Carvão Gás natural Hidrogênio Óleo combustível	Gás de refrigeração de reatores nucleares Carvão Gás natural Óleo combustível
Fluido de trabalho	Semeadura com potássio dos produtos de combustão	Semeadura com cézio do hélio
Temperatura	~2500°C	~1400°C
Fonte de campo magnético	Magnetos supercondutores DC (4-6T)	Magnetos supercondutores DC (4-6T)

Uma alternativa ao gás ionizado é a utilização de um metal líquido como fluido de trabalho do gerador MHD (denominado LMMHD – *liquid metal magnetohydrodynamic*). Nesse caso, presença de portadores de carga não é proveniente da ionização térmica, mas da presença intrínseca de elétrons livres no metal, o que permite trabalhar com temperaturas menores. Além disso, eles possuem uma condutividade muito maior que a dos gases ionizados (da ordem de 10^6 a 10^7 S/m a baixas temperaturas contra 10 S/m para o hélio semeado com cézio a 0,45% a 2000K), o que permite a utilização de campos magnéticos menos intensos.

Entretanto, os ciclos termodinâmicos precisam de um fluido capaz de realizar trabalho, ou seja, de um “fluido termodinâmico”, capaz de se expandir ou contrair com a temperatura, tal como um gás ou vapor. Uma solução é a utilização de uma mistura bifásica composta de um **fluido termodinâmico** (gás) misturado com um **fluido eletrodinâmico** (metal líquido).

Para diferentes ciclos termodinâmicos, os fluidos de trabalho utilizados são mostrados na tabela abaixo:

Tipo de ciclo	Fluido de trabalho
Ciclo homogêneo	Na, K, Cs
Ciclo Ericsson (LMMHD) e Ciclo Brayton (gás)	Na/He Li/He
Ciclo Rankine	Liga de Pb/vapor

No ciclo homogêneo, o fluido termodinâmico e o eletrodinâmico ficam juntos durante todo o ciclo. A fonte de calor provoca a evaporação do fluido termodinâmico, de modo que a expansão deste produz trabalho que é transmitido ao fluido eletrodinâmico no gerador.

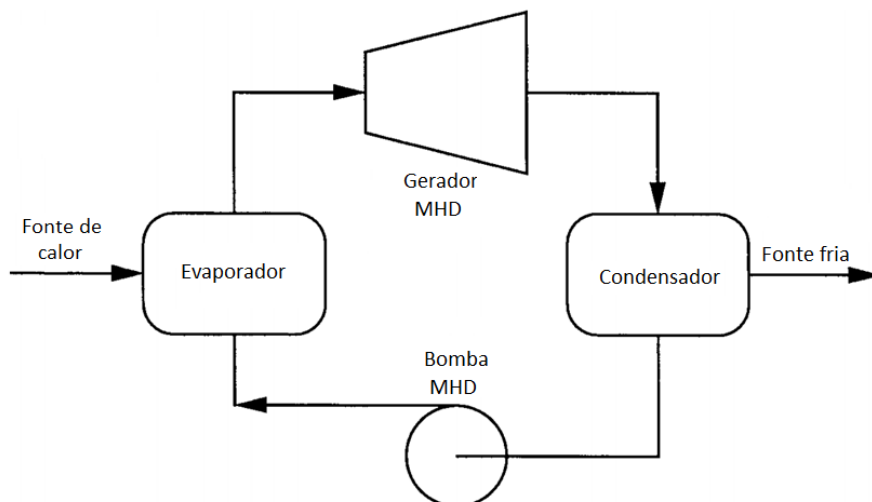


Figura 3 Ciclo LMMHD homogêneo

No ciclo Ericsson, uma combinação de misturador e separador permite de se operar com diferentes temperaturas para cada tipo de fluido. Num primeiro instante, o metal líquido é aquecido, para em seguida ser misturado com o fluido termodinâmico. A expansão deste dentro do gerador produz energia elétrica, para depois ser separado do fluido eletrodinâmico. Depois de separado, esse gás, ainda em alta temperatura, passa em um recuperador (onde ele transfere uma parte de sua energia para o gás que entra no misturador) e em seguida ele passa por um ciclo Brayton, sendo comprimido e injetado numa turbina.

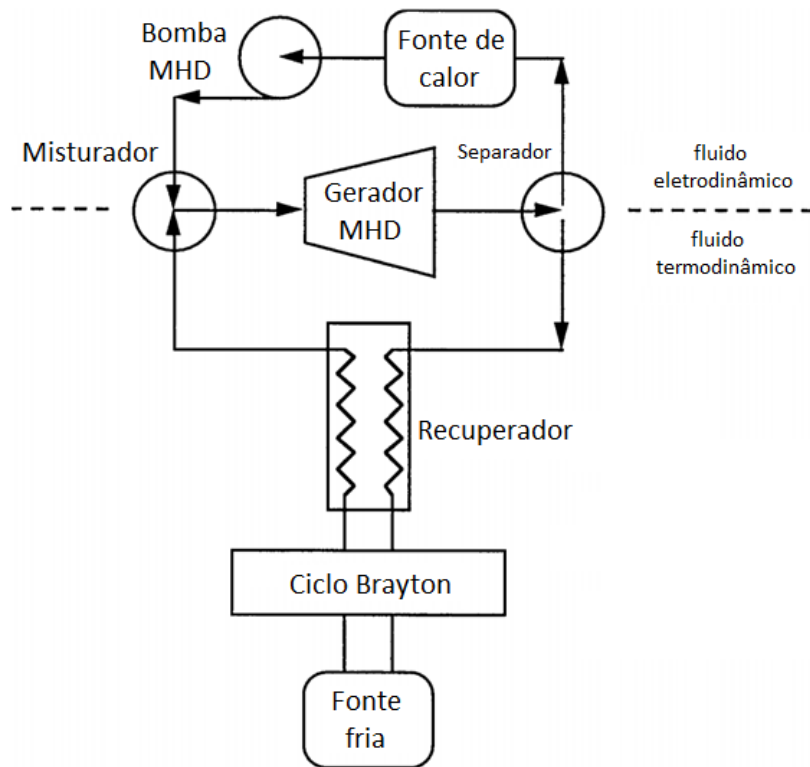


Figura 4 Ciclo Ericsson com aquecimento do metal líquido

No ciclo Rankine, o fluido termodinâmico utilizado é a água, sendo esta injetada em um metal líquido compatível (como uma liga de chumbo). Uma turbina a vapor junto com o gerador é utilizada para produzir eletricidade.

Conversão Magnetoidrodinâmica Indutiva com campo magnético de deslocamento

Introdução

O gerador MHD a indução, assim como o MHD DC, consiste em um canal dentro do qual se tem um escoamento de um fluido submetido a um campo magnético. Entretanto, neste caso, esse campo é variável no tempo e se desloca no espaço. O campo magnético observado pelo fluido se desloca com uma velocidade relativa igual à diferença entre a velocidade do escoamento e a velocidade do campo de deslocamento e ele induz correntes no fluido (de maneira similar à máquina assíncrona convencional induzindo correntes no rotor). Se a velocidade do fluido é maior que a do campo de deslocamento, uma parte da energia mecânica do escoamento é convertida em energia elétrica nos enrolamentos que criam o campo magnético.

Com relação ao gerador MHD DC, o gerador MHD indutivo possui vantagens interessantes, como por exemplo:

- Não há necessidade de um conversor de corrente contínua em corrente alternada;
- Podemos alterar o número de espiras do estator para elevar a tensão de saída e conseqüentemente reduzir a corrente nos enrolamentos;
- Não há necessidade de eletrodos para recuperar a energia elétrica produzida durante a conversão.

Vamos estudar nessa seção um gerador MHD a indução plano e operando com metal líquida (ainda que a mesma teoria seja aplicada para o plasma, o metal líquido possui uma boa condutividade, o que nos permitirá de operar com uma potência mais elevada).

Equacionamento do MHD indutivo

Para um fluido incompressível, a equação de Navier-Stokes para a quantidade de movimento é dada por:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla p + \vec{J} \times \vec{B} + \mu_f \nabla^2 \vec{V}, \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla$$

Negligenciando-se as correntes de deslocamento, as equações de Maxwell são dadas por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \vec{J}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$$

A lei de Ohm é dada por:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$$

As forças por unidade de volume da equação da quantidade de movimento são representadas pelo termo $\vec{j} \times \vec{B}$ e podem ser oriundas de duas fontes:

- Ou de uma variação da velocidade do fluido;
- Ou de uma variação da pressão do fluido.

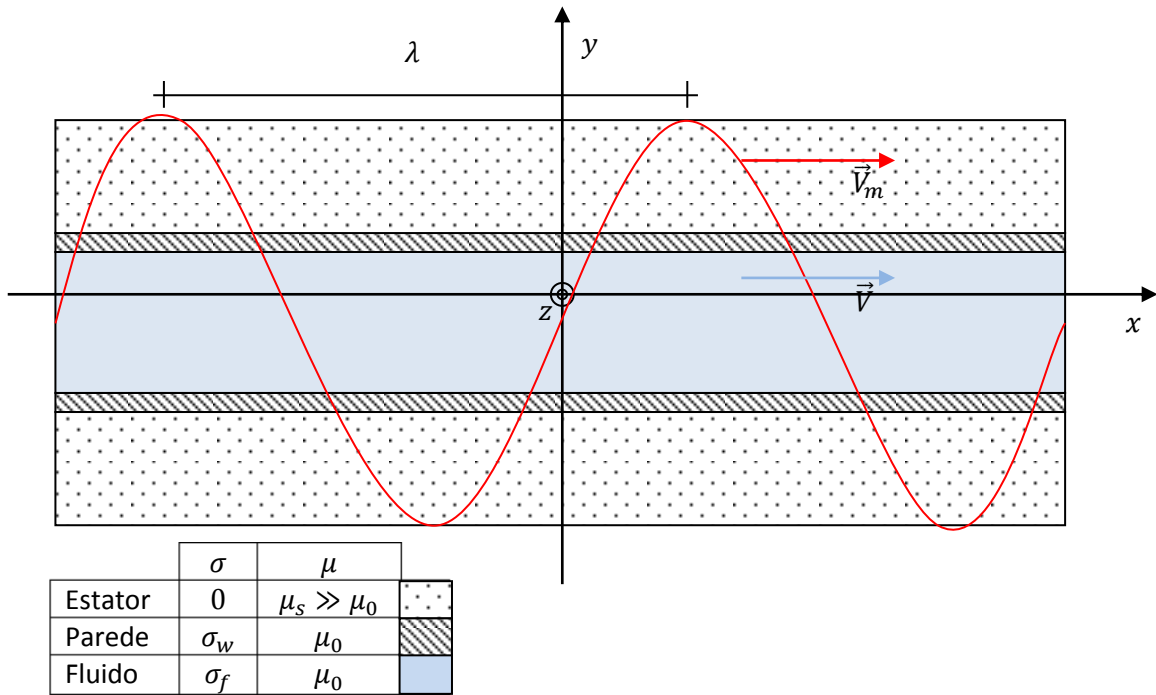
Temos assim dois possíveis modos de operação do gerador MHD indutivo:

- Ou impomos uma velocidade ao escoamento do fluido (nesse caso as forças por unidade de volume $\vec{j} \times \vec{B}$ mudarão a pressão do fluido, sendo essa energia da variação da pressão convertida em energia elétrica). Inicialmente devemos pressurizar o fluido a uma pressão constante e em seguida o injetar em um canal de seção transversal constante.
- Ou injetamos o fluido em um canal cuja área da seção transversal aumenta no sentido do escoamento (o que provoca uma redução da velocidade, sendo a energia cinética do fluido diretamente convertida em energia elétrica).

No estudo que se segue nós trabalharemos com o primeiro modo de operação.

Modelo do gerador MHD com velocidade constante

A figura abaixo representa um modelo de gerador MHD cujo fluido de trabalho escoar na direção x com uma velocidade $\vec{V} = V_x \vec{e}_x$. Supomos que o canal seja infinito nas direções x e z e limitado na direção y por duas paredes de espessura Δ com uma distância $2b$ entre elas. Os estatores acima e abaixo das paredes produzem um campo magnético que se desloca na mesma direção do fluido com uma velocidade $\vec{V}_m = V_s \vec{e}_x$. Supomos que o fluido seja incompressível, homogêneo e eletricamente neutro.



O vetor potencial do campo magnético é dado por:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial (\vec{\nabla} \times \vec{A})}{\partial t} \rightarrow \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \rightarrow \frac{\vec{\nabla} \times \vec{B}}{\mu} = \sigma \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} \right)$$

$$\rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \sigma \mu \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} \right)$$

Com o calibre apropriado ($\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$) temos $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A} = -\Delta \vec{A}$ e obtemos:

$$\Delta \vec{A} = \sigma \mu \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} \right)$$

Impomos $\vec{v} = v_x \vec{e}_x$ e $\vec{A} = A(x, y, t) \vec{e}_z$ e obtemos:

$$\Delta \vec{A} = \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) \vec{e}_z$$

$$\vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = -v_x \frac{\partial A}{\partial x} \vec{e}_z$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = \sigma \mu \left(\frac{\partial A}{\partial t} + v_x \frac{\partial A}{\partial x} \right)$$

Suponhamos que o vetor potencial seja uma função periódica dada pela expressão:

$$\vec{A} = A(x, y, t) \vec{e}_z = A_i(y) e^{j(\omega t - kx)} \vec{e}_z = A_i(y) e^{jk(V_s t - x)} \vec{e}_z$$

onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ é o número de onda, λ o comprimento de onda e $\omega = 2\pi f = V_s k$ é a frequência elétrica. O índice i é igual a 1 no fluido e 2 nas paredes. Temos assim:

$$-A_i k^2 + A_i'' = \sigma_i \mu_0 (jkV_s A_i - jkV_x A_i)$$

$$A_i'' = A_i k^2 \left[1 + j \frac{\sigma_i \mu_0 V_s}{k} \left(1 - \frac{V_x}{V_s} \right) \right]$$

Definimos as seguintes grandezas:

- O número de Reynolds magnético $R_m = \frac{\sigma \mu V_s}{k}$ já introduzido anteriormente;
- O escorregamento: $s = 1 - \frac{V_x}{V_s}$

Temos assim:

$$A_1'' = A_1 k^2 (1 + jR_{mf}s) = \alpha_1^2 A_1$$

$$A_2'' = A_2 k^2 (1 + jR_{mw}) = \alpha_2^2 A_2$$

$$\vec{A}_1 = (D_{11} e^{\alpha_1 y} + D_{21} e^{-\alpha_1 y}) e^{jk(V_s t - x)} \vec{e}_z$$

$$\vec{A}_2 = (D_{12} e^{\alpha_2 y} + D_{22} e^{-\alpha_2 y}) e^{jk(V_s t - x)} \vec{e}_z$$

O campo magnético \vec{B} é assim obtido a partir da definição de \vec{A} :

$$\vec{B}_i = \vec{\nabla} \times \vec{A}_i = \frac{\partial A_i}{\partial y} \vec{e}_x - \frac{\partial A_i}{\partial x} \vec{e}_y$$

$$\vec{B}_i = [\alpha_i (D_{1i} e^{\alpha_i y} - D_{2i} e^{-\alpha_i y}) \vec{e}_x + jk (D_{1i} e^{\alpha_i y} + D_{2i} e^{-\alpha_i y}) \vec{e}_y] e^{jk(V_s t - x)}$$

A densidade de corrente no fluido é dada por:

$$\vec{J}_1 = \sigma \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} \right) = j\sigma_f k (V_x - V_s) (D_{11} e^{\alpha_1 y} + D_{21} e^{-\alpha_1 y}) e^{jk(V_s t - x)} \vec{e}_z$$

As constantes D_{11} , D_{21} , D_{12} e D_{22} são determinadas a partir das condições limites seguintes:

$$\begin{cases} y = 0 & \vec{B}_1 \cdot \vec{e}_x = 0 \\ y = b & \vec{B}_1 \cdot \vec{e}_x = \vec{B}_2 \cdot \vec{e}_x \quad \vec{B}_1 \cdot \vec{e}_y = \vec{B}_2 \cdot \vec{e}_y \\ y = b + \Delta & \vec{B}_2 \cdot \vec{e}_y = B_m \end{cases}$$

$$D_{11} = D_{21} = D_f = -j \frac{B_m \alpha_2}{2k} \frac{1}{\alpha_2 \cosh(\alpha_1 b) \cosh(\alpha_2 \Delta) + \alpha_1 \sinh(\alpha_1 b) \sinh(\alpha_2 \Delta)}$$

$$D_{12} = -j \frac{B_m}{2k} e^{-\alpha_2 b} \frac{\alpha_2 \cosh(\alpha_1 b) + \alpha_1 \sinh(\alpha_1 b)}{\alpha_2 \cosh(\alpha_1 b) \cosh(\alpha_2 \Delta) + \alpha_1 \sinh(\alpha_1 b) \sinh(\alpha_2 \Delta)}$$

$$D_{22} = -j \frac{B_m}{2k} e^{\alpha_2 b} \frac{\alpha_2 \cosh(\alpha_1 b) - \alpha_1 \sinh(\alpha_1 b)}{\alpha_2 \cosh(\alpha_1 b) \cosh(\alpha_2 \Delta) + \alpha_1 \sinh(\alpha_1 b) \sinh(\alpha_2 \Delta)}$$

Negligenciando-se a espessura das paredes ($\Delta \approx 0$) temos:

$$D_f = -j \frac{B_m}{2k} \frac{1}{\cosh(\alpha_1 b)}$$

$$D_{12} = -j \frac{B_m}{2k} e^{-\alpha_2 b} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \operatorname{tgh}(\alpha_1 b) \right)$$

$$D_{22} = -j \frac{B_m}{2k} e^{\alpha_2 b} \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \operatorname{tgh}(\alpha_1 b) \right)$$

Negligenciando-se os efeitos peliculares, a potência eletromagnética por unidade de volume no fluido é dada por:

$$p_e = \frac{V_x \operatorname{Re}(J_1 B_{y1}^*)}{2} = \frac{k B_m^2 s (1-s) V_s R_{mf}}{2\mu_0}$$

A densidade de perdas ôhmicas no fluido é dada por:

$$p_f = \frac{\operatorname{Re}(J_1 J_1^*)}{2\sigma_f} = \frac{k B_m^2 s^2 V_s R_{mf}}{2\mu_0}$$

e as perdas na parede por:

$$p_w = \frac{\operatorname{Re}(J_2 J_2^*)}{2\sigma_w} = \frac{k B_m^2 s^2 V_s R_{mw}}{2\mu_0}$$

A densidade de energia elétrica produzida é a diferença entre a potência eletromagnética e as perdas ôhmicas no fluido:

$$p_g = \frac{k B_m^2 s V_s R_{mf}}{2\mu_0}$$

O valor de pico da corrente de carga por polo é obtida a partir da expressão da densidade de corrente:

$$|I_f| = b \lambda \sigma_f B_m s V_s$$

O valor de pico da corrente de excitação por polo é dada por:

$$|I_\phi| = \frac{2b\pi B_m}{\mu_0}$$

A relação entre a potência reativa e a potência ativa é dada por:

$$\frac{Q}{P} = \frac{|I_\phi|}{|I_f|} = \frac{k}{\mu_0 \sigma_f s V_s} = \frac{1}{s R_{mf}}$$

O fator de potência é dado por:

$$\cos \theta = \frac{sR_{mf}}{\sqrt{1 + s^2 R_{mf}^2}} \quad \rightarrow \quad \tan \theta = \frac{1}{sR_{mf}}$$

Outros métodos de análise do MHD indutivo utilizando outras condições limites podem ser desenvolvidos para se obter configurações diferentes do gerador. O fato que tenhamos imposto o valor da componente y do campo magnético na interface das paredes do estator ($B_{2y}(y + \Delta) = B_m$) nos conduz a um modelo de gerador equivalente ao de uma máquina assíncrona alimentada por um gerador com tensão constante.

Modelização do circuito equivalente do gerador MHD indutivo

O estator do gerador MHD consiste em vários enrolamentos dispostos ao longo do eixo x como numa máquina assíncrona linear. São esses enrolamentos que produzem o campo magnético de deslocamento e, se a velocidade do fluido é superior a do campo, eles recuperam a energia elétrica produzida.

Nas máquinas assíncronas, o estator cria um campo magnético (girante para as máquinas rotativas, de deslocamento para as máquinas lineares) que induzem correntes no rotor. Este é assim submetido a um torque (ou força para as máquinas lineares) resultante da ação do campo magnético sobre as corrente induzidas, o que o faz girar (deslocar) no mesmo sentido do campo. Inicialmente a frequência de rotação (velocidade) do rotor é menor que a frequência de rotação do campo, de modo que a frequência das corrente induzidas seja a diferença dessas frequências. A situação limite acontece para uma frequência relativa nula (escorregamento nulo) onde o campo girante/de deslocamento e o rotor estão sincronizados. Do referencial do rotor, o campo girante/de deslocamento tem uma frequência/velocidade nula, do modo que não há correntes sendo induzidas.

Entretanto, se aplicarmos um torque/força no rotor, este tenderá a girar/se deslocar mais rapidamente que o campo girante/de deslocamento. O escorregamento é assim negativo e o campo criado pelo estator aplicará uma força contra o movimento do rotor a fim de que ele volte ao sincronismo. A máquina assíncrona não opera mais como motor, mas sim como gerador.

No gerador MHD indutivo, tudo se passa como na máquina assíncrona tendo o rotor sido substituído pelo fluido. A diferença de velocidade entre o campo criado pelo estator e a velocidade do fluido induz correntes no fluido. Se a velocidade do fluido for maior que a do campo de deslocamento, este induzirá forças contra o movimento do fluido. O trabalho dessas forças representa a energia mecânica convertida em energia elétrica.

De modo a exemplificar este comportamento similar entre a máquina assíncrona e o gerador MHD indutivo, propomos a modelização deste por um circuito elétrico parecido com o da máquina assíncrona, assim como feito em [5]. O circuito equivalente da máquina assíncrona é representado na figura abaixo:

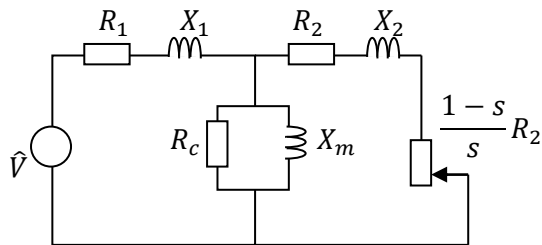


Figura 5 Circuito elétrico da máquina síncrona

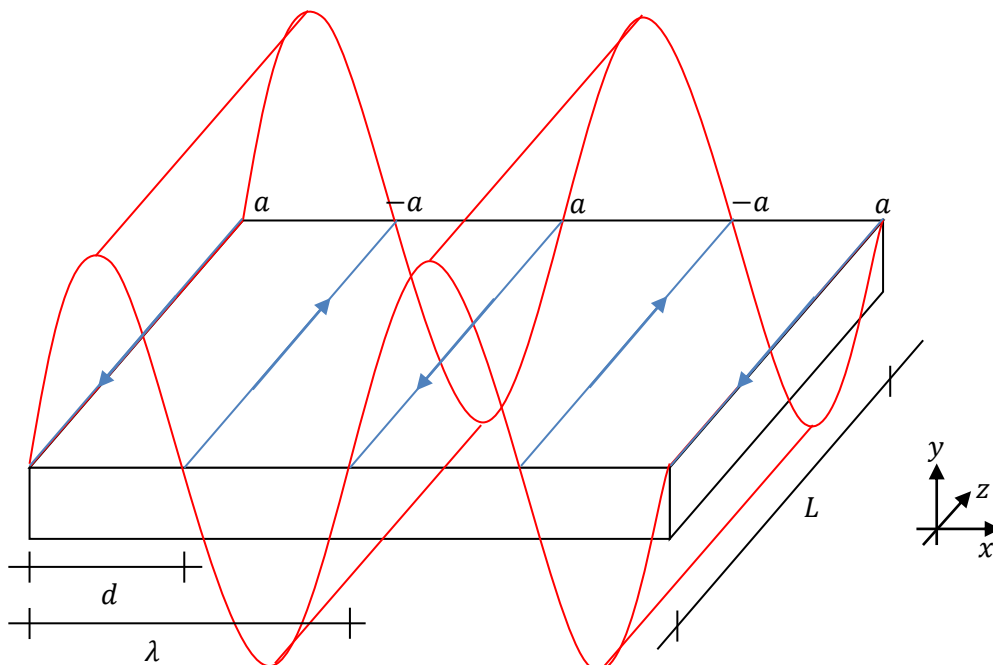


Figura 6 Estator do gerador MHD com campo de deslocamento

Consideramos que o comprimento de onda λ do campo magnético é o dobro do comprimento do polo:

$$\lambda = 2d \quad k = \frac{\pi}{d}$$

O fluxo magnético que passa por cada polo é um função senoidal de valor máximo ϕ_{max} :

$$\phi = \phi_{max} \sin(\omega t)$$

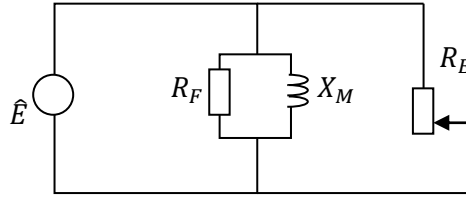
$$\phi_{max} = \int_0^L \int_0^\lambda B_m \sin(\omega t - kx) \vec{e}_z \cdot \vec{n} \, dx dz \quad \vec{n} \begin{cases} \vec{e}_z, & 0 < x < \frac{\lambda}{2} \\ -\vec{e}_z, & \frac{\lambda}{2} < x < \lambda \end{cases}$$

$$\phi_{max} = 4B_m L \lambda \quad \rightarrow \quad \phi = 4B_m L \lambda \sin(\omega t)$$

A tensão induzida nos enrolamentos é dada por:

$$e = N \frac{d\phi}{dt} = 4N\omega B_m L \lambda \cos(\omega t) \quad \rightarrow \quad |\hat{E}| = 2\sqrt{2}N\omega B_m L \lambda$$

onde N representa o número de espiras. Se negligenciarmos as resistências dos enrolamentos e as reatâncias de dispersão do estator e do rotor, obtemos o circuito abaixo ilustrado:



A potência dissipada na resistência R_E representa a potência eletromagnética obtida a partir do trabalho do fluido:

$$P_E = \frac{|\hat{E}|^2}{R_E} = \frac{(2\sqrt{2}N\omega B_m L\lambda)^2}{R_E} = p_e \cdot Volume = \frac{kB_m^2 s(1-s)V_s R_{mf}}{2\mu_0} L\lambda b$$

$$R_E = \frac{16\mu_0\omega N^2\lambda L}{bR_{mf}s(1-s)} = \frac{R_0}{s(1-s)}$$

$$R_0 = \frac{16\mu_0\omega N^2\lambda L}{bR_{mf}} \quad R_{mf} = \frac{\sigma_f\mu_0 V_s}{k} = \frac{\sigma_f\mu_0\omega}{k^2} = \frac{\sigma_f\mu_0\omega\lambda d}{2\pi^2}$$

$$R_0 = \frac{32\pi^2 N^2 L}{\sigma_f d b}$$

onde R_0 é a **resistência característica** do gerador MHD.

A potência dissipada na resistência R_F representa as perdas ôhmicas no fluido:

$$P_F = \frac{|\hat{E}|^2}{R_F} = \frac{(2\sqrt{2}N\omega B_m L\lambda)^2}{R_F} = p_f \cdot Volume = \frac{kB_m^2 s^2 V_s R_{mf}}{2\mu_0} L\lambda b$$

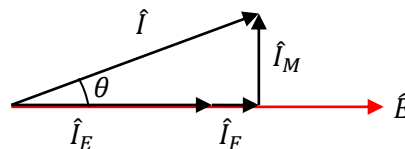
$$R_F = \frac{16\mu_0\omega N^2\lambda L}{bR_{mf}s^2} = \frac{R_0}{s^2}$$

A energia elétrica produzida é dada por:

$$P_G = |\hat{V}||\hat{I}|\cos\theta \rightarrow |\hat{I}| = \frac{p_g \cdot Volume}{|\hat{V}|\cos\theta}$$

$$|\hat{I}| = \frac{\frac{kB_m^2 s V_s R_{mf}}{2\mu_0} L\lambda b}{2\sqrt{2}N\omega B_m L\lambda \cos\theta} = \frac{B_m s \omega \sigma_f b}{4\sqrt{2}Nk^2 \cos\theta}$$

$$\hat{I} = \hat{I}_F + \hat{I}_E + \hat{I}_M$$



As correntes \hat{I}_F e \hat{I}_E são puramente resistivas (ou seja, em fase com a tensão), logo a defasagem θ de \hat{I} com relação à \hat{E} é devida à corrente de magnetização \hat{I}_M .

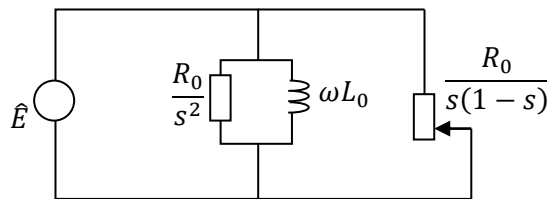
$$|\hat{I}_M| = |\hat{I}| \operatorname{sen} \theta = \frac{B_m s \omega \sigma_f b}{4\sqrt{2} N k^2} \operatorname{tg} \theta = \frac{B_m s \omega \sigma_f b}{4\sqrt{2} N k^2} \frac{1}{s R_{mf}} = \frac{B_m b}{4\sqrt{2} N \mu_0}$$

A reatância de magnetização do fluido X_m é igual a:

$$X_M = \frac{|\hat{E}|}{|\hat{I}_M|} = \frac{2\sqrt{2} N \omega B_m L \lambda}{\frac{B_m b}{4\sqrt{2} N \mu_0}} = \frac{32 \mu_0 N^2 \omega L d}{b} = \omega L_0$$

onde $L_0 = \frac{32 \mu_0 N^2 L d}{b}$ é a **indutância característica** do gerador MHD.

Finalmente, obtemos o circuito elétrico equivalente:



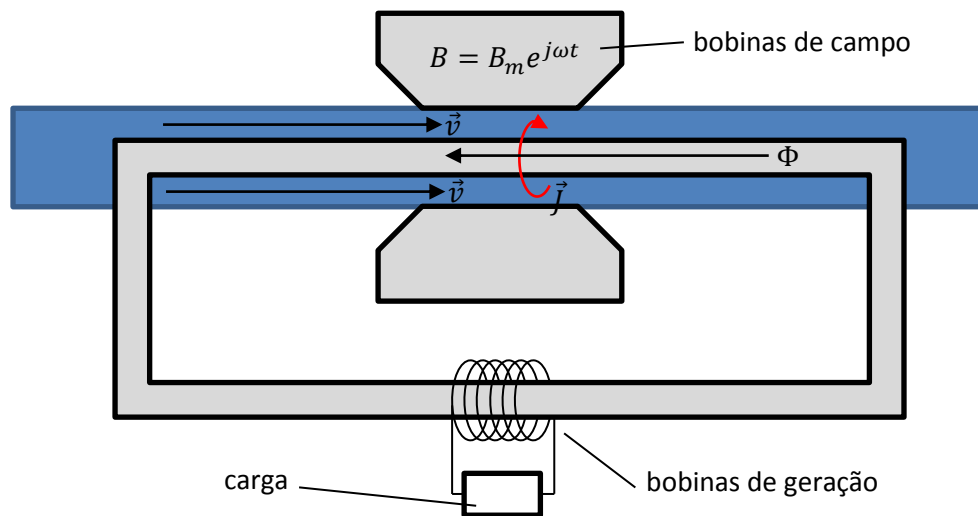
$$R_0 = \frac{32 \pi^2 N^2 L}{\sigma_f d b}$$

$$L_0 = \frac{32 \mu_0 N^2 L d}{b}$$

Conversão Magnetoidrodinâmica Indutiva com campo magnético pulsante

O gerador MHD indutivo com campo magnético de deslocamento descrito na seção precedente possui certos inconvenientes, como por exemplo, a necessidade de se trabalhar com um número de Reynolds magnético elevado, que o requer a utilização de um líquido de condutividade elétrica elevada. Essa propriedade é a origem de um efeito pelicular que diminui a potência de saída.

A fim de remediar esses problemas, um gerador MHD indutivo com campo magnético inerte é proposto. A figura abaixo ilustra sua configuração teórica:



Distinguiremos que as bobinas que induzem o campo magnético no fluido não são as mesmas que recuperam a energia elétrica produzida, diferentemente do que ocorre no gerador MHD com campo de deslocamento. Esperamos assim obter um acoplamento magnético suficiente entre o fluido e o circuito elétrico exterior em condições menos exigentes que as precedentes: fluido de condutividade elétrica relativamente baixa e baixa frequência de excitação.

Conceito de base

Entre as vantagens desse tipo de construção, podemos citar uma melhor flexibilidade na utilização, no controle e no design, devido à separação da bobina de extração da potência da de excitação que cria o campo magnético que produz a força eletromotriz interna no fluido, além do fato de que o núcleo magnético favorece o acoplamento magnético do circuito.

A potência eletromagnética bruta na saída do gerador é dada por:

$$P_g = \oint_v \text{Re}[\sigma \vec{E} \cdot (\vec{E}^* + \vec{V} \times \vec{B})] dv$$

A integral de linha da densidade de corrente sobre um caminho fechado arbitrário perpendicular à velocidade \vec{V} do fluido é calculada a partir da lei de Ohm:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \rightarrow \oint_C \vec{J} \cdot d\vec{l} = \sigma \left(\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} + \oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \right)$$

$$\oint_C \vec{J} \cdot d\vec{l} = \sigma \left(\frac{\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}} + 1 \right) \oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} = \sigma(1 - \epsilon) \oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$$

onde $\epsilon = -\frac{\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}}$. A equação acima nos mostra que a corrente ao longo do caminho fechado é resultado de um desequilíbrio entre o termo $\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}$ e $\oint_C (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$, medido pela variável ϵ .

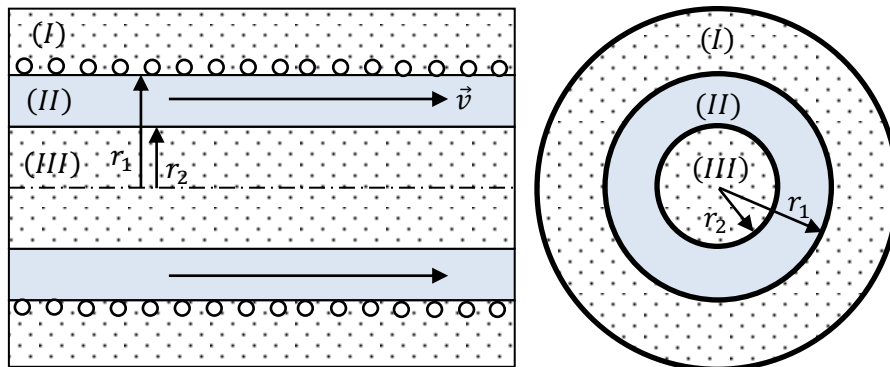
A lei de Faraday da indução é dada por:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

onde \vec{n} é o vetor unitário paralelo à velocidade do fluido e Φ é a componente do fluxo magnético paralela ao escoamento, que não interage com o fluido. Conseguimos com isso um resultado interessante: o campo elétrico perpendicular ao fluido pode ser controlado pelo fluxo magnético Φ independentemente da força eletromotriz interna $\vec{V} \times \vec{B}$ e, consequentemente, a potência eletromagnética gerada pode ser controlada pelo valor do fluxo induzido pelas bobinas de excitação.

Análise teórica

A figura abaixo mostra os cortes longitudinal e transversal de uma parte do gerador:



As zonas I e III são de um material de condutividade nula e de permeabilidade magnética μ_c enquanto que na zona II é preenchida com o fluido em movimento de condutividade σ_f e permeabilidade magnética relativa unitária ($\mu_f = \mu_0$). Negligenciam-se os efeitos de bordo.

Utilizando as leis de Maxwell e a lei de Ohm, assim como fora feito na seção anterior para o MHD indutivo com campo de deslocamento, e se apoiando nas mais diversas simetrias do problema e na hipótese de que o campo magnético é uma função periódica no tempo, obtemos:

$$A_{\theta i} = (f_{1r}(r)z + f_{0i}(r))e^{j\omega t}$$

onde $i = I, II$ ou III para cada uma das regiões do gerador.

As expressões do campo magnético e do campo elétrico podem ser obtidas pelas fórmulas abaixo:

$$B_r = \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \quad B_\theta = 0 \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\theta A_\theta) \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

As formas explícitas das componentes do vetor potencial são complexas (produtos de integrais e de funções de Bessel de primeira e segunda espécie) e, geralmente, trabalhamos com casos particulares correspondentes a soluções assintóticas do problema.

Características do gerador e discussões

Rendimento

A fim de minimizar os efeitos peliculares, consideramos um caso ideal onde a espessura do anel é pequena em comparação com o raio do núcleo. A partir da relação entre a potência de fornecida pelo fluido e a potência bruta recuperada na saída, deduzimos a eficiência do gerador, dada pela expressão [6]:

$$\eta_g = \text{Re}[\epsilon_0] + \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{z\omega_0}{v_z} \right)^2 + \text{Im}^2[\epsilon_0]}{\text{Re}[\epsilon_0] - 1}$$

onde o parâmetro ϵ_0 é dado por:

$$\epsilon_0 = \frac{j\omega r_2 B_{m0}}{2u_z B_{m1}} = \frac{\omega r_2 \beta}{2u_z}$$

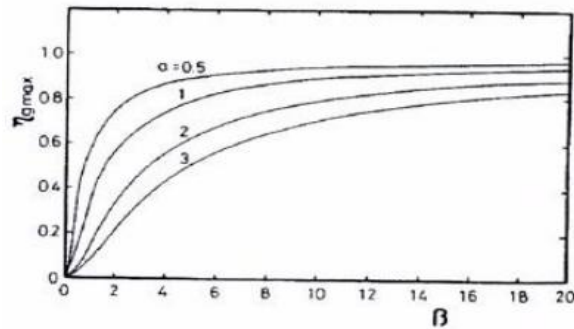
O termo B_{m1} é a componente radial do campo magnético criado pela bobina de campo em $r = r_1$. O termo B_{m0} é o campo criado inicialmente pela bobina geradora no início do processo quando ainda não há líquido de trabalho dentro canal.

$$B_{m0} \cong \frac{2A_{m0}}{r_2} \quad \beta = \frac{jB_{m0}}{B_{m1}}$$

Sendo z_0 o comprimento do canal, definimos a grandeza a dada por:

$$a = \frac{z_0}{r_2}$$

O rendimento máximo é representado no gráfico abaixo como função de β para diferentes valores de α :



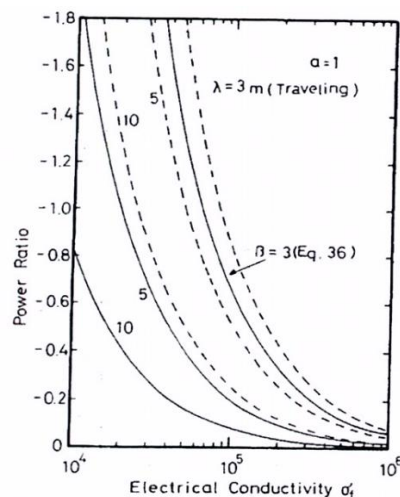
Fator de potência

A relação entre a potência reativa e a potência ativa é dada por [6]:

$$\frac{Q}{P} = \frac{4}{R_{mf}\beta^2 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0} + \frac{4a^2}{3\beta^2}\right)}$$

onde $R_{mf} = \omega\mu_0\sigma_f r_2^2$ é o número de Reynolds magnético.

Em comparação com o gerador MHD indutivo com campo de deslocamento, o gerado com campo inerte apresenta valores mais aceitáveis de fator de potência, como ilustrado no gráfico abaixo obtido para ambos geradores em condições similares: $\epsilon_0 = 0,8$, $u_z = 100m/s$ e $r_2 = 1m$.



Os resultados acima são devidos à diferença do acoplamento magnético entre os dois geradores. O núcleo magnético do gerador diminui a relutância do circuito magnético, o que explica seu melhor desempenho.

Conclusão

A conversão MHD é uma tecnologia promissora, pois ela apresenta inúmeras vantagens:

- Eficiência elevada: o rendimento da conversão é de até 70% enquanto que as turbinas a vapor das usinas térmicas dificilmente ultrapassam 40%. Da mesma maneira, um gerador MHD de eletricidade pode ser conectado a um reator de fissão nuclear, bombeando o fluido refrigerante do reator através do conversor para o trocador de calor, com uma eficiência de 60%. No futuro, um gerador MHD indutivo sem eletrodos poderia ser utilizado para extrair diretamente a energia produzida por uma usina de fusão nuclear controlada, com a expansão do plasma de fusão comprimindo as linhas de campo magnético do gerador MHD à indução com uma eficiência de mais de 80%.
- Impacto ambiental mínimo: as temperaturas de combustão elevadas permitem de diminuir os resíduos poluentes em até 90%. O crescimento da condutividade do fluido pela adição de potássio permite alternativamente de liga-lo quimicamente aos sulfatos de carbono, reduzindo as emissões de dióxido de enxofre em até 99%, deixando a utilização de filtros desnecessária. A utilização somente de oxigênio no queimador permitiria, além disso, de reduzir a quantidade de óxidos de nitrogênio, sendo estes decompostos pela queda de temperatura durante a conversão MHD entre a entrada e a saída da tubulação. Enfim, os compostos nitrogenados gerados poderiam ser recuperados para a fabricação de fertilizantes agrícolas.
- Confiabilidade: nenhuma parte móvel é utilizada, o que diminuiria os custos de manutenção.

Outra possível aplicação da conversão MHD, não detalhada neste texto, é a de bomba: assim como toda máquina eletromecânica (capaz de operar tanto como gerador como motor) o conversor MHD pode ser utilizado para bombear um fluido com o dispêndio de energia elétrica.

Somente essas vantagens não são todas válidas para a tecnologia atual. De fato, para obter-se uma boa eficiência, como nós demonstramos na seção precedente, devemos trabalhar com temperaturas elevadas. Assim, contatamos vários problemas técnicos:

- Uma boa interação MHD requer campos magnéticos extremamente potentes (vários teslas) que podem ser idealmente produzidos por eletroímãs supercondutores.
- A condutividade elétrica de um gás é fraca. Devemos assim adicionar espécies alcalinas (césio, por exemplo) favorecendo a presença de elétrons livres, entretanto alguns desses produtos são potencialmente poluentes e reagem violentamente com a água. Outra solução é a de se trabalhar com altas temperaturas (milhares de Kelvins) o que necessitaria materiais resistentes ao calor e que suportasse altas densidades de corrente como, por exemplo, cerâmicas compostas de óxido de ítrio ou dióxido de zircônio,

ou tungstênio. Esse problema pode ser parcialmente resolvido trabalhando-se com uma mistura bifásica de um metal líquido com o gás de trabalho.

Num futuro próximo, centrais termoelétricas e nucleares poderão utilizar a conversão MHD de modo a trabalharem com ciclos de alto rendimento. Entretanto, as limitações tecnológicas atuais (inexistência de materiais baratos que sejam resistentes a condições extremas de temperatura, necessárias à ionização térmica do fluido de trabalho) inviabilizam a utilização dessa tecnologia em escala industrial, sendo ainda restrita ao campo de pesquisa ou a sistemas de baixa potência.

Referências bibliográficas

1. RAX J. M.: Physique de la conversion directe et du stockage de l'énergie. Éditions de l'École Polytechnique, 2011.
2. FINK, D. G.: Standard Handbook for Electrical Engineers. 15ª edição. Editora McGraw-Hill Professional. 2006.
3. NORTHROP, E. F.: Some Newly Observed Manifestations of Forces in the Interior of an Electrical Conductor. Phys. Rev., vol. 24(6), p. 474, 1907.
4. STEG, L.: "Prospects of MHD Power Generation," Astronautics vol. 5, pp. 22–25. 1960.
5. DUDZINSKY S. J.: MHD Induction Generator. Proceedings of the IEEE, Vol. 56, Nº 9. 1968.
6. Saito M.: Induction MHD Generator Using Alternating Magnetic Field. Journal of Nuclear Science and Technology, 16, pp. 161-174. 1979.
7. FITZGERALD A. E.: Máquinas Elétricas, 6ª edição. Editora Artmed-Bookman. 2002.