

6. FLUSSI MAGNETOFLUIDODINAMICI NEL CONDOTTO DI UN GENERATORE MHD IN CICLO APERTO

6.1 Introduzione

Uno dei principali scopi di un codice bidimensionale è l'analisi fine delle grandezze fisiche incognite su tutto il dominio. Riveste particolare importanza lo studio di quanto avviene in regioni laterali del condotto MHD. Per una corretta valutazione delle grandezze elettriche in prossimità delle pareti è necessario considerare l'insorgere di fenomeni localizzati che possono, in qualche misura, incidere sul comportamento globale del plasma.

E' stato preso in considerazione il comportamento del plasma all'interno di un generatore a ciclo aperto. Uno schema di generatore a ciclo aperto è mostrato in fig. 6.1. A causa dell'elevato scambio energetico durante le collisioni elettroni-particelle pesanti, la temperatura elettronica è uguale a quella del gas. Il plasma è quindi in equilibrio termodinamico locale. La conduzione di corrente nel plasma avviene prevalentemente in modo

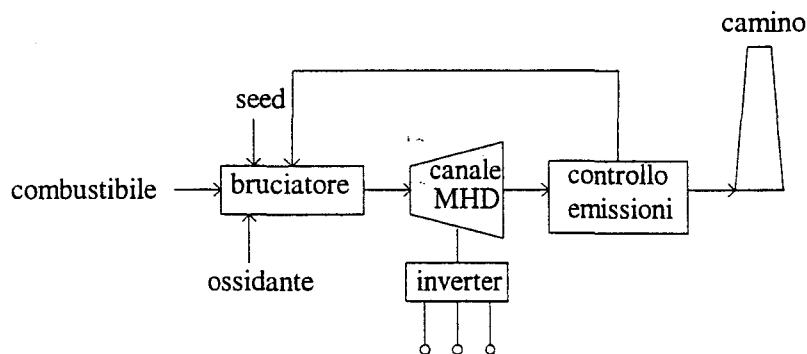


Fig. 6.1: schema impianto MHD a ciclo aperto

omogeneo.

Il regime fluidodinamico del plasma all'interno del canale è caratterizzato da forte turbolenza. A causa del forte rimescolamento causato dalla turbolenza, la velocità assiale e la temperatura assumono un profilo a pistone, lievemente schiacciato verso la parete catodica a causa dell'interazione MHD. Si possono quindi distinguere tre regioni:

- a) la regione anodica e la regione catodica, dove si sviluppano gli strati limite termico e dinamico. In tali regioni sono presenti forti gradienti trasversali di velocità e di temperatura.
- b) la regione centrale del flusso, dove velocità e temperatura subiscono variazioni di lieve entità.

6.2 Archi elettrici

Gli archi elettrici sono presenti principalmente nello strato limite fluidodinamico e termico. In tali regioni la temperatura del plasma è molto

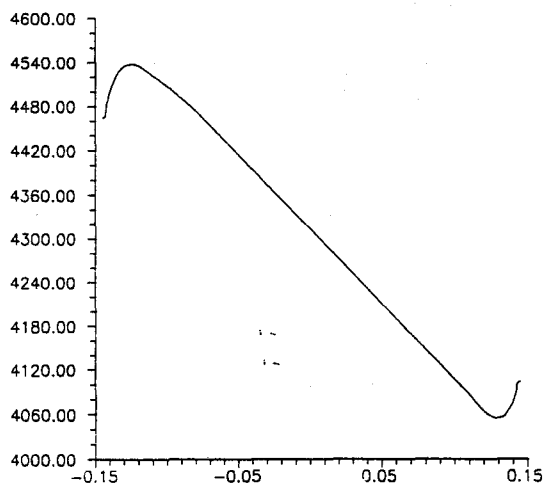


Fig 6.2: andamento del potenziale lungo la direzione y. Sono chiaramente distinguibili le voltage drops

inferiore alla temperatura di bulk. La conducibilità, che dipende fortemente dalla temperatura, è di conseguenza molto più bassa in prossimità delle pareti che non al centro del condotto. Inoltre, al decrescere della velocità del plasma nello strato limite fluidodinamico si verifica un drastico decremento del termine $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$. I meccanismi descritti causano una ripida caduta di tensione (voltage drop) attraverso lo strato limite in prossimità degli elettrodi (vedi fig. 6.2). I forti campi elettrici E_y generati alla parete provocano l'innesco di fenomeni di scarica elettrica. Tali scariche costituiscono un cammino preferenziale ad alta temperatura ed alta conducibilità per la corrente. Nello strato limite elettrodico quindi la conduzione non avviene in maniera omogenea, ma attraverso gli archi elettrici.

6.3 Modello di archi elettrici

Affinché un codice bidimensionale stazionario tenga conto degli effetti degli archi sull'elettrodinamica del plasma non è necessaria una descrizione dettagliata della formazione e dell'evoluzione della scarica. Tale fenomeno, in realtà tridimensionale e tempodipendente, deve essere rappresentato in un modello bidimensionale stazionario in maniera semplificata, in modo da fornire un'indicazione mediata nel tempo e nello spazio dell'effetto delle scariche. La semplicità del modello è d'altra parte necessaria per non appesantire eccessivamente il codice in cui verrà incluso.

Per la simulazione degli archi elettrici è stata quindi messa a punto la procedura iterativa illustrata in fig 6.3: ogni volta che il codice elettrodinamico converge, viene calcolato il campo elettrico in tutti i punti della griglia. Nei punti in cui il campo elettrico supera un certo valore di

soglia, viene aumentata la conducibilità del plasma, in modo da rendere il campo elettrico minore del valore critico. La matrice dei coefficienti viene quindi aggiornata in base ai nuovi valori della conducibilità, ed il potenziale viene ricalcolato. La natura non lineare del fenomeno è quindi trattata risolvendo iterativamente il problema elettrodinamico lineare finché la conducibilità non raggiunge ovunque il suo valore di equilibrio.

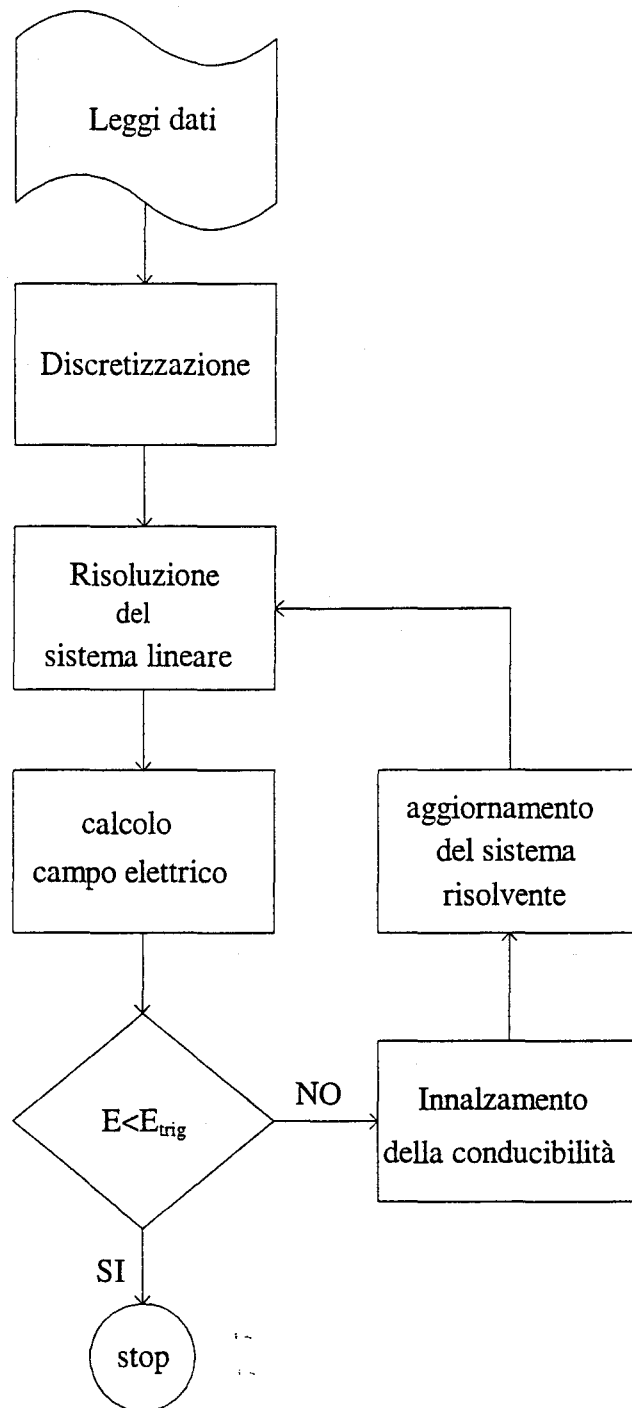


Fig 6.3: schema risolutivo per il problema degli archi elettrici

e-	0.00002	Al O ₂ H	0.00001
AR	0.00357	Al ₂ O ₂ (L)	0.00229
CO	0.32262	COS	0.00001
CO ₂	0.11754	Fe	0.00147
H	0.00389	FeO	0.00015
H ₂	0.06999	FeO ₂ H ₂	0.00015
H ₂ O	0.14911	H ₂ S	0.00004
K	0.01042	K+	0.00003
KO	0.00001	KH	0.00002
KOH	0.00444	S	0.00006
NO	0.00020	SH	0.00007
N ₂	0.30239	SO	0.00059
O	0.00006	S ₂	0.00001
OH	0.00154	SiO	0.00498
O ₂	0.00005	SiO ₂ (L)	0.00273
SO ₂	0.00146	SiO ₂	0.00007

Tabella 6.1: frazione molare (calcolata) dei principali componenti presenti in un plasma prodotto dalla combustione di carbone. I dati sono riferiti alla temperatura di uscita del combustore, pari a 2740 °K.

K ₂	Al(S)	Al(L)	Al	Al+
AlH	AlN(S)	AlN	AlO	AlO+
AlO-	AlOH	AlOH+	AlOH-	AlO2
AlO ₂	AlS	Al ₂ O	Al ₂ O+	Al ₂ O ₂
Al ₂ O ₂ +	Al ₂ O ₃ (S)	AR+	C(S)	C
C+	C-	CH	CH+	CH ₂
CH ₂ O	CO ₃	CH ₄	CN	CN+
CN-	CN2	CO ₂ -	CS	CS ₂
C ₂	C ₂ -	C ₂ H	C ₂ H ₂	C ₂ H ₄
C ₂ H ₆	C ₂ N	C ₂ N ₂	C ₂ O	C ₃
C ₃ O ₂	C ₄	C ₅	Fe(S)	Fe(L)
FeO(S)	FeO(L)	FeO ₂ H ₂ (S)	FeO ₃ H ₃ (S)	FeS(S)
FeS(S)	FeS(L)	FeSO ₂ (S)	Fe S ₂ (S)	Fe ₂ O ₃ (S)
Fe ₂ S ₃ O ₁₂ (S)	Fe ₃ O ₄ (S)	FE(CO) ₅ (L)	FE(CO) ₅	H+
H-	HAIO	HCN	HCO	HCO+
HNCO	HNO	HNO ₂	HNO ₃	HO ₂
H ₂ O(S)	H ₂ O(L)	H ₂ O ₂	H ₂ SO ₄ (L)	H ₂ SO ₄
K(S)	K(L)	KCN(S)	KCN(L)	KCN
KO-	KOH(S)	KOH(S)	KOH(L)	KOH+
KO ₂ (S)	K ₂ CO ₃ (S)	K ₂ CO ₃ (L)	K ₂ C ₂ N ₂	K ₂ O(S)
K ₂ O ₂ (S)	K ₂ O ₂ H ₂	K ₂ SO ₄ (S)	K ₂ SO ₄ (S)	K ₂ SO ₄ (L)
K ₂ SO ₃ (L)	K ₂ SO ₃ (S)	K ₂ S(L)	K ₂ S(S)	K ₂ SiO ₃ (S)
K ₂ SiO ₃ (L)				
NH				
NO ₂ -				
N ₂ O ₄				
OH+				
S(L)				
S ₈				
SiC				
SiN				
Si ₂	Si ₂ C	Si ₂ N	Si ₃	
Naftalina		Fenolo	Benzene	

Tabella 6.2: componenti presenti nel plasma con frazione molare inferiore a 10⁻⁵

6.4 Correnti di perdita

Il fenomeno delle correnti di perdita è presente nei generatori a ciclo aperto ed in particolar modo in quelli alimentati da combustibili “sporchi”, come il carbone. Nel carbone sono contenuti elementi metallici e silicio, che durante la combustione si combinano in vario modo formando scorie non volatili, come è possibile notare nelle tabelle 6.1 e 6.2. Malgrado sia presente un apposito separatore all’interno del bruciatore, una parte delle scorie in fase solida o liquida rimane in sospensione nel plasma, viene trasportata all’interno del canale e si deposita sulle pareti elettrodiche. Lo strato di scorie (slag layer) che si viene a formare ricopre gli elettrodi, proteggendoli in parte dagli effetti dannosi delle scariche elettriche nello strato limite, ma costituendo anche un collegamento tra elettrodi adiacenti. Negli strati di scorie scorrono quindi delle correnti di perdita comportano una diminuzione della potenza erogata dal generatore. Tali correnti sono molto evidenti sulla parete catodica. Infatti su questa parete si depositano gli ioni metallici positivi, ed in particolare gli ioni K^+ , deviati dall’azione del campo magnetico. A causa della presenza di

Fig. 6.4: schema illustrativo della formazione degli strati di scorie. Le ceneri liquefatte si depositano uniformemente su tutte le pareti, mentre gli ioni positivi, a causa della presenza del campo magnetico, si depositano principalmente sugli elettrodi catodici.

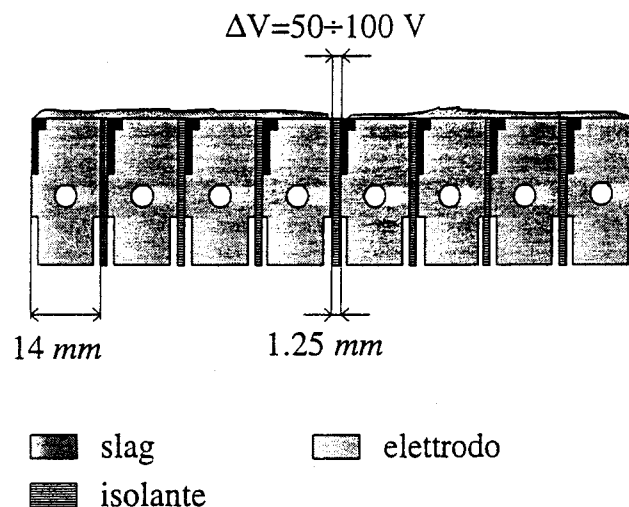


Fig. 6.5: disposizione degli elettrodi sulla parete catodica. La differenza di potenziale tra due elettrodi adiacenti, che è normalmente dell'ordine di qualche volt, può raggiungere valori molto elevati a causa di un interruzione nello strato di scorie

potassio, lo strato di scorie della parete catodica ha una conducibilità tale da consentire il passaggio di correnti di perdita dell'ordine di qualche decina di ampere.

Le correnti di perdita costituiscono un grosso inconveniente per il buon funzionamento del generatore. Oltre a diminuire la potenza erogata, tali correnti sono tanto elevate lungo la parete catodica da fare evaporare lo slag layer in diversi punti lungo il condotto, causando quindi l'interruzione dello strato di scorie che collega elettrodi adiacenti. Si vengono così a formare gruppi di elettrodi cortocircuitati dallo strato conduttivo di scorie, ed isolati tra loro dai gap nello strato di scorie (vedi fig. 6.5). In corrispondenza di tali gap si generano forti differenze di potenziale (vedi fig. 6.6), e di conseguenza, alti campi elettrici che sottopongono gli elettrodi e il materiale isolante che li separa a forti stress elettrici.

Per limitare le dannose conseguenze associate alla formazioni di gruppi di elettrodi cortocircuitati, viene posto sulla parete catodica poco a valle dell'ugello un iniettore di ossido di ferro. L'ossido di ferro si deposita sulla parete catodica ed inibisce la formazione di gruppi cortocircuitati.

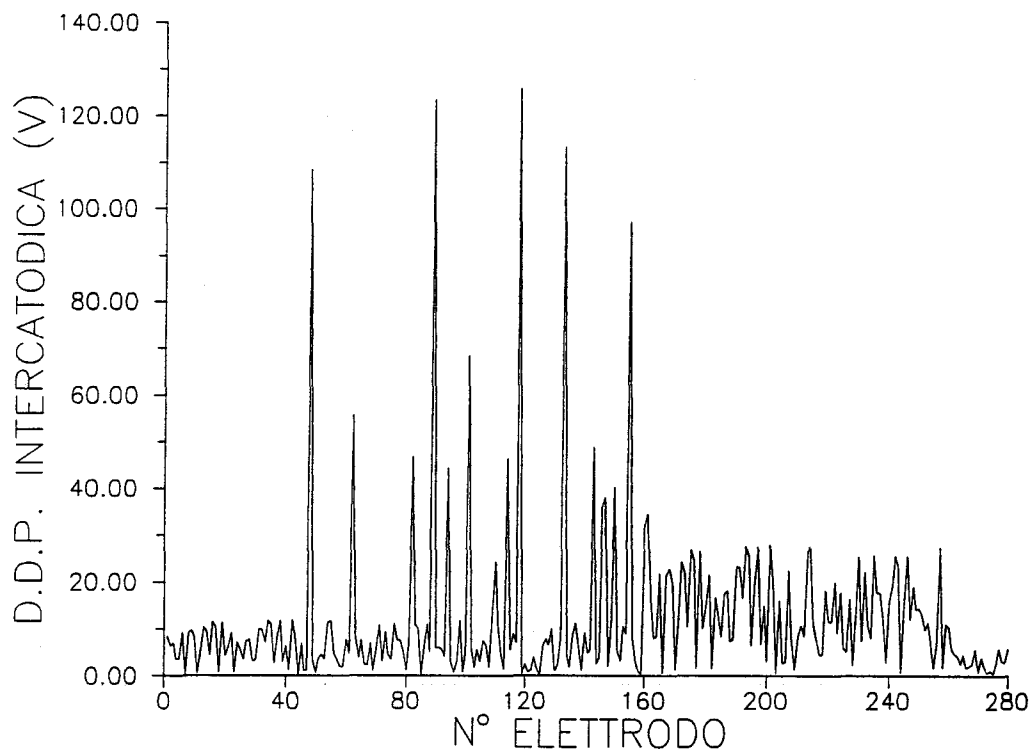


Fig (6.6): andamento (calcolato) della differenza di potenziale tra catodi adiacenti. La presenza di interruzioni nello strato di scorie provoca differenze di potenziale interelettrodiche che superano i 100 V.

6.5 Misura della conducibilità degli slag layer

In fig. 6.7 è illustrato lo schema utilizzato per la misurazione della conducibilità del plasma e delle scorie. In tale configurazione non viene applicato alcun campo magnetico dall'esterno. La corrente I_{ps} che fluisce nel canale è causata da un generatore di tensione i cui morsetti sono collegati all'ingresso ed all'uscita del condotto. La corrente I_{ps} viene

misurata con un amperometro in serie con il generatore. Viene inoltre misurata ad intervalli regolari la differenza di potenziale tra due elettrodi anodici o catodici. Il processo di misura si suddivide in tre fasi:

- 1) misura della conducibilità delle scorie in assenza di potassio;
 - 2) misura della corrente I_{ps} durante l'iniezione del seed;
 - 3) misura della corrente I_{ps} dopo l'interruzione dell'iniezione del seed.
- Calcolo della corrente nel plasma e della conducibilità delle scorie con potassio.

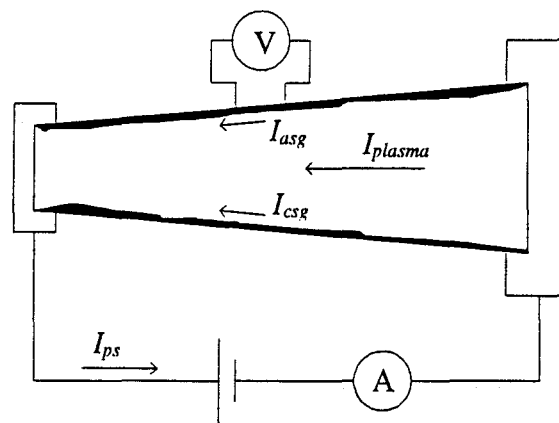


Fig. 6.7: schema del canale per la misurazione della conducibilità

- 1) Valutazione della conducibilità delle scorie in assenza di potassio: Il canale viene percorso per un certo tempo dai fumi provenienti dal bruciatore senza iniezione di seed. In queste condizioni lo strato di scorie è privo di potassio, e la conducibilità del plasma è circa nulla. La corrente I_{ps} è quindi imputabile alla conduzione lungo gli strati di scorie. Si può quindi scrivere:

$$R_{gap}(x) = \frac{\Delta V(x)}{I_{ps} [L(x)/p]}, \quad 6.1.$$

dove:

$R_{gap}(x)$ = resistenza equivalente del gap all'ascissa x

$\Delta V(x)$ = d.d.p. misurata all'ascissa x tra due elettrodi che distano tra loro

una distanza $L(x)$

p = passo elettrodico

Si può inoltre scrivere che:

$$R_{gap}(x) = \frac{p}{\sigma_{sl} S P(x)} \quad 6.2.$$

con

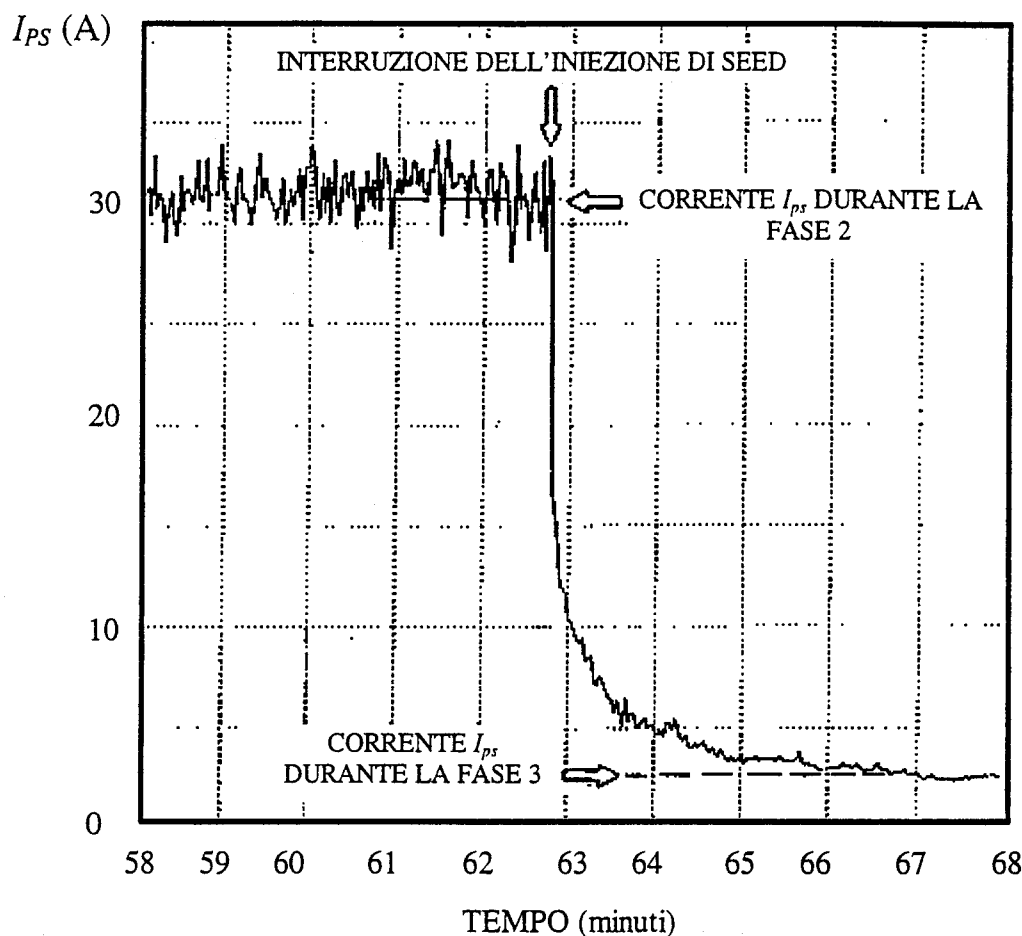
σ_{sl} = conducibilità elettrica dello strato di scorie in assenza di potassio

$P(x)$ = perimetro della sezione del canale all'ascissa x

s = spessore dello strato di scorie (tipicamente 1÷2 mm)

Dalle due relazioni (6.1) e (6.2) è possibile ottenere una valutazione di σ_{sl} .

- 2) Misura della corrente I_{ps} dopo l'iniezione del seed: in questo caso la corrente I_{ps} è somma della corrente di plasma e delle correnti di perdita. La conducibilità delle scorie è inoltre aumentata a causa della presenza di potassio, che, in assenza di campo magnetico, si deposita uniformemente su tutte le pareti del canale. Per valutare l'entità della corrente di perdita e della corrente di plasma è necessaria una terza misura.



Fig(6.8):andamento della corrente I_{ps} durante l'interruzione dell'iniezione dell'additivo.

3) Valutazione della conducibilità nello strato di scorie con potassio: l'iniezione di seed viene interrotta (vedi fig. 6.8). La conducibilità del plasma si annulla e la corrente I_{ps} coincide di nuovo con le correnti di perdita, ma in questo caso le scorie sono più conduttive per la presenza del potassio. Si ha quindi:

$$R_{Kgap}(x) = \frac{\Delta V(x)}{I_{ps}[L(x)/p]}$$

$$R_{Kgap}(x) = \frac{P}{\sigma_{Ksl} S P(x)}$$

dove R_{kgap} e σ_{ksl} sono rispettivamente la resistenza equivalente e la conducibilità relative allo strato. E' inoltre possibile valutare la conducibilità media del plasma $\sigma_{plasma}(x)$:

$$\sigma_{plasma}(x) = \frac{L(x)I_{plasma}}{S(x)\Delta V(x)}$$

con:

$$I_{plasma} = I_{ps,2} - I_{ps,3},$$

dove $I_{ps,2}$ e $I_{ps,3}$ sono le correnti misurate rispettivamente nella fase 2 e 3.

Un ulteriore misura permette inoltre di valutare la conducibilità dello strato di scorie durante l'immissione di ossido di ferro.

6.6 Simulazione delle correnti di perdita

Lo strato di scorie sulle pareti viene simulato da una rete equivalente di resistenze secondo lo schema illustrato in fig. 6.9. Ogni nodo sulla parete rappresenta un elettrodo. Le due resistenze R_p riproducono i collegamenti

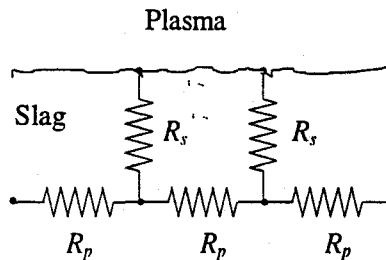


Fig 6.9: disposizione delle resistenze R_p ed R_s che simulano la presenza degli strati di scorie sulle pareti elettrodiche.

tra ogni elettrodo e quelli adiacenti. La resistenza R_s simula lo strato di scorie che ricopre l'elettrodo.

Per ottenere la condizione di saldatura, in ogni punto $P_{p,s}$, che rappresenta il confine tra il plasma e le scorie viene ricavata una relazione da un bilancio di corrente normale allo slag layer (vedi fig. 6.10).

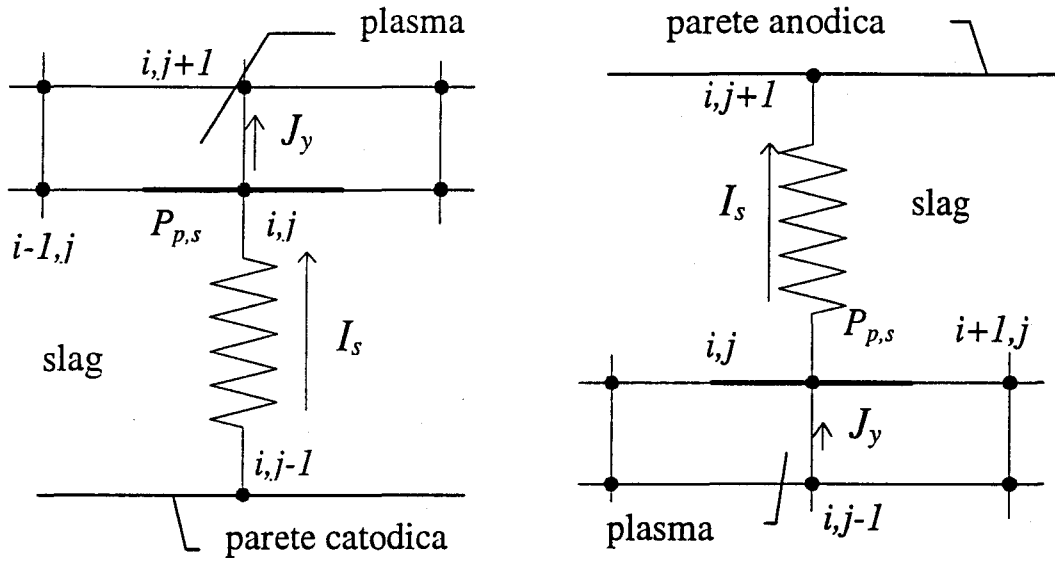


Fig 6.10: schema utilizzato per ricavare la relazione di continuità tra plasma e slag alla parete catodica (a destra) ed alla parete anodica (a sinistra). Il bilancio di corrente è fatto sulla superficie indicata a tratto grosso.

L'espressione del bilancio è la seguente:

$$J_y \Delta x = I_s, \quad 6.3.$$

dove J_y è la densità di corrente nel plasma normale alla parete elettrodica, mentre I_s è la corrente che attraversa lo strato di scorie.

La corrente che passa per R_s alla parete catodica è pari a:

$$I_{s,cat} = \frac{\Phi_{i,j} - \Phi_{i,j+1}}{R_{Ks}}, \quad 6.4.$$

e, alla parete anodica:

$$I_{s, and} = \frac{\Phi_{i,j-1} - \Phi_{i,j}}{R_s}. \quad 6.5.$$

Dalla (2.12), per u e v nulle, si ottiene alla parete catodica:

$$J_{y, cat} = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \left(\frac{\Phi_{i,j-1} - \Phi_{i,j}}{\Delta y} + \beta \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j}}{\Delta x} \right), \quad 6.6.$$

mentre alla parete anodica:

$$J_{y, and} = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \left(\frac{\Phi_{i,j} - \Phi_{i,j+1}}{\Delta y} + \beta \frac{\Phi_{i,j} - \Phi_{i-1,j}}{\Delta x} \right). \quad 6.7$$

Si è resa necessaria un'approssimazione lineare per conservare le proprietà di diagonale-dominanza della matrice dei coefficienti. Dalle (6.3.), (6.4.) e (6.6.) si ottiene alla parete catodica:

$$a_{1,c} \Phi_{i,j+1} + a_2 \Phi_{i+1,j} + a_3 \Phi_{i,j} + a_5 \Phi_{i,j-1} = 0 \quad 6.8$$

e, dalle (6.3.), (6.5.) e (6.7.) si ha alla parete anodica:

$$a_{1,a} \Phi_{i,j-1} + a_2 \Phi_{i-1,j} + a_3 \Phi_{i,j} + a_5 \Phi_{i,j+1} = 0, \quad 6.9$$

con:

$$\begin{aligned} a_{1,c} &= \frac{1}{R_{Ks}}, & a_{1,a} &= \frac{1}{R_s} & a_5 &= \frac{\Delta x}{\Delta y} \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \\ a_2 &= \frac{\sigma \beta}{1 + \beta^2} & a_3 &= -(a_1 + a_2 + a_5) \end{aligned}$$

Il valore delle resistenze che simulano l'effetto dello strato conduttivo di scorie sulle pareti elettrodiche è determinato dalle misure sperimentali viste precedentemente.

Nel caso in cui i potenziali elettrodici non sono noti, è necessario calcolarli utilizzando le condizioni di carico come già discusso nel capitolo 2. E'

quindi necessario considerare nel modello del generatore le connessioni esterne che collegano gli elettrodi catodici con quelli anodici (vedi fig. 2.2). Le resistenze che simulano lo slag layer ed i collegamenti tra anodo e catodo vengono integrati in un unico circuito, come illustrato schematicamente in fig. 6.11. Per ogni nodo catodico vale una relazione del tipo:

$$\frac{1}{R_{Kgap}}(\Phi_{c,i+1} + \Phi_{c,i-1}) + \frac{1}{R_{Ks}}\Phi_{i,j+1} + \frac{1}{R_{link}}\Phi_{a,i} - \left(\frac{2}{R_{Kgap}} + \frac{1}{R_{Ks}} + \frac{1}{R_{link}} \right) \Phi_{c,i}, \quad 6.10.$$

mentre per i nodi anodici vale:

$$\frac{1}{R_{gap}}(\Phi_{a,i+1} + \Phi_{a,i-1}) + \frac{1}{R_{as}}\Phi_{i,j-1} + \frac{1}{R_{link}}\Phi_{c,i} - \left(\frac{2}{R_{Kgap}} + \frac{1}{R_{Ks}} + \frac{1}{R_{link}} \right) \Phi_{a,i}. \quad 6.11.$$

dove R_{link} rappresenta il valore della resistenza della connessione tra anodo e catodo.

Si consideri ora la risoluzione del problema elettrodinamico associato ad un condotto MHD diagonale. Il dominio di calcolo è discretizzato

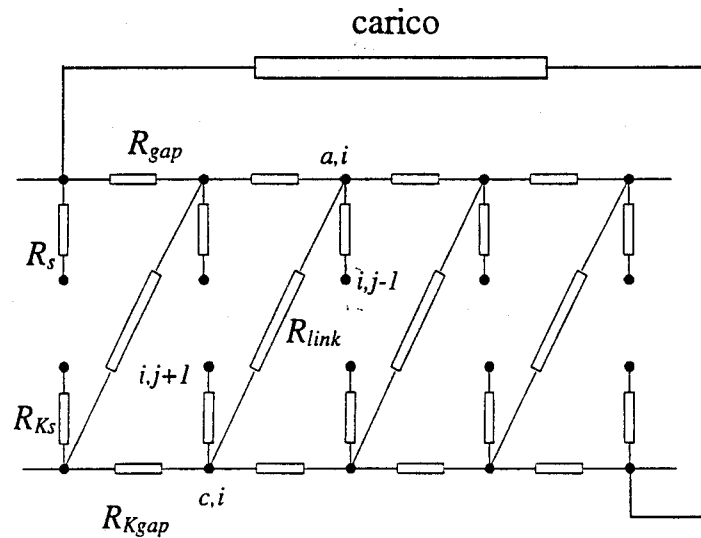


Fig. 6.11: il circuito elettrico illustrato mostra come vengono integrate le resistenze che simulano lo strato di scorie e i collegamenti esterni tra gli elettrodi.

utilizzando N_x per N_y nodi, dove i pedici x e y si riferiscono alla discretizzazione lungo l'asse x e l'asse y rispettivamente. La matrice dei coefficienti che compare nel sistema lineare è quindi formata da $N_x(N_y - 4)$ equazioni del tipo (5.13), che rappresentano i nodi interni, $2N_x$ equazioni del tipo (6.8.) o (6.9.) che rappresentano il confine tra il plasma e lo strato di scorie, e $2N_{link}$ equazioni del tipo (6.10.) o (6.11.) che rappresentano gli elettrodi connessi tra loro. Le rimanenti $2(N_x - N_{link})$ equazioni sono relative ai nodi connessi al carico. In tali nodi è possibile:

- a) assegnare il potenziale;
- b) considerare la rete esterna connessa al carico. Una possibile configurazione delle connessioni al carico è mostrata schematicamente in fig. 2.2. In questo caso si aggiungono al sistema $2(N_x - N_{link})$ equazioni del tutto analoghe alle (6.10.), (6.11.), e un'equazione per ogni nodo che compare nella rete di carico.

Per simulare la formazione dei gruppi di elettrodi cortocircuitati, viene utilizzata la procedura iterativa illustrata dal diagramma di flusso in fig.6.12. Al primo passo dell'iterazione vengono assegnati alle resistenze che simulano lo strato di scorie i valori ottenuti mediante le misure descritte in precedenza. Ad ogni passo dell'iterazione è quindi calcolato il potenziale su tutto il dominio e sugli elettrodi, imponendo le condizioni di carico come condizioni al contorno. Vengono quindi individuati i gruppi di elettrodi catodici percorsi da una corrente di perdita maggiore di un certo valore I_{trig} utilizzando la procedura illustrata nel diagramma di flusso in fig 6.13. La routine GAP calcolata il numero di gap presenti in ogni gruppo seguendo il procedimento illustrato di seguito (vedi fig. 6.14).

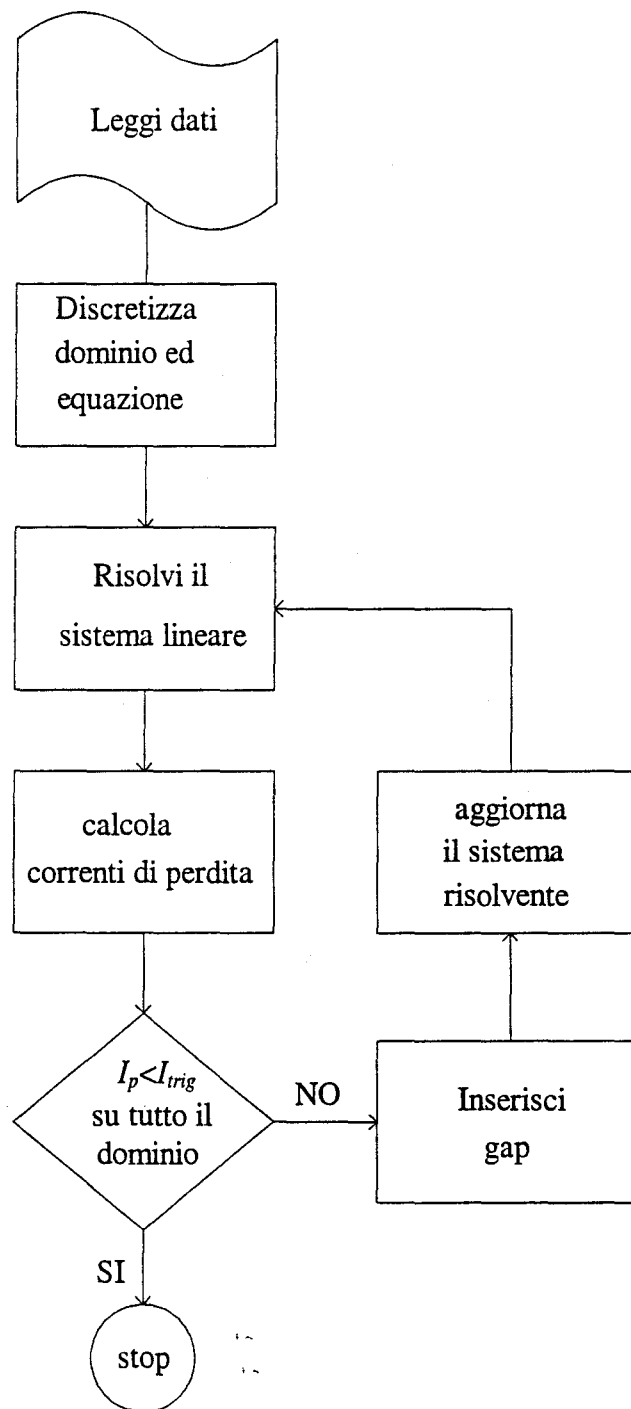


Fig. 6.12: algoritmo per simulare la formazione di gruppi di elettrodi cortocircuitati

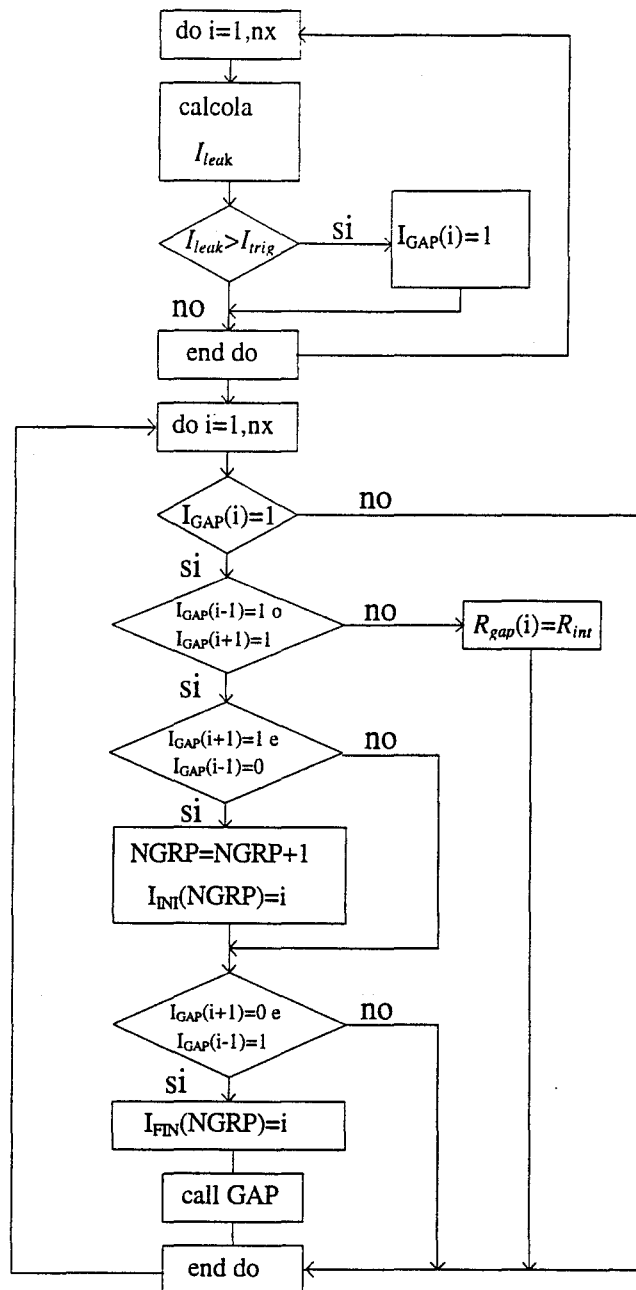


Fig. 6.13: algoritmo descrivente la procedura utilizzata per individuare i gruppi di elettrodi cortocircuitati. La subroutine GAP inserisce opportunamente le interruzioni nello strato di scorie.

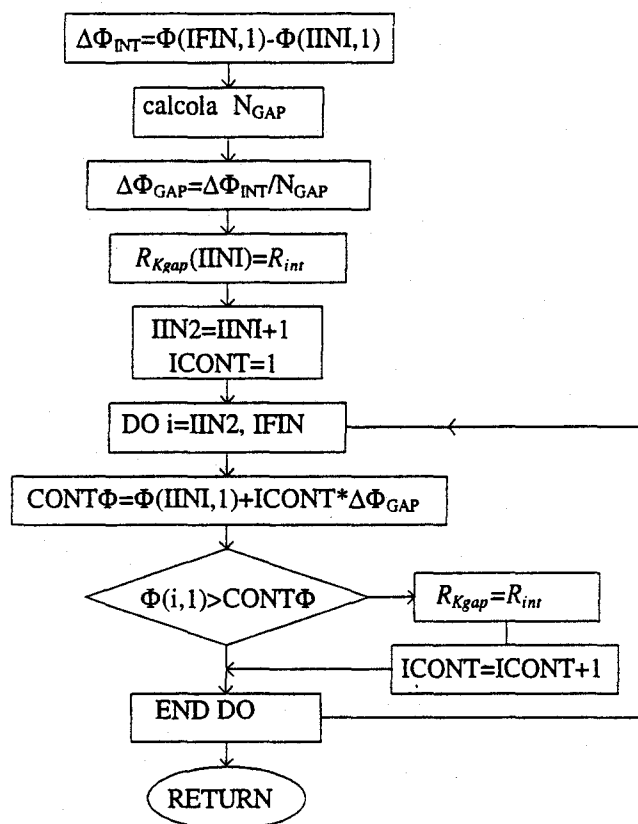


Fig. 6.14: diagramma di flusso per la subroutine GAP.

Viene innanzitutto calcolata la differenza di potenziale $\Delta\Phi_{INT}$ tra il primo e l'ultimo nodo del gruppo, contraddistinti rispettivamente dall'indice IINI e IFIN+1 (vedi fig. 6.13). Supponendo trascurabili le resistenze delle connessioni anodo-catodo e gli effetti della corrente di perdita sulla parete anodica, la resistenza equivalente degli strati di scorie dalla posizione IINI a quella IFIN è pari IFIN - IINI paralleli tra R_{kgap} e R_{gap} disposti in serie. Si può quindi scrivere:

$$R_{eq} = \sum_{IINI}^{IFIN} R_{eq, gap}$$

dove $R_{eq,gap}$ è pari a:

$$R_{eq,gap} = \left(\frac{1}{R_{Kgap}} + \frac{1}{R_{gap}} \right)^{-1}$$

Supponendo per semplicità che R_{Kgap} e R_{gap} siano costanti lungo il canale, risulta:

$$R_{eq} = (I_{FIN} - I_{INI}) R_{eq,gap}$$

Affinché la corrente che passa lungo gli slag layer sia minore di I_{trig} , il gruppo dovrebbe avere una resistenza equivalente $R_{eq,new}$ pari a:

$$R_{eq,new} = \frac{\Delta\Phi_{INT}}{I_{trig}}$$

Occorre quindi introdurre un numero di interruzioni N_{INT} , caratterizzate da una resistenza elevata e pari a R_{int} , in modo che la resistenza equivalente del gruppo raggiunga il valore $R_{eq,new}$. Deve essere quindi:

$$R_{eq,new} = R_{eq} - N_{INT} R_{eq,gap} + N_{INT} R_{int},$$

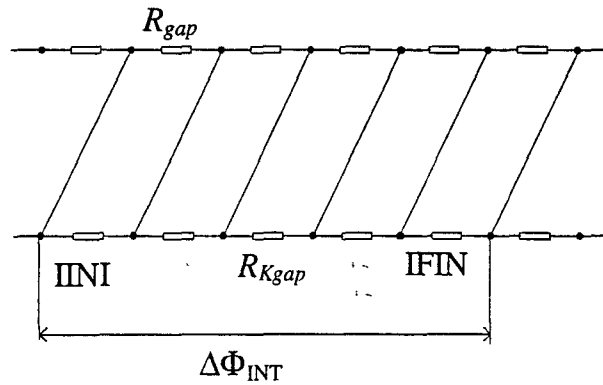


Fig: 6.15: schema utilizzato per individuare le interruzioni dello strato di scorie lungo gruppi di elettrodi cortocircuitati.

da cui:

$$N_{INT} = \frac{R_{eq,new} - R_{eq}}{R_{int} - R_{eq,gap}}$$

Una volta determinato N_{INT} , le interruzioni vengono disposte ad intervalli costanti di potenziale. In corrispondenza di ogni interruzione il valore della resistenza che connette i due elettrodi adiacenti viene innalzata al valore R_{int} (vedi diagramma di flusso in fig. 6.15). Viene quindi aggiornata la matrice dei coefficienti e i potenziali vengono ricalcolati. La procedura si arresta quando non esistono più nodi in cui la corrente di perdita sia superiore a I_{trig} .

7. APPLICAZIONI

7.1 Introduzione

I risultati forniti dai due codici numerici ottenuti utilizzando i metodi del fitting esponenziale DFEXP e degli elementi finiti FEM sono stati confrontati con dati sperimentali. Per il confronto sono stati utilizzati dati forniti dalle misure eseguite sul generatore 1A₄ presso il Component Development Integration and Facility (CDIF), Butte, Montana ,USA: Il generatore 1A₄ è un generatore a ciclo aperto, alimentato dalla combustione di carbone. I fumi sono additivati con K₂CO₃.

Le caratteristiche geometriche del canale sono illustrate in figg. 7.1 e 7.2. In fig 7.1 è mostrato il canale nel suo complesso. Il plasma in viene accelerato all'ingresso da un convergente divergente, e viene decelerato

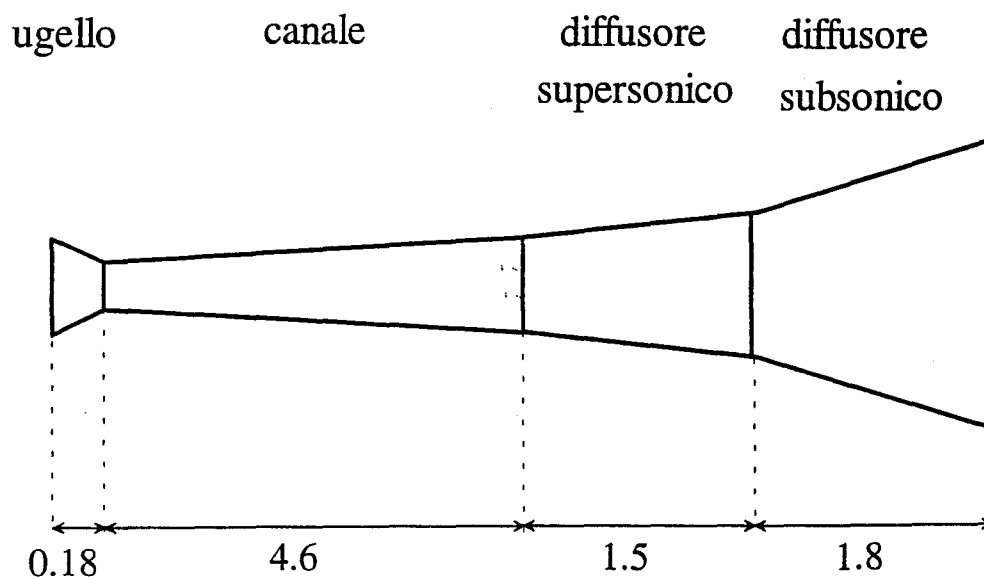


Fig. 7.1: dimensioni globali del canale. Le misure sono fornite in metri.

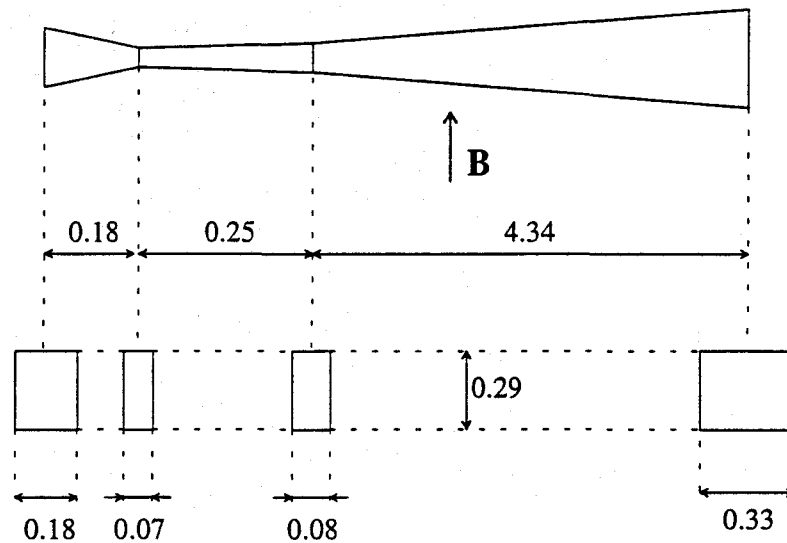


Fig. 7.2: dimensioni del convergente divergente e della zona attiva del canale. Le misure sono fornite in metri

all'uscita dal diffusore. In fig. 7.2 sono mostrate le dimensioni del convergente - divergente e della zona attiva del canale, lunga 4.34 m. La distanza tra le pareti elettrodeiche è costante e pari a 0.29 m. Il dominio bidimensionale di calcolo è quindi rettangolare.

7.2 Dati di ingresso e proprietà del plasma

La tabella 7.1 riassume le condizioni di funzionamento nominale del canale. Nelle figg 7.3-7.7 sono mostrati gli andamenti del campo di induzione magnetica, del parametro di Hall della conducibilità e della velocità del plasma che sono stati utilizzati come dati di ingresso per i codici utilizzati.

L'andamento di tali grandezze è stato ottenuto con misure sperimentali presso il CDIF, che ha inoltre fornito i valori per R_{gap} , R_{Kgap} , R_{link} , V_{trig} e I_{trig} , necessari per valutare correttamente l'entità degli archi elettrici e delle correnti di perdita.

Potenza termica nominale	50 MW _t
Portata totale in massa	9.2 Kg/sec
Pressione nominale nel bruciatore	6 Atm
Additivo	K ₂ CO ₃ .
Numero di Mach all'ingresso del condotto	1
temperatura di ingresso	2770 °K
percentuale di ceneri trasportate nel canale	30%
n° di elettrodi nella zona attiva	245

Tabella 7.1: condizioni di funzionamento nominale del generatore 1A₄

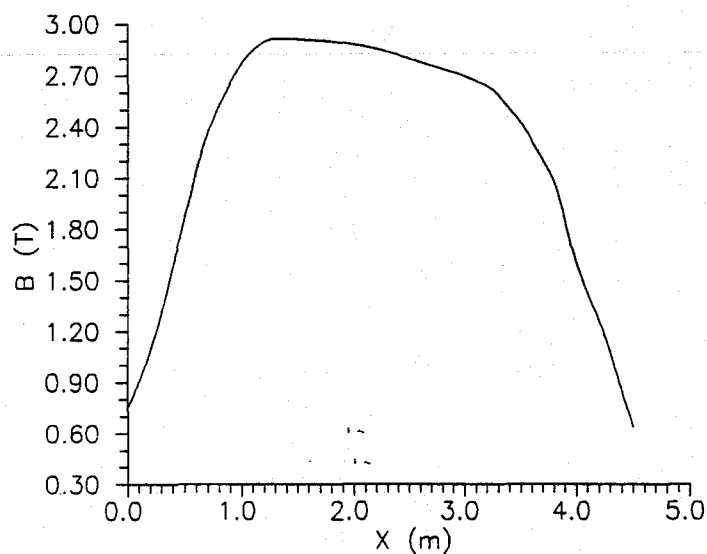


Fig.7.3: andamento del campo magnetico lungo l'asse del condotto. Il campo magnetico è considerato costante sulla sezione del canale

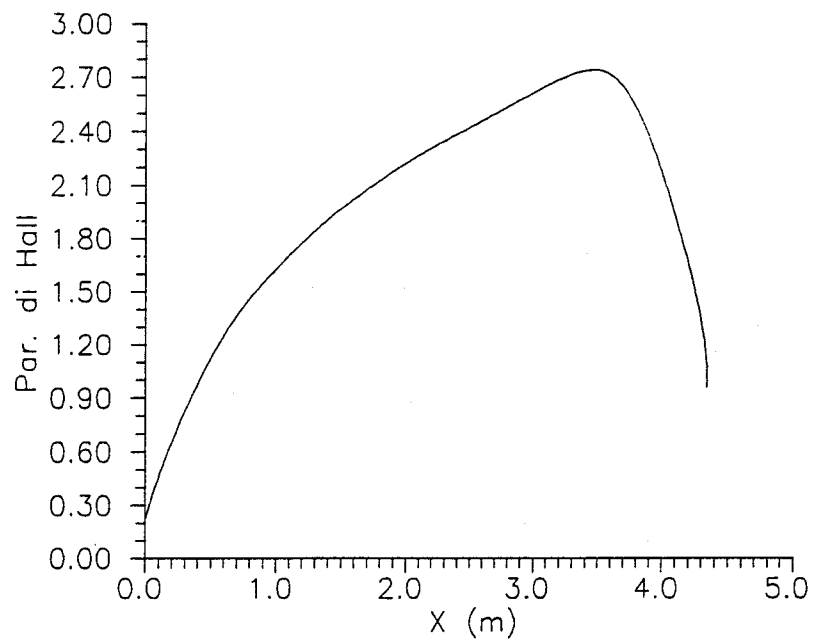


Fig 7.4: andamento del parametro di Hall lungo l'asse del condotto

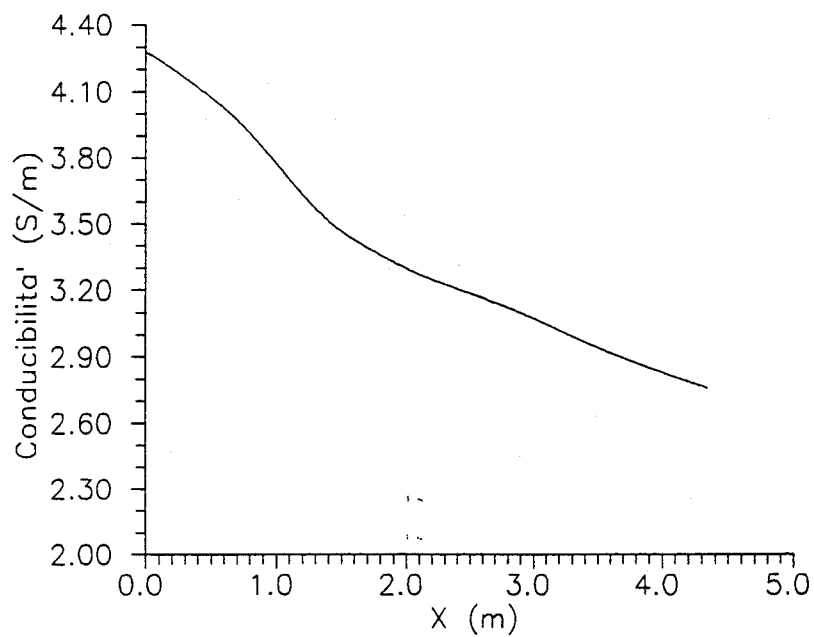


Fig 7.5: andamento della conducibilità lungo l'asse del condotto.

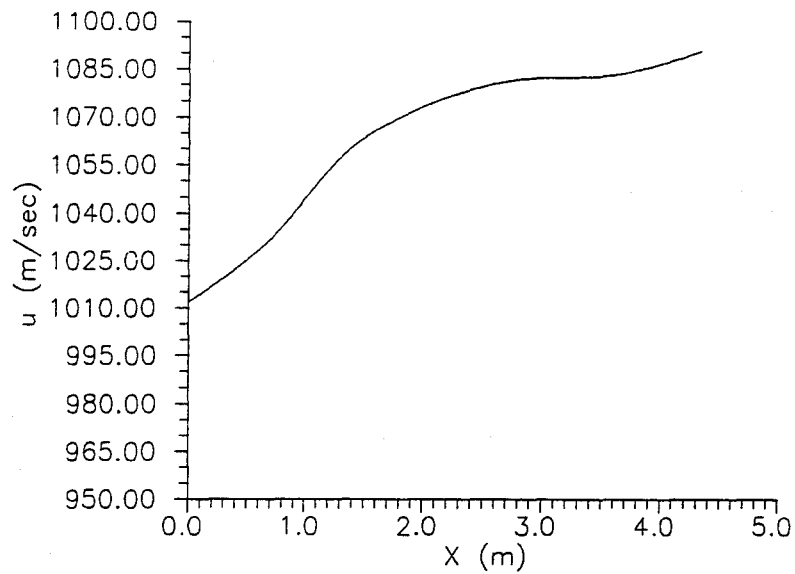


Fig. 7.6: andamento della componente assiale della velocità lungo il condotto

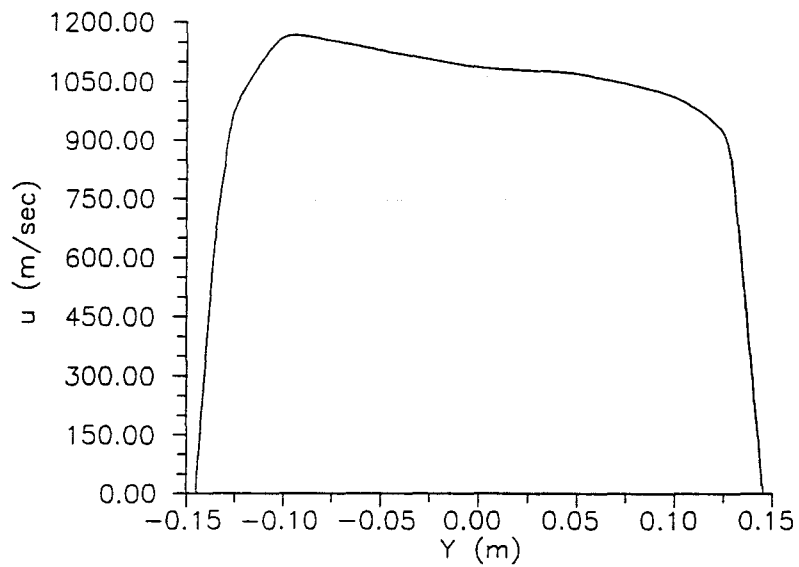


Fig. 7.7: andamento della componente assiale della velocità attraverso la sezione del canale posta a $x = 2$ m. Il profilo a pistone è dovuto al regime fluidodinamico fortemente turbolento. L'asimmetria del profilo è provocata dall'interazione MHD

7.3 Risultati numerici

I due metodi hanno utilizzato per la discretizzazione del dominio una griglia disuniforme lungo la direzione y . E' infatti necessario diminuire il passo del reticolo in prossimità delle pareti elettrodiche per le forti variazioni che le grandezze in ingresso presentano in tali regioni. Lungo la direzione x i nodi sono stati distribuiti uniformemente, in numero pari a quello degli elettrodi nella zona attiva.

In fig: (7.8) è mostrato l'andamento lungo la sezione del potenziale calcolato dai due metodi. Il calcolo è stato eseguito imponendo i potenziali al contorno. Il codice agli elementi finiti FEM tende a sovrastimare le voltage drops, perché non si è tenuto conto della formazione degli archi elettrici alla parete.

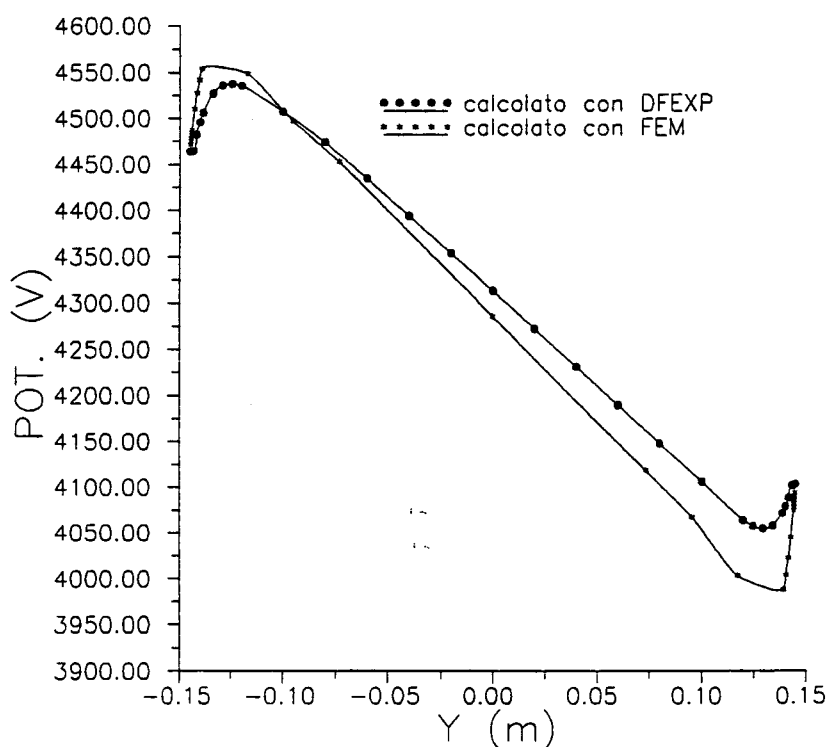


Fig. 7.8 andamento del potenziale lungo la sezione del canale posta ad $x=3\text{ m}$

I risultati seguenti si riferiscono al calcolo con condizioni di carico imposte. In fig. 7.9 è mostrato l'andamento dei potenziali elettrodici lungo il condotto calcolato utilizzando il metodo del fitting esponenziale.

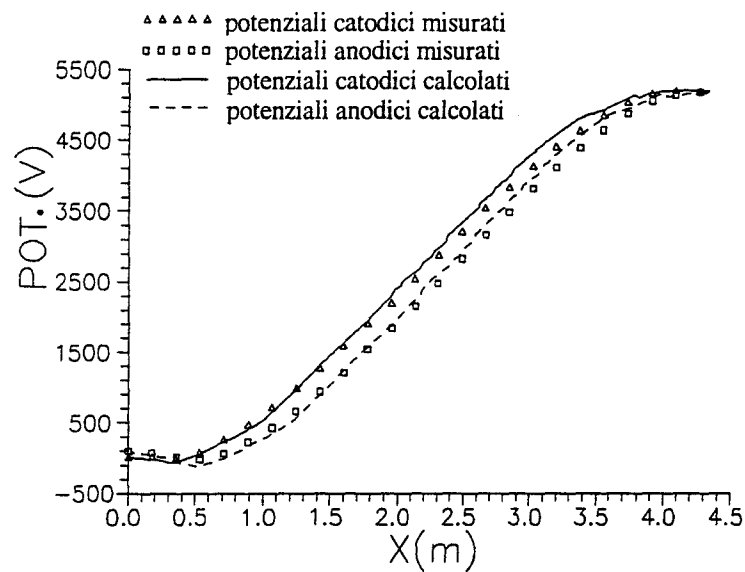


Fig. 7.9 andamento del potenziale agli elettrodi lungo il condotto.

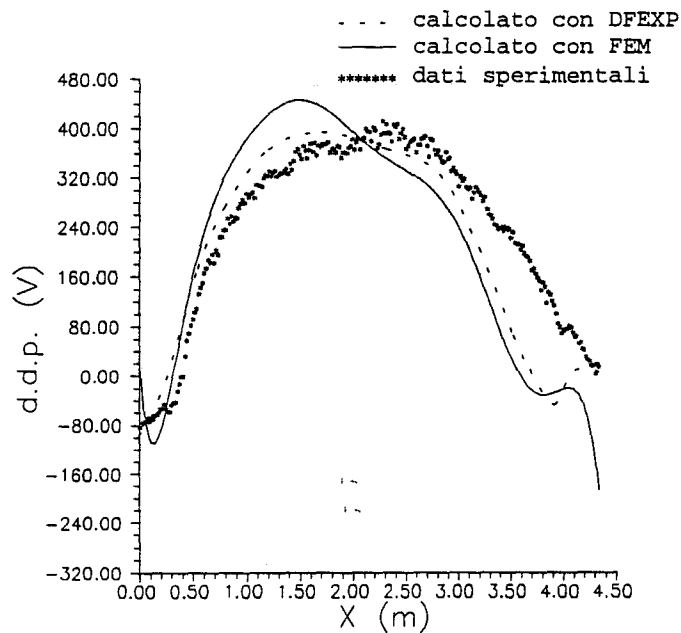


Fig. 7.10: Differenza di potenziale tra anodo e catodo corrispondenti lungo la direzione x . Le misure sperimentali sono indicate con gli asterischi.

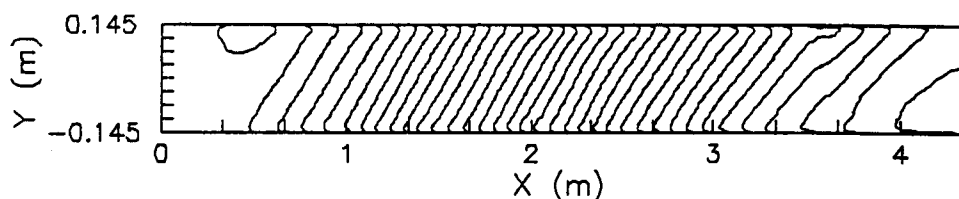


Fig. 7.13: distribuzione delle linee equipotenziali nel canale (DFEXP).

Vengono riportati in fig. 7.14 gli andamenti delle densità di corrente al catodo calcolati dai due metodi.

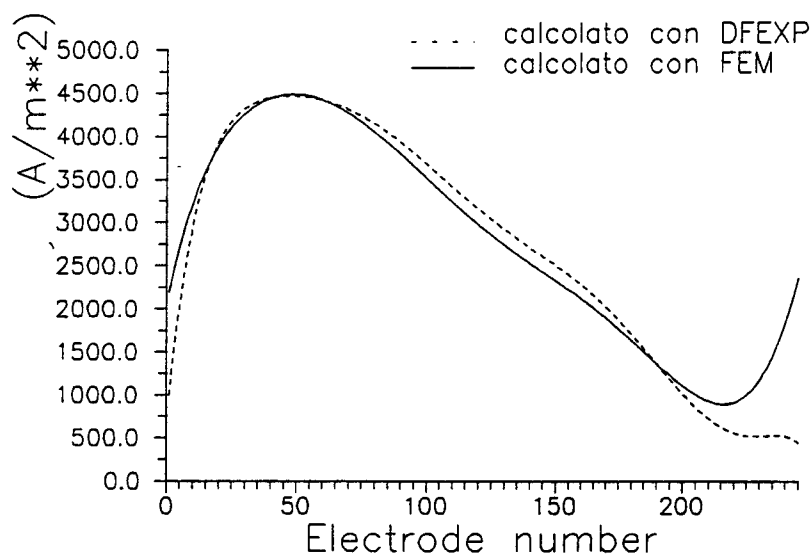


Fig. 7.14: densità di corrente al catodo.

I confronti fatti evidenziano un buon accordo tra i risultati forniti dai due metodi. Un discreto accordo è inoltre riscontrabile tra i risultati numerici e i dati sperimentali. Utilizzando dati fluidodinamici di ingresso più accurati, tale accordo è suscettibile di miglioramenti.

L'applicazione del metodo dei volumi di controllo non ha invece fornito buoni risultati. A causa del mal condizionamento del sistema algebrico fornito utilizzando tale metodo, il codice mostra gravi difficoltà e tempi lunghi nella convergenza. Per la lentezza dell'algoritmo, non è quindi

frontale consente l'implementazione di algoritmi anche su macchine con limitata memoria RAM.



Fig. 7.13: Distribuzione della densità di corrente nel canale (DFEXP).

Vengono riportati in fig. 7.14 gli andamenti delle densità di corrente calcolati dai due metodi.

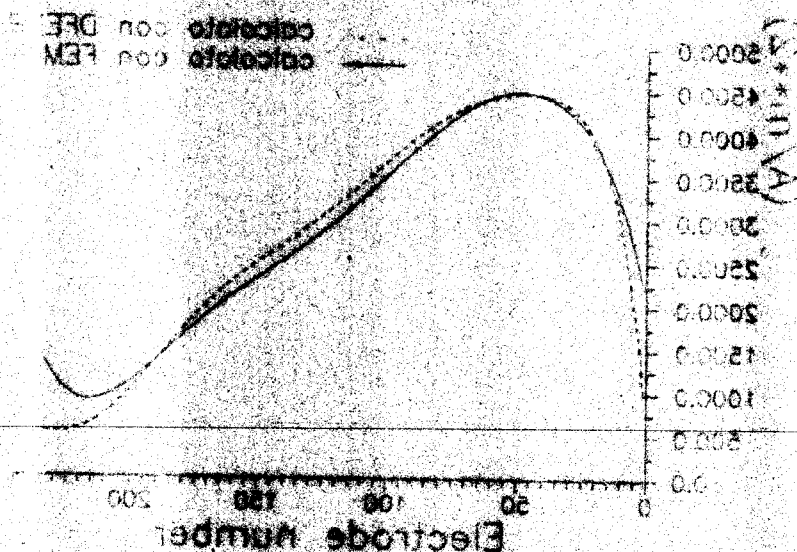


Fig. 7.14: Andamenti di corrente di canale.

I confronti fatti evidenziano un buon accordo tra i risultati forniti dai due metodi. Un discreto accordo è inoltre riscontrabile tra i risultati numerici e quelli sperimentali. Utilizzando dati sperimentali di ingresso più accurati, l'accordo è ancora di migliore qualità.

L'applicazione del metodo del volume di controllo non ha invece fornito buoni risultati. A causa del mal condizionamento del sistema algebrico, il metodo di controllo non riesce a risolvere il problema. Per la mancanza dell'accuratezza dell'algoritmo, non è quindi

Solving Conversion Difficulties Using the Common Math. Apply

Vol. 19, No. 11

Determine Temperature Difference Between a Heating Coils of A
Representation of Different Systems with Application to
[11] Allen C. A suggested method to finite Difference

Med. Appl., Vol. 12, 1968

W. Daniel and J. [unclear] Analysis of the 144

Generator Tests at the O. M. Pittsburgh, Pa.

1001 3PM

113] A. Cristofolini and C. A. J. Hoeve: A Difference Method for the

Solution of the boundary value problem is a classical problem in the theory of partial differential equations.

12345678910111213141516171819202122232425262728293031323334353637383940414243444546474849505152535455565758596061626364656667686970717273747576777879808182838485868788899091929394959697989910010110210310410510610710810911011111211311411511611711811912012112212312412512612712812913013113213313413513613713813914014114214314414514614714814915015115215315415515615715815916016116216316416516616716816917017117217317417517617717817918018118218318418518618718818919019119219319419519619719819920020120220320420520620720820921021121221321421521621721821922022122222322422522622722822923023123223323423523623723823924024124224324424524624724824925025125225325425525625725825926026126226326426526626726826927027127227327427527627727827928028128228328428528628728828929029129229329429529629729829930030130230330430530630730830931031131231331431531631731831932032132232332432532632732832933033133233333433533633733833934034134234334434534634734834935035135235335435535635735835936036136236336436536636736836937037137237337437537637737837938038138238338438538638738838939039139239339439539639739839940040140240340440540640740840941041141241341441541641741841942042142242342442542642742842943043143243343443543643743843944044144244344444544644744844945045145245345445545645745845946046146246346446546646746846947047147247347447547647747847948048148248348448548648748848949049149249349449549649749849950050150250350450550650750850951051151251351451551651751851952052152252352452552652752852953053153253353453553653753853954054154254354454554654754854955055155255355455555655755855956056156256356456556656756856957057157257357457557657757857958058158258358458558658758858959059159259359459559659759859960060160260360460560660760860961061161261361461561661761861962062162262362462562662762862963063163263363463563663763863964064164264364464564664764864965065165265365465565665765865966066166266366466566666766866967067167267367467567667767867968068168268368468568668768868969069169269369469569669769869970070170270370470570670770870971071171271371471571671771871972072172272372472572672772872973073173273373473573673773873974074174274374474574674774874975075175275375475575675775875976076176276376476576676776876977077177277377477577677777877978078178278378478578678778878979079179279379479579679779879980080180280380480580680780880981081181281381481581681781881982082182282382482582682782882983083183283383483583683783883984084184284384484584684784884985085185285385485585685785885986086186286386486586686786886987087187287387487587687787887988088188288388488588688788888989089189289389489589689789889990090190290390490590690790890991091191291391491591691791891992092192292392492592692792892993093193293393493593693793893994094194294394494594694794894995095195295395495595695795895996096196296396496596696796896997097197297397497597697797897998098198298398498598698798898999099199299399499599699799899910001001100210031004100510061007100810091010101110121013101410151016101710181019102010211022102310241025102610271028102910301031103210331034103510361037103810391040104110421043104410451046104710481049105010511052105310541055105610571058105910601061106210631064106510661067106810691070107110721073107410751076107710781079108010811082108310841085108610871088108910901091109210931094109510961097109810991100110111021103110411051106110711081109111011111112111311141115111611171118111911201121112211231124112511261127112811291130113111321133113411351136113711381139114011411142114311441145114611471148114911501151115211531154115511561157115811591160116111621163116411651166116711681169117011711172117311741175117611771178117911801181118211831184118511861187118811891190119111921193119411951196119711981199120012011202120312041205120612071208120912101211121212131214121512161217121812191220122112221223122412251226122712281229123012311232123312341235123612371238123912401241124212431244124512461247124812491250125112521253125412551256125712581259126012611262126312641265126612671268126912701271127212731274127512761277127812791280128112821283128412851286128712881289129012911292129312941295129612971298129913001

Transaction on

- [10] Birkhoff G., Gartland Jr, Lynch R.E. *Difference Methods for Solving Convection Diffusion Equations*, Comp Math. Applic. Vol. 19, No 11, 1990
- [11] Allen G., *A Suggested Approach to Finite Difference Representation of Differential Equation, with Application to Determine Temperature Distribution near a Sliding Contact*, Q. J. Mech. Appl., Vol. 15, 1962
- [12] V. W. Daniel and J. Joyce, *Performance Analysis of the 1A4 Generator Tests at the CDIF*, 32rd Symp. EAM, Pittsburgh, Penn., June 1994
- [13] A. Cristofolini and C. A. Borghi, *A Difference Method for the Solution of the Electrodynamic Problem in a Magnetohydrodynamic Field.*, CEFC 94, Aix les Bains, July 1994, to be published on *IEEE Transaction on Magnetics*, May 1995.