Πολγτεχνείο Κρητής

Τμημα Ηλεκτρονικών Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών Εργαστηρίο Ηλεκτρικών Κύκλωματών και Ανανεωσιμών Πηγών Ενεργείας



Μοντελοποίηση Κυλινδροπαραβολικών Συλλεκτών

Μεταπτυχιαχή Διατριβή

Βάγιος Α. Μπαχιρτζόγλου

Επιβλέπων: Καθηγητής Κωνσταντίνος Καλαϊτζάχης

4 Απριλίου 2012

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω από τα βάθη της καρδιάς μου τον επιβλέποντα μου, Καθηγητή κ. Καλαϊτζάκη Κωνσταντίνο, για την στήριξη που μου προσέφερε όλα αυτά τα χρόνια. Για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπό μου και στις δυνατότητες μου, όταν ακόμη κι εγώ ο ίδιος τις αγνοούσα. Τον ευχαριστώ ακόμη και για την πίεση, καθώς σίγουρα το έπρατε για το δικό μου συμφέρον, όπως το πράττει ο γονέας για το παιδί του. Ευχαριστώ για όλα!

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον Επίκουρο Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης, κ. Νικολό, ο οποίος πάντα έβρισκε τον χρόνο να με καθοδηγήσει στο κομμάτι της εργασίας που αφορούσε τους τομείς της θερμοδυναμικής, ρευστομηχανικής, μετάδοσης θερμότητας και αριθμητικής ανάλυσης. Τον ευχαριστώ επίσης για τον ζήλο που επέδειξε κατά την διδασκαλία του μεταπτυχιακού μαθήματος «Υπολογιστικές Μέθοδοι στη Ρευστομηχανική και στη Μετάδοση Θερμότητας», στο οποίο αποκτήθηκαν οι βασικές γνώσεις, που απαιτήθηκαν για την εκπόνηση μεγάλου μέρους της παρούσας εργασίας.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Μπάλα, του οποίου οι εύστοχες παρατηρήσεις και προτάσεις, κατά τη διάρκεια της εργασίας αυτής, αποτέλεσαν σημαντική βοήθεια. Επίσης, για τις καινοτόμες ιδέες του στο κομμάτι της οπτικής μοντελοποίησης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, αλλά και της βελτιστοποίησης αυτών.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον Ε.Λ.Κ.Ε. του Πολυτεχνείου Κρήτης, για την οικονομική ενίσχυση στα πλαίσια της εκπόνησης του έργου Βασικής Έρευνας, με τίτλο «Αναλυτικό Μαθηματικό Μοντέλο για καινοτόμο Ηλιακό Θερμικό Σύστημα Παραγωγής Ηλεκτρικής Ενέργειας».

Τις θερμές μου ευχαριστίες αξίζουν οι ερευνητές του Ινστιτούτου Ηλιαχής Ενέργειας, του Γερμανικού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), για τα πειραματικά δεδομένα που παρείχαν, τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για την επαλήθευση της προτεινόμενης μεθοδολογίας.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον Dr. Garcia Valladares του Εθνικού Πανεπιστημίου του Μεξικό, ο οποίος με βοήθησε στην κατανόηση της εργασίας του, η οποία σχετίζεται άμεσα με το αντικείμενο της παρούσας εργασίας, και απάντησε σε όλα τα ηλεκτρονικά μηνύματα που του έστειλα, γεγονός που μου έκανε ιδιαίτερη εντύπωση. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω από τα βάθη της καρδιάς μου, τους αφανείς ήρωες αυτής εδώ της προσπάθειας, τους γονείς μου Διαμαντή και Μαρία, την αδερφή μου Δώρα, και τους φίλους μου Γιάννη Σαραντόπουλο, Γιάννη Καρδαρά, Δέσποινα, Κώστα Χατηαγάπογλου, Επαμεινώνδα, Σωτήρη, Κώστα Γομπάκη, Θώμη, Αλέξη, Ζήση, Αριάδνη, Μάκη, Κέλλυ, Γιώργο, Μαρία, Κατερίνα, Ναταλία, όλους για τη συμπαράστασή τους, και κάθε έναν ξεχωριστά.

Περιεχόμενα

П	Περιεχόμενα 3		
1	Εισ	αγωγή	1
	1.1	Κυλινδροπαραβολικοί Συλλέκτες	1
	1.2	Ιστορική αναδρομή της τεχνολογίας	1
	1.3	Σχετικές προσεγγίσεις	9
	1.4	Προτεινόμενη μεθοδολογία	11
	1.5	Δομή της εργασίας	12
2	Ηλ	ιαχή Ακτινοβολία	16
	2.1	Εισαγωγή	16
	2.2	Ορισμοί	17
		2.2.1 Ηλιακή σταθερά	17
		2.2.2 Εξωγήινη ακτινοβολία	17
		2.2.3 Σύσταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στην γήινη επιφάνεια	18
	2.3	Προσδιορισμός διεύθυνσης της απευθείας ηλιαχής αχτινοβολίας	19
	2.4	Αναλογία απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας σε οριζόντιο και σε κεκλιμένο επίπεδο	22
	2.5	Εκτίμηση της απευθείας ακτινοβολίας από την ολική ακτινοβολία	22
3	Συ	στήματα Παρακολούθησης της Τροχιάς του Ήλιου	25
	3.1	Εισαγωγή	25
	3.2	Συστήματα Παραχολούθησης γύρω από οριζόντιο άξονα ανατολής-δύσης	25
	3.3	Συστήματα Παραχολούθησης γύρω από οριζόντιο άξονα βορρά-νότου	26
	3.4	Συστήματα Παραχολούθησης γύρω από βορρά-νότου παράλληλο με τον άξονά της γης	27
	3.5	Συστήματα Παραχολούθησης δύο αξόνων	28
	3.6	Αποτελέσματα μοντελοποίησης των παραπάνω Συστημάτων Παρακολούθησης	28

4	Οπ	τική Μοντελοποίηση	31
	4.1	Εισαγωγή	31
	4.2	Οπτιχές ιδιότητες υλιχών	33
		4.2.1 Απορροφητικότητα	33
		4.2.2 Εκπεμψιμότητα	34
		4.2.3 Ανακλαστικότητα	34
		4.2.4 Διαπερατότητα	34
	4.3	Συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων	35
	4.4	Συντελεστής διόρθωσης των οπτιχών ιδιοτήτων	35
	4.5	Συντελεστής συγκέντρωσης	37
5	Bαα	σικές έννοιες θερμοδυναμικής	38
	5.1	Εισαγωγή	38
	5.2	Ορισμοί	38
		5.2.1 Πυχνότητα	38
		5.2.2 Πίεση	39
		5.2.3 Θερμοκρασία	39
	5.3 Μορφές Ενέργειας		39
		5.3.1 Εξωτερική Ενέργεια	39
		5.3.2 Εσωτερική Ενέργεια	40
		5.3.3 Ειδική Ενέργεια	41
	5.4	Ενθαλπία	41
		5.4.1 Ενθαλπία ατμοποίησης	41
	5.5	Ογχομετριχές ιδιότητες ουσιών	42
		5.5.1 Φάσεις	42
		5.5.2 Φυσικές καταστάσεις ύλης	42
		5.5.3 Ειδικές μορφές καταστάσεων καθαρού ρευστού	43
		5.5.4 Ποιότητα ατμού	45
6	Θε	ρμική Μοντελοποίηση	46
	6.1	Εισαγωγή	46
	6.2	Θερμότητα	47
	6.3	Μηχανισμοί μετάδοσης θερμότητας	47
		6.3.1 Αγωγή	47
		6.3.2 Συναγωγή	48

		6.3.3 Ακτινοβολία	49
	6.4	Θερμική απόδοση	50
7	Μακροσκοπική ανάλυση ροής 5		
	7.1	Εισαγωγή	53
	7.2	Μαχροσκοπική Εξίσωση Συνέχειας	53
	7.3	Μακροσκοπική Εξίσωση Ορμής	54
	7.4	Μακροσκοπική Εξίσωση Ενέργειας	54
8	Mo	ντελοποίηση ροής με εξάτμιση	56
	8.1	Βιβλιογραφική ανασκόπηση	56
	8.2	Μοντέλο ταξινόμισης ροής με εξάτμιση	60
		8.2.1 Υπολογισμοί των ορίων μεταβάσεων του διαβατιχού χάρτη	62
	8.3	Μοντελοποίηση συντελεστή συναγωγής	67
9	Aνα	άπτυξη μαθηματικού μοντέλου κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη	74
	9.1	Εισαγωγή	74
	9.2	Ηλιαχή θερμική ανάλυση	76
	9.3	Ανάλυση ροής θερμικού μέσου	76
		9.3.1 Εμπειρικοί συντελεστές ροής	82
	9.4	Μοντελοποίηση μετάδοσης θερμότητας στον απορροφητή	85
	9.5	Μοντελοποίηση μετάδοσης θερμότητας στο χάλυμμα	89
	9.6	Προτεινόμενος αλγόριθμος	91
10) Επα	αλήθευση του μοντέλου του χυλινδροπαραβολιχού συλλέχτη	97
	10.1	Εισαγωγή	97
	10.2	Ανεξαρτησία αριθμητικής λύσης από πλέγμα	98
	10.3	Επαλήθευση μονής ροής υπό σταθερές συνθήκες	99
	10.4	Επαλήθευση διπλής ροής σε μεταβατική κατάσταση	102
11	ι Συμ	ιπεράσματα	107
12	2 Mε	λλοντικές επεκτάσεις	109

Περίληψη

Μία από τις πλέον ώριμες τεχνολογίες εκμετάλλευσης της ηλιαχής ενέργειας είναι οι κυλινδροπαραβολικοί συλλέκτες. Η απόδοση των συγκεκριμένων συλλεκτών είναι άμεση συνάρτηση της οπτικής απόδοσης των κατόπτρων τους (ανακλαστική παραβολική επιφάνεια η οποία παρακολουθεί την πορεία του ήλιου και συγκεντρώνει την απευθείας συνιστώσα της ηλιακής ακτινοβολίας στην εστία της) και της θερμικής απόδοσης του απορροφητή τους (σωλήνας υψηλής απορροφητικότητας τοποθετημένος κατά μήκος της εστίας της παραβολής, μέσα στον οποίο κυκλοφορεί το θερμικό ρευστό).

Η παρούσα διατριβή έχει ως στόχο την εκπόνηση μίας «ολοκληρωμένης» μεθοδολογίας μοντελοποίησης των κυκλοπαραβολικών συλλεκτών. Ο προσδιορισμός της μεθοδολογίας από τον όρο «ολοκληρωμένη», έγκειται στη δυνατότητα της να μοντελοποιεί δυναμικά τη συμπεριφορά των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, για τα ευρέως διαδεδομένα συστήματα παρακολούθησης του ήλιου, την μετατροπή της ολικής ακτινοβολίας από το οριζόντιο επίπεδο στο επίπεδο του συλλέκτη, καθώς και τον διαχωρισμό της στις συνιστώσες της (απευθείας και διάχυτη). Επίσης, έχει τη δυνατότητα μοντελοποίησης της τεχνολογίας, ανεξαρτήτως του θερμικού ρευστού το οποίο χρησιμοποιείται (νερό σε υγρή φάση, ειδικό συνθετικό έλαιο, μίγμα υγρής και αέριας φάσης νερού). Η περίπτωση της διπλής φάσης, είναι ιδιαίτερα σημαντική για τον σχεδιασμό και τη διερεύνηση στρατηγικών ελέγχου στην ενδιαφέρουσα περίπτωση της απευθείας παραγωγής ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή, ώστε να αποφεύγεται η χρήση εναλλάκτη θερμότητας.

Η μέθοδος της μαθηματικής μοντελοποίησης βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων της συνέχειας, ορμής και ενέργειας, όσον αφορά στη ροή στο εσωτερικό του απορροφητή, με την αριθμητική μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Για την μεταφορά θερμότητας στο κάλυμμα και στον αποδέκτη, επιλύονται οι μονοδιάστατες εξισώσεις αγωγής στην διεύθυνση της ροής.

Ιδιαίτερη σημασία δόθηκε στην επαλήθευση των αποτελεσμάτων της προτεινόμενης μεθοδολογίας, σε σχέση με πειραματικές μετρήσεις. Αρχικά, επαληθεύεται η ανεξαρτησία της λύσης της προτεινόμενης μεθοδολογίας από το πλέγμα διακριτοποίησης. Επίσης, επαληθεύεται η προσομοίωση της στατικής συμπεριφοράς και απόδοσης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, με χρήση πειραματικών δεδομένων που εκπονήθηκαν από τα Sandia National Laboratories, στα οποία χρησιμοποιήθηκαν ως θερμικά ρευστά, νερό αλλά και ειδικό συνθετικό έλαιο. Τέλος, για την επαλήθευση της ικανότητας της προτεινόμενης μεθοδολογίας να μοντελοποιεί δυναμικά τη συμπεριφορά των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, όσο και την ικανότητά της να μοντελοποιεί την ροή με εξάτμιση (αλλαγή φάσης) του νερού, απευθείας στον απορροφητή, χρησιμοποιήθηκαν πειραματικά δεδομένα από το ευρωπαϊκό έργο Direct Solar Steam (DISS), όπου γίνεται παραγωγή ατμού στο εσωτερικό του σωλήνα. Τα τελευταία δεδομένα, παρασχέθηκαν από τους ερευνητές του Ινστιτούτου Ηλιακής Ενέργειας του Γερμανικού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), Dr. Markus Eck και Dr. Tobias Hirsch.

Συμβολισμοί

Λατινικά σύμβολα

A_{a}	${ m K}$ υλινδριχή επιφάνεια απορροφητή $[m^2]$
A_c	Κυλινδρική επιφάνεια καλύμματος $[m^2]$
A_l	Επιφάνεια διατομής υγρής φάσης $[m^2]$
A_g	Επιφάνεια διατομής αέριας φάσης $[m^2]$
A_{ref}	Κατοπτρική επιφάνεια αναφοράς $(W\cdot L)~[m^2]$
$A_{t,\mathrm{a}}$	Επιφάνεια διατομής σωλήνα απορροφητή $[m^2]$
$A_{t,c}$	Επιφάνεια διατομής καλύμματος $[m^2]$
A_{tf}	Επιφάνεια διατομής σωλήνα ροής $[m^2]$
c_p	Ειδική θερμοχωρητικότητα $[J/(kg\cdot K)]$
Cr	Συντελεστής συγκέντρωσης [αδιάστατο μέγεθος]
D	Διάμετρος [m]
d	Πάχος λεπτής ομοιόμορφης επιφάνειας υγρού $[m]$
E_{bl}	P υθμός ακτινοβολούμενης θερμότητας μέλανος σώματος $[W/m^2]$
e_k	${ m K}$ ινητιχή ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας $[J/kg]$
E_k	${ m K}$ ινητιχή ενέργεια $[J]$
e	Ειδιχή ενέργεια $\left[J/kg ight]$
e_p	Δ υναμική ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας $[J/kg]$
E_p	Δ υναμική ενέργεια $[J]$
E_{sur}	P υθμός ακτινοβολούμενης θερμότητας πραγματικής επιφάνειας $[W/m^2]$
$F_{\mathrm{a}c}$	Μορφολογικός παράγοντας επιφανειών απορροφητή-καλύμματος [αδιάστατο μέγεθος]
Fr	Αριθμός Froude [αδιάστατο μέγεθος]
g	Μέτρο διανύσματος της τοπικής επιτάχυνσης της βαρύτητας $[m/s^2]$
G	Ταχύτητα μάζας $\left[kg/(m^2s) ight]$
Н	Ειδική ενθαλπία $[J/kg]$

h_{cb}	Συντελεστής συναγωγής από ροή υγρού σε άμεση επαφή με την επιφάνεια $[W/m^2\cdot K]$
h_{conv}	Σ υντελεστής μεταφοράς συναγωγής $[W/m^2\cdot K]$
h_{dry}	Σ υντελεστής συναγωγής αέριας φάσης $[W/m^2\cdot K]$
h_{lg}	Ειδική ενθαλπία ατμοποίησης $[J/kg]$
\hbar_l	Ύψος υγρής φάσης $[m]$
h_{nb}	Σ υντελεστής συναγωγής μεταξύ αποχολλημένων φυσαλίδων και υγρού $[W/m^2\cdot K]$
h_{rad}	Σ υντελεστής μεταφοράς ακτινοβολίας $[W/m^2 \cdot K]$
h_{tp}	Συντελεστης συναγωγής διπλής φάσης $[W/m^2\cdot K]$
h_{wet}	Σ υντελεστης συναγωγής υγρής φάσης $[W/m^2 \cdot K]$
Ι	Ολική ηλιακή ακτινοβολία στο οριζόντιο επίπεδο $[W/m^2]$
I_b	Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία στο οριζόντιο επίπεδο $[W/m^2]$
$I_{b,n}$	Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία σε επίπεδο χάθετο στις αχτίνες του ήλιου $[W/m^2]$
$I_{b,T}$	Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία στο επίπεδο του συλλέχτη $[W/m^2]$
I_d	Δ ιάχυτη ηλιαχή αχτινοβολία στο οριζόντιο επίπεδο $[W/m^2]$
I_{on}	Εξωγήινη ηλιαχή αχτινοβολία σε επίπεδο χάθετο στις αχτίνες του ήλιου $[W/m^2]$
I_{SC}	Ηλιακή σταθερά [1367 W/m^2]
k	συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας $[W/m\cdot K]$
K_T	Δείχτης χαθαρότητας ουράνιου θόλου [αδιάστατο μέγεθος]
$K_{\psi\tau\alpha}(\theta)$	Συντελεστής διόρθωσης των $(\gamma au lpha)_n$ [αδιάστατο μέγεθος]
L	Μήχος αποδέχτη [m]
M	Μοριαχό βάρος ουσίας $\left[g/mol ight]$
m	Μάζα $[kg]$
\dot{m}	Ροή μάζας $\left[kg/s ight]$
n	Μοναδιαίο διάνυσμα, χάθετο στην επιφάνεια ελέγχου
n_{opt}	Οπτική απόδοση [αδιάστατο μέγεθος]
n_{th}	Θερμική απόδοση [αδιάστατο μέγεθος]
n_z	Αριθμός όγκων ελέγχου του πεδιου [αδιάστατο μέγεθος]
Pr	αριθμός λΠρανδτλ [αδιάστατο μέγεθος]
p	Πίεση [$Pa=1N/m^2$]
p_r	Ανηγμένη Πίεση (λόγος πίεσης ρευστού προς χρίσιμη πίεση) [αδιάστατο μέγεθος]
p_s	Πίεση χορεσμού $[Pa=1N/m^2]$
P_i	Μήχος της επαφής υγρής χαι αέριας φάσης $[m]$
P_l	Περίμετρος επιφάνειας διατομής της υγρης φάσης $[m]$
P_g	Περίμετρος επιφάνειας διατομής της αέριας φάσης $[m]$

0	
Q.	Θερμότητα [J]
Q	Ρυθμός ροής θερμότητας [W]
\dot{q}	P υθμός ροής θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας $[W/m^2]$
\dot{q}_{conv}	P υθμός ροής θερμότητας με συναγωγή ανά μονάδα επιφάνειας $[W/m^2]$
\dot{q}_{rad}	P υθμός ροής θερμότητας με αχτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας $[W/m^2]$
\dot{q}_u	Ω φέλιμη αχτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας $[W/m^2]$
r	Κατοπτρική ανακλαστικότητα [αδιάστατο μέγεθος]
R_b	Λόγος $I_{b,T}/I_b$ [αδιάστατο μέγεθος]
S_{a}	Απορροφούμενη ηλιαχή αχτινοβολία $[W/m^2]$
T	Θερμοχρασία $[K]$
$T_{\rm a}$	Θερμοκρασία απορροφητή [K]
T_c	Θερμοκρασία καλύμματος [K]
T_{sur}	Θερμοχρασία επιφάνειας $[K]$
u	Ειδική εσωτερική ενέργεια $[J/kg]$
U	Εσωτεριχή ενέργεια $[J]$
V	Όγχος $[m^3]$
v	Ειδιχός όγχος $[m^3/kg]$
We	Αριθμός Weber [αδιάστατο μέγεθος]
x	Ποιότητα ατμού [αδιάστατο μέγεθος]
x_{de}	Ποιότητα έναρξης της δαχτυλιοειδούς ροής με στεγνή την επάνω επιφάνεια [αδιάστατο μέγεθος]
x_{di}	Ποιότητα ολοχλήρωσης της δαχτυλιοειδούς ροής με στεγνή την επάνω επιφάνεια [αδιάστατο μέγεθος]
Y	Συντελεστής Εξίσωσης 8.28 [αδιάστατο μέγεθος]

Ελληνικά σύμβολα

α_s	Ύψος ήλιου [rad]
α_n	Απορροφητικότητα απορροφητή για μηδενική γωνία πρόσπτωσης [αδιάστατο μέγεθος]
$\alpha_{\lambda}(\mu, \gamma_s)$	Μονοχρωμτικη κατευθυνόμενη απορροφητικότητα [αδιάστατο μέγεθος]
β	Κλίση επιφάνειας συλλέκτη [rad]
Γ	Επιφανειαχή τάση $[N/m]$
γ	Αζιμούθιο επιφάνειας $[rad]$
γ_s	Αζιμούθιο ήλιου $[rad]$
Δp_{fric}	Συντελεστης πτώσης πίεσης λόγω τριβών $[Pa]$
Δ_t	Βήμα διαχριτοποίησης του χρόνου $[s]$
Δ_z	Μήκος του κάθε όγκου ελέγχου στη διάσταση $z [m]$
δ	Απόκλιση [rad]
ε_g	Ποσοστό υγρής-αέριας φάσης [αδιάστατο μέγεθος]
$\epsilon_{\lambda}(\mu, \gamma_s)$	Μονοχρωμτικη κατευθυνόμενη εκπεμψημότητα [αδιάστατο μέγεθος]
θ	Γωνία πρόσπτωσης $[rad]$
$ heta_{dry}$	Γωνία αέριας φάσης $[rad]$
θ_{strat}	Γ ωνία στρωματοποιημένης ροής $[rad]$
θ_z	Ζενίθια απόσταση ήλιου [rad]
λ	Μήχος χύματος $[m]$
μ	Δυναμικό ιξώδες [Pas]
ho	Πυχνότητα $[kg/m^3]$
$\sigma_{ au}$	Επιφανειαχή τάση $[N/m]$
σ	Σταθερά Stefan-Boltzmann $[5.67 \times 10^{-8} \: {\rm W/m^2 \cdot K^4}]$
au	Σ υντελεστής τριβής
$ au_n$	Δ ιαπερατότητα καλύμματος για μηδενική γωνία πρόσπτωσης [αδιάστατο μέγεθος]
v	Άνυσμα ταχύτητας [διανυσματικό μέγεθος]
Φ	Πολιχή γωνία κλίσης σωλήνα inclination angle $[rad]$
ϕ	Γεωγραφικό πλάτος [rad]
ψ_n	Συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων για μηδενική γωνία πρόσπτωσης [αδιάστατο μέγεθος]
ω	Ωριαία γωνία ήλιου [αδιάστατο μέγεθος]

Δ είχτες	
a	Απορροφητής
amb	Περιβάλλον
c	Κάλυμμα
crit	Κρίσιμη
e	Ανατολική επιφάνεια ελέγχου
ext	Εξωτερικό τοίχωμα
f	Ρευστό
i	i-οστός όγχος ελέγχου
in	Εισόδου
int	Εσωτερικό τοίχωμα
n	Βόρεια επιφάνεια ελέγχου
8	Νότια επιφάνεια ελέγχου
sat	Κορεσμός
sky	Ουράνιος θόλος
sur	Επιφάνεια
w	Δ υτιχή επιφάνεια ελέγχου

Εκθέτες

*	Υπόθεση
0	Προηγούμενης χρονιχής στιγμής
-	Αριθμητικός μέσος όρος στον όγκο ελέγχου
~	Ολοκληρωτικός μέσος όρος στον όγκο ελέγχου

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Κυλινδροπαραβολικοί Συλλέκτες

Η ονομασία των **χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών** (Parabolic Trough Collectors - PTCs) προέρχεται από το γεγονός ότι αποτελούνται από **παραβολιχά** χάτοπτρα υψηλής αναχλαστιχότητας, τα οποία παραχολουθούν τον ήλιο γύρω από ενιαίο περιστροφιχό άξονα, και συγκεντρώνουν σε πολλαπλάσιο βαθμό την θερμιχή του ενέργεια σε έναν **χυλινδριχό** εναλλάχτη θερμότητας (αποδέχτη - receiver), ο οποίος είναι τοποθετημένος κατά μήχος του εστιαχού σημείου. Εντός του αποδέχτη χυχλοφορεί το θερμιχό ρευστό (Heat Transfer Fluid - HTF), στο οποίο καταλήγει η ηλιαχή ενέργεια (Σχήμα 1.1).

Ο αποδέχτης (receiver ή αλλιώς Heat Collection Element – HCE) αποτελεί τον σημαντιχότερο παράγοντα της υψηλής θερμιχής απόδοσης των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών. Αποτελείται από ένα χαλύβδινο χυλινδριχό σωλήνα υψηλής απορροφητιχότητας (απορροφητής – absorber), ο οποίος περιχλείεται από χυλινδριχό γυάλινο χάλυμμα (cover ή glass envelope) υψηλής διαπερατότητας με ειδιχό αντι-αναχλαστιχό επίχρισμα, ανάμεσα στους οποίους δημιουργείται «χενό αέρος» (vacuum). Το χενό αέρος όχι μόνο λειτουργεί ως μονωτής, έτσι ώστε να διατηρείται η υψηλή απόδοση των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών αχόμη χαι για μεγάλες θερμοχρασιαχές διαφορές μεταξύ του αποδέχτη χαι του περιβάλλοντος, αλλά περιορίζει στο ελάχιστο δυνατό την οξείδωση του χαλύβδινου απορροφητή. Στο Σχήμα 1.2 απειχονίζεται η διατομή ενός τυπιχού αποδέχτη.

1.2 Ιστορική αναδρομή της τεχνολογίας

Η πρώτη ιστορικά πρακτική εμπειρία στην τεχνολογία των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, συνέβη μόλις το 1870, όταν ο πετυχημένος μηχανικός, ο John Ericsson, Σουηδός μετανάστης στις Ηνωμένες



Σχήμα 1.1: Τμήματα Κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη: (1) Παραβολικό κάτοπτρο, (2) Αποδέκτης, (3) Βάση Στήριξης, (4) Σωλήνας Εισαγωγής θερμικού ρευστού [21].



Σχήμα 1.2: Διατομή τυπικού αποδέκτη.

Πολιτείες της Αμερικής, σχεδίασε και κατασκεύασε έναν συλλέκτη, επιφάνειας κατόπτρων 3.25 m², για την οδήγηση μίας μηχανής ισχύος 373 W. Η παραγωγή ατμού γινόταν κατευθείαν στο εσωτερικό του σωλήνα του συλλέχτη (αυτό που σήμερα ονομάζεται Απευθείας Παραγωγή Ατμού ή στην Αγγλική ορολογία Direct Steam Generation - DSG). Από το 1872 μέχρι το 1875, κατασκεύασε εφτά όμοια συστήματα, τα οποία είχαν αέρα ως θερμικό ρευστό. Το 1883, ο Ericsson κατασκεύασε ένα «ηλιακό μοτέρ» το οποίο αποτελούνταν από έναν χυλινδροπαραβολιχό συλλέχτη μήχους 3.35 m και πλάτους 4.88 m, ο οποίος εστίαζε την ηλιαχή αχτινοβολία σε ένα σωληνοειδή λέβητα διαμέτρου 15.88 cm. Το χάτοπτρο αποτελούνταν από ευθύγραμμες βαρελοσανίδες οι οποίες ήταν τοποθετημένες στο πλάι του συλλέχτη, στηριζόμενες από παραβολιχές σιδερόβεργες. Τα αναχλαστιχά χάτοπτρα, ήταν χατασχευασμένα από επίπεδες γυάλινες επιφάνειες, οι οποίες είγαν την χάτω επιφάνειά τους επιστρωμένη με ασήμι, και ήταν σφηνωμένες στις βαρελοσανίδες. Η παρακολούθηση του ήλιου γινόταν χειροκίνητα. Η ταχύτητα της μηχανής έφτανε σε περιόδους υψηλής ηλιοφάνειας τις 120 στροφές το λεπτό (rpm), ενώ η απόλυτη πίεση λειτουργίας του πιστονιού ήταν στα 0.24 MPa. Η προσπάθεια του Ericsson συνεχίστηκε το 1886, όταν πειραματίστηκε με μία ηλιακή μηχανή ισχύος 1.86 kW. Ο εφευρέτης Ericsson αρνήθηκε να δημοσιοποιήσει τις τεχνικές λεπτομέρειες της εφεύρεσής του για λόγους προστασίας της πνευματικής ιδιοκτησίας και, δυστυχώς, απεβίωσε το 1889 προτού να ολοκληρώσει την εμπορική έκδοση του «ηλιακού μοτέρ» του [18].

Η επόμενη αναφορά σε χυλινδροπαραβολικό συλλέχτη έγινε το έτος 1907, όταν ο Wilhelm Maier από το Άαλεν της Γερμανίας, και ο Adolf Remshardt από τη Στουτγάρδη της Γερμανίας, κατοχύρωσαν πνευματικά ένα χυλινδροπαραβολικό κάτοπτρο με απευθείας δημιουργία ατμού στο εσωτερικό του αποδέχτη του.

Επίσης, από το 1906 μέχρι το 1911, ένας Αμερικάνος μηχανικός, ο Frank Shuman, δημιούργησε και δοκίμασε πληθώρα ηλιακών μηχανών. Χρησιμοποίησε πληθώρα συλλεκτών, συγκεντρωτικούς και μη, μερικοί από τους οποίους εφαρμόστηκαν ως αντλίες άρδευσης νερού στην περιοχή Tacony της Pennsylvania των Η.Π.Α. Το 1912 με την γνώση και την εμπειρία που είχε συλλέξει στις προηγούμενες εφαρμογές του, ο Shuman σχεδίασε και εγκατέστησε μία μονάδα άρδευσης νερού μεγάλης κλίμακας στο Meadi, ένα μικρό αγροτικό χωριό νότια του Κάιρο της Αιγύπτου, κοντά στον ποταμό Νείλο. Εκεί ο Shuman συνεργάστηκε με έναν Άγγλο σύμβουλο, τον Charles Vernon Boys, ο οποίος του πρότεινε ουσιώδεις μετατροπές στην κατασκευή των ηλιακών συλλεκτών. Τότε για πρώτη φορά ο σωλήνας απορρόφησης καλύφθηκε περιμετρικά από γυάλινο κάλυμμα, και τοποθετήθηκε κατά μήκος των σημείων εστίασης του παραβολικού κατόπτρου. Η συγκεκριμένη κατασκευή κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών παρήγαγε κορεσμένο ατμό πίεσης 0.1 MPa απευθείας στον σωλήνα απορρόφησης. Κάθε ένας από τους 5 κυλινδροπαραβολικούς συλλέκτες είχε μήκος 62.17 m και πλάτος 4.1 m (συνολική επιφάνεια συλλεκτών 1250 m²), οι οποίοι καταλάμβαναν έκταση γης, επιφάνειας 4047 m². Ο απορροφητής τους είχε διάμετρο 8.9 cm, ο βαθμός συγκέντρωσής τους ήταν 4.6 φορές, και παρουσίαζε μέγιστη απόδοση του αποδέκτη 40.7 % [18].

Ο ανακλαστήρας των Shuman και Boy αποτελούνταν από επίπεδες λωρίδες κατόπτρων, οι οποίες ήταν τοποθετημένες σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, έτσι ώστε ο αέρας να περνάει από τα κενά και να μην επικάθεται η σκόνη στους καθρέφτες. Ο απορροφητής και το κάτοπτρο του συλλέκτη, στηρίζονταν σε ελαφρύ παραβολικό δικτύωμα, τοποθετημένο ανά συγκεκριμένα διαστήματα, παράλληλα μεταξύ τους, ενώ η περιστροφή τους γινόταν με χρήση οδοντωτού κανόνα και οδοντωτού τροχού. Στη συγκεκριμένη κατασκευή παρουσιάζεται και το πρώτο ιστορικά αυτόματο σύστημα παρακολούθησης του ήλιου, το οποίο αποτελούνταν από έναν αισθητήρα (μία θερμοπύλη ή έναν θερμοστάτη), τοποθετημένο στο κέντρο της παραβολής (κάτω από τον σωλήνα απορρόφησης). Σε περίπτωση που ο αισθητήρας παρέμενε σκιασμένος από τον σωλήνα, αυτό σήμαινε ότι ο συλλέκτης είναι σωστά προσανατολισμένος, και το μοτέρ δεν περιστρεφόταν. Σε αντίθετη περίπτωση, όταν οι ακτίνες του ήλιου προσέπιπταν στον αισθητήρα, είτε η θερμοπύλη παρήγαγε ρεύμα, είτε η θερμοκρασία ξεπερνούσε τη θερμοκρασία ρύθμισης του θερμοστάτη, με αποτέλεσμα να ενεργοποιηθεί το μοτέρ περιστροφής του συλλέκτη, μέχρις ότου ο αισθητήρας να σκιαστεί εκ νέου [9].

Η μονάδα άρδευσης στο Meadi, είχε αρχικά ονομαστική μηχανική ισχύ ίση με 75 kW, ενώ αναφορές για την πραγματική ισχύ του συστήματος την τοποθετούν μεταξύ 14 kW και 54 kW [18]. Τότε προτάθηκε η συνεργασία του συλλέκτη με μία ατμομηχανή, και το σύστημα θα μπορούσε να αποδώσει περίπου 41 kW. Η μονάδα αυτή, η εγκατάσταση της οποίας ολοκληρώθηκε το 1913, απαίτησε επενδυτικό κεφάλαιο 250000 \$. Μετά την επιτυχημένη λειτουργία της μονάδας αυτής, ο Shuman σχεδίαζε να υλοποιήσει και άλλες παραπλήσιες μονάδες, ωστόσο οι υποψίες του ξεσπάσματος του Α΄ Παγκοσμίου Πολέμου και η χαμηλή τιμή των καυσίμων στη διεθνή αγορά, κατέστησαν την επένδυσή του μη βιώσιμη, με αποτέλεσμα να εγκαταλειφθεί η προσπάθεια αυτή το 1915. Βέβαια, η κατοχύρωση της πνευματικής ιδιοκτησίας επιτεύχθηκε το 1917 [9].

19 χρόνια μετά (1936), ο C.G. Abbot μετέτρεψε την ηλιακή ενέργεια σε μηχανική, χρησιμοποιώντας έναν κυλινδροπαραβολικό συλλέκτη και μία ατμομηχανή ονομαστικής ισχύος 0.35 kW, ενώ ισχυριζόταν ότι η συνολική απόδοση του συστήματος έφτανε το 15.5 %. Στην συγκεκριμένη έκδοση του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη, ο απορροφητής περικλείονταν από διπλό γυάλινο κάλυμμα για την μείωση των θερμικών απωλειών. Το σύστημα είχε σχεδιαστεί με ικανότητα δημιουργίας κορεσμένου ατμού σε θερμοκρασία 274 °C, μέσα σε χρονικό διάστημα 5 λεπτών από την έκθεσή του στις ακτίνες του ήλιου. Το 1938 χρησιμοποίησε αντίστοιχο λέβητα στη Φλόριντα για να τροφοδοτήσει μία ατμομηχανή ονομαστικής ισχύος 0.15 kW. Σχολιάζοντας το συγκεκριμένο σύστημα ο Spencer αναφέρει: «ο Abbot υπαινίσσεται ότι ένα σύστημα χρησιμοποιώντας τον συγκεκριμένο λέβητα για παραγωγή κορεσμένου ατμού σε θερμοκρασία 225 °C, επιτυγχάνει θεωρητική τιμή απόδοσης 15.5 % και πραγματική τιμή απόδοσης 11.7 %».

Τα επόμενα 40 χρόνια το ενδιαφέρον για την τεχνολογία των χυλινδροπαραβολικών συλλεχτών περιορίστηκε αρκετά. Ωστόσο, η πετρελαϊκή κρίση τη δεκαετία του 70', προσέλκυσε την διεθνή προσοχή στις ανανεώσιμες εναλλακτικές πηγές ενέργειας. Τότε χρηματοδοτήθηκε και η ανάπτυξη αρκετών συστημάτων χυλινδροπαραβολικών συλλεχτών. Έτσι, το χρηματοδοτούμενο από την Κυβέρνηση των Ηνωμένων Πολιτειών, Sandia National Laboratories, σε συνεργασία με την εταιρία Honeywell International Inc. και την εταιρία Westinghouse, σχεδίασαν τρία πρωτότυπα συλλεχτών τα οποία ολοκληρώθηκαν και δοκιμάστηκαν ποιοτικά, το έτος 1975. Οι συγκεκριμένοι συλλέχτες σχεδιάστηκαν σε θερμοκρασία λειτουργίας κάτω των 250 °C, είχαν μήκος 3.66 m, πλάτος 2.13 m και γωνία ανοίγματος 90°. Επίσης, διέθεταν απορροφητή διαμέτρου 4 cm, κατασκευασμένο από ανθρακούχο ατσάλι, με επίστρωση μαύρου χαλκού, περικλειόμενο από γυάλινο κάλυμμα, και κενό αέρος 1 cm ανάμεσα στον απορροφητή και το κάλυμμα. Δύο διαφορετικά υλικά δοκιμάστηκαν για την κατασκευή του καλύμματος, το πρώτο ήταν γυαλί εμποτισμένο με σωματίδια κόντρα πλακέ, ενώ το δεύτερο ήταν γυαλί από υαλοβάμβακα. Τα κάτοπτρα κατασκευάστηκαν από ανοδιωμένο αλουμίνιο με τη μέθοδο Alzak, επιστρωμένο με ασήμι στην πίσω όψη.

Τη δεκαετία του 80', η τεχνολογία των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, κατάφερε τελικά να εισέλθει στην αγορά, και οι 6 αμερικάνικες εταιρίες Acurex Solar (Acurex 3001 (Σχήμα 1.3) και 3011), Suntec Systems-Excel (IV και 360), Solar Kinetics (T-700 και T-800), General Electric, Honeywell, Jacobs Del., και μία Ισραηλινή, Solel Solar Systems (IND-300), κατασκεύασαν και εμπορεύτηκαν η καθεμία τα δικά τους συστήματα.



Σχήμα 1.3: Μπροστινή (αριστερά) και πίσω (δεξιά) όψη του συλλέκτη Acurex 3001 [9].

Τα παραπάνω συστήματα αναπτύχθηκαν για εφαρμογές θέρμανσης σε βιομηχανικές διαδικασίες, ωστόσο, οι εταιρίες αντιμετώπισαν τα παρακάτω τρία σημαντικά εμπόδια, στην επιτυχημένη εμπορευματοποίηση των συστημάτων:

1. Απαιτούνταν μεγάλη προσπάθεια στον τομέα της προώθησης, καθώς και στον τεχνολογικό

τομέα, ακόμη και για εφαρμογές μικρής κλίμακας.

- Οι δυνητικοί πελάτες από τον τομέα της βιομηχανίας, κυρίως λόγω «δυσκίνητων» διαδικασιών λήψης αποφάσεων, συχνά οδηγούνταν σε αρνητικές αποφάσεις σχετικά με την υιοθέτηση της τεχνολογίας, και μάλιστα αφού είχε δαπανηθεί αξιόλογη προσπάθεια.
- 3. Ο εσωτερικός βαθμός απόδοσης (IRR) της επένδυσης στην τεχνολογία, δεν ανταποκρινόταν στις απαιτήσεις της βιομηχανίας, σε κάποιες περιπτώσεις.

Εν τω μεταξύ, η ανάπτυξη αντίστοιχων συστημάτων ξεκίνησε και στην Ευρώπη, αν και με πολύ μικρή προσπάθεια σε σχέση με αυτή των Ηνωμένων Πολιτειών. Η σημαντικότερη ευρωπαϊκή εταιρία ανάπτυξης και εμπορευματοποίησης της τεχνολογίας των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών ήταν η γερμανική Maschinenfabrik Augsburg-Nümberg (M.A.N.), η οποία ανέπτυξε δύο μοντέλα κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, το μοντέλο M-480, το οποίο ήταν ενός άξονα, και το μοντέλο Helioman 3/32, το οποίο ήταν δυο αξόνων. Το τελευταίο, ποτέ δεν έφτασε στην αγορά, παρά την υψηλή απόδοσή του λόγω του συστήματος παρακολούθησης σε δύο άξονες, επειδή παρουσίαζε υψηλή μηχανική πολυπλοκότητα (άρα και υψηλό κόστος συντήρησης), ήταν λιγότερο εύκαμπτο (με αποτέλεσμα να παρουσιάζει είτε αστοχίες των υλικών του, είτε απλά μικρότερο χρόνο ζωής λόγω των φορτίων του ανέμου), καθώς επίσης απαιτούσε περισσότερη βοηθητική άντληση (δηλαδή υψηλότερες θερμικές απώλειες ηλιακού πεδίου).

To 1979, είναι χρονιά ορόσημο για την τεχνολογία των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών, χαθώς ιδρύεται η αμεριχανό-ισραηλινή εταιρία Luz International, η οποία ανέπτυξε τρεις γενιές συλλεχτών (LS-1, LS-2 και LS-3), οι οποίοι εγχαταστάθηκαν σε μονάδες παραγωγής ηλεχτριχής ενέργειας από τον ήλιο (Solar Electric Generation Systems - SEGS).

Τα τεχνικά χαρακτηριστικά των δύο πρώτων γενιών συλλεκτών της Luz International αποτελούνταν από παρόμοια μέρη, τα οποία στηρίζονταν σε βάση ίδιου μήκους, απλά το κάτοπτρο του μοντέλου LS-2, είχε το διπλάσιο πλάτος σε σχέση με αυτό του πρώτου μοντέλου. Η βάση στήριξης αποτελούνταν από έναν οριζόντιο άκαμπτο περιστρεφόμενο σωλήνα, στον οποίο τοποθετούνταν κατακόρυφα ατσάλινες κυρτές βέργες, στις οποίες τοποθετούνταν τα κάτοπτρα. Στο τρίτο μοντέλο (LS-3), ο σωλήνας στήριξης αντικαταστάθηκε από πλέγμα στήριξης (Σχήμα 1.4), ο μηχανισμός περιστροφής γινόταν με υδραυλικό σύστημα ελέγχου (αντί για μηχανικό σύστημα που περιείχε ο LS-2). Στον συλλέκτη LS-3 ενσωματώθηκε όλη η προηγούμενη τεχνολογική εμπειρία από τα δύο προηγούμενα μοντέλα, τα οποία είχαν εγκατασταθεί στις μονάδες παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από ήλιο στις Ηνωμένες Πολιτείες (SEGS-I έως SEGS-VI), αλλά ενσωματώθηκαν επίσης και βελτιώσεις στον τομέα του βιομηχανικού σχεδιασμού, όπως βελτίωση στην μαζική παραγωγή τους, μείωση του κόστους παραγωγής, καθώς και στην απόδοση. Βέβαια, η εμπειρία από τις μονάδες SEGS, έδειξε ότι οποιαδήποτε βελτίωση του κόστους, αντισταθμίζονταν σε απόδοση ή θέματα συντήρησης.

Οι τεχνολογικές καινοτομίες της Luz ήταν αρκετές. Ο απορροφητής που κατασκεύαζε ήταν από ανοξείδωτο ατσάλι, με ειδικό αντι-ανακλαστικό επίχρισμα, περικλειόμενος από γυάλινο κάλυμμα, ενώ ανάμεσά τους υπήρχε κενό αέρος. Βέβαια, το κενό διατηρούνταν με την χρήση κατάλληλων ελασμάτων στις ενώσεις του καλύμματος με τον απορροφητή, και είχε πολλαπλά οφέλη, καθώς προστάτευε το επίχρισμα από οξειδώσεις, μείωνε τις θερμιχές απώλειες, ενώ βοηθούσε στην αντιμετώπιση των θερμιχών διαστολών μεταξύ του γυάλινου χαλύμματος χαι του ατσάλινου απορροφητή. Επίσης, το γυάλινο χάλυμμα είχε χαμηλή περιεχτικότητα σε σίδηρο (μέγιστο 0.015~%), και διέθετε αντι-αναχλαστικό επίχρυσμα και στις δύο όψεις, για την μεγιστοποίηση της διαπερατότητας. Ακόμη, παγίδες υδρογόνου, ή αλλιώς παθητιχές αντλίες χενού, τοποθετήθηχαν στο εσωτεριχό του γυάλινου χαλύμματος, ώστε να απορροφούν το υδρογόνο, το οποίο με αργό ρυθμό μεταχινούνταν προς τον ατσάλινο σωλήνα, ενώ τοποθετήθηκαν και ειδικοί κτήτορες, οι οποίοι απορροφούσαν τα αέρια που διείσδυαν στο χώρο του κενού αέρος. Το επιλεκτικό επίχρισμα (selective coating) που ενσωματώθηκε στα μοντέλα LS-1 και LS-2 ήταν από μαύρο χρώμιο, ενώ αυτό του μοντέλου LS-3 ήταν από ένα νέο χεραμικό-μεταλλικό (ceramic-metal ή cermet) υλικό, πάχους 0.3 μm, το οποίο εφαρμόστηκε με ιονικό βομβαρδισμό κάτω από το χενό αέρος. Τα χάτοπτρα των μοντέλων της Luz, τα οποία χατασχευάστηχαν από την εταιρία Flabeg Solar, αποτελούνταν από γυαλί χαμηλής περιεκτικότητας, με ασημένια επίστρωση στην πίσω όψη, το οποίο προστατευόταν από 5 επιστρώσεις (μία χάλκινη και 4 από βερνίκι).

Η εταιρία Luz είχε σχεδιάσει και τέταρτη γενιά κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, με όνομα LS-4, αλλά πριν προλάβει να το εισάγει στην αγορά, κήρυξε πτώχευση το 1992. Βέβαια, στην συνέχεια η Solel Solar Systems εξαγόρασε τα κατασκευαστικά της κεφάλαια, καθώς και τις σημαντικότερες τεχνογνωσίες σε διάφορα τμήματα των μοντέλων των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών της.

To 1998, δημιουργήθηκε μία κοινοπραξία ευρωπαϊκών εταιριών και ερευνητικών εργαστηρίων (Abengoa/Inabensa, Fichtner Solar, Flabeg Solar, Iberdrola, Solel Solar systems, CIEMAT, CRES, DLR), με στόχο την ανάπτυξη μίας νέας γενιάς κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, οι οποίοι θα ήταν



Σχήμα 1.4: Μπροστινή (αριστερά) και πίσω (δεξιά) όψη του συλλέκτη LS-3 [9].

τεχνο-οιχονομικά αποδοτικοί, καθώς ο σχεδιασμός της Luz δεν ήταν πλέον ανταγωνιστικός.

Αποτέλεσμα της κοινοπραξίας ήταν η νέα γενιά κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, με ονομασία EuroTrough (Σχήμα 1.5), του οποίου τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά ήταν παρόμοια με αυτά του LS-3, με κύρια διαφορά την αντικατάσταση του σωλήνα περιστροφής, από ορθογώνιο δικτύωμα, το οποίο συνδύαζε την αντοχή σε στρεπτική ακαμψία του συλλέκτη LS-2 και οπτική ευθυγράμμιση, με το μειωμένο κόστος που παρουσίαζε ο σχεδιασμός του LS-3. Η πρώτη έκδοση ήταν ο ET-100, ο οποίος αποτελούνταν από 8 μικρότερες μονάδες κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, με συνολικό μήκος 100 m και συνολική επιφάνεια κατόπτρων 545 m². Στην συνέχεια, η επόμενη έκδοση (ET-150), αποτελούνταν από 12 μικρότερες μονάδες κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, και η κατοπτρική επιφάνειά του ήταν 820 m². Τα πλεονεκτήματα του EuroTrough συγκριτικά με τους συλλέκτες των προηγούμενων γενιών είναι [9]:



Σχήμα 1.5: Μπροστινή (αριστερά) και πίσω (δεξιά) όψη του συλλέκτη EuroTrough [9].

- Μικρότερες παραμορφώσεις της στήριξής του, λόγω του μικρότερου βάρους και της μεγαλύτερης αντοχής στα φορτία ανέμων.
- Το μεγάλο μήχος του ET-150 οδήγησε σε μείωση των διασωληνώσεων, και των μηχανισμών περιστροφής, ενώ παράλληλα λόγω χαμηλότερων θερμικών απωλειών, οδήγησε σε αύξηση της απόδοσης.
- Το βάρος της βάσης στήριξης μειώθηκε κατά 14 % σε σχέση με αυτό του LS-3.
- Τα εξαρτήματα του συλλέκτη σχεδιάστηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να βελτιστοποιείται η μεταφορά και η συσκευασία τους.
- Μειωμένες σχιάσεις λόγω του βελτιωμένου στηρίγματος του απορροφητή.
- Αποτελούνταν από λιγότερα εξαρτήματα, βελτιώνοντας τις δυνατότητες για παραγωγή μεγάλης κλίμακας.

- Χαμηλότερο κόστος συντήρησης και λειτουργίας.
- Απλοποίηση στην κατασκευή τους, το οποίο συνεπάγεται μικρότερο κόστος συναρμολόγησης κατά την εγκατάσταση στο χώρο της εφαρμογής
- Μείωση του κόστους κατά 10 %, για όλους τους παραπάνω λόγους.

1.3 Σχετικές προσεγγίσεις

Η αναδυόμενη τεχνολογία των χυλινδροπαραβολικών συλλεχτών, προσέλχυσε και το διεθνές ερευνητικό ενδιαφέρον. Έτσι, στην αρχή της δεχαετίας του 80', υπάρχουν αρχετές δημοσιεύσεις, οι οποίες προσανατολίζονται στην βελτιστοποίηση του σχεδιασμού των χυλινδροπαραβολικών συλλεχτών (γεωμετρικά χαραχτηριστικά, ιδιότητες υλικών), με σημαντικότερες αυτές των Rabl [19] και Kreith [15].

Βέβαια, βασικός στόχος του σχεδιασμού είναι ουσιαστικά η βελτιστοποίηση της απόδοσης. Συνεπώς, κάνει την εμφάνισή της η ανάγκη της μοντελοποίησης της απόδοσης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, ως εργαλείο για την βελτιστοποίηση του σχεδιασμού. Οι πρώτες προσπάθειες μοντελοποίησης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, έκαναν χρήση αναλυτικών μεθόδων. Οι αναλυτικές μέθοδοι έχουν το πλεονέκτημα ότι δίνουν μία γρήγορη και ολική προσέγγιση της συμπεριφοράς των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Ωστόσο, απαιτείται μεγάλος αριθμός υποθέσεων και απλουστεύσεων ακόμη και για τις πιο απλές γεωμετρίες αποδεκτών. Ενδεικτικά αναφέρεται η δημοσίευση των Espaiqa-Rodriguez το 1987 [8], οι οποίοι μοντελοποίησαν την τεχνολογία των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, με αποδέκτη χωρίς γυάλινο περίβλημα (απλούστερη γεωμετρία) για την μείωση του υπολογιστικού κόστους, υπό σταθερές συνθήκες (steady-state). Η μοντελοποίησή τους βασίζονταν σε μία προσεγγιστική επίλυση των steady-state εξισώσεων.

Το 1994, μετά από την συνεργασία των χρηματοδοτούμενων από την Κυβέρνηση των Ηνωμένων Πολιτειών Sandia National Laboratories και της εταιρίας KJC, δημοσιεύτηκαν τα πειραματικά αποτελέσματα της απόδοσης των εμπορικά επιτυχημένων μοντέλων LS-2 της Luz International [3]. Στην εργασία αυτή, προσδιορίστηκε πειραματικά η απόδοση και οι θερμικές απώλειες των μοντέλων LS-2, για δύο παρακάτω διαφορετικά είδη επιλεκτικών επιχρισμάτων:

- 1. Κεραμικό-μεταλλικό (cermet) επίχρισμα,
- 2. Επίχρισμα από μαύρο χρώμιο,

και τα τρία παρακάτω είδη αποδεκτών:

1. Αποδέκτης με γυάλινο περίβλημα, και κενό αέρος ανάμεσα στο κάλυμμα και τον απορροφητή,

- Αποδέκτης με γυάλινο περίβλημα, και ατμοσφαιρικό αέρα ανάμεσα στο κάλυμμα και τον απορροφητή,
- 3. Γυμνός αποδέχτης, χωρίς γυάλινο περίβλημα.

Όπως ήταν αναμενόμενο, η απόδοση των διαφορετικών τύπων κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, παpoυσίαζε μεγάλες διακυμάνσεις, με αποδοτικότερο τον αποδέκτη που ενσωμάτωνε κεραμικό-μεταλλικό επιλεκτικό επίχρισμα, και γυάλινο περίβλημα με κενό αέρος, στο διάκενο μεταξύ του απορροφητή και του καλύμματος. Εμπειρικές εξισώσεις της απόδοσης καθώς και των θερμικών απωλειών σε σχέση με την θερμοκρασία λειτουργίας, εξήχθησαν για όλους τους τύπους αποδεκτών. Ειδικά για την περίπτωση του γυμνού αποδέκτη (χωρίς γυάλινο κάλυμμα), εξήχθησαν οι καμπύλες απόδοσης-ταχύτητας ανέμου. Επίσης, εξήχθησαν οι εμπειρικές εξισώσεις (μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά δεδομένα) για τον υπολογισμό της απόδοσης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, ως συνάρτηση της ακτινοβολίας, της γωνίας πρόσπτωσης και της θερμοκρασίας λειτουργίας. Όσον αφορά στο θερμικό ρευστό των πειραμάτων, δοχιμάστηκαν νερό και το ειδικό συνθετικό λάδι Syltherm 800 της εταιρίας Dow Corning. Το σύστημα παρακολούθησης των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών συλλεκτών κατά την πειραματική διαδικασία, ήταν δυο αξόνων, έτσι ώστε να ελαχιστοποιεί την γωνία πρόσπτωσης και την αζιμουθιακή γωνία. Τα παραπάνω πειραματικά αποτελέσματα προσεγγίστηκαν από ένα μονοδιάστατο αναλυτικό μοντέλο, με γενικά αρκετά καλή σύγκλιση στις περισσότερες περιπτώσεις.

Από το τέλος της δεκαετίας του 90', παρουσιάστηκε αρκετή ερευνητική προσπάθεια, εστιασμένη στην βελτίωση της βιωσιμότητας των επενδύσεων των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Μία από τις ενδιαφέρουσες προτάσεις, ήταν η απευθείας δημιουργία ατμού (Direct Steam Generation – DSG) στο εσωτερικό του απορροφητή. Στην κατεύθυνση αυτή, οι Odeh, Morrison και Behnia [17], μοντελοποίησαν την απόδοση των συλλεκτών, εφαρμόζοντας μία αναλυτική μέθοδο, στην οποία ενσωμάτωσαν και το φαινόμενο της αλλαγής φάσης του νερού σε ατμό. Επίσης, στα πλαίσια της διερεύνησης της ορθότητας της ιδέας αυτής την περίοδο 1996 με 1998, υλοποιήθηκε η πρώτη φάση του έργου DISS (Direct Solar Steam) στις εγκαταστάσεις της Almeria στην Ισπανία [25, 5, 4, 6], στο οποίο συμμετείχαν πολύ μεγάλες εταιρίες και ερευνητικά κέντρα (CIEMAT, DLR, ENDESA, IBERDROLA, INABENSA, PILKINGTON, SIEMENS, UEF, ZSW). Με τον τρόπο αυτό αποδείχθηκε στην πράξη η λειτουργικότητα ενός συστήματος με απευθείας δημιουργία ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή.

Στις εφαρμογές με απευθείας παραγωγή ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή, απαιτείται ιδιαίτερη προσοχή στη στρατηγική ελέγχου που θα χρησιμοποιηθεί. Για τον λόγο αυτό, στην δεύτερη φάση του έργου DISS, δοκιμάστηκαν τρία βασικά σενάρια ελέγχου [6], τα οποία είναι:

 Δημιουργία υπέρθερμου ατμού με πέρασμα του νερού από μία σειρά χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών, μεγάλου μήχους (once-trough mode).

- Δημιουργία ατμού με αναχυχλοφορία του νερού και πέρασμα του κορεσμένου ατμού στον υπερθερμαντή, για τη δημιουργία υπέρθερμου ατμού (recirculation mode).
- Δημιουργία υπέρθερμου ατμού με πέρασμα του νερού από σειρά συλλεκτών, με ενδιάμεσα σημεία έκχυσης ροής ατμού (injection mode).

Για έλεγχο των σχεδιαζόμενων στρατηγικών ελέγχου, δημιουργήθηκε η ανάγκη της μοντελοποίησης της λειτουργίας του ηλιακού σταθμού παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας, του οποίου το ηλιακό πεδίο αποτελείται από κυλινδροπαραβολικούς συλλέκτες, τόσο σε σταθερές συνθήκες (steady-state), αλλά κυρίως σε μεταβατική κατάσταση (transient effect). Έτσι, δυο ερευνητές της DLR, οι Eck και Hirsch, ανέπτυξαν ένα δυναμικό, μονοδιάστατο, μη-γραμμικό μοντέλο σε γλώσσα προγραμματισμού Modelica [7]. Τα αποτελέσματα της μοντελοποίησης παρουσίασαν μικρές αποκλίσεις σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα, από την λειτουργία του συστήματος στο έργο DISS.

Αξιόλογη ερευνητική προσπάθεια στον τομέα της μοντελοποίησης των κιλυνδροπαραβολικών συλλεκτών έγινε από τους Valladares-Velasquez [11, 16, 23]. Η μοντελοποίηση των συλλεκτών έγινε με επίλυση των μονοδιάστατων εξισώσεων ροής, ορμής και ενέργειας, με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Οι πεπλεγμένες αλγεβρικές εξισώσεις επιλύθηκαν επαναληπτικά. Οι οριακές συνθήκες των εξισώσεων ήταν η ροή μάζας εισόδου, η πίεση εισόδου και στην περίπτωση της ροής μονής φάσης η θερμοκρασία εισόδου, ενώ στην περίπτωση της ροή με μίγμα αέριας και υγρής φάσης, η ποιότητα ατμού. Βέβαια, η συγκεκριμένη μοντελοποίηση επαληθεύτηκε με τα πειραματικά αποτελέσματα για σταθερές συνθήκες των Sandia National Laboratories, ενώ δεν επαληθεύτηκε η μοντελοποίηση ούτε σε μεταβατικό στάδιο λειτουργίας, ούτε η περίπτωση αλλαγής φάσης. Επίσης, για τη μοντελοποίηση της αλλαγής φάσης, χρησιμοποιήθηκε η εμπειρική μέθοδος του Zurcher [27, 26], της οποίας η κατηγορία ροής αέριας φάσης με υγρή φάση σε μορφή υγρασίας (mist flow), δεν είναι επαληθευμένη πειραματικά, ενώ ο χάρτης ταξινόμησης της ροής διπλής φάσης σε κατηγορίες, δεν ισχύει για μικρές τιμές της ποιότητας του ατμού. Συνεπώς, η συγκεκριμένη μεθοδολογία, αδυνατεί να μοντελοποιήσει ολοκληρωμένα την διαδικασία αλλαγή φάσης του νερού, από κορεσμένο υγρό σε υπέρθερμο ατμό.

Σε όλες τις προαναφερθείσες μεθοδολογίες, δόθηκε σημασία μονάχα στη θερμική μοντελοποίηση των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, και όχι στην οπτική μοντελοποίηση.

1.4 Προτεινόμενη μεθοδολογία

Η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, αποτελεί ένα «ολοκληρωμένο» εργαλείο προσομοίωσης της λειτουργίας των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Η έκφραση ολοκληρωμένο εργαλείο, έγκειται στο γεγονός ότι η μεθοδολογία μπορεί να εφαρμοστεί για όλες τις υπο-περιπτώσεις σχεδίασης ενός συστήματος κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών (μονή φάση με νερό ή θερμικό έλαιο, απευθείας παραγωγή ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή), για τη μελέτη στρατηγικής ελέγχου, ή ακόμη και την ενσωμάτωσή του ηλιακού πεδίου με άλλα συστήματα (για παράδειγμα, σύστημα ατμοστροβίλου-γεννήτριας για παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, σύστημα θερμικής αφαλάτωσης για δημιουργία πόσιμου νερού). Το γεγονός αυτό επιτεύχθηκε, καθώς ενσωματώθηκε το πειραματικά επαληθευμένο μοντέλο αλλαγής φάσης των Wojtan, Ursenbacher και Thome [24], ο χάρτης κατηγοριοποίησης του οποίου ισχύει για όλο το εύρος τιμών της ποιότητας ατμού. Με αυτό τον τρόπο δεν δημιουργείται πρόβλημα στη μοντελοποίηση της ροής με αλλαγή φάσης του θερμικού μέσου, αχόμη και για πολύ μικρές τιμές της ποιότητας ατμού.

Επίσης, οι απαιτούμενες οριαχές συνθήχες για όλες τις περιπτώσεις ροής (είτε ροή μίας φάσης είτε ροή με αλλαγή φάσης), είναι ίδιες (εισερχόμενα μεγέθη ροής μάζας, πίεσης και ενθαλπίας), γεγονός που αποτελεί πλεονέχτημα της μεθοδολογίας, καθώς χρησιμοποιείται ενιαίος καθορισμός των οριαχών συνθηχών, ανεξάρτητα από την φύση της ροής (σε αντίθεση με την μεθοδολογία των Valladares-Velasquez).

Επίσης, το προτεινόμενο μοντέλο προσομοίωσης, ενσωματώνει όλους τους απαραίτητους αλγόριθμους για διαχωρισμό της ολικής ακτινοβολίας στις συνιστώσες της (απευθείας και διάχυτη), καθώς μονάχα η απευθείας ηλιακή ακτινοβολία αξιοποιείται από τους κυλινδροπαραβολικούς συλλέκτες, αλλά και για τη μετατροπή της ακτινοβολίας από το οριζόντιο επίπεδο, στο επίπεδο της κλίσης του συλλέκτη. Επιπροσθέτως, ο χρήστης μπορεί να επιλέξει οποιοδήποτε σύστημα παρακολούθησης του ήλιου επιθυμεί.

Ιδιαίτερη σημασία δόθηκε στην επαλήθευση των αποτελεσμάτων της προτεινόμενης μεθοδολογίας, με χρήση πειραματικών δεδομένων, τόσο για την περίπτωση μονής φάσης (νερό και ειδικό συνθετικό λάδι) υπό σταθερές συνθήκες [3], όσο και στην μεταβατική περίπτωση της αλλαγής φάσης στο εσωτερικό του απορροφητή (πειραματικά δεδομένα από το έργο DISS, τα οποία παρασχέθηκαν από τους ερευνητές του Ινστιτούτου Ηλιακής Έρευνας (Institute of Solar Research) του Γερμανικού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), Dr. Markus Eck και του Dr. Tobias Hirsch).

1.5 Δομή της εργασίας

Η εκπόνηση της παρούσας εργασίας απαίτησε συνδυασμό γνώσεων από διαφορετικούς τομείς, καθώς η μοντελοποίηση των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών μπορεί να διαχωριστεί στην οπτική μοντελοποίηση, την θερμική μοντελοποίηση, καθώς και την επίλυση αυτών με χρήση μεθόδων αριθμητικής ανάλυσης. Έτσι, για την οπτική μοντελοποίηση, δηλαδή τον υπολογισμό της απορροφούμενης ηλιακής ακτινοβολίας που απορροφάται από τον σωλήνα απορρόφησης, απαιτείται γνώση σχετική με:

• Ηλιαχή ακτινοβολία και γωνίες προσδιορισμού επιφανειών,

- Διαχωρισμό των συνιστωσών της ηλιαχής αχτινοβολίας,
- Συστήματα παραχολούθησης ηλίου (αστρονομιχοί αλγόριθμοι),
- Οπτικές ιδιότητες υλικών.

Για την θερμική μοντελοποίηση, δηλαδή τον υπολογισμό των συνθηκών του ρευστού κατά μήκος του σωλήνα απορρόφησης, απαιτείται γνώση από τους τομείς:

- Θερμοδυναμικής,
- Ρευστομηχανικής,
- Μεταφοράς θερμότητας.



Σχήμα 1.6: Απαραίτητη γνώση για την εκπόνηση της παρούσας εργασίας.

Επίσης, απαιτείται γνώση σε θέματα αριθμητικής ανάλυσης, καθώς οι εξισώσεις διακριτοποιούνται με χρήση πλέγματος, και επιλύονται ως προς τα ζητούμενα μεγέθη. Η τομή των διαφορετικών τομέων αποτελεί την απαραίτητη για την εκπόνηση της παρούσας εργασίας γνώση, όπως απεικονίζεται και στο Σχήμα 1.6.

Για τον λόγο αυτό, το κείμενο της παρούσας εργασίας έχει δομηθεί με τέτοιον τρόπο, ώστε ο μη εξοικειωμένος αναγνώστης με τους παραπάνω τομείς, να κατανοήσει αρχικά (Κεφάλαια 2-8) όλες τις απαραίτητες φυσικές έννοιες και τις πολύπλευρες γνώσεις που απαιτούνται για την μαθηματική μοντελοποίηση των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών (Κεφάλαιο 9). Στην συνέχεια παρουσιάζεται η επαλήθευση του προτεινόμενου αλγόριθμου (Κεφάλαιο 10), τα συμπεράσματα που προκύπτουν από αυτήν την εργασία (Κεφάλαιο 11), κάποιες προτεινόμενες μελλοντικές επεκτάσεις (Κεφάλαιο 12), και τέλος η βιβλιογραφία της εργασίας (Κεφάλαιο 13).

Αναλυτικότερα, στο Κεφάλαιο 2 περιγράφονται κάποιες βασικές έννοιες και ορισμοί που σχετίζονται με την ηλιακή ακτινοβολία, καθώς αυτή αποτελεί την πηγή ενέργειας της τεχνολογίας των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Επίσης, αναλύονται οι βασικές γωνίες που απαιτούνται για τον προσδιορισμό της γωνίας πρόσπτωσης της απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας, καθώς μονάχα αυτή αξιοποιείται από την συγκεκριμένη τεχνολογία, εξαιτίας της υψηλής συγκέντρωσης. Ακόμη, περιγράφεται η μεθοδολογία μετατροπής της ολικής ακτινοβολίας από κάποιο επίπεδο (συνήθως από το οριζόντιο επίπεδο), σε οποιοδήποτε κεκλιμένο επίπεδο, καθώς οι πιο συχνές μετρήσεις λαμβάνονται με χρήση πυρανόμετρου στο οριζόντιο επίπεδο. Τέλος, αναλύεται η μεθοδολογία εκτίμησης της απευθείας συνιστώσας της ηλιακής ακτινοβολίας, από την ολική, με χρήση του συντελεστή καθαρότητας του ουράνιου θόλου.

Όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως, οι κυλινδροπαραβολικοί συλλέκτες ακολουθούν την τροχιά του ήλιου με σύστημα παρακολούθησης της θέσης αυτού. Συνεπώς, στο Κεφάλαιο 3 περιγράφονται τα τέσσερα πιο διαδεδομένα συστήματα παρακολούθησης του ηλίου, και τα αποτελέσματα από την μοντελοποίησή τους για την περιοχή της Κρήτης. Ακολουθεί ο σχολιασμός των αποτελεσμάτων, η επιλογή του συστήματος που χρησιμοποιήθηκε κατά την προσομοίωση της εργασίας, καθώς και τα κριτήρια που οδήγησαν στην επιλογή αυτή.

Στο Κεφάλαιο 4, αναλύονται οι παράμετροι που επηρεάζουν την οπτική απόδοση των κυλινδροπαραβολικών κατόπτρων.

Στο Κεφάλαιο 5 αναλύονται χάποιες από τις βασιχές έννοιες της θερμοδυναμιχής.

Στο Κεφάλαιο 6, περιγράφονται οι τρόποι μετάδοσης θερμότητας, καθώς αποτελούν τους μηχανισμούς της θέρμανσης του θερμικού μέσου αλλά και των θερμικών απωλειών του συστήματος (θερμική απόδοση).

Στο Κεφάλαιο 7, παρουσιάζονται οι βασικές εξισώσεις που χρησιμοποιούνται για την επίλυση του πεδίου ροής στο εσωτερικό του σωλήνα απορρόφησης, δηλαδή η ολοκληρωτική μορφή της Εξίσωσης της Συνέχειας, η ολοκληρωτική μορφή της Εξίσωσης της Ορμής και η ολοκληρωτική μορφή της Εξίσωσης της Ενέργειας.

Στο κεφάλαιο 8, παρουσιάζεται η μοντελοποίηση της ροής με εξάτμιση, όταν το θερμικό ρευστό είναι νερό, για την μοντελοποίηση της απευθείας δημιουργίας ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή.

Στο κεφάλαιο 9, παρουσιάζεται η μαθηματική μοντελοποίηση των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, η οποία μπορεί να διαχωριστεί στις εξής επιμέρους ρουτίνες,

- 1. Ηλιαχή θερμική ανάλυση
- 2. Ανάλυση ροής στο εσωτερικό του σωλήνα

- 3. Μετάδοση θερμότητας στον απορροφητή
- 4. Μετάδοση θερμότητας στο κάλυμμα

Κεφάλαιο 2

Ηλιακή Ακτινοβολία

2.1 Εισαγωγή

Η ηλιαχή αχτινοβολία αποτελεί την πηγή θερμότητας της υπό μελέτη τεχνολογίας ηλιαχών θερμικών συλλεχτών. Για τον λόγο αυτό είναι απαραίτητη η εχτίμηση του ηλιαχού δυναμικού σε ένα τόπο εφαρμογής της τεχνολογίας των ηλιαχών συλλεχτών. Η συνηθέστερη πραχτιχή για την εχτίμηση του ηλιαχού δυναμικού μίας περιοχής, είναι η μέτρηση ολιχής της ηλιαχής αχτινοβολίας (W/m^2) με χρήση πυρανόμετρου, στο οριζόντιο επίπεδο. Βέβαια, οι χυλινδροπαραβολιχοί συλλέχτες αξιοποιούν την απευθείας συνηστώσας της ηλιαχής αχτινοβολίας (συνιστώσα της ηλιαχής αχτινοβολίας που δεν έχει υποστεί σχέδαση), η οποία έχει συγχεχριμένη διεύθυνση. Επιπροσθέτως, οι χυλινδροπαραβολιχοί συλλέχτες αποιούν την πορεία του ήλιου, με την χρήση ειδιχού συστήματος. Συνεπώς, απαιτείται ο διαχωρισμός της μετρημένης ολιχής αχτινοβολίας στο οριζόντιο επίπεδο, στις συνιστώσες της (απευθείας χαι διάχυτη), και στη συνέχεια μετατροπή της απευθείας αχτινοβολίας από το οριζόντιο επίπεδο της χλίσης του συλλέχτη.

Έτσι, στο κεφάλαιο αυτό δίνονται αρχικά κάποιοι βασικοί ορισμοί για την ηλιακή ακτινοβολία (ηλιακή σταθερά, εξωγήινη ηλιακή ακτινοβολία και οι βασικές γωνίες για τον προσδιορισμό της θέσης του ήλιου και επιφάνειας συλέκτη), και στην συνέχεια περιγράφονται οι μεθοδολογίες διαχωρισμού της ολικής ηλιακής ακτινοβολίας σε απευθείας και διάχυτη ακτινοβολία, αλλά και την μετατροπή της από κάποιο επίπεδο (συνήθως το οριζόντιο) στο επίπεδο του συλλέκτη.

2.2 Ορισμοί

2.2.1 Ηλιακή σταθερά

Ηλιαχή σταθερά ενός πλανήτη, I_{SC}, ορίζεται ως η ένταση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, που αντιστοιχεί στη μέση απόσταση πλανήτη ήλιου, ενός ηλιακού συστήματος. Στην περίπτωση του ηλιακού μας συστήματος, η ηλιαχή σταθερά που αντιστοιχεί στη γη, ορίζεται σε απόσταση 1 AU από τον ήλιο. Σχετικά με την τιμή της ηλιαχής σταθεράς της γης, μετρήσεις από την NASA υποδεικνύουν ηλιακή σταθερά ίση με 1353 W/m² (±1.6%). Η παραπάνω τιμή αναθεωρήθηκε από τον Fröhlich σε 1377 W/m², ενώ υπάρχουν αρκετές αναφορές σε τιμή της ηλιαχής σταθεράς της γης ίσης με 1367 W/m², η οποία υισθετήθηκε από το Παγκόσμιο Κέντρο Ακτινοβολίας (World Radiation Center - WRC). Η ποσοστιαία απόκλιση των παραπάνω τιμών είναι της τάξης του 2%, δηλαδή απόκλιση μίας τάξης μικρότερη σε σχέση με τις αποκλίσεις της ακτινοβολίας στην επιφάνεια της γης (10%), όπου η στοχαστικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας είναι πολύ μεγαλύτερη λόγω της στοχαστικότητας των φαινομένων της ατμόσφαιρας. Συνεπώς, για τα δεδομένα της παρούσας εργασίας, οποιαδήποτε από τις παραπάνω τιμές είναι ικανοποιητική. Στην παρούσα εργασία υισθετήθηκε η διεθνώς αποδεκτή τιμή για την ηλιακή σταθερά της γης να είναι ίση με

 $I_{SC} = 1367 \,\mathrm{W/m^2}.$

2.2.2 Εξωγήινη ακτινοβολία

Η εξωγήινη ακτινοβολία ορίζεται ως η ακτινοβολία που προσπίπτει σε επίπεδο κάθετο με τις ακτίνες του ήλιου, έζω από την ατμόσφαιρα της γης. Η στοχαστικότητα της εξωγήινης ακτινοβολίας οφείλεται σε δύο πηγές. Η πρώτη είναι λόγω των αποκλίσεων στην εκπεμπόμενη από τον ήλιο ακτινοβολία, οι οποίες οφείλονται, αφενός στο φαινόμενο των ηλιακών κηλίδων (το οποίο δεν παρουσιάζει περιοδικότητα), ενώ αφετέρου έχει παρατηρηθεί περιοδική μείωση της εκπεμπόμενης από τον ήλιο ακτινοβολίας, της τάξης του 0.02 % ανά έτος. Για εφαρμογές μηχανικών, οι παραπάνω μεταβολές μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες. Η δεύτερη πηγή αποκλίσεων (της τάξης του ± 3 %), οφείλεται στην ελλειπτική κίνηση της γης γύρω από τον ήλιο, εξαιτίας της οποίας η απόσταση μεταξύ τους είναι διαφορετική κατά την διάρκεια ενός έτους. Ωστόσο, η εξάρτηση της εξωγήινης ακτινοβολίας λόγω της ελλειπτικής τροχιάς της γης γύρω από τον ήλιο, προσεγγίζεται από την Εξίσωση 2.1

$$I_{on} = I_{SC} (1 + 0.033 \cos \frac{360n}{365}) \tag{2.1}$$

όπου I_{on} είναι η εξωγήινη ακτινοβολία σε κάθετο επίπεδο σε σχέση με τις ακτίνες του ήλιου, έξω από τα όρια της ατμόσφαιρας της γης, και n η ημέρα του έτους. Οι διακυμάνσεις της εξωγήινης ακτινοβολίας, παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.1.



Σχήμα 2.1: Εξωγήινη ηλιαχή αχτινοβολία (Ion)χατά τη διάρχεια ενός έτους.

2.2.3 Σύσταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στην γήινη επιφάνεια

Η ηλιακή ακτινοβολία όταν εισέρχεται στην γήινη ατμόσφαιρα, υφίσταται σημαντικές τυχαίες αλλοιώσεις, μέχρις ότου να καταλήξει στην επιφάνειά της γης. Ένα μέρος της ηλιακής ακτινοβολίας που εισέρχεται στην ατμόσφαιρα απορροφάται από διάφορα συστατικά της ατμόσφαιρας, όπως για παράδειγμα η απορρόφηση της υπεριώδους ακτινοβολίας από το όζον (O₃). Ένα άλλο μέρος των εισερχόμενων στην ατμόσφαιρα φωτονίων σκεδάζεται, αφενός στα μόρια της ατμόσφαιρας καθώς και στα σωματίδια που έχουν διάμετρο μικρότερη από το μήκος κύματος τους (σκέδαση Rayleigh), αφετέρου στα μεγαλύτερης διαμέτρου σωματίδια, όπως για παράδειγμα υδρατμούς, σκόνη, καπνό (σκέδαση Mie ή Tyndall). Οι αλλοιώσεις της ηλιακής ακτινοβολίας από τα διάφορα στοιχεία της ατμόσφαιρας, είτε λόγω απορρόφησης είτε λόγω σκέδασης σε όλο το φάσμα της ηλιακής ακτινοβολίας, απεικονίζονται στο Σχήμα 2.2. Τα σκεδαζόμενα φωτόνια, φτάνουν στην επιφάνεια της γης από όλη την επιφάνεια του ουράνιου θόλου, χωρίς συγκεκριμένη διεύθυνση. Το μέρος αυτό της εισερχόμενης στη γη ηλιακής ακτινοβολίας, αποτελεί την διάχυτη συνιστώσα (Diffuse Irradiation – I_d) της ηλιακής ακτινοβολίας. Τέλος, ένα μέρος των φωτονίων συνεχίζουν χωρίς να αλλάξουν κατεύθυνση. Το μέρος αυτό των φωτονίων αποτελεί την απευθείας ή άμεση συνιστώσα της ηλιακής ακτινοβολίας (Direct ή Beam Irradiation – I_b).



Σχήμα 2.2: Εξωγήινη ηλιακή ακτινοβολία (AM0) και αλλοιώσεις κατά την είσοδο στην ατμόσφαιρα (AM1.5).

Συνοψίζοντας, η ολική ακτινοβολία (Global Irradiation – I) που φτάνει στην επιφάνεια της γης, διαχωρίζεται σε δύο συνιστώσες· την απευθείας ή άμεση ηλιακή ακτινοβολία, η οποία έχει συγκεκριμένη κατεύθυνση, και την σκεδαζόμενη στην ατμόσφαιρα, η οποία ονομάζεται διάχυτη ηλιακή ακτινοβολία, και προσπίπτει από όλο το ημισφαίριο του ουράνιου θόλου.

2.3 Προσδιορισμός διεύθυνσης της απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας

Η γεωμετρική συσχέτιση μεταξύ μίας κινούμενης ή ακίνητης επιφάνειας σε έναν τόπο και της διεύθυνσης της απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας, η οποία εξαρτάται από την θέση του ήλιου σε σχέση με την γη, μπορεί να περιγραφεί με την χρήση των παραχάτω γωνιών, μεριχές από τις οποίες παρουσιάζονται και στο Σχήμα 2.3:

- Γεωγραφικό Πλάτος (φ) ενός τόπου, το οποίο ορίζεται ως η απόσταση ενός τόπου από τον ισημερινό, και παίρνει τιμές από -90° (νότος) εώς 90° (βορράς)
- Απόκλιση Declination (δ) ορίζεται ως η γωνιακή θέση του ήλιου κατά το ηλιακό μεσημέρι (όταν και ο ήλιος ευθυγραμμίζεται με τον τοπικό γεωγραφικό μεσημβρινό, σε σχέση με το επίπεδο του ισημερινού, με θετικές της τιμές όταν η γωνία είναι προς τον βορρά.
 -23.45° ≤ δ ≤ 23.45°
- Κλίση (β) ενός επιπέδου στην επιφάνεια της γης, η οποία ορίζεται ως η γωνία μεταξύ του επιπέδου της επιφάνειας σε σχέση με το οριζόντιο επίπεδο του τόπου. 0° ≤ β ≤ 180° (β > 90° σημαίνει ότι η επιφάνεια χοιτάει προς τα χάτω.
- Αζιμούθιο ή Αζιμουθιαχή γωνία επιφάνειας (γ), ορίζεται ως η απόχλιση της προβολής της νοητής χάθετης ευθείας στο επίπεδο της επιφάνειας, από τον τοπιχό γεωγραφιχό μεσημβρινό, με τιμή μηδέν όταν ευθυγραμμίζεται με τον νότο, θετιχές τιμές όταν είναι προς την ανατολή, ενώ αρνητιχές όταν είναι προς την δύση[·] −180° ≤ γ ≤ 180°
- Ωριαία γωνία ήλιου (ω), ορίζεται ως η γωνιαχή μετατόπιση του ήλιου, δυτιχά ή ανατολιχά του γεωγραφικού μεσημβρινού εξαιτίας της περιστροφής της γης ως προς τον άξονά της, 15° ανά ώρα, με αρνητιχές τις πρωινές ώρες χαι θετιχές τις απογευματινές.
- Γωνία πρόσπτωσης (θ) ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της απευθείας ακτινοβολίας πάνω στην επιφάνεια και της κάθετης στην επιφάνεια αυτή

Επιπροσθέτως, παρακάτω παρουσιάζονται οι γωνίες προσδιορισμού της θέσης του ήλιου στον ουράνιο θόλο:

- Ζενίθια απόσταση του ήλιου (θz), ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της ευθείας του ήλιου (ουσιαστικά της ευθείας που σχηματίζει η απευθείας ακτινοβολία) και της κάθετης του τόπου.
- Το ύψος του ήλιου Elevation ή Solar Altitude (α_s), ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της ευθείας από τον παρατηρητή ή τον τόπο, προς τον ήλιο, με το οριζόντιο επίπεδο, και είναι συμπληρωματική με την ζενίθια απόσταση του ήλιου.
- Αζιμούθιο ή Αζιμουθιακή γωνία ήλιου (γ_s), ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της προβολής του ήλιου και του τοπικού γεωγραφικού μεσημβρινού.

Η απόχλιση του ήλιου είναι συνάρτηση της ημέρας του έτους και δίνεται σε μοίρες από την παραχάτω σχέση:

$$\delta = 23.45 \sin\left(360 \frac{284 + n}{365}\right) \tag{2.2}$$

όπου n είναι η n-οστή ημέρα του έτους. Πολύ χρήσιμη είναι η σχέση, που συνδέει την γωνία πρόσπτωσης σε μία επιφάνεια, με τις υπόλοιπες γωνίες και είναι η εξής:

$$\cos\theta = \cos\theta_z \cos\beta + \sin\theta_z \sin\beta \cos(\gamma_s - \gamma) \tag{2.3}$$

όπου θ_z η ζενίθια απόσταση του ήλιου, όπως έχει προαναφερθεί, η οποία υπολογίζεται από την Εξίσωση 2.3, για $\beta = 0$, και έχει την μορφή:

$$\cos\theta_z = \cos\phi\cos\delta\cos\omega + \sin\phi\sin\delta \tag{2.4}$$



Σχήμα 2.3: Γωνίες προσδιορισμού επιφανειών και ήλιου

2.4 Αναλογία απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας σε οριζόντιο και σε κεκλιμένο επίπεδο

Συνήθως, η μοντελοποίηση της απόδοσης των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών απαιτεί μετεωρολογιχά δεδομένα της απευθείας ηλιαχής αχτινοβολίας στο επίπεδο του συλλέχτη. Παρόλα αυτά, τα συνηθέστερα μετεωρολογιχά δεδομένα λαμβάνονται με τη χρήση πυρανόμετρου (ολιχή ηλιαχή αχτινοβολία), στο οριζόντιο επίπεδο. Για το λόγο αυτό είναι απαραίτητη η μετατροπή των δεδομένων αυτών στο επίπεδο του συλλέχτη, αλλά χαι ο διαχωρισμός της απευθείας συνιστώσας από την ολιχή (βλ. Ενότητα 2.5). Η μετατροπή της ηλιαχής αχτινοβολίας από το οριζόντιο επίπεδο (I_b) στο επίπεδο χεχλιμένης επιφάνειας ($I_{b,T}$), επιτυγχάνεται με τον λόγο της απευθείας ηλιαχής αχτινοβολίας σε χεχλιμένο επίπεδο προς αυτήν στο οριζόντιο (R_b), ο οποίος ισούται με:

$$R_b = \frac{I_{b,T}}{I_b} = \frac{I_{b,n} \cos \theta}{I_{b,n} \cos \theta_z} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta_z}$$
(2.5)

όπου $I_{b,n}$ η απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία (Σχήμα 2.4). Οι δύο γωνίες των οποίων αποτελεί συνάρτηση ο λόγος R_b , υπολογίζονται με τη χρήση των Εξισώσεων 2.3 χαι 2.4. Με τον τρόπο αυτό μπορεί να βρεθεί η αχτινοβολία σε επιφάνεια περιστρεφόμενη από σύστημα παραχολούθησης της τροχιάς του ήλιου, απλά με υπολογισμό του αριθμητή του λόγου με μία εχ των Εξισώσεων 3.1, 3.4, 3.7 ή 3.13, αναλόγως με το σύστημα παραχολούθησης της τροχιάς του ηλίου που χρησιμοποιείται. Αναλυτιχότερα τα συστήματα παραχολούθησης της τροχιάς του ηλίου στο επόμενο χεφάλαιο (Κεφάλαιο 3).



Σχήμα 2.4: Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία σε οριζόντιο χαι χεχλιμένο επίπεδο.

2.5 Εκτίμηση της απευθείας ακτινοβολίας από την ολική ακτινοβολία

Η εκτίμηση του δείκτη καθαρότητας του ουράνιου θόλου, είναι σημαντική, καθώς είναι το κριτήριο για τον διαχωρισμό της διάχυτης και της απευθείας ακτινοβολίας από την ολική ακτινοβολία. Διαισθητικά, όταν ο ουράνιος θόλος είναι νεφοσκεπής, το ποσοστό της ολικής ακτινοβολίας που προσπίπτει ως διάχυτη στην επιφάνεια της γης είναι μεγάλο, λόγω της σκέδασης στα σύννεφα. Ο δείκτης καθαρότητας ορίζεται ως:

$$K_T = \frac{I}{I_o} \tag{2.6}$$

δηλαδή είναι ο λόγος της ακτινοβολίας που προσπίπτει στην επιφάνεια της γης, προς την εξωγήινη ακτινοβολία στο οριζόντιο επίπεδο, έξω από της ατμόσφαιρά της. Έχουν αναπτυχθεί διάφορα εμπειρικά μοντέλα, τα οποία συσχετίζουν τον δείκτη καθαρότητας με τον λόγο της διάχυτης ηλιακής ακτινοβολίας προς την ολική ηλιακή ακτινοβολία ($\frac{I_d}{I}$). Στην εργασία αυτή χρησιμοποιείται η συσχέτιση των Erbs και των άλλων, σύμφωνα με τους οποίους ισχύει:

$$\frac{I_d}{I} = \begin{cases} 1.0 - 0.09K_T, & \text{yia } K_T < 0.22 \\ 0.9511 - 0.1604K_T + 4.388K_T^2 - 16.638K_T^3 + 12.336K_T^4, & \text{yia } 0.22 < K_T < 0.80 \\ 0.165, & \text{yia } K_T > 0.80 \end{cases}$$
(2.7)

Συνεπώς, η απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία υπολογίζεται ως εξής:

$$I_b = I - I \frac{I_d}{I} \tag{2.8}$$


Σχήμα 2.5: Διαχωρισμός Μέσης Μηνιαίας Ηλιαχής Ενέργειας σε απευθείας και διάχυτη.

Κεφάλαιο 3

Συστήματα Παρακολούθησης της Τροχιάς του Ήλιου

3.1 Εισαγωγή

Τα συστήματα παρακολούθησης της τροχιάς του ηλίου, είναι μηχανισμοί που προσανατολίζουν μία επιφάνεια προς την απευθείας ηλιακή ακτινοβολία, έτσι ώστε να ελαχιστοποιούν τη γωνία πρόσπτωσης, συνεπώς να μεγιστοποιούν την απευθείας ηλιακή ακτινοβολία που λαμβάνει η επιφάνεια. Σε εφαρμογές των συγκεντρωτικών συλλεκτών είναι απαραίτητες, καθώς λόγω της υψηλής συγκέντρωσης τους, οι κυλινδροπαραβολικοί συλλέκτες αξιοποιούν μονάχα την απευθείας συνιστώσα της ηλιακής ακτινοβολίας.

Τα συστήματα παρακολούθησης ενός άξονα ταξινομούνται με βάση την διεύθυνση του άξονα τους. Έτσι, τα επικρατέστερα συστήματα ενός άξονα, είναι οριζόντιου άξονα με διεύθυνση ανατολή-δύση, οριζόντιου άξονα με διεύθυνση βορρά-νότου, κάθετου άξονα και παράλληλου άξονα με τον άξονα της γης. Η γωνία πρόσπτωσης, η κλίση της επιφάνειας καθώς και το αζιμούθιο ή αλλιώς η αζιμουθιακή γωνία της περιστρεφόμενης επιφάνειας κάθε συστήματος παρακολούθησης είναι απαραίτητα για τον σωστό προσανατολισμό των συλλεκτών.

3.2 Συστήματα Παρακολούθησης γύρω από οριζόντιο άξονα ανατολής-δύσης

Σε αυτού του είδους τα συστήματα, ο άξονας περιστροφής τους τοποθετείται οριζόντια σε σχέση με το έδαφος της περιοχής, με διεύθυνση ανατολή-δύση. Το πλεονέχτημα του συγχεχριμένου συστήματος παραχολούθησης είναι η ελαχιστοποίηση των σχιάσεων που προχαλούνται στους συλλέχτες χατά τη διάρχεια του έτους [13]. Το φαινόμενο της σχίασης μεγιστοποιείται στην περίπτωση που ο συλλέχτης είναι προσανατολισμένος στο νοτιότερο δυνατό σημείο χατά την διάρχεια του χειμερινού ηλιοστασίου. Η γωνία πρόσπτωσης επιφάνειας που προσανατολίζεται με αυτό το σύστημα παραχολούθησης είναι ίση με,

$$\cos\theta = \sqrt{1 - \cos^2 \delta \sin^2 \omega} \tag{3.1}$$

Επίσης, η κλίση της επιφάνειας δίνεται από

$$\tan\beta = \tan\theta_z |\cos\gamma_s| \tag{3.2}$$

Τέλος, το αζιμούθιο της επιφάνειας μεταβάλλεται μεταξύ 0° και 180°, όταν το ηλιακό αζιμούθιο εναλλάσεται μεταξύ ±90°, και δίδεται από τη σχέση

$$\begin{split} \gamma &= 0^{\circ}, \qquad \varepsilon \acute{\alpha} \nu |\gamma_s| < 90^{\circ} \\ \gamma &= 180^{\circ}, \quad \varepsilon \acute{\alpha} \nu |\gamma_s| > 90^{\circ} \end{split} \tag{3.3}$$

3.3 Συστήματα Παρακολούθησης γύρω από οριζόντιο άξονα βορρά-νότου

Σε αυτού του είδους τα συστήματα, ο άξονας περιστροφής τους τοποθετείται οριζόντια σε σχέση με το έδαφος της περιοχής, με διεύθυνση βορρά-νότου. Η επιφάνεια του συλλέχτη αχολουθεί την πορεία του ήλιου από την ανατολή ως τη δύση του. Το πλεονέχτημα του συγχεχριμένου συστήματος παραχολούθησης είναι η ελαχιστοποίηση των σχιάσεων, ένα φαινόμενο το οποίο είναι πολύ έντονο στην αρχή χαι στο τέλος της ημέρας), όταν χρησιμοποιούνται σειρές συλλεχτών [13]. Επίσης, σε εφαρμογές παραγωγής ηλεχτριχής ενέργειας με χρήση χυλινδροπαραβολιχών χατόπτρων, χρησιμοποιείται το συγχεχριμένο σύστημα παραχολούθησης της τροχιάς του ήλιου, χαθώς είναι εύχολο στην εγχατάστασή του, αντέχει μεγάλα φορτία ανέμου, χαι έχει αρχετά χαλή απόδοση. Η γωνία πρόσπτωσης επιφάνειας που προσανατολίζεται με αυτό το σύστημα παραχολούθησης είναι ίση με,

$$\cos\theta = \sqrt{\cos^2\theta_z + \cos^2\delta\sin^2\omega} \tag{3.4}$$

Επίσης, η κλίση της επιφάνειας δίνεται από

$$\tan \beta = \tan \theta_z |\cos(\gamma - \gamma_s)| \tag{3.5}$$

Τέλος, το αζιμούθιο της επιφάνειας είναι είτε 90°, είτε -90°, ανάλογα με το πρόσημο του ηλιακού αζιμούθιου, και δίδεται από τη σχέση

$$\begin{split} \gamma &= 90^{\circ}, \quad \varepsilon \acute{\alpha} v \ \gamma_s > 0^{\circ} \\ \gamma &= -90^{\circ}, \quad \varepsilon \acute{\alpha} v \ \gamma_s < 90^{\circ} \end{split} \tag{3.6}$$

3.4 Συστήματα Παρακολούθησης γύρω από βορρά-νότου παράλληλο με τον άξονά της γης

Αντίθετα με τα προηγούμενα συστήματα παραχολούθησης της τροχιάς του ήλιου, σε αυτό το σύστημα ο άξονας περιστροφής είναι παράλληλος με τον άξονα της γης. Όταν χρησιμοποιείται το συγκεχριμένο σύστημα παραχολούθησης, οι αχτίνες του ήλιου προσπίπτουν χάθετα στον συλλέχτη χατά τις ισημερίες (όταν χαι η απόχλιση του ήλιου, δ, είναι ίση με μηδέν), χαι η επίδραση του συνημιτόνου είναι μέγιστη χατά τα ηλιοστάσια. Βέβαια, όταν χρησιμοποιούνται περισσότερες της μίας σειράς συλλεχτών, οι μπροστινές σειρές σχιάζουν τις πίσω [13]. Επιπλέον, τα συστήματα αυτά είναι δυσχολότερα στην εγχατάστασή τους, και χαταπονούνται περισσότερο από τα φορτία του ανέμου. Στα συγκεχριμένα συστήματα, η γωνία πρόσπτωσης της επιφάνειας είναι ίση με,

$$\cos\theta = \cos\delta \tag{3.7}$$

Επίσης, η κλίση της επιφάνειας δίνεται από

$$\tan \beta = \frac{\tan \phi}{\cos \gamma} \tag{3.8}$$

Τέλος, το αζιμούθιο της επιφάνειας είναι

$$\gamma = \tan^{-1} \frac{\sin \theta_z \sin \gamma_s}{\cos \theta' \sin \phi} + 180C_1C_2$$
(3.9)

όπου

$$\cos\theta' = \cos\theta_z \cos\phi + \sin\theta_z \sin\phi \tag{3.10}$$

$$C_{1} = \begin{cases} 0, & εάν \left(tan^{-1} \frac{\sin \theta_{z} \sin \gamma_{s}}{\cos \theta' \sin \phi} \right) + \gamma_{s} = 0 \\ 1, & διαφορετικά \end{cases}$$
(3.11)

$$C_{2} = \begin{cases} 1, & \text{eán } \gamma_{s} \ge 0 \\ -1, & \text{eán } \gamma_{s} < 0 \end{cases}$$

$$(3.12)$$

3.5 Συστήματα Παρακολούθησης δύο αξόνων

Το συγκεκριμένο σύστημα μεγιστοποιεί την πρόσπτωση ηλιακών ακτίνων στην επιφάνεια του συλλέκτη, καθώς ο άξονας περιστροφής τους έχει δύο βαθμούς ελευθερίας. Βέβαια, παρουσιάζει υψηλή πολυπλοκότητα, υψηλότερο κόστος σε σχέση με τα προαναφερθέντα συστήματα παρακολούθησης της τροχιάς του ηλίου, αλλά και εξαρτάται σημαντικά από την ακρίβεια του μηχανισμού παρακολούθησης. Στα συγκεκριμένα συστήματα, η γωνία πρόσπτωσης της επιφάνειας είναι ίση με,

$$\cos\theta = 1 \tag{3.13}$$

Η κλίση της επιφάνειας δίνεται από

$$\tan \beta = \alpha_s \tag{3.14}$$

Τέλος, το αζιμούθιο της επιφάνειας είναι

$$\gamma = \gamma_s \tag{3.15}$$

3.6 Αποτελέσματα μοντελοποίησης των παραπάνω Συστημάτων Παραχολούθησης

Τα παραπάνω συστήματα παρακολούθησης της τροχιάς του ηλίου υλοποιήθηκαν για δεδομένα ηλιακής ακτινοβολίας που ανακτήθηκαν σε χώρο του Εργαστηρίου Ηλεκτρικών Κυκλωμάτων και Ανανεώσιμων Πηγών Ενέργειας (ΕΗΚΑΠΕ), του Πολυτεχνείου Κρήτης και παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.1. Παρατηρείται ότι το σύστημα παρακολούθησης οριζόντιου άξονα ανατολής-δύσης, είναι αυτό με την μικρότερη απόδοση σε σχέση με τα άλλα. Επίσης, το σύστημα με οριζόντιο άξονα βορρά-νότου, παρουσιάζει καλύτερη απόδοση σε σχέση με το σύστημα με άξονα βορρά-νότου παράλληλο με τον άξονα της γης, μονάχα κατά τους θερινούς μήνες, ενώ με το δεύτερο επιτυγχάνεται η μεγαλύτερη ετήσια ηλιακή ενέργεια στην επιφάνεια του συλλέκτη. Όμως, σε ηλιακά πεδία με πολλές σειρές συλλεκτών, το σύστημα με άξονα βορρά-νότου παράλληλο με τον άξονα της γης, προκαλεί έντονες σκιάσεις στις πίσω σειρές συλλεκτών. Συνεπώς, αυτό που θα χρησιμοποιείται στην προσομοίωση της παρούσας



Σχήμα 3.1: Μέση Μηνιαία Ηλιαχή Ενέργεια για το έτος 2003.

εργασίας είναι το σύστημα με οριζόντιο άξονα βορρά-νότου.

Κεφάλαιο 4

Οπτική Μοντελοποίηση

4.1 Εισαγωγή

Η απόδοση ενός κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη εξαρτάται από την οπτική του απόδοση (δηλαδή την ποσοτικοποίηση της ικανότητάς των υλικών του να αξιοποιήσουν μεγάλο μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας η οποία τελικά θα καταλήξει στον απορροφητή), καθώς και από την θερμική του απόδοση (δηλαδή την ποσοτικοποίηση της ικανότητάς του να ελαχιστοποιεί τις θερμικές απώλειες λόγω της διαφοράς θερμοκρασίας των υλικών του σε σχέση με το περιβάλλον). Στην επόμενη ενότητα περιγράφονται αναλυτικά οι οπτικές ιδιότητες των υλικών (απορροφητικότητα, εκπεμψιμότητα, ανακλαστικότητα και διαπερατότητα) οι οποίες εκδηλώνονται κατά την επίδραση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στα υλικά αυτά, και συσχετίζονται άμεσα με την οπτική απόδοση του συλλέκτη.

Βέβαια, η επιλογή των υλικών με τις κατάλληλες οπτικές ιδιότητες κάθε υποσυστήματος ενός κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη, προκύπτει από τον τρόπο λειτουργίας αυτού. Συνοπτικά, ένα μέρος της ηλιακής ακτινοβολίας που προσπίπτει στο παραβολικό κάτοπτρο, **ανακλάται** και συγκεντρώνεται στο κάλυμμα του κυλινδρικού σωλήνα υποδοχής (αποδέκτης), ο οποίος είναι τοποθετημένος κατά μήκος της εστίας της παραβολής του κατόπτρου. Το ποσοστό της ακτινοβολίας αυτού. Συνεπώς, για το κάλυμμα, καταλήγει στον απορροφητή, όπου και **απορροφάται** ένα μέρος αυτού. Συνεπώς, για να είναι ένας κυλινδροπαραβολικός συλλέκτης αποδοτικός ως προς την οπτική του σχεδίαση, θα πρέπει το παραβολικό κάτοπτρο του συλλέκτη να επιλεγεί έτσι ώστε να παρουσιάζει υψηλή ανακλαστικότητα, το περίβλημα του σωλήνα υποδοχής να παρουσιάζει υψηλή διαπερατότητα και χαμηλή εκπεμψιμότητα, και ο απορροφητής να χαρακτηρίζεται από υψηλή απορροφητικότητα. Οπότε, η απορροφούμενη από τον απορροφητή ηλιακή ακτινοβολία μπορεί να περιγραφεί από την παρακάτω εξίσωση:

$$S_{a} = I_{b} r(\psi \tau \alpha)_{n} K_{\psi \tau \alpha}(\theta).$$

$$\tag{4.1}$$

S_{a}	Απορροφούμενη ηλιαχή αχτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας	$\frac{W}{m^2}$
I_b	Απευθείας ηλιακή ακτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας	$\frac{W}{m^2}$
r	Κατοπτρική ανακλαστικότητα κατόπτρου	βαθμωτό μέγεθος
ψ_n	Σ υντελεστής παρεμπόδισης αχτίνων για μηδενιχή γωνία πρόσπτωσης	βαθμωτό μέγεθος
$ au_n$	Δ ιαπερατότητα καλύμματος για μηδενική γωνία πρόσπτωσης	βαθμωτό μέγεθος
α_n	Απορροφητικότητα απορροφητή για μηδενική γωνία πρόσπτωσης	βαθμωτό μέγεθος
$K_{\psi\tau\alpha}(\theta)$	Συντελεστής διόρθωσης των $(\gamma \tau \alpha)_n$	βαθμωτό μέγεθος

Πίναχας 4.1: Περιγραφή των μεγεθών της Εξίσωσης 4.1.

Με την χρήση της παραπάνω εξίσωσης υπολογίζεται η απορροφούμενη ηλιαχή αχτινοβολία ανά μονάδα μη σχιαζόμενης επιφάνειας (S_a) , ως συνάρτηση της απευθείας προσπίπτουσας ηλιαχής αχτινοβολίας ανά μονάδα επιφάνειας (I_b) και των οπτιχών ιδιοτήτων των υλιχών. Συνεπώς, η οπτιχή απόδοση του χυλινδροπαραβολιχού συλλέχτη, ορίζεται ως το ποσοστό της απορροφούμενης από τον απορροφητή αχτινοβολίας, προς την απευθείας συνιστώσα της ηλιαχής αχτινοβολίας (I_b) , η οποία προσπίπτει στο χάτοπτρο, όπως φαίνεται χαι στην παραχάτω εξίσωση.

$$n_{opt} \triangleq \frac{S_{\rm a}}{I_b} \tag{4.2}$$

Στους κυλινδροπαραβολικούς συλλέκτες, συγκεντρώνεται μονάχα η απευθείας συνιστώσα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, ενώ η διάχυτη συνιστώσα της ηλιακής ακτινοβολίας δεν αξιοποιείται. Για τον ίδιο λόγο λαμβάνεται υπόψη μονάχα η κατοπτρική ανακλαστικότητα του παραβολικού κατόπτρου (r). Επίσης, ο συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων (ψ_n), ο οποίος ορίζει το ποσοστό της I_b που προσπίπτει και στον απορροφητή, η διαπερατότητα του καλύμματος (τ_n), καθώς και η απορροφητικότητα του απορροφητή α_n εξαρτώνται από την γωνία πρόπτωσης της ηλιακής ακτινοβολίας. Συνεπώς, ο δείκτης n συμβολίζει ότι οι συγκεκριμένες οπτικές ιδιότητες (ψ, τ, α) εκτιμούνται με βάση την παραδοχή ότι η απευθείας ηλιακή ακτινοβολία προσπίπτει κάθετα (normal) στην επιφάνεια του κατόπτρου. Η παραδοχή αυτή διορθώνεται με τη χρήση του συντελεστή διόρθωσης ($K_{\psi \tau \alpha}(\theta)$), ο οποίος μοντελοποιεί την αλλαγή των οπτικών ιδιοτήτων του γινομένου ($\psi \tau \alpha$)_n με χρήση της πραγματικής γωνίας πρόσπτωσης.

Οι ποσότητες της Εξίσωσης 4.1 παρουσιάζονται συνοπτικά στον Πίνακα 4.1. Στις επόμενες ενότητες, αναλύονταιεκτενέστερα οι οπτικές ιδιότητες των υλικών.

4.2 Οπτικές ιδιότητες υλικών

4.2.1 Απορροφητικότητα

Είναι γνωστό ότι τα μεμονωμένα άτομα (ή μόρια) ενός υλιχού απορροφούν ηλεκτρομαγνητιχή αχτινοβολία με χαρακτηριστικά μήκη κύματος, τα οποία εξαρτώνται από την ηλεκτρονική και πυρηνική δομή του ατόμου (ή του μορίου) του υλιχού. Το φαινόμενο της απορρόφησης της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας οφείλεται στη διέγερση των ηλεκτρονίων, αλλά και στη δόνηση των ατόμων του υλιχού. Έτσι, σύμφωνα με τον πρώτο μηχανισμό απορρόφησης, αυτόν της διέγερσης των ηλεκτρονίων των δομικών μονάδων του υλικού, όταν επιδράσει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με το άτομο του υλιχού αυτού, έχουμε ως αποτέλεσμα την αλλαγή της ηλεχτρονιχής του δομής, χαθώς τα ηλεκτρόνια απορροφούν ενέργεια και διεγείρονται σε υψηλότερες ενεργειακά στάθμες. Βέβαια, για την διέγερση των ηλεκτρονίων απαραίτητη προϋπόθεση είναι η ενέργεια της ηλεκτρομαγνητικής αχτινοβολίας να είναι μεγαλύτερη από το ενεργειακό χάσμα, δηλαδή από την ενέργεια που απαιτείται για τη μετάπτωση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Επίσης, κατά την αλληλεπίδραση των ατόμων με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, αναπτύσσονται δυνάμεις που έχουν σαν αποτέλεσμα την δόνηση των ατόμων. Στην περίπτωση που η συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας είναι ίση με την φυσική συχνότητα της δόνησης των ατόμων του υλικού, τότε η απορρόφηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι ιδιαίτερα ισχυρή. Βέβαια, η απορρόφηση λόγω δόνησης των δομικών μονάδων του υλικού, είναι σημαντικά ασθενέστερη από την απορρόφηση λόγω της ηλεκτρονικής διέγερσης.

Η ποσοτικοποίηση της ικανότητάς ενός υλικού να απορροφά μέρος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που επιδρά σε αυτό, ονομάζεται απορροφητικότητα, και ορίζεται ως το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που απορροφάται από το υλικό. Η απορροφητικότητα μίας επιφάνειας ενός υλικού εξαρτάται από το φάσμα της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (μήκος κύματος – λ), καθώς και από την κατεύθυνση αυτής. Η κατεύθυνση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας προσδιορίζεται πλήρως από την πολική γωνία (Φ) καθώς και από την αζιμούθια γωνία της επιφάνειας (γ_s).

Η μαθηματική εξίσωση της μονοχρωματικής κατευθυνόμενης απορροφητικότητας είναι:

$$\alpha_{\lambda}(\Phi,\gamma_s) = \frac{I_{\lambda,\alpha}(\Phi,\gamma_s)}{I_{\lambda,i}(\Phi,\gamma_s)}$$
(4.3)

όπου ο δείκτης α συμβολίζει την απορροφούμενη ακτινοβολία, ενώ ο δείκτης *i* την προσπίπτουσα. Γενικά η ημισφαιρική απορροφητικότητα μίας επιφάνειας ενός υλικού, είναι το ολοκλήρωμα της παραπάνω εξίσωσης για όλα τα μήκη κύματος και για όλες τις κατευθύνσεις του ημισφαιρίου.

4.2.2 Εκπεμψιμότητα

Η εκπομπή ως φαινόμενο είναι αλληλένδετο με αυτό της απορρόφησης, καθώς είναι ίδια ως προς τη φύση αλλά αντίστροφη ως προς το μηχανισμό που λαμβάνει χώρα. Έτσι, όταν ένα υλικό απορροφά ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, τα δομικά του στοιχεία βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση και για να επανέλθουν στην αρχική τους κατάσταση, πρέπει τα διεγερμένα ηλεκτρόνια να μεταπέσουν και πάλι σε χαμηλότερα ενεργειακά επίπεδα. Κατά την αποδιέγερση των ηλεκτρονίων, εκπέμπονται από το άτομο φωτόνια χαρακτηριστικού μήκους κύματος, το οποίο εξαρτάται από την ηλεκτρονική δομή του ατόμου του υλικού, την ενέργεια ακτινοβολίας που επιδρά στο άτομο και τους πιθανούς μηχανισμούς αποδιέγερσης.

Η εκπεμψιμότητα της επιφάνειας ενός υλικού ορίζεται ως το ποσοστό της έντασης της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από την επιφάνεια, σε σχέση με την ένταση που θα εκπέμπονταν από ένα μέλαν σώμα στην ίδια θερμοκρασία. Αντίστοιχα, η μονοχρωματική κατευθυνόμενη εκπεμψιμότητα ορίζεται μαθηματικά ως:

$$\epsilon_{\lambda}(\Phi,\gamma_s) = \frac{I_{\lambda}(\Phi,\gamma_s)}{I_{\lambda bl}} \tag{4.4}$$

όπου $I_{\lambda bl}$ η ένταση που εκπέμπεται από ένα μέλαν σώμα στην ίδια θερμοκρασία με την επιφάνεια. Ομοίως με την απορροφητικότητα, έτσι και η ημισφαιρική εκπεμψιμότητα μίας επιφάνειας υπολογίζεται, με την ολοκλήρωση της παραπάνω εξίσωσης ως προς όλα τα μήκη κύματος και όλες τις διευθύνσεις του ημισφαιρίου.

4.2.3 Ανακλαστικότητα

Η αναχλαστιχότητα ορίζεται ως το ποσοστό της αχτινοβολίας που αναχλάται από χάποιο υλικό, προς την αχτινοβολία που προσπίπτει στο υλικό αυτό. Η ανάχλαση της προσπίπτουσας αχτινοβολίας είναι χατοπτριχή (specular) όταν η επιφάνεια είναι λεία χαι στιλπνή, ενώ είναι διάχυτη (diffused) όταν η επιφάνεια είναι τραχιά. Βέβαια, στην πραγματικότητα η ανάχλαση δεν είναι ποτέ αμιγώς κατοπτριχή ή αμιγώς διάχυτη, αλλά ένας συνδυασμός αυτών.

4.2.4 Διαπερατότητα

Στις προηγούμενες υποενότητες ορίστηκαν η απορροφητικότητα, η εκπεμψιμότητα και η ανακλαστικότητα των υλικών. Συνοψίζοντας, κάθε επιφάνεια που βρίσκεται σε συγκεκριμένη θερμοκρασία εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Επίσης, προσπίπτει σε αυτή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία από άλλες επιφάνειες. Ένα μέρος της ακτινοβολίας αυτής ανακλάται, εξαιτίας της ανακλαστικότητας της επιφάνειας, ενώ ένα μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας απορροφάται από το υλικό. Το υπόλοιπο μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (εφόσον υπάρχει) διαπερνά το υλικό. Συνεπώς, η διαπερατότητα είναι άμεσα εξαρτώμενη από με την απορροφητικότητα και την ανακλαστικότητα και ορίζεται ως το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, η οποία διαπερνά το υλικό χωρίς να υποστεί ανάκλαση ή απορρόφηση.

4.3 Συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων

Ο συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων (intercept factor - ψ), ορίζεται ως το ποσοστό της ακτινοβολίας που προσπίπτει στο παραβολικό κάτοπτρο, προς την ακτινοβολία που προσπίπτει στον αποδέκτη.

Το πλεονέκτημα των συγκεντρωτικών συλλεκτών είναι η μείωση των θερμικών απωλειών του συλλέκτη, που υφίστανται στον απορροφητή, λόγω της μειωμένης επιφάνειας του αποδέκτη. Συνεπώς, οι περισσότεροι κυλινδροπαραβολικοί συλλέκτες είναι σχεδιασμένοι με τέτοιο τρόπο, ώστε στον αποδέκτη τους να προσπίπτει μεγάλο μέρος της ανακλώμενης ακτινοβολίας, παραλείποντας όμως τα χαμηλής έντασης μέρη του ανακλώμενου ειδώλου. Τυπικές τιμές για τον συντελεστή παρεμπόδισης ακτίνων είναι μεγαλύτερες από 0.9.

4.4 Συντελεστής διόρθωσης των οπτικών ιδιοτήτων

Οι τιμές της διαπερατότητας (τ), της απορροφητικότητας (α) και του συντελεστή παρεμπόδισης ακτίνων (ψ), έχουν εκτιμηθεί βασισμένοι στην ιδανική περίπτωση ότι οι ακτίνες του ήλιου προσπίπτουν κάθετα στα τοιχώματα του αποδέκτη. Στην πραγματικότητα, υφίστανται λάθη λόγω της μη ακριβούς θέσης του συστήματος παρακολούθησης, λάθη από τοποθέτηση των αποδεκτών σε απόκλιση από την εστία της παραβολής, τα οποία οδηγούν σε μεγέθυνση των ειδώλων ή σε μετακίνησή τους από την ιδανική θέση. Από όλα αυτά τα λάθη επηρεάζονται προφανώς η διαπερατότητα (τ), η απορροφητικότητα (α) και ο συντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων (ψ). Βέβαια, όλες οι παραπάνω ανωμαλίες, εξαρτώνται από την γωνία πρόσπτωσης, οπότε έχουν γίνει μετρήσεις για τον υπολογισμό του συντελεστή $K_{ψτα}(θ)$ για τους κυλινδροπαραβολικούς συλλέκτες (Rabl και Gaul, 1980), και ο υπολογισμός του γίνεται από την παραχάτω εξίσωση:

$$K_{\psi\tau\alpha}(\theta) = 1 - 6.74 \times 10^{-5} \theta^2 + 1.64 \times 10^{-6} \theta^3 - 2.51 \times 10^{-8} \theta^4 \tag{4.5}$$

όπου η γωνία πρόσπτωσης (θ) είναι εχφρασμένη σε μοίρες. Στο παραχάτω σχήμα (Σχήμα 4.1), απειχονίζεται η εξάρτηση του συντελεστή διόρθωσης οπτιχών ιδιοτήτων από την γωνία πρόσπτωσης.



Σχήμα 4.1: Συντελεστής διόρθωσης οπτιχών ιδιοτήτων συναρτήσει της γωνία πρόσπτωσης.

4.5 Συντελεστής συγκέντρωσης

Η συγκέντρωση της ηλιαχής αχτινοβολίας επιτυγχάνεται με ανάχλαση της προσπίπτουσας ηλιαχής αχτινοβολίας στην επιφάνεια του χατόπτρου (aperture area - A_{ref}), σε μιχρότερη επιφάνεια αποδέχτη (receiver area - A_r). Έτσι, ο βαθμός συγχέντρωσης (Concentration ratio - Cr), ορίζεται ως:

$$Cr \triangleq \frac{A_a}{A_r}.$$
 (4.6)

όπου A_{ref} η κατοπτρική επιφάνεια αναφοράς, που ισούται με το γινόμενο του μήκους του κατόπτρου (L) επί το άνοιγμα του κατόπτου (W). Με την συγκέντρωση της ακτινοβολίας, επιτυγχάνεται καλύτερη απόδοση από τους συμβατικούς επίπεδους συλλέκτες, ακόμη και για μεγάλες θερμοκρασιακές διαφορές. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι θερμικές απώλειες είναι ανάλογες της επιφάνειας του αποδέκτη.

Κεφάλαιο 5

Βασικές έννοιες θερμοδυναμικής

5.1 Εισαγωγή

Το χεφάλαιο αυτό αποτελεί εισαγωγικό χεφάλαιο στις βασικές έννοιες της θερμοδυναμικής που απαιτούνται για την κατανόηση των επόμενων κεφαλαίων της παρούσας εργασίας. Έτσι, αναπτύσσονται οι βασικοί ορισμοί των μεγεθών της πυκνότητας, της πίεσης και της θερμοκρασίας, οι μορφές της ενέργειας και οι ογκομετρικές ιδιότητες των ουσιών.

5.2 Ορισμοί

5.2.1 Πυχνότητα

 Ω ς πυχνότητα, ρ , μίας ουσίας ορίζεται ο λόγος της μάζας της ουσίας, προς τον όγχο που χαλύπτει, χαι αναπαριστάται με την παραχάτω εξίσωση:

$$\rho = \frac{m}{V}.\tag{5.1}$$

Η μονάδα μέτρησης της πυχνότητας στο SI είναι ένα χιλιόγραμμό ανά χυβιχό μέτρο (kg/m^3) .

Ο ειδικός όγκος, v, μίας ουσίας είναι το αντίστροφο μέγεθος της πυκνότητας, και ορίζεται ως ο όγκος μίας ουσίας ανά μονάδα μάζας, ενώ η μονάδα μέτρησής του στο SI είναι το κυβικό μέτρο ανά χιλιόγραμμο (m^3/kg) .

5.2.2 Πίεση

Ως πίεση, p, ορίζεται ως η κάθετη δύναμη F, ανά μονάδα επίπεδης επιφάνειας Α:

$$p = \frac{F}{A}.$$
(5.2)

Μονάδα μέτρησης της πίεσης στο SI ειναι το pascal $(1Pa = 1N/m^2)$.

5.2.3 Θερμοχρασία

Η ετυμολογία της θερμοκρασίας κατάγεται από την υποκειμενική αίσθηση του «θερμού» και του «ψυχρού», που αντιλαμβανόμαστε με την βοήθεια της αίσθησης της αφής. Βέβαια, η αίσθηση της θερμοκρασίας με την αφή μπορεί να ειναι παραπλανητική, καθώς μία μεταλλική ράβδος γίνεται αντιληπτη ως θερμότερη από μία ξύλινη ράβδο της ίδιας θερμοκρασίας, λόγω της μεγαλύτερης θερμικής αγωγιμότητας του μετάλλου. Συνεπώς, απαιτείται ένας σαφής ορισμός της ιδιότητας της θερμοκρασία ορίζεται η ιδιότητα αυτή, η οποία ειναι ίση σε δύο συστήματα που βρίσκονται σε επαφή, όταν αυτά βρίσκονται σε θερμική ισορροπία (και αντίστροφα). Η μονάδα μέτρησης της θερμοκρασιας στο SI είναι το kelvin (K)

5.3 Μορφές Ενέργειας

5.3.1 Εξωτερική Ενέργεια

Ο όρος εξωτερική ενέργεια αναφέρεται στις μορφές ενέργειας (κινητική και δυναμική) που κατέχει το σύστημα ως σύνολο, ανεξαρτήτως της μοριακής του δομής, οι οποίες καθορίζονται ως προς κάποιο εξωτερικό σύστημα αναφοράς.

Κινητική Ενέργεια

Κινητική ενέργεια (E_k), είναι η ενέργεια που έχει το σύστημα ως σύνολο, λόγω της κίνησής του σε σχέση με κάποιο εξωτερικό σύστημα αναφοράς. Συνεπώς, η κινητική ενέργεια ενός συστήματος μάζας m, το οποίο κινείται με απλή μεταφορική ταχύτητα v, ισούται με

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2\tag{5.3}$$

όπου v είναι το μέτρο του διανύσματος της ταχύτητας, ενώ η χινητιχή του ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας e_k , ισούται με

$$e_k = \frac{1}{2}v^2\tag{5.4}$$

Η χινητιχή ενέργεια είναι βαθμωτό μέγεθος.

Δυναμική Ενέργεια

Δυναμική ενέργεια (E_p) , είναι η ενέργεια που έχει το σύστημα ως σύνολο, λόγω της θέσης του σε ένα εξωτερικό πεδίο δυνάμεων (βαρυτικό, ηλεκτρικό, μαγνητικό), σε σχέση με κάποιο εξωτερικό σύστημα αναφοράς. Η συνήθης μορφή δυναμικής ενέργειας (και αυτή που χρησιμοποιείται στην μοντελοποίηση της παρούσας εργασίας) είναι η βαρυτική, δηλαδή αυτή που οφείλεται στην επίδραση του βαρυτικού πεδίου της Γης. Συνεπώς, η δυναμική ενέργεια ενός συστήματος μάζας m, το κέντρο μάζας του οποίου βρίσκεται σε απόσταση z από την επιφάνεια της γης, ισούται με

$$E_p = mgz \tag{5.5}$$

όπου g είναι το μέτρο του διανύσματος της τοπιχής επιτάχυνσης της βαρύτητας, ενώ η δυναμιχή του ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας e_p , ισούται με

$$e_p = gz \tag{5.6}$$

Η δυναμική ενέργεια είναι βαθμωτό μέγεθος.

5.3.2 Εσωτερική Ενέργεια

«Εσωτερική ενέργεια ενός συστήματος ονομάζεται το σύνολο των ενεργειών κάθε μορφής που έχουν τα μόρια (ή άτομα) της ύλης του συστήματος». Η ολική εσωτερική ενέργεια παριστάνεται με το σύμβολο U, ενώ η ειδική εσωτερική ενέργεια με το σύμβολο u. Οι κύριες μορφές εσωτερικής ενέργειας ενός συστήματος είναι η θερμική, η χημική και η πυρηνική ενέργεια. Βέβαια, στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, λόγω απουσίας χημικής και πυρηνικής ενέργειας, η εσωτερική ενέργεια ισούται με την θερμική ενέργεια του συστήματος.

Θερμική ενέργεια

«Θερμική ενέργεια ονομάζεται το τμήμα της εσωτερικής ενέργειας που σχετίζεται με τη θερμική κίνηση και της αλληλεπιδράσεις των μορίων του συστήματος, δηλαδή η θερμική ενέργεια είναι το άθροισμα της κινητικής και της δυναμικής ενέργειας των μορίων του συστήματος. Η κινητική ενέργεια των μορίων διακρίνεται από το είδος της κίνησης που εκτελούν τα μόρια (ή άτομα) του συστήματος (μεταφορική, περιστροφική και παλμική ή ενέργεια ταλάντωσης). Η κινητική ενέργεια των μορίων εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία, και μάλιστα είναι μεταξύ τους μεγέθη ανάλογα. Αξίζει να σημειωθεί ότι στην περίπτωση των ταλαντούμενων μορίων, τα μόρια έχουν και δυναμική ενέργεια εκτός από κινητική.

Η δυναμική ενέργεια μορίων οφείλεται στις δυνάμεις που ασκούν τα μόρια μεταξύ τους. Το μέγεθος των διαμοριακών δυνάμεων εξαρτάται από τη φάση και τις μέσες αποστάσεις μεταξύ των μορίων, δηλαδή από την πυκνότητα του συστήματος. Επομένως, η δυναμική ενέργεια των μορίων εξαρτάται από τη θερμοκρασία και τον όγκο (ή την πίεση) του συστήματος. Επίσης, κατά την τήξη ή την ατμοποίηση των ουσιών, η δυναμική ενέργεια της ουσίας αυξάνεται, λόγω της αύξησης των διαμοριακών αποστάσεων.

5.3.3 Ειδική Ενέργεια

Η ειδική ενέργεια (e) είναι ίση με το άθροισμα της εσωτερικής και της εξωτερικής ενέργειας, ανηγμένων στη μονάδα μάζας, δηλαδή στην περίπτωση της μοντελοποίησης του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη (απουσία ηλεκτροστατικής, μαγνητικής και επιφανειακής ενέργειας):

$$e = u + \frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2 + \boldsymbol{g}z \tag{5.7}$$

5.4 Ενθαλπία

Σε πολλές θερμοδυναμικές αναλύσεις, εμφανίζεται το άθροισμα της εσωτερικής ενέργειας U και του γινομένου της πίεσης p και του όγκου V. Επειδή η εμφάνιση του αθροίσματος (U + pV) είναι συχνή, ιδιαίτερα στις διεργασίες ροής ρευστών, δόθηκε σε αυτόν τον συνδυασμό το όνομα ενθαλπία. Η ενθαλπία παριστάνεται στην βιβλιογραφία με το σύμβολο H, ενώ η ειδική ενθαλπία (δηλαδή η ενθαλπία ανά μονάδα μάζας) συμβολίζεται με το σύμβολο h. Στην παρούσα εργασία, για να αποφευχθεί η σύγχυση μεταξύ ενθαλπίας και των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή ή ακτινοβολία, θα χρησιμοποιηθεί το σύμβολο H, για το συμβολισμού της ειδικής ενθαλπίας. Επίσης, επειδή τα U, p και V είναι όλα ιδιότητες, και ο συνδυασμός τους πρέπει να είναι ιδιότητα, συνεπώς η ενθαλπία είναι και αυτή εκτατική ιδιότητα.

5.4.1 Ενθαλπία ατμοποίησης

Οι τιμές των ιδιοτήτων κάθε καθαρής ουσίας, είναι διαφορετικές και εξαρτώνται από την κατάσταση στην οποία βρίσκεται η ουσία (υπόψυκτη, κορεσμένη και υπέρθερμη κατάσταση). Το ίδιο συμβαίνει

και για την ιδιότητα της ειδικής ενθαλπίας. Η ειδική ενθαλπία του υγρού ατμού υπολογίζεται ως συνάρτηση της ειδικής ενθαλπίας του κορεσμένου υγρού (H_l), της ειδικής ενθαλπίας του κορεσμένου ατμού (H_g) και της ποιότητας του ατμού, από την σχέση:

$$H = H_l + x(H_g - H_l)$$
(5.8)

Η διαφορά $(H_g - H_l)$ των ειδικών ενθαλπιών H_g και H_l μίας χημικής ουσίας ονομάζεται ενθαλπία ατμοποίησης και συμβολίζεται ως H_{lg} .

5.5 Ογχομετριχές ιδιότητες ουσιών

5.5.1 Φάσεις

Ως φάση ορίζεται μία ορισμένη ποσότητα ύλης, εντός της οποίας κάθε εντατική ιδιότητα (όπως για παράδειγμα η πίεση και η θερμοκρασία) μπορεί να μεταβάλλεται συνεχώς από σημείο σε σημείο, χωρίς όμως η μεταβολή αυτή να παρουσιάζει σημεία ασυνέχειας. Σε περίπτωση που υπάρχουν σημεία ασυνέχειας σε κάποια από την εντατικές ιδιότητες, εκεί είναι τα όρια της φάσης.

Μία φάση ονομάζεται ομοιογενής ή ομοιόμορφη, στην περίπτωση που σε χάθε σημείο εντός της, χάθε εντατιχή ιδιότητα έχει την ίδια τιμή. Ένα σύστημα το οποίο αποτελείται από μία ομοιόγενή φάση, ονομάζεται ομοιογενές σύστημα, ενώ ένα σύστημα που αποτελείται από δύο ή περισσότερες ομοιογενείς φάσεις, ονομάζεται ετερογενές σύστημα. Παράδειγμα ενός ομοιογενούς συστήματος αποτελεί το συνθετιχό έλαιο στο εσωτεριχό του σωλήνα υποδοχής, ενώ όταν στον σωλήνα υποδοχής υπάρχει νερό σε χατάσταση υγρού ατμού, τότε το σύστημα είναι ετερογενές.

5.5.2 Φυσικές καταστάσεις ύλης

Η ύλη μπορεί να εμφανιστεί σε τρεις διαφορετικές φάσεις: τη στερεή (s), την υγρή (l) και την αέρια (g). Όλες οι χημικές ουσίες δύναται να εμφανιστούν και στις τρεις αυτές καταστάσεις, εφόσον δεν διασπώνται κατά την αλλαγή την θερμοκρασίας τους. Έτσι για παράδειγμα το H₂O, όταν ειναι πάγος είναι στην στερεή κατάσταση, όταν είναι νερό είναι στην υγρή, ενώ όταν είναι ατμός είναι στην αέρια φάση.

Κάθε φάση είναι ευσταθής μόνο για ορισμένες περιοχές τιμών των εντατικών ιδιοτήτων της χημικής ουσίας. Με μεταβολή των εντατικών ιδιοτήτων ενός σώματος, είναι δυνατόν να μεταβεί από την φάση στην οποία βρίσκεται, σε άλλη φάση. Οι πιθανοί τρόποι μετάβασης μίας χημικής ουσίας η οποία θερμαίνεται υπό σταθερή πίεση, από μία φάση σε κάποια άλλη, είναι οι εξής:

Εξάχνωση: Η μετάβαση από την στερεή στην αέρια φάση

- Τήξη: Η μετάβαση από την στερεή στην υγρή φάση
- Ατμοποίηση: Η μετάβαση από την υγρή στην αέρια φάση
- Πήξη: Η μετάβαση από την υγρή στην στερεή φάση
- Υγροποίηση: Η μετάβαση από την αέρια στην υγρή φάση
- Στερεοποίηση: Η μετάβαση από την αέρια στην στερεή φάση

5.5.3 Ειδικές μορφές καταστάσεων καθαρού ρευστού

Ένα καθαρο ρευστό, όπως για παράδειγμα το νερό - H₂O, μπορεί να εμφανίζεται σε έξι διαφορετικές μορφές καταστάσεων, ανάλογα με το ενεργειακό του περιεχόμενο. Οι έξι αυτές μορφές είναι οι εξής:

- 1. Υπόψυκτο ή συμπιεσμένο υγρό
- 2. Κορεσμένο υγρό
- 3. Υγρός ατμός
- 4. Κορεσμένος ατμός
- 5. Υπέρθερμος ατμός
- 6. Υπερχρίσιμο ρευστό

Για την καλύτερη κατανόηση των παραπάνω μορφών, θα περιγραφεί η εκτόνωση υπό σταθερή θερμοκρασία, χρησιμοποιώντας για την απεικόνισή τους το διδιάστατο διάγραμμα πίεσης-ειδικού όγκου (p - v) (Σχήμα 5.1). Έτσι, κατά την ισόθερμη εκτόνωση, θεωρούμε ότι νερό με συγκεκριμένη μάζα, περιέχεται σε διάταξη κυλίνδρου-εμβόλου. Επίσης, θεωρούμε ότι ο κύλινδρος βρίσκεται μέσα σε δεξαμενή μεγάλης θερμοχωρητικότητας, έτσι ώστε η θερμοκρασία του να διατηρείται σταθερή (T = 250 °C). Υποθέτουμε ότι αρχικά το έμβολο βρίσκεται σε τέτοια θέση ώστε οι συνθήκες πίεσης του συστήματος να είναι αυτές του σημείου 1 του Σχήματος 5.1 ($p_1 = 10 \text{ MPa}$). Στις συνθήκες αυτές, όπου η πίεση του νερού είναι μεγαλύτερη της πίεσης κορεσμού του ($p_1 > p_s$) για την θερμοκρασία T, και ο ειδικός όγκος του νερού είναι μικρότερος από τον ειδικό όγκο σε κορεσμένη κατάσταση ($v_1 < v_1$), τότε το νερό θεωρείται ότι βρίσκεται σε κατάσταση συμπιεσμένου υγρού ή αλλιώς υπόψυκτου υγρού.

Με κατάλληλη κίνηση του εμβόλου (κίνηση ώστε το έμβολο να απομακρυνθεί από τον πάτο του κυλίνδρου και να προκαλέσει εκτόνωση), μειώνεται η πίεση στην δεξαμενή, αλλά ο ειδικός όγκος του συστήματος αυξάνεται, μέχρις ότου οι συνθήκες του συστήματος να είναι αυτές του σημείου 2 του Σχήματος 5.1. Στις συνθήκες αυτές, όπου η πίεση του νερού ισούται με την πίεση κορεσμού του



Σχήμα 5.1: Διάγραμμα p-v για το νερό.

 $(p_2 = p_s)$ για την θερμοκρασία T, και ο ειδικός όγκος του νερού είναι ίσος με τον ειδικό όγκο σε κορεσμένη κατάσταση $(v_2 = v_1)$, τότε το νερό θεωρείται ότι βρίσκεται σε κατάσταση κορεσμένου υγρού (μία εκ των δύο συνθήκες είναι αρκετή).

Μετά από το σημείο αυτό, η περαιτέρω αύξηση του όγχου έχει ως αποτέλεσμα τη μετατροπή μέρους του υγρού σε ατμό (σημείο 3 του Σχήματος 5.1). Τότε το νερό είναι μείγμα χορεσμένου υγρού και κορεσμένου ατμού σε ισορροπία, και η κατάσταση αυτή ονομάζεται **υγρός ατμός**. Κατά την κατάσταση αυτή η πίεση ισούται με την πίεση χορεσμού ($p_3 = p_s$), για τη θερμοχρασία T, και ο ειδικός όγχος του είναι μικρότερος από τον ειδικό όγχο χορεσμένου ατμού, και μεγαλύτερος από τον ειδικό όγχο χορεσμένου υγρού ($v_1 < v_3 < v_g$). Η πίεση χαθόλη τη μετάβαση από το σημείο 2 στο σημείο 4 παραμένει σταθερή, και ισούται με την πίεση χορεσμού για θερμοχρασία ίση με T. Κατά τη διάρχεια ατμοποίησης του υγρού, η πίεση και η θερμοχρασία παραμένουν σταθερές, αλλά ο ειδικός όγχος αυξάνεται σημαντιχά, μέχρις ότου όλη η ποσότητα του υγρού να μετατραπεί σε ατμό (σημείο 4 του Σχήματος 5.1). Τότε, το νερό βρίσχεται σε κατάσταση **χορεσμένου ατμού**.

Η συνέχεια της κίνησης του εμβόλου προς την ίδια κατεύθυνση, οδηγεί σε αύξηση του ειδικού όγκου αλλά ελλάτωση της πίεσης, μέχρις ότου το σύστημα να φτάσει σε συνθήκες πίεσης-ειδικού όγκου του σημείου 5 του Σχήματος 5.1, όπου η πίεση του νερού είναι μικρότερη από την πίεση κορεσμού $(p_5 < p_s)$ σε θερμοκρασία T, και ο ειδικός όγκος είναι μεγαλύτερος από τον ειδικό όγκο του κορεσμένου ατμού $(v_5 > v_g)$. Τότε το ρευστό λέγεται ότι είναι σε κατάσταση υπέρθερμου ατμού.

5.5.4 Ποιότητα ατμού

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα, ο υγρός ατμός, είναι μείγμα δύο φάσεων, της υγρής φάσης (κορεσμένο υγρό) και της αέριας φάσης (κορεσμένος ατμός) σε ισορροπία. Η ποιότητα ή αλλιώς ξηρότητα του ατμού, είναι η εντατική ιδιότητα που εκφράζει την αναλογία των δύο φάσεων (υγρής και αέριας), στο μείγμα του υγρού, και ορίζεται από την σχέση:

$$x \triangleq \frac{m_g}{m_l + m_g} \tag{5.9}$$

όπου m_g και m_l είναι οι μάζα της αέριας και της υγρής φάσης, αντίστοιχα, ενώ ορίζεται μονάχα για κορεσμένες καταστάσεις. Συνεπώς, ο όρος ποιότητα δεν έχει φυσική σημασία για τις καταστάσεις υπόψυκτου υγρού και υπέρθερμου ατμού. Το πεδίο τιμών της ποιότητας είναι το κλειστό διάστημα [0,1]. Οι ακραίες τιμές του x αντιστοιχούν σε μονοφασικές καταστάσεις κορεσμένου υγρού (x = 0)και κορεσμένου ατμού (x = 1), ενώ συχνά εκφράζεται και ως ποσοστό επί τοίς εκατό (%).

Κεφάλαιο 6

Θερμική Μοντελοποίηση

6.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενο χεφάλαιο παρουσιάστηχαν οι οπτιχές ιδιότητες των υλιχών που αποτελούν χαθοριστιχούς παράγοντες για την οπτιχή απόδοση των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών, με την οποία υπολογίζεται η απορροφούμενη ηλιαχή αχτινοβολία από τον απορροφητή, η οποία στη συνέγεια μεταδίδεται στο ρευστό. Στο χεφάλαιο αυτό θα περιγραφεί η μεθοδολογία μοντελοποίησης της θερμιχής απόδοσης του συλλέχτη, ο υπολογισμός δηλαδή της ωφέλιμης ενέργειας που χαταλήγει στο ρευστό, καθώς λαμβάνουν χώρα και απώλειες θερμότητας στο σύστημα του συλλέκτη. Βέβαια, απαραίτητη προϋπόθεση για την περιγραφή της θερμιχής μοντελοποίησης, είναι η χατανόηση βασιχών εννοιών χαι μηχανισμών της φύσης. Για τον λόγο αυτό θα προηγηθούν οι ορισμοί της θερμότητας, χαθώς χαι οι μηχανισμοί εχείνοι, σύμφωνα με τους οποίους μεταδίδεται η θερμότητα. Οι τρόποι μετάδοσης θερμότητας αποτελούν την βάση της μοντελοποίησης της θερμικής απόδοσης του συλλέχτη, καθώς αυτοί καθορίζουν τον τρόπο αλλά και τον ρυθμό μετάδοσης της θερμότητας μεταξύ των υποσυστημάτων του συλλέκτη. Συνεπώς μία καλή σχεδίαση σχετικά με την θερμική απόδοση του συλλέκτη, ενισχύει τον ρυθμό μετάδοσης θερμότητας εχεί που είναι θεμιτό, όπως για παράδειγμα στην γρηγορότερη εναλλαγή θερμότητας μεταξύ του απορροφητή και του θερμικού μέσου, ενώ έχει ως στόχο την μείωση του ρυθμού μετάδοσης θερμότητας προς το περιβάλλον (απώλειες), με κατάλληλη επιλογή υλιχών.

Σχοπός της μετάδοσης θερμότητας είναι η επιπλέον ανάπτυξη εννοιών της θερμοδυναμικής ανάλυσης, έτσι ώστε να μελετηθούν οι βασικοί τρόποι μετάδοσης θερμότητας, καθώς και να αναπτυχθούν σχέσεις για τον υπολογισμό του ρυθμού της μετάδοσης θερμότητας, η οποία είναι το αποτέλεσμα της χωρικής διαφοράς θερμοκρασίας. Έτσι, αναφερόμαστε σε μετάδοσης θερμότητας με αγωγή, όταν υπάρχει διαφορά θερμοκρασίας μέσα σε ένα ακίνητο μέσο. Επίσης, αναφερόμαστε σε μετάδοση θερμότητας με αέρια ρεύματα ή με συναγωγή, όταν υπάρχει διαφορά θερμοχρασίας μεταξύ μίας στερεής επιφάνειας και ενός κινούμενου ρευστού. Τέλος, αναφερόμαστε σε μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία, όταν δύο επιφάνειες είναι σε διαφορετικές θερμοκρασίες, οπότε και εκπέμπουν μεταξύ τους ενέργεια, σε μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων.

6.2 Θερμότητα

Θερμότητα (Q), ονομάζεται η μορφή ενέργειας που ανταλλάσει ένα σύστημα με το περιβάλλον του, λόγω διαφοράς θερμοχρασίας. Η ανταλλαγή θερμότητας γίνεται διαμέσου των ορίων του συστήματος και διαρχεί όσο χρόνο υπάρχει η διαφορά θερμοχρασίας μεταξύ του συστήματος και του περιβάλλοντος. Συνεπώς, η θερμότητα είναι μορφή ενέργειας σε κατάσταση μεταβίβασης, η οποία γίνεται αντιληπτή μόνο όταν διαπερνάει τα όρια του συστήματος. Από τη στιγμή που συμβαίνει αυτό, η θερμότητα γίνεται αυτόματα μέρος της εσωτεριχής ενέργειας του συστήματος ή του περιβάλλοντος, αναλόγως με τη φορά της ροής της. Υπάρχει περίπτωση ένα σύστημα να έχει διαφορά θερμοχρασίας με το περιβάλλον του, αλλά να μην παρατηρείται ροή θερμότητας. Τότε, το όριο μεταξύ του συστήματος και του περιβάλλοντος ονομάζεται αδιαβατιχό τοίχωμα.

Ιδιαίτερα σημαντικό μέγεθος είναι και ο ρυθμός ροής της θερμότητας (Q), ο οποίος ποσοτικοποιείται από τους μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας. Εξίσου σημαντικό μέγεθος είναι και η ροή θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας (q).

6.3 Μηχανισμοί μετάδοσης θερμότητας

6.3.1 Αγωγή

Η θερμότητα μεταδιδεται με αγωγή στα στερεά ή στα αχινητοποιημένα ρευστά, από μόριο σε μόριο, χωρίς να παρατηρείται μαχροσχοπιχή μεταχίνηση μάζας του υλιχού. Όπως χαι σε όλους του μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας, έτσι χαι στην αγωγή, η θερμότητα μεταδίδεται λόγω της ύπαρξης θερμοχρασιαχής διαφοράς, με φορά από την υψηλή προς την χαμηλότερη θερμοχρασία. Η μαθηματιχή έχφραση του ρυθμού μετάδοσης της θερμότητας με αγωγή, ονομάζεται Εξίσωση Αγωγής ή Εξίσωση Fourier, χαι έχει την εξής μορφή:

$$\dot{q}_z = -k\frac{dT}{dz} \tag{6.1}$$

όπου \dot{q}_z είναι ο ρυθμός ροής θερμότητας με αγωγή, ανά μονάδα επιφάνειας στη διάσταση z (W/m^2) , dTη διαφορά θερμοχρασίας, και k είναι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας $(W/m \cdot K)$, ο οποίος αποτελεί ιδιότητα του υλικού στο οποίο γίνεται η μετάδοση.

6.3.2 Συναγωγή

Με το μηχανισμό της συναγωγής μεταδίδεται η θερμότητα μεταξύ μίας στερεής επιφάνειας και ενός γειτονικού ρεύματος υγρού ή αερίου, τα οποία βρίσκονται σε θερμοκρασιακή διαφορά. Βέβαια, ο μηχανισμός της συναγωγής είναι αποτέλεσμα της υπέρθεσης δύο μηχανισμών. Με τον πρώτο μηχανισμό μεταδιδεται θερμότητα με την τυχαία κίνηση των μορίων (διάχυση - diffusion), ενώ με τον δευτερο η μετάδοση θερμότητας συμβαίναι λόγω της μακροσκοπικής ενιαίας κίνησης μεγάλου μέρους του ρευστού (οριζόντια μεταφορά - advection). Η συνεισφορά των δύο μηχανισμών δεν είναι πάντοτε ίδια.

Αυτό γίνεται κατανοητό αν σκεφτεί κανείς τον ορισμό της συναγωγής, ο οποίος αναφέρεται σε μετάδοση θερμότητας λόγω της κίνησης ενός ρευστού, στην επιφάνεια ενός στερεού, τα οποία βρίσκονται σε θερμοκρασιακή διαφορά. Κατά την αλληλεπίδραση του ρευστού με την επιφάνεια, διαμορφώνεται ένα προφίλ ταχυτήτων του ρευστού, το οποίο έχει μηδενικές τιμές στα σημεία επαφής με την επιφάνεια, ενώ μεγαλύτερες τιμές όσο μεγαλώνει η απόσταση από αυτή. Επίσης, διαμορφώνεται ένα προφίλ θερμοκρασιών, κατά το οποίο η θερμοκρασία του ρευστού κοντά στην επιφάνεια τείνει στη θερμοκρασία της επιφάνειας (T_{sur}), ενώ όσο μεγάλώνει η απόσταση από αυτή, η θερμοκρασία του ρευστού τείνει στην θερμοκρασία περιβάλλοντος (T_{∞}). Έτσι, ο μηχανισμός της διάχυσης (τυχαία κίνηση μεμονομένων μορίων) υπερισχύει κοντά στα σημεία της επαφής του ρευστού με την επιφάνεια, όπου η ταχύτητα του ρευστού είναι χαμηλή, ενώ στα σημεία μακριά από την επιφάνεια, η συνεισφορά του μηχανισμού οριζόντιας μεταφοράς είναι αυτή που επικρατεί.

Βέβαια, παραπάνω περιγράφηκαν οι μηχανισμοί μετάδοσης θερμότητας, η οποία αποτελεί την αισθητή, ή την εσωτερική ενέργεια του ρευστού. Σε ορισμένες περιπτώσεις, είναι δυνατόν να μεταφέρεται ενέργεια με συναγωγή, υπό λανθάνουσα μορφή. Αυτή η λανθάνουσα ανταλλαγή θερμότητας συμβαίνει μεταξύ της υγρής και της αέριας φάσης του ρευστού, κατά την διαδικασία αλλαγής φάσης. Η μοντελοποίηση αυτού του σύνθετου φαινομένου, αναπτύσσεται στο Κεφάλαιο 7 της παρούσας εργασίας.

Επίσης, η συναγωγή μπορεί να ταξινομηθεί με βάση την μορφή της ροής. Έτσι, ο όρος εξαναγκασμένη συναγωγή αναφέρεται στις περιπτώσεις που το ρευστό εξαναγκάζεται να κινηθεί από εξωτερικούς παράγοντες (ανεμιστήρας, αντλία, ατμοσφαιρικοί άνεμοι). Αντιθέτως, ο όρος φυσική ή ελεύθερη συναγωγή αναφέρεται σε περιπτώσεις, όπου η κίνηση του ρευστού οφείλεται στη δράση ανυψωτικών δυνάμεων, που προέρχονται από τη διαφορά πυκνότητας του ρευστού, η οποία αφείλεται σε θερμοκρασιακές διαφορές μέσα στο ίδιο το ρευστό.

Γενικά, ανεξαιρέτως της φύσης της συναγωγής, καθώς και των μηχανισμών οι οποίοι την δημιουρ-

γούν, η μαθηματική έκφραση του ρυθμού μετάδοσης θερμότητας με συναγωγή, έχει την μορφή:

$$\dot{q}_{conv} = h_{conv} (T_{sur} - T_{\infty}) \tag{6.2}$$

όπου \dot{q}_{conv} είναι η μετάδοση θερμότητας με συναγωγή (W/m^2) , T_{sur} η θερμοκρασία της επιφάνειας του στερεού, και T_{∞} είναι η θερμοκρασία του ρευστού μακριά από την στερεή επιφάνεια. Ο όρος h_{conv} ονομάζεται συντελεστής συναγωγής θερμότητας $(W/m^2 \cdot K)$, ο οποίος δεν αποτελεί ιδιότητα, παρά μόνο μία εμπειρική παράμετρο. Η τιμή του h_{conv} εξαρτάται από την γεωμετρία της επιφάνειας, τη μορφή της ροής, τους μηχανισμούς μετάδοσης και τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του ρευστού.

6.3.3 Ακτινοβολία

Θερμική ακτινοβολία εκπέμπεται προς όλες τις κατευθύνσεις από κάθε υλικό σώμα, του οποίου η θερμοκρασία είναι μεγαλύτερη από το απόλυτο μηδέν (0 K ή –273.15°C). Η ακτινοβολία θερμότητας γίνεται με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (ή αλλιώς φωτονίων). Αντίθετα με την αγωγή και τη συναγωγή, η μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία δεν απαιτεί παρουσία ύλης (μπορεί να συμβεί και στο κενό).

Η εκπομπή της ακτινοβολίας από την επιφάνεια του υλικού σώματος είναι αποτέλεσμα της κίνησης των μορίων στο εσωτερικό του που ισοδυναμεί με μετακίνηση φορτίου. Η ένταση της κίνησης των μορίων εξαρτάται από τη θερμοκρασία του υλικού σώματος, ενώ ο ρυθμός εκπομπής θερμικής ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας, ονομάζεται εκπέμψιμη ισχυς (*E*_{sur}). Το άνω όριο της εκπεμπόμενης ισχύος ανά επιφάνεια ενός σώματος, δίνεται από το νόμο Stefan-Boltzmann:

$$E_{bl} = \sigma T_{sur}^4 \tag{6.3}$$

όπου T_{sur} είναι η απόλυτη θερμοχρασία της επιφάνειας ενός «μέλανος σώματος» (blackbody), σ είναι η σταθερά Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W/m^2 \cdot K^4$). Ως μέλαν σώμα χαραχτηρίζεται ένα ιδεατό σώμα το οποίο είναι ιδανιχός πομπός και απορροφητής αχτινοβολίας. Επίσης, το μέλαν σώμα αχτινοβολεί ενέργεια ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις. Ο ρυθμός αχτινοβολούμενης θερμότητας από μία πραγματική επιφάνεια δίνεται από την εξίσωση:

$$E_{sur} = \epsilon \sigma T_{sur}^4 \tag{6.4}$$

όπου ϵ είναι ο συντελεστής εχπομπής της επιφάνειας, ο οποίος παίρνει τιμές στο χλειστό διάστημα από μηδέν έως ένα ($0 \le \epsilon \le 1$). Επίσης, ο συντελεστής εχπομπής, αποτελεί ιδιότητα του υλιχού, χαι ποσοτιχοποιεί την ιχανότητα μίας υλιχής επιφάνειας να εχπέμπει ενέργεια, σχετιχά με την ιχανότητα

ενός μέλανος σώματος στην ίδια θερμοχρασία. Αντίθετα με την επιφάνεια του μέλανος σώματος, οι πραγματιχές επιφάνειες δεν αχτινοβολούν ομοιόμορφα ενέργεια προς όλες τις χατευθύνσεις.

Μία ειδική περίπτωση, η οποία συναντάται συχνά, είναι η ανταλλαγή θερμότητας με ακτινοβολία, μεταξύ μίας μικρής επιφάνειας σε θερμοκρασία T_{sur} και μίας πολύ μεγαλύτερης ισόθερμης επιφάνειας (T_{∞}) , η οποία περικλύει πλήρως την μικρότερη επιφάνεια. Παράδειγμα μίας πολύ μεγάλης ισόθερμης επιφάνειας επιφάνειας που περικλύει πλήρως μία μικρότερη, είναι ο ουράνιος θόλος, ο οποίος περικλύει πλήρως τον αποδέκτη του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη. Η ακτινοβολία της πολύ μεγάλης επιφάνειας, θεωρείται ίση με του μέλανος σώματος, (σT_{∞}^4) . Στην περίπτωση που η μικρή επιφάνεια θεωρηθεί «τεφρό σώμα» $(\alpha = \epsilon)$, ο καθαρός ρυθμός κατινοβολίας από την επιφάνεια, εκφρασμένος ανά μονάδας επιφάνειας, ισούται με:

$$\dot{q}_{rad} = \epsilon \sigma (T_{sur}^4 - T_{\infty}^4) \tag{6.5}$$

Η παραπάνω έξίσωση εκφράζει την διαφορά μεταξύ της θερμικής ενέργειας η οποία εκπέμπεται από την επιφάνεια και της θερμικής ενέργειας που απορροφάται από αυτή. Συνήθως, ο καθαρός ρυθμός θερμικής ανταλλαγής (\dot{q}_{rad}), είναι βολικότερο να εκφράζεται ως:

$$\dot{q}_{rad} = h_{rad}(T_{sur} - T_{\infty}) \tag{6.6}$$

όπου h_{rad} είναι ο συντελεστής ακτινοβολίας, ο οποίος ισούται με:

$$h_{rad} = \epsilon \sigma (T_{sur} + T_{\infty}) (T_{sur}^2 + T_{\infty}^2)$$
(6.7)

Το πλεονέχτημα της παραπάνω έχφρασης, είναι η μοντελοποίηση της μετάδοση θερμότητας με αχτινοβολία, με τον ίδιο τρόπο μοντελοποίησης της συναγωγής, καθώς και η γραμμικοποίηση της εξίσωσης του \dot{q}_{rad} , ο οποίος είναι ανάλογος της θερμοχρασιαχής διαφοράς, παρά της διαφοράς δύο θερμοκρασιών υψωμένων στην τέταρτη δύναμη. Σημαντική παρατήρηση αποτελεί η ισχυρή εξάρτηση του συντελεστή αχτινοβολίας (h_{rad}) από την θερμοχρασία, σε αντίθεση με την σχετικά μικρή εξάρτηση από τη θερμοχρασία, του συντελεστή συναγωγής (h_{conv}).

6.4 Θερμική απόδοση

Η συνολική απόδοση του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη, εξαρτάται από την οπτική απόδοση, βάση της οποίας υπολογίζεται η απορροφούμενη από τον απορροφητή ακτινοβολία (S_a), αλλά και από την θερμική απόδοση, καθώς η ωφέλιμη ενέργεια προκύπτει από την διαφορά των θερμικών απωλειών του απορροφητή από την απορροφούμενη ακτινοβολία. Στο Σχήμα απεικονίζεται η διατομή του αποδέκτη του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη, καθώς και οι απώλειες του απορροφητή, λόγω της διαφοράς θερμοκρασίας με το κάλυμμα. Η απώλεια ύλης (κενό) στο χώρο μεταξύ του καλύμματος και του απορροφητή, έχει ως αποτέλεσμα την απώλεια θερμότητας μονάχα από ακτινοβολία (έχει προαναφερθεί ότι η μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία δεν απαιτεί την ύπαρξη υλικού μέσου, σε αντίθεση με την αγωγή και τη συναγωγή). Έτσι, η ωφέλιμη ροή θερμότητας στον απορροφητή ισούται με:

$$\dot{q}_u = CrS_a - h_{rad,a-c}(T_a - T_c) \tag{6.8}$$

όπου Cr, είναι ο συντελεστης συγκέντρωσης, $S_{\rm a}$, η απορροφούμενη ακτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας του απορροφητή, $h_{rad,{\rm a}-c}$, ο συντελεστής ακτινοβολίας μεταξύ του απορροφητή και του καλύμματος, $T_{\rm a}$, η θερμοκρασία του απορροφητή και T_c , η θερμοκρασία του καλύμματος. Ο συντελεστής συναγωγής προκύπτει από την παρακάτω εξίσωση:

$$h_{rad,a-c} = \frac{\sigma(T_a^2 + T_c^2)(T_a + T_c)}{\frac{1-\epsilon_a}{\epsilon_a} + \frac{1}{F_{ac}} + \frac{(1-\epsilon_c)D_{a,ext}}{\epsilon_c D_{c,int}}}$$
(6.9)

όπου F_{ac} είναι ο μορφολογικός παράγοντας των επιφανειών του απορροφητή και του καλύμματος. Ο μορφολογικός παράγοντας προσδιορίζει την επίδραση της γεωμετρίας στο ρυθμό μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία, και ορίζεται ως το κλάσμα της ακτινοβόλου ενέργειας που φευγει από μία επιφάνεια και προσκρούει κατ' ευθείαν σε μία δευτερη επιφάνεια, υπό την προϋπόθεση ότι και οι δυο επιφάνειες εκπέμπουν διάχυτα την ακτινοβολία. Ο όρος «κατ' ευθείαν» σημαίνει ότι κανένα ποσοστό της ακτινοβολίας δεν μεταφέρεται με ανάκλαση ή επανακτηνοβολία από άλλες επιφάνειες. Στην περίπτωση της γεωμετρίας των επιφανειών απορροφητή-καλύμματος, ο μορφολογικός παράγοντας ισούται με: $F_{ac} = 1$.

Η θερμική απόδοση (n_{th}) του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη ορίζεται ως ο λόγος της ωφέλιμης ακτινοβολίας προς την προσπίπτουσα στο κάτοπτρο ακτινοβολία, και περιγράφεται μαθηματικά από την Εξίσωση 6.10.

$$n_{th} = \frac{\dot{Q}_u}{A_{ref}I_b} \tag{6.10}$$



Σχήμα 6.1: Το
μή σωλήνα υποδοχής.

Κεφάλαιο 7

Μακροσκοπική ανάλυση ροής

7.1 Εισαγωγή

Στο χεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι βασιχές ολοχληρωτιχές εξισώσεις της συνέχειας, ορμής χαι ενέργειας, οι οποίες διαχριτοποιούνται με χρήση χατάλληλου πλέγματος στο Κεφάλαιο 8.

7.2 Μακροσκοπική Εξίσωση Συνέχειας

Η μαχροσχοπική εξίσωση συνέχειας αποτελεί τη μαθηματική διατύπωση του νόμου διατήρησης της μάζας για έναν όγκο ελέγχου, και εκφράζεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$\left[\frac{dm}{dt}\right]_{\Sigma} = \frac{d}{dt} \iiint_{CV} \rho dV + \oiint_{CS} \rho(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA$$
(7.1)

Το αριστερό μέλος της Εξίσωσης 7.1 εκφράζει τον ρυθμό μεταβολής της μάζας του συστήματος. Όμως, επειδή εξ ορισμού η μάζα του συστήματος δεν μεταβάλλεται, η μακροσκοπική εξίσωση μετατρέπεται στην εξής μορφή:

$$\frac{d}{dt}\iiint_{CV}\rho dV + \oiint_{CS}\rho(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{n})dA = 0$$
(7.2)

Η φυσική έννοια του πρώτου όρου της Εξίσωσης 7.2 είναι ο ρυθμός μεταβολής της μάζας του ρευστού που περιέχεται στον όγκο ελάγχου – Control Volume (CV). Όσον αφορά στον δεύτερο όρο της Εξίσωσης 7.2, εκφράζει τον ρυθμό της καθαρής εκροής της μάζας, από τον όγκο ελέγχου, διαμέσου της επιφάνειας ελέγχου – Control Surface (CS), λόγω της ροής του ρευστού. Τέλος, η παραπάνω εξίσωση μπορεί να εφαρμοστεί τόσο σε καθαρά ρευστά, όσο και σε ομοιογενή μίγματα ρευστών, με την προϋπόθεση ότι δε γίνονται πυρηνικές ή χημικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του όγκου ελέγχου.

7.3 Μακροσκοπική Εξίσωση Ορμής

Η μαχροσχοπική εξίσωση ορμής αποτελεί τη μαθηματική διατύπωση του δεύτερου νόμου κίνησης του Newton για έναν όγκο ελέγχου, και εκφράζεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$\left[\frac{d\boldsymbol{P}}{dt}\right]_{\Sigma} = \frac{d}{dt} \iiint_{CV} \boldsymbol{v} \rho dV + \oiint_{CS} \boldsymbol{v} \rho (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA$$
(7.3)

Η φυσική έννοια της Εξίσωσης 7.3 μπορεί να διατυπωθεί ως εξής:

Η μεταβολή της ορμής του ρευστού που περιέχεται σε έναν όγκο ελέγχου στην μονάδα του χρόνου, ισούται με την ορμή που εισέρχεται στον όγκο ελέγχου στην μονάδα του χρόνου, μεταβαλλόμενη από τις εξωτερικές δυνάμεις που ασκούνται, στη μονάδα του χρόνου στον όγκο ελέγχου. Οι δυνάμεις αυτές είναι οι βαρυτικές δυνάμεις που ασκούνται στο σύνολο του όγκου ελέγχου, οι δυνάμεις τριβής που ασκούνται στην διεπαφή του ρευστού-στερεού, καθώς και οι δυνάμεις πίεσης, που ασκούνται στις επιφάνεις εισόδου και εξόδου του όγκου ελέγχου. Συνεπώς, το αριστερό μέλος της Εξίσωσης 7.3 αναλύεται ως

$$\left[\frac{d\boldsymbol{P}}{dt}\right]_{\Sigma} = \boldsymbol{F}_g + \boldsymbol{F}_p + \boldsymbol{F}_{\tau} = \iiint_{CV} \boldsymbol{g}\rho dV + \oiint_{CS} (-\boldsymbol{n})p dA + \oiint_{CS} (\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) dA$$
(7.4)

7.4 Μακροσκοπική Εξίσωση Ενέργειας

Η μαχροσχοπιχή εξίσωση ενέργειας αποτελεί τη μαθηματιχή διατύπωση του νόμου διατήρησης ενέργειας για έναν όγχο ελέγχου, και εκφράζεται από την παραχάτω εξίσωση:

$$\left[\frac{d\boldsymbol{E}}{dt}\right]_{\Sigma} = \frac{d}{dt} \iiint_{CV} e\rho dV + \oiint_{CS} e\rho (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA$$
(7.5)

Το αριστερό μέλος της Εξίσωσης 7.5 εκφράζει το ρυθμό μεταβολής της ενέργειας του συστήματος στη μονάδα του χρόνου, και σύμφωνα με το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα ισούται με

$$\left[\frac{d\boldsymbol{E}}{dt}\right]_{\Sigma} = \dot{Q} - \dot{W} \tag{7.6}$$

όπου Q, ο ρυθμός πρόσδοσης ενέργειας υπό τη μορφή θερμότητας από το περιβάλλον στο σύστημα, και W ο ρυθμός απόδοσης έργου από το σύστημα στο περιβάλλον του. Συνεπώς, η γενικευμένη εξίσωση της μακροσκοπικής εξίσωσης της ενέργειας είναι:

$$\dot{Q} - \dot{W} = \frac{d}{dt} \iiint_{CV} e\rho dV + \oiint_{CS} e\rho (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA$$
(7.7)

Η φυσική έννοια της Εξίσωσης 7.5 μπορεί να διατυπωθεί ως εξής:

Ο ρυθμός ανταλλαγής ενέργειας από και προς το περιβάλλον (υπό τη μορφή θερμότητας και έργου αντίστοιχα) ισούται με τον ρυθμό συσσώρευσης ενέργειας μέσα στον όγκο ελέγχου, και τον ρυθμό καθαρής εκροής ενέργειας από τον όγκο ελέγχου, εξαιτίας της ροής του ρευστού διαμέσου της επιφάνειας ελέγχου.

Κεφάλαιο 8

Μοντελοποίηση ροής με εξάτμιση

8.1 Βιβλιογραφική ανασκόπηση

Ιδιαίτερο ερευνητικό ενδιαφέρον παρουσιάζεται σε περιπτώσεις που ως θερμικό ρευστό χρησιμοποιείται νερό αντί για ειδικό συνθετικό λάδι, καθώς τα οφέλη από την απευθείας δημιουργία ατμού εντος του σωλήνα υποδοχής (Direct Steam Generation - DSG) είναι πολυδιάστατα και πολλαπλά. Έτσι, για παράδειγμα όσον αφορά στο τεχνικό μέρος, επιτυγχάνεται η απευθείας παραγωγή ατμού εντός του σωλήνα υποδοχής του συλλέκτη, χωρίς την χρήση εναλλάκτη θερμότητας (γεγονός που βελτιώνει την συνολική απόδοση του συστήματος), στο οικονομικό μέρος βελτιώνεται η βιωσιμότητα των ηλιακών πάρκων, καθώς το νερό απαιτεί λιγότερο αρχικό επενδυτικό κεφάλαιο και έχει χαμηλότερα λειτουργικά έξοδα, ενώ υπάρχουν και περιβαλλοντικά οφέλη, καθώς ενδεχόμενη διαρροή του συνθετικού ελαίου θα οδηγούσε πιθανότατα σε μόλυνση του υπόγειου υδροφορέα ή ακόμη και σε πυρκαγιά, καθώς όταν το έλαιο έρθει σε επαφή με μονωτικά μέρη τα οποία έχουν υψηλές θερμοκρασίες, αυταναφλέγεται [25]. Βέβαια, η απευθείας δημιουργία ατμού εντός του σωλήνα υποδοχής, χρήζει ιδιαίτερης αντιμετώπισης από το σύστημα ελέγχου, καθώς κατά την αλλαγή από την υγρή στην αέρια φάση παρατηρήθηκαν σε σχετικά πειράματα [5] απότομες αυξήσεις στην θερμοκρασία του σωλήνα υποδοχής (αποδέκτη), οι οποίες είναι δυνατόν να προχαλέσουν αστοχία των υλικών του.

Τα πολλαπλά οφέλη της απευθείας δημιουργίας ατμού προσέλχυσαν το διεθνές ερευνητικό ενδιαφέρον. Επίσης, η μοντελοποίηση της ροής με εξάτμιση στο εσωτερικό του σωλήνα υποδοχής είναι περισσότερο απαιτητική, καθώς ο υπολογισμός της αναλογίας ατμού-υγρού (void fraction - ε_g) είναι ιδιαίτερα δύσκολος, εξαιτίας της απουσίας θερμικής ισορροπίας κατά την αλλαγή φάσης του ρευστού, οπότε είναι ένας τομέας με πολλές εφαρμογές, ο οποίος αποτελεί ερευνητική πρόκληση.

Ακόμη από τα τέλη της δεκαετίας του '50 είχε ξεκινήσει η ερευνητική προσπάθεια για μοντελοποίηση της ροής με εξάτμιση, όταν ο Browning ανέπτυξε μία μέθοδο προσδιορισμού του σημείου ενός σωλήνα, στο οποίο οι φυσαλλίδες αέρα αποχολλούνται από την επιφάνεια του σωλήνα, και το νερό καταλαμβάνει την περιοχή αυτή. Ιδιαίτερα σημαντική είναι η συνεισφορά των Rouhani και Axelsson (1969) [20], οι οποίοι διαχώρισαν τη ροή με εξάτμιση σε ένα σωλήνα σε δύο ξεχωριστές περιοχές, μία εκ των οποίων περιλαμβάνει στάσιμες φυσαλλίδες στην θερμαινόμενη επιφάνεια και υγρό σε κυκλοφορία, ενώ η δεύτερη περιλαμβάνει αποχόλληση των φυσαλλίδων και κυκλοφορία τους μαζί με την ροή του υγρού. Αναλύοντας τους μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας για τις παραπάνω περιοχές ροής, και εφαρμόζοντας προσεχτικά τα ισοζύγια ενέργειας, κατέληξαν στην παρακάτω σχέση από την οποία εξάγεται το ποσοστό υγρής-αέριας φάσης (ε_g), ως συνάρτηση της ποιότητας ατμού, της ταχύτητας του ρευστού, καθώς και των πυκνοτήτων της κάθε φάσης, ως:

$$\varepsilon_g = \frac{x}{\rho_g} \left[(1+0.12(1-x)) \left[\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right] + \frac{1.18(1-x)(g\Gamma(\rho_l - \rho_g))^{\frac{1}{4}}}{G\rho_l^{\frac{1}{2}}} \right]^{-1}.$$
 (8.1)

Η προσπάθεια όμως για την εκπόνηση ρεαλιστικότερων μοντέλων για την ροή με εξάτμιση δεν σταμάτησε εκεί. Οι επόμενες σημαντικές προσεγγίσεις, βασίζονται επίσης στο διαχωρισμό του φαινομένου σε ξεχωριστές περιοχές ροής, κατά τις οποίες οι θερμικές ιδιότητες του μείγματος ατμού-υγρού παρουσίαζουν ομοιότητες. Βάση των Collier και Thome [2], οι τυπικές κατηγορίες ροής κατά την μετάβαση από υπόψυκτο υγρό σε υπέρθερμο ατμό ειναι η ροή με φυσαλλίδες (bubbly flow), η εμβοώδης ροή υγρού (plug flow), η ροή υγρού με κυματώσεις, οι οποίες εφάπτονται της επάνω επιφανειας ξεπλένοντάς την (slug flow), η κυματώδης στρωματοποιημένη ροή υγρού-ατμού (wavy flow), η δαχτυλιοειδής ροή υγρού (annular flow). Η σημαντικότερη ίσως προσέγγιση της διπλής ροής με εξάτμιση, συνέβη από τους Kattan, Thome και Favrat (1998) [14], οι οποίοι βελτίωσαν τα μοντέλα των Taitel-Dukler και του Steiner, και διαχώρισαν τα είδη-μοτίβα (patterns) της ροής με την δημιουργία ενός χάρτη, κατά τον οποίο η ροή ταξινομείται σε 5 κατηγορίες ροής, με βάση την ταχύτητα του ρευστού και την ποιότητα του ατμού, σε:

- στρωματοποιημένη ροή (stratified flow S)
- χυματωδώς στρωματοποιημένη ροή (stratified-wavy flow SW)
- ροή διαχοπτόμενη από μεγάλα τμήματα φυσαλίδων αέρος (intermittent flow I)
- δαχτυλιοειδής ροή (annular flow A)
- ροή αέριας μάζας με διάσπαρτη ροή της υγρής μάζας στο εσωτερικό της, υπό μορφή υγρασίας (mist flow - MF)

και στα όρια που διαχωρίζουν τις παραπάνω περιοχές, όπως για παράδειγμα το όριο που διαχωρίζει την διακοπτόμενη ροή από μεγάλες φυσαλίδες αέρος Ι με την δαχτυλιοειδή ροή Α, το οποίο συμβολίζεται ως "I/A". Η συγκεκριμένη μοντελοποίηση ενσωματώνει την επίδραση της ροής θερμότητας στο «στέγνωμα» της επάνω επιφάνειας του σωλήνα, που εμφανίζεται σε υψηλές τιμές της ποιότητας ατμού. Επίσης, διορθώθηκε το όριο "SW/A", το οποίο μετατοπίστηκε κατά 50 $\frac{\text{kg}}{\text{sm}^2}$, βάση των πειραματικών δεδομένων, αλλά και το όριο "A/MF", καθώς σύμφωνα με τον χάρτη του Steiner, υπήρχε περίπτωση η ροή να μεταβεί από A σε MF, και για την ίδια ταχύτητα για μεγαλύτερη ποιότητα ατμού, να μεταβεί σε SW, χωρίς ωστόσο να υπάρχει φυσικό αίτιο, ούτε και να έχει ποτέ παρατηρηθεί πειραματικά μία τέτοια μετάβαση. Οι παραπάνω διαφοροποιήσεις του Kattan σε σχέση με το μοντέλο του Steiner, παρουσιάζονται στο Σχήμα 8.1.



Σχήμα 8.1: Μοντελοποίηση Kattan (μπλε γραμμή), σε σχέση με του Steiner (κόκκινη διακ. γραμμή) [24].

Η επιτυχία της ταξινόμισης του χάρτη αυτού σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα για διάφορα ρευστά, σε διάφορες συνθήκες ταχύτητας και ποιότητας ατμού, είναι της τάξης του 96%. Βέβαια, α) ενώ τα αποτελέσματα για την διακοπτόμενη ροή (Ι) και την δαχτυλιοειδή ροή (Α) ήταν πολύ ακριβή, παρουσίαζε αδυναμίες στην μοντελοποίηση της συμπεριφοράς του ρευστού κατά την κυματωδώς στρωματοποιημένη ροή (SW), β) το βελτιωμένο όριο της αέριας ροής και υγρής ροής με μορφή υγρασίας (MF) δεν επαληθεύτηκε πειραματικά, γ) ο χάρτης περιορίζεται σε τιμές της ποιότητας ατμού μεγαλύτερες από 0.15, καθώς δεν επαληθεύτηκε πειραματικά, δ) για τον υπολογισμό των ορίων μετάβασης των στρωματοποιημένων ροών (S/SW και SW/A), απαιτείται ο υπολογισμός έξι αδιάστατων γεωμετρικών μεταβλητών, οι οποίες περιγράφουν το ποσοστό της υγρής και τις ξηρής επιφάνειας του σωλήνα, και υπολογίζονται με επαναληπτική μέθοδο. Οι αδιάστατες μεταβλητές (Σχήμα 8.2), είναι οι εξής:

- Υψος της υγρής φάσης, \hbar_l ,
- Περίμετρος της επιφάνειας της α
έριας φάσης, $P_g,$
- Περίμετρος της επιφάνειας της υγρης φάσης, P_l
- Περίμετρος της επαφής υγρής και α
έριας φάσης, P_i
- Επιφάνεια υγρής φάσης, A_l
- Επιφάνεια α
έριας φάσης, A_g



Σχήμα 8.2: Γεωμετρικές μεταβλητές διπλής φάσης.

Αρχετά από τα παραπάνω μειονεχτήματα, προσπάθησαν να βελτιώσουν οι Wojtan, Ursenbacher και Thome [24] το έτος 2004, οι οποίοι διεξήγαγαν και επιπλέον πειραματικές μετρήσεις, για την επαλήθευση όλων των ορίων του χάρτη τους, αχόμη και για πολύ μιχρές τιμές της ποιότητας ατμού. Η χυριότερη διαφοροποίηση του χάρτη τους σε σχέση με αυτόν του Kattan, ήταν ο διαχωρισμός της χυματωδώς στρωματοποιημένης ροής (SW) σε τρεις υπο-κατηγορίες, την ροή με χύματα μεγάλου πλάτους, τα οποία εφάπτονται στην επάνω επιφάνεια του χυλίνδρου (SLUG), την ανάμειχτη ροή με
χύματα μεγάλου πλάτους και μικρότερων κυματώσεων (SLUG/SW) και την κυματωδώς στρωματοποιημένη ροή (SW). Επίσης, διαφοροποίησαν αρκετά το όριο A/MF, και τα όρια της δαχτυλιοειδής ροής, της οποίας η επάνω επιφάνεια έχει στεγνώσει (D). Η μέθοδός τους, προβλέπει με καλύτερη ακρίβεια το είδος της ροής, ακόμη και για μικρές ταχύτητες, αλλά και την επίδραση του στεγνώματος του πάνω μέρους του σωλήνα. Επίσης, δεν απαιτεί κανέναν επαναληπτικό υπολογισμό. Συνεπώς, στην παρούσα εργασία, για την μοντελοποίηση της ροής με εξάτμιση, υλοποιήθηκε η μέθοδος των Wojtan, Ursenbacher και Thome [24], η οποία διαχωρίζεται στο μοντέλο ταξινόμισης της ροής στις υπο-κατηγορίες (Ενότητα 8.2), και στην μοντελοποίηση των συντελεστών συναγωγής για κάθε υποκατηγορία (Ενότητα 8.3).

8.2 Μοντέλο ταξινόμισης ροής με εξάτμιση

Για την εξαγωγή του διαβατικού χάρτη κατηγοριοποίησης της ροής με εξάτμιση, με την μέθοδο των Wojtan, Ursenbacher και Thome [24], παράδειγμα της οποίας παρουσιάζεται στο Σχήμα 8.3, πρέπει να προσδιοριστούν οι απαραίτητες ποσότητες, οι οποίες αποτελούν τις εισόδους του μοντέλου, τόσο για το ρευστό, όσο και για τις γεωμετρικές ιδιότητες του σωλήνα, οι οποίες συνοψίζονται στον Πίνακα 8.1.

- **D** Εσωτερική διάμετρος του σωλήνα ροής σε m
- x Ποιότητα του ατμού
- G Ταχύτητα της μάζας του ρευστού σε $kg/(m^2s)$
- T Θερμοχρασία του ρευστού σεK
- $ar{q}$ Μέση ροή θερμότητας σε W/m^2

Στην συνέχεια υπολογίζονται οι φυσικές παράμετροι του ρευστού από την θερμοκρασία κορεσμού, με την χρήση του REFPROP, το οποίο αποτελεί μία βάση δεδομένων για πληθώρα ρευστών, καθώς και μίξης αυτών. Οι απαραίτητες φυσικές παράμετροι συνοψίζονται στον Πίνακα 8.2.

Μία αχόμη απαραίτητη φυσική ποσότητα που είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό των ορίων μετάβασης, είναι ο υπολογισμός της χρίσιμης ροής θερμότητας (\dot{q}_{crit}), η οποία είναι η αιτία του στεγνώματος της επάνω επιφάνειας του σωλήνα, χαι υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.2.

$$\dot{q}_{crit} = 0.131 \rho_q^{0.5} H_{lg} (g(\rho_l - \rho_g) \Gamma)^{0.25}$$
(8.2)

Πίναχας 8.1: Είσοδοι του μοντέλου χατηγοριοποίησης της ροής.



Σχήμα 8.3: Διαβατικός χάρτης κατηγοριοποίησης της ροής με εξάτ
μιση [24].

- ρ_l Πυκνότητα της υγρής φάσης σε kg/m^3
- ρ_g Πυχνότητα της α
έριας φάσης σε kg/m^3
- μ_l Δυναμικό ιξώδες της υγρής φάσης σε Pas
- μ_g Δυναμικό ιξώδες της α
έριας φάσης σε Pas
- Γ Επιφανειακή τάση σεN/m
- H_{lg} -Ειδική ενθαλπία ατμοποίησης σεJ/kg

Πίνακας 8.2: Απαραίτητες φυσικές παράμετροι του ρευστού.

Επίσης, τα 5 όρια τα οποία διαχωρίζουν την επιφάνεια του χάρτη, δηλαδή οι ταχύτητες οι οποίες για συγκεκριμένες τιμές της ποιότητας του ατμού, αποτελούν όριο μετάβασης, συνοψίζονται στον Πίνακα 8.3.

G_{strat}	Το όριο μετάβασης S/SW
G_{wavy}	Το όριο μετάβασης SW/I-A
G_{mist}	Το όριο μετάβασης D/M
G_{dryout}	Το όριο μετάβασης Α/D
$x_{I/A}$	Το όριο μετάβασης Ι/Α

Πίνακας 8.3: Όρια του διαβατικού χάρτη.

8.2.1 Υπολογισμοί των ορίων μεταβάσεων του διαβατικού χάρτη

Για τον υπολογισμό των ορίων των στρωματοποιημένων ροών (S και SW), πρέπει να υπολογιστούν πρώτα οι γεωμετρικές ποσότητες, οι οποίες ποσοτικοποιούν το ποσοστό που καταλαμβάνει η κάθε φάση, σε σχέση με την μάζα, την επιφάνεια, το ύψος (περιγράφονται σαφέστερα με τη βοήθεια του Σχηματος 8.2).

Η αναλογία υγρής-αέριας φάσης (ε_g) υπολογίζεται βάση της Εξίσωσης των Rouhani και Axelsson (Εξίσωση 8.1). Οι αδιάστατες επιφάνειες της υγρής (A_{lD}) και της αέριας φάσης (A_{gD}), υπολογίζονται, όπως έχει ήδη αναφερθεί, χωρίς επαναληπτική διαδικασία, ως συνάρτηση της αναλογίας υγρής-αέριας φάσης (ε_g), βάση των παρακάτω εξισώσεων:

$$A_{lD} = \frac{A(1 - \varepsilon_g)}{D^2} \tag{8.3}$$

$$A_{gD} = \frac{A\varepsilon_g}{D^2} \tag{8.4}$$

Το αδιάστατο ύψος της υγρής φάσης (\hbar_{LD}) και το μήκος της επαφής μεταξύ των δύο φάσεων (P_{iD}), εκφράζονται συναρτήσει της γωνίας της στρωματοποιημένης φάσης υγρού (θ_{strat}), από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\hbar_{lD} = 0.5 \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2}\right) \right)$$
(8.5)

$$P_{iD} = \sin\left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2}\right) \tag{8.6}$$

Για να αποφευχθεί εντελώς κάθε επαναληπτική διαδικασία, για τον υπολογισμό της γωνίας θ_{strat} , χρησιμοποιείται η προσεγγιστική Εξίσωση 8.7.

$$\theta_{strat} = 2\pi - 2 \left\{ \begin{array}{l} \pi (1 - \varepsilon_g) + \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{1/3} [1 - 2(1 - \varepsilon_g) + (1 - \varepsilon_g)^{1/3} - \varepsilon_g^{1/3}] \\ -\frac{1}{200} (1 - \varepsilon_g) \varepsilon_g [1 - 2(1 - \varepsilon_g)] [1 + 4((1 - \varepsilon_g)^2 + \varepsilon_g^2)] \end{array} \right\}$$
(8.7)

Στον διαβατικό χάρτη της συγκεκριμένης μεθοδολογίας, το όριο $x_{I/A}$ προεκτείνεται μέχρι την τομή του με το όριο G_{strat} . Η μετάβαση "I/A" υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.8.

$$x_{I/A} = \left\{ \left[0.34^{1/0.875} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1}$$
(8.8)

Επίσης, η μετάβαση "S/SW", υπολογίζεται όπως και στον χάρτη του Kattan, από την Εξίσωση 8.9.

$$G_{strat} = \left\{ \frac{226.3^2 A_{lD} A_{gD}^2 \rho_g (\rho_l - \rho_g) \mu_l g}{x^2 (1 - x) \pi^3} \right\}^{1/3}$$
(8.9)

Βέβαια, στην συγχεχριμένη μεθοδολογία, το όριο αλλάζει για τις τιμές της ποιότητας του ατμού μιχρότερες από $x_{I/A}$, οπότε για $x < x_{I/A}$ ισχύει $G_{strat} = G_{strat}(x_{I/A})$. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται η ευθεία γραμμή του Σχήματος 8.3 στο όριο "S/SW", αριστερά της χάθετης ευθείας, η οποία αποτελεί το όριο $x_{I/A}$. Και η περίπτωση της μετάβασης "SW/I-A", αρχιχά υπολογίζεται όπως χαι στον χάρτη του Kattan, από την Εξίσωση 8.10.

$$G_{wavy} = \left\{ \frac{16A_{gD}^3 gD\rho_l \rho_g}{x^2 \pi^2 (1 - (2\hbar_{lD} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25\hbar_{lD}^2} \left(\frac{We}{Fr} \right)_l^{-1} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50,$$
(8.10)

όπου

Fr: είναι ο αδιάστατος αριθμός Froude, ο οποίος ορίζεται ως ο λόγος της αδράνειας προς τις βαρυτικές δυνάμεις και προσδιορίζει την αντίσταση που βρίσκει το ρευστό κατά την κίνησή του, και We: είναι ο αδιάστατος αριθμός Weber, ο οποίος είναι χρίσημος σε ανάλυση διπλής φάσης με διεπαφή ανάμεσα στην υγρή και την αέρια φάση, καθώς συσχετίζει την αδράνεια του ρευστού με τις επιφανειακές τάσεις που αναπτύσσονται. Ο λόγος $\left(\frac{Fr}{We}\right)_l$ υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.11.

$$\left(\frac{Fr}{We}\right)_l = \left(\frac{\nu_l^2}{gD}\frac{\Gamma}{\rho_l\nu_l^2D}\right) = \frac{\Gamma}{gD^2\rho_l}$$
(8.11)

Όπως έχει προαναφερθεί, μία από τις βελτιώσεις της συγκεκριμένης μοντελοποίησης, είναι ο διαχωρισμός της SW, σε τρεις υποκατηγορίες. Η κάτηγορία SLUG είναι για ταχύτητες της μάζας μεγαλύτερες από την $G_{wavy}(x_{I/A})$, αριστερά της κάθετης ευθείας $(x_{I/A})$ είναι η περιοχή SLUG+SW, ενώ δεξιά

της είναι η περιοχή SW. Η μετάβαση "A/D", υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.12.

$$G_{dryout} = \begin{bmatrix} \frac{1}{0.235} \left(\ln \left(\frac{0.58}{x} \right) + 0.52 \right) \left(\frac{D}{\rho_g \Gamma} \right)^{-0.17} \\ \times \left(\frac{1}{g D \rho_g (\rho_l - \rho_g)} \right)^{-0.37} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.25} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{crit}} \right)^{-0.70} \end{bmatrix}^{0.926}$$
(8.12)

όπου

q_{crit}: η χρίσιμη ροή θερμότητας η οποία ευθύνεται για το «στέγνωμα» του επάνω μέρους του σωλήνα, και υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.2. Η μετάβαση "D/MF", υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.13.

$$G_{mist} = \begin{bmatrix} \frac{1}{0.0058} \left(\ln \left(\frac{0.61}{x} \right) + 0.57 \right) \left(\frac{D}{\rho_V \Gamma} \right)^{-0.38} \\ \times \left(\frac{1}{g D \rho_V \left(\rho_L - \rho_V \right)} \right)^{-0.15} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.09} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{crit}} \right)^{-0.27} \end{bmatrix}^{0.943}$$
(8.13)

Στην συνέχεια, γίνονται κάποιες διορθώσεις, ώστε ο χάρτης να καταλήξει στην μορφή του Σχήματος 8.3, οι οποίες συνοψίζονται σε:

- Σε περίπτωση που για χάποια τιμή της ποιότητας ατμού, η τιμή του ορίου G_{strat} είναι μεγαλύτερη της τιμής του ορίου G_{dryout} για την ίδια τιμή της ποιότητας ατμού, τότε θέτουμε $G_{dryout}(x_i) = G_{strat}(x_i)$
- Σε περίπτωση που για χάποια τιμή της ποιότητας ατμού, η τιμή του ορίου G_{wavy} είναι μεγαλύτερη της τιμής του ορίου G_{dryout} για την ίδια τιμή της ποιότητας ατμού, τότε θέτουμε $G_{wavy}(x_i) = G_{dryout}(x_i)$
- Σε περίπτωση που για κάποια τιμή της ποιότητας ατμού, η τιμή του ορίου G_{dryout} είναι μεγαλύτερη της τιμής του ορίου G_{mist} (υπάρχει περίπτωση να συμβεί για χαμηλές ροές θερμότητας και υψηλές τιμές ταχύτητας της μάζας), για την ίδια τιμή της ποιότητας ατμού, τότε θέτουμε $G_{dryout}(x_i) = G_{mist}(x_i)$

όπου

 x_i : είναι η i-οστή τιμής της ποιότητας ατμού.

Η παραπάνω μοντελοποίηση της ταξινόμησης, συνοψίζεται στον Πίνακα 8.4, ενώ ακολουθεί παράδειγμα ενός διαβατικού χάρτη για δεδομένα νερού (Σχημα 8.4), όπως προέκυψε από την υλοποίηση του μοντέλου του Thome, για θερμοκρασία κορεσμού $T_{sat} = 278.4963^{o}C$, $q = 1kW/m^{2}$ και διάμετρο οριζόντιου σωλήνα D = 0.066 m.



Σχήμα 8.4: Διαβατικός χάρτης του μοντέλου του Thome για ροή νερού με εξάτμιση

Toto these beactor wat A some that									
Εισαγωγή εισόδων μοντέλου	D, x, G, T, \bar{q}								
Υπολογισμός φυσιχών ιδιοτήτων ρευστού	$ ho_l, ho_g,\mu_l,\mu_g,\Gamma,h_{lg}$								
Υπολογισμός $\dot{q}_{crit}(g, ho_l, ho_g,\Gamma,h_{lg})$	Εξίσωση 8.2								
Υπολογισμός $\varepsilon_g, A_{lD}, A_{gD}, \theta_{strat}, \hbar_{lD}, P_{iD}$	Εξισώσεις 8.1, 8.3, 8.4, 8.7, 8.5 και 8.6								
Υπολογισμός ορίων κατηγοριών της ροής με εξάτμιση									
"Ι/Α" ή $x_{I/A}$ Εζίσωση 8.8									
"S/SW" ηG_{strat}	Εξίσωση 8.9								
	$G_{strat}(x < x_{I/A}) = G_{strat}(x_{I/A})$								
"SW/I-A" ηG_{wavy}	Εξίσωση 8.10								
"SW-A/D" ή G _{dryout}	Εξίσωση 8.12								
	Εάν $G_{strat}(x_i) \ge G_{dryout}(x_i)$, τότε $G_{dryout}(x_i) = G_{strat}(x_i)$								
	Εάν $G_{wavy}(x_i) \ge G_{dryout}(x_i)$, τότε $G_{dryout}(x_i) = G_{wavy}(x_i)$								
"D-MF" ή G_{mist}	Εξίσωση 8.13								
	Εάν $G_{dryout}(x_i) \ge G_{mist}(x_i)$, τότε $G_{dryout}(x_i) = G_{strat}(x_i)$								
Ταξινόμιση ροής									
S:	για $G < G_{strat}$								
SLUG:	για $G > G_{wavy}(x_{I/A})$ και $x < x_{I/A}$								
SLUG+SW:	για $G_{strat} < G < G_{wavy}(x_{I/A})$ και $x < x_{I/A}$								
SW:	για $G_{strat} < G < G_{wavy}(x_{I/A})$ και $x \geq x_{I/A}$								
I:	για $G_{wavy} < G < G_{dryout}$ και $x < x_{I/A}$								
A:	για $G_{wavy} < G < G_{dryout}$ και $x > x_{I/A}$								
D:	για $G_{dryout} < G < G_{mist}$								
M:	για $G>G_{mist}$								

Ιδιότητες ρευστού και γεωμετρίας

Πίναχας 8.4: Μοντελοποίηση της ταξινόμησης.

8.3 Μοντελοποίηση συντελεστή συναγωγής

Η ταξινόμηση της ροής σε κάποια από τις 8 κατηγορίες του διαβατικού χάρτη που παρουσιάζεται στην προηγούμενη ενότητα, είναι ιδιαίτερα σημαντική όσον αφορά στον υπολογισμό του συντελεστή συναγωγής κατά την διάρκεια του φαινομένου της εξάτμισης. Η σημαντικότητα της κατηγοριοποίησης της ροής, έγκειται στο γεγονός ότι σε κάθε κατηγορία ροής αναπτύσσονται διαφορετικοί μηχανισμοί μεταφοράς θερμότητας, που έχουν ως αποτέλεσμα μεγάλες διαφοροποιήσεις στον συντελεστή συναγωγής από κατηγορία σε κατηγορία. Για τον λόγο αυτό, ο υπολογισμός του συντελεστή συναγωγής είναι διαφορετικός για την κάθε κατηγορία, και εξαρτάται από την ταξινόμιση που έχει προηγηθεί.

Όσον αφορά στις ροές S, SLUG, SLUG+SW, SW, I και A, ο κυριότερος μηχανισμός που τις διαφοροποιεί, είναι το ποσοστό της υγρής προς την αέρια επιφάνεια. Έχει παρατηρηθεί ότι όσο μεγαλύτερο είναι το μέρος της θερμαινόμενης επιφάνειας του σωλήνα που καλύπτεται από την υγρή φάση, τόσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας με συναγωγή. Για τον λόγο αυτό ήταν αναγκαίο να βρεθεί ένας τρόπος, ο οποίος να μοντελοποιήσει τη μετάβαση από την στρωματοποιημένη ροή (S) στην δαχτυλοειδή ροή (A) με ομαλό τρόπο. Ο παραπάνω στόχος επιτεύχθηκε με την υπόθεση ότι κατά τις κυματώδεις ροές (SLUG, SLUG+SW, SW), η υγρή φάση δημιουργεί ένα λεπτό στρώμα ομοιόμορφου πάχους εντός της περιμετρικής επιφάνειας του σωλήνα. Σύμφωνα με την παραπάνω υπόθεση, η διάταξη της μέχρι τότε μοντελοποίησης της στρωματοποιημένης ροής (Σχήμα 8.5 αριστερά), μετασχηματίστηκε στην μορφή που απεικονίζεται δεξιά στο Σχήμα 8.5, έτσι ώστε να υπάρχει αντιστοιχία με την χυματωδώς στρωματοποιημένης και την δαχτυλιοειδή ροή. Βέβαια, η υπόθεση



 Σ χήμα 8.5: Παλαιά (αριστερά) και νέα (δεξιά) διάταξη της στρωματοποιημένης ροής S.

αυτή για την μορφή των χυματωδών ροών, απαιτεί την δημιουργία μίας παραμέτρου, η οποία να συσχετίζει την μορφή της στρωματοποιημένης ροής με την μορφή της δαχτυλιοειδούς ροής. Η ανάγκη αυτή καλύφθηκε με την έννοια της «στεγνής» γωνίας (dry angle - θ_{dry}), η οποία αντιπροσωπεύει την γωνία της στεγνής επιφάνειας στις κυματώδεις ροές, και συσχετίζεται με την γωνία στρωματοποίησης της υγρής φάσης (θ_{strat}). Η γωνία θ_{dry} παίρνει την ελάχιστη τιμή της ($\theta_{dry} = 0$) στην περίπτωση της δαχτυλιοειδούς (A) ή διακοπτόμμενης ροής (I), όπως φαίνεται και στα αριστερά του Σχήματος 8.6, και μέγιστη ($\theta_{dry} = \theta_{strat}$), στην περίπτωση της στρωματοποιημένης ροής (S), όπως απεικονίζεται στα δεξιά του Σχήματος 8.6. Στις κυματωδώς στρωματοποιημένες ροές, η γωνία θ_{dry} παίρνει ενδιάμεσες τιμές (Σχήμα 8.6 μέση). Κατά αυτόν τον τρόπο, ο υπολογισμός του συντελεστή συναγωγής για τις



Σχήμα 8.6: Διάστημα τιμών της θ_{dry} .

ροές S, SLUG, SLUG+SW, SW, I και A, είναι παρόμοιος, με μοναδική διαφοροποίηση τον υπολογισμό της γωνίας θ_{dry} . Στις ροές I και A, όπως προαναφέρηκε, η τιμή της γωνίας θ_{dry} είναι μηδενική, λόγω της ύπαρξης υγρής φάσης σε όλη την περίμετρο του κιλυνδρικού σωλήνα. Το ίδιο συμβαίνει και για την ροή SLUG, κατά την οποία η ύπαρξη των μεγάλων φυσαλίδων στο εσωτερικό είναι φαινόμενο υψηλής συχνότητας, οπότε και ο συντελεστής συναγωγής έχει την ίδια συμπεριφορά με τις ροές I και A. Στην ροή SW ο υπολογισμός της γωνίας θ_{dry} προκύπτει από τετραγωνική παρεμβολή μεταξύ των δύο ορίων G_{wavy} και G_{strat} [22], σύμφωνα με την Εξίσωση 8.15.

$$\theta_{dry} = \left[\frac{G_{wavy} - G}{G_{wavy} - G_{strat}}\right]^{0.61} \theta_{strat}$$
(8.14)

Στην ροή SLUG+SW, σχηματίζονται μιχρού πλάτους χύματα (τα οποία δεν φτάνουν την χορυφή του σωλήνα), αλλά και μεγάλες φυσαλίδες (slugs), οι οποίες φτάνουν την χορυφή του σωλήνα. Βέβαια, με την αύξηση της ποιότητας του ατμού, η συχνότητα των μεγάλων φυσαλίδων μειώνεται και υπερισχύουν οι μιχρού πλάτους χυματώσεις, μέχρις ότου να εξαφανιστεί τελείως το φαινόμενο των φυσαλίδων περίπου για ποιότητα ατμού ίση με $x_{I/A}$. Το φαινόμενο αυτό μοντελοποιείται με την παραχάτω

εξίσωση (Εξίσωση 8.15):

$$\theta_{dry} = \frac{x}{x_{I/A}} \left[\frac{G_{wavy} - G}{G_{wavy} - G_{strat}} \right]^{0.61} \theta_{strat}$$
(8.15)

Με την παραπάνω μοντελοποίηση της γωνίας θ_{dry} , επιτυγχάνεται ομαλή μετάβαση στον υπολογισμό της γωνίας για τις διάφορες κατηγορίες, γεγονός που αντικατοπτρίζεται και στις τιμές των συντελεστών συναγωγής. Αφού υπολογιστεί η γωνία θ_{dry} (υπενθυμίζεται ότι η γωνία θ_{strat} υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.7), ο συντελεστής συναγωγής της διπλής φάσης (h_{tp}) προκύπτει από την Εξίσωση 8.16, η οποία βασίζεται στην υπόθεση ότι σε μία τοπική περιοχή της τομής του σωλήνα υποδοχής (όγκος ελέγχου), ο μέσος ρυθμός μεταφοράς είναι άμεση συνάρτηση των συντελεστών συναγωγής της υγρής (h_{wet}) και της αέριας φάσης (h_{dry}) , κανονικοποιημένοι ως προς το ποσοστό της περιφέρειας που αυτές καταλαμβάνουν.

$$h_{tp} = \frac{\theta_{dry}h_{dry} + (2\pi - \theta_{dry})h_{wet}}{2\pi}$$

$$\tag{8.16}$$

Ο συντελεστής συναγωγής της υγρής φάσης (h_{wet}) , είναι αποτέλεσμα δύο μηχανισμών, (α) της μετάδοσης θερμότητας μεταξύ της υγρής φάσης και των φυσαλίδων που αποκολλώνται από την θερμαινόμενη επιφάνεια και συμπυκνώνονται (συντελεστής nucleate boiling - h_{nb}), και (β) του μηχανισμού συναγωγής μεταξύ της υγρής φάσης που έρχεται σε απευθείας επαφή με την θερμαινόμενη επιφάνεια, όπου δεν υπάρχουν προσκολλημένες φυσαλίδες (συντελεστής convective boiling - h_{cb}), ενώ υπολογίζεται με βάση την Εξίσωση 8.17.

$$h_{wet} = (h_{nb}^3 + h_{cb}^3)^{1/3}$$
(8.17)

Ο συντελεστής h_{nb} υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.18,

$$h_{nb} = 55p_r^{0.12} (-\log_{10} p_r)^{-0.55} M^{-0.5} \dot{q}^{0.67}$$
(8.18)

όπου p_r η ανηγμένη πίεση (η πίεση του ρευστού προς την κρίσιμη πίεση), M το μοριακό βάρος του ρευστού και \dot{q} η ροή θερμότητας σε W/m^2 . Ο συντελεστής h_{cb} υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.19

$$h_{cb} = 0.0133 Re_l^{0.69} Pr_l^{0.4} \frac{k_l}{d}$$
(8.19)

ενώ ο συντελεστής h_{dry} υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.20

$$h_{dry} = 0.023 Re_g^{0.8} Pr_g^{0.4} \frac{k_g}{D}$$
(8.20)

όπου με το σύμβολο Re, συμβολίζεται ο αδιάστατος αριθμός Reynolds, και με το συμβολο Pr, ο αδιάστατος αριθμός Prandtl. Ο αριθμός Reynolds ορίζεται ως ο λόγος των αδρανειακών δυνάμεων προς τις δυνάμεις του ιξώδους, και συνεπώς εκφράζει το κυρίαρχο είδος δυνάμεων (αδρανειακές ή ιξώδους) στις συνθήκες της ροής. Ο αριθμός Prandtl είναι επίσης αδιάστατο μέγεθος, και ορίζεται ως ο λόγος της διάχυσης της ορμής προς την διάχυση της θερμότητας. Έτσι, μικρός αριθμός Prandtl συνεπάγεται κυριαρχία της θερμικής διάχυσης (μεταφορά θερμότητας με αγωγή), ενώ στην περίπτωση που ο αριθμός Prandtl είναι μεγάλος, κυριαρχεί η διάχυση της ορμής (μεταφορά θερμότητας με συναγωγή).

Η χαραχτηριστική διάσταση του αριθμού Reynolds της υγρής φάσης (Re_l) , ο οποίος υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.21, είναι η λεπτή ομοιόμορφη επιφάνεια της υγρης περιφέρειας πλάτους d, ενώ η χαραχτηριστική διάσταση του αριθμού Reynolds της αέριας φάσης (Re_g) , ο οποίος υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.22, είναι η διάμετρος του σωλήνα D.

$$Re_l = \frac{4G(1-x)d}{(1-\varepsilon_g)\mu_l} \tag{8.21}$$

$$Re_g = \frac{GDx}{\varepsilon_g \mu_g} \tag{8.22}$$

Το πλάτος της περιφέρειας της υγρής φάσης d, υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.23.

$$d = \frac{D}{2} - \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \frac{2A_l}{(2\pi - \theta_{dry})}}$$
(8.23)

Οι αριθμοί Prandtl της υγρής (Pr_l) και της αέριας φάσης (Pr_g) , υπολογίζονται από τις Εξισώσεις 8.24 και 8.25, αντίστοιχα.

$$Pr_l = \frac{c_{p_l}\mu_l}{k_l} \tag{8.24}$$

$$Pr_g = \frac{c_{p_g}\mu_g}{k_g} \tag{8.25}$$

Οι μορφές της μιχτής ροής, με την υγρή ροή υπό μορφή υγρασίας MF και της δαχτυλιοειδούς ροής με στέγνωμα της επάνω επιφάνειας D είναι διαφορετικές, σε σχέση με αυτή των στρωματοποιημένων ροών. Συνεπώς, η μοντελοποίηση των συντελεστών συναγωγής για τις παραπάνω ροές είναι και αυτη διαφορετική. Έτσι, ο συντελεστής συναγωγής για την ροή MF υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.26.

$$h_{mist} = 0.0117 Re_H^{0.79} Pr_V^{1.06} Y^{-1.83} \frac{k_g}{D}$$
(8.26)

όπου Re_H είναι ο ομογενής αριθμός Reynolds, ο οποίος υπολογίζεται με βάση την Εξίσωση 8.27,

$$Re_H = \frac{GD}{\mu_g} \left(x + \frac{\rho_g}{\rho_l} (1 - x) \right)$$
(8.27)

ο συντελεστης Υ, υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.28,

$$Y = 1 - 0.1 \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) (1 - x) \right]^{0.4}$$
(8.28)

και αριθμός Prandtl της α
έριας φάσης (Pr_g) από την Εξίσωση 8.25.

Ο συντελεστής συναγωγής για την D ροή, υπολογίζεται από την Εξίσωση 8.29

$$h_{dryout} = h_{tp}(x_{di}) - \frac{x - x_{di}}{x_{de} - x_{di}} [h_{tp}(x_{di}) - h_{mist}(x_{de})]$$
(8.29)

όπου $h_{tp}(x_{di})$ ο συντελεστής συναγωγής σύμφωνα με την Εξίσωση 8.16 για ποιότητα ατμού ίση με την ποιότητα ατμού που αποτελεί όριο έναρξης της D ροής, και $h_{mist}(x_{de})$, ο συντελεστής συναγωγής σύμφωνα με την Εξίσωση 8.26, για ποιότητα ατμού ίση με την ποιότητα ατμού για την οποία ολοκληρώνεται η D ροή. Στην περίπτωση που το x_{de} δεν ορίζεται για δεδομένη ταχύτητα μάζας, τότε θεωρείται τιμή $x_{de} = 0.999$.



Diabatic Two-Phase Flow Pattern Map - water, $T_{sat}{=}278.4963^\circ\mathrm{C},$ q=1 $kW\!/m^2,$ $D_{r,int}{=}0.066m$

Σχήμα 8.7: Συντελεστές συναγωγής για ταχύτητα μάζα
ς $G=163.10\,{\rm kg/m^2s}$



Σχήμα 8.8: Συντελεστές συναγωγής για ταχύτητα μάζα
ς $G=163.10~{\rm kg/m^2s}$

Κεφάλαιο 9

Ανάπτυξη μαθηματικού μοντέλου κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη

9.1 Εισαγωγή

Η μορφή του συστήματος του χυλινδροπαραβολιχού συλλέχτη, οι μηχανισμοί στους οποίους βασίζεται η λειτουργία του, χαθώς χαι οι μαθηματιχές εξισώσεις που τους περιγράφουν χαι τους ποσοτιχοποιούν, έχουν περιγραφεί στις προηγούμενες ενότητες. Στο χεφάλαιο αυτό θα περιγραφεί η αριθμητική διατύπωση της προτεινόμενης μεθοδολογίας και ο υπολογιστικός αλγόριθμος, ο οποίος υλοποιήθηκε για την μοντελοποίηση της λειτουργίας του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη. Συνοψίζοντας, η λειτουργία του συγχεχριμένου συλλέχτη, βασίζεται στην συγχέντρωση της ηλιαχής αχτινοβολίας με χρήση παραβολιχού χατόπτρου σε χυλινδριχό σωλήνα υποδοχής (αποδέχτης), ο οποίος είναι τοποθετημένος κατά μήκος της εστίας του παραβολικού κατόπτρου, και αποτελείται από δύο ομόκεντρους χύλινδρους, τον απορροφητή στο εσωτεριχό χαι ένα γυάλινο χυλινδριχό χάλυμμα, ανάμεσα στους οποίους υπάρχει χενό αέρος. Το ρευστό εισέρχεται στην μία άχρη του απορροφητή σε συγχεχριμένες συνθήχες (ενθαλπία, πίεση και ροή μάζας εισόδου), είτε σε μορφή υγρού (νερό ή ειδικό συνθετικό έλαιο), είτε σε μίγμα υγρής και αέριας φάσης (περίπτωση απευθείας δημιουργίας ατμού στο εσωτερικό του σωλήνα υποδοχής). Κατά την διάρχεια της ροής του στο εσωτεριχό του απορροφητή, το ρευστό θερμαίνεται από την ωφέλιμη ηλιαχή αχτινοβολία (η ηλιαχή αχτινοβολία χωρίς τις απώλειες θερμότητας που υφίστανται κατά μήκος του σωλήνα) και εξέρχεται από τον απορροφητή σε διαφορετικές πλέον συνθήχες (εξερχόμενη ροή μάζας, πίεση χαι ενθαλπία). Έτσι, η μοντελοποίηση του συστήματος του χυλινδροπαραβολιχού συλλέχτη, μπορεί να δομηθεί στις εξής υπορουτίνες:

• Υπολογισμός ωφέλιμης ηλιαχής ενέργειας

- Ροή στο εσωτερικό του σωλήνα υποδοχής
- Ροή θερμότητας στο τοίχωμα του απορροφητή
- Ροή θερμότητας στο τοίχωμα του γυάλινου περιβλήματος

Το προτεινόμενο μαθηματικό μοντέλο προσομοιώνει την λειτουργία του συλλέκτη τόσο σε σταθερή (steady state), όσο και σε μεταβατική κατάσταση (transient state), επιλύοντας τις μονοδιάστατες εξισώσεις ροής, ορμής και ενέργειας με την αριθμητική μέθοδο των πεπερασμένων όγκων (finite volumes). Με την μέθοδο των πεπερασμένων όγχων, το πεδίο της ροής (σωλήνας υποδοχής) διαχριτοποιείται και εξετάζεται σε μικρότερους όγκους (όγκοι ελέγχου ή στην αγγλική βιβλιογραφία Control Volumes - CVs), στα όρια των οποίων διαχριτοποιούνται οι ολοχληρωτιχές εξισώσεις χαι επιλύονται αλγεβριχά. Για την διαχριτοποίηση της προτεινόμενης μεθοδολογίας χρησιμοποιήθηχε δομημένο χαρτεσιανό πλέγμα, οι χόμβοι του οποίου είναι στο χέντρο των χελιών στις περιπτώσεις του χαλύμματος χαι του απορροφητή, ενώ στην περίπτωση της ροής στο εσωτεριχό του σωλήνα, οι χόμβοι του πλέγματος είναι στις αχμές των χελιών, όπως απειχονίζεται στο Σχήμα 9.1. Για να διαχωριστούν τα μεγέθη του χαθενός από τρία υπο-πεδία του μοντέλου χρησιμοποιείται σαν δείχτης το αρχιχό του υπο-πεδίου, δηλαδή "c" για το τοίχωμα του γυάλινου καλύμματος (cover), "a" για το τοίχωμα του απορροφητή (absorber), και "f" για το ρευστό (fluid). Ακολουθεί ο δείκτης της χωρικής διακριτοποίησης της διάστασης z, χωρισμένος με χόμμα από το συμβολισμό του υπο-πεδίου, ενώ για την χρονιχή διαχριτοποίηση, τοποθετείται ο εχθέτης 'ο' για να δηλώσει το μέγεθος της προηγούμενης χρονιχής στιγμής. Για παράδειγμα η πίεση του i-οστού όγχου ελέγχου του πεδίου ροής στο προηγούμενο χρονικό βήμα, συμβολίζεται ως $p_{f,i}^{a}$, ενώ η θερμοκρασία του δεύτερου όγκου ελέγχου του τοιχώματος του απορροφητή στο θεωρούμενο χρονικό βήμα, συμβολίζεται ως $T_{\rm a,2}$. Οι παραδοχές από τις οποίες

•	•]	•	•	•	•]	•	•
•	•]	•	•	•	•]	•	•
•		•	•		•	•			•

Σχήμα 9.1: Πλέγμα διακριτοποίησης του σωλήνα υποδοχής.

διέπεται το μαθηματικό μοντέλο είναι ιδιαίτερα σημαντικές, και συνοψίζονται στις εξής:

- Τα συστήματα παρακολούθησης της θέσης του ήλιου θεωρούνται ιδανικά.
- Η επιφάνεια του κατόπτρου θεωρείται κατοπτρικά ανακλαστική.
- Η ροή στο εσωτερικό του απορροφητή θεωρείται μονοδιάστατη.
- Οι συστολοδιαστολές των υλικών του συλλέκτη θεωρούνται αμελητέες.

- Οι απώλειες θερμότητας λόγω αγωγής στα σημεία στήριξης του σωλήνα υποδοχής θεωρούνται αμελητέες.
- Η τραχύτητα του υλικού του απορροφητή θεωρείται ομοιόμορφη.
- Δεν μοντελοποιούνται τα διάχενα μεταξύ των συλλεχτών (εφόσον υπάρχουν)

9.2 Ηλιακή θερμική ανάλυση

Η πηγή ενέργειας του μοντελοποιούμενου συστήματος είναι η ηλιαχή ενέργεια. Συνεπώς, η ηλιαχή θερμιχή ανάλυση, είναι ιδιαίτερα σημαντιχή. Ουσιαστιχά, σε αυτή την υπορουτίνα υπολογίζεται η ωφέλιμη ηλιαχή ενέργεια, δηλαδή το ποσοστό της προσπίπτουσας ηλιαχής αχτινοβολίας που χαταλήγει στον απορροφητή χωρίς τις θερμιχές απώλειες.

Η ενέργεια που καταλήγει στον απορροφητή, υπολογίζεται βάση της εξίσωσης της οπτικής μοντελοποίησης (Εξίσωση 4.1) ενώ εκτενέστερη αναφορά σχετικά με την οπτική απόδοση γίνεται στο Κεφάλαιο 4. Όσον αφορά στον υπολογισμό της ωφέλιμης ενέργειας που καταλήγει στον απορροφητή, χρησιμοποιείται η εξίσωση της θερμικής μοντελοποίησης (Εξίσωση 6.8).

Για λόγους συνοχής του κειμένου παρατίθενται και παρακάτω οι δύο βασικές εξισώσεις, της απόδοσης του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη:

$$S_{a} = I_{b} r(\psi \tau \alpha)_{n} K_{\psi \tau \alpha}(\theta) \tag{9.1}$$

$$\dot{q}_u = CrS_a - h_{rad,a-c}(T_a - T_c) \tag{9.2}$$

όπου $h_{rad,a-c}$, ο συντελεστής θερμιχής αχτινοβολίας από τον απορροφητή στο χάλυμμα, ο οποίος ισούται με:

$$h_{rad,a-c} = \frac{\sigma(T_a^2 + T_c^2)(T_a + T_c)}{\frac{1-\epsilon_a}{\epsilon_a} + \frac{1}{F_{ac}} + \frac{(1-\epsilon_c)D_{a,ext}}{\epsilon_c D_{c,int}}}$$
(9.3)

9.3 Ανάλυση ροής θερμικού μέσου

Η αριθμητική ανάλυση της ροής του θερμικού μέσου έγινε με χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων όγκων. Σύμφωνα με την μέθοδο αυτή, οι ολοκληρωτικές εξισώσεις της συνέχειας, της ορμής και της μάζας, διακριτοποιούνται με βάση ένα δομημένο καρτεσιανό πλέγμα στην διάσταση της ροής (zδιάσταση). Βάση του πλέγματος, ο σωλήνας μήκους L, διακριτοποιείται σε n_z όγκους ελέγχου, (άρα $n_z + 1$ κόμβους στις ακμές των όγκων ελέγχου), ο καθένας από τους οποίους έχει μήκος $\Delta z = L/(n_z)$. Έτσι, τα ζητούμενα μεγέθη στην επιφάνεια εξόδου κάθε όγκου ελέγχου (εξερχόμενη ροή μάζας, πίεση και ενθαλπία) υπολογίζονται από την επαναληπτική επίλυση των διακριτοποιημένων Εξισώσεων 7.2, 7.3 και 7.5 κατά την κατεύθυνση της ροής, με τη χρήση των αρχικών συνθηκών (τιμές των μεγεθών του πεδίου ροής στην προηγούμενη χρονική στιγμή) και των οριακών συνθηκών (τιμές εισερχόμενων μεγεθών και τιμή της ροής θερμότητας από τα τοιχώματα του απορροφητή προς το ρευστό). Τα υπολογισμένα μεγέθη στην επιφάνεια εξόδου του όγκου ελέγχου, αποτελούν τις τιμές εισόδου (οριακές συνθήκες) για τον υπολογισμό των μεγεθών στον επόμενο όγκο ελέγχου, μέχρις ότου να σαρωθεί όλο το πεδίο ροής (ολόκληρο το μήκος του σωλήνα). Έτσι, η εξερχόμενη ροή μάζας του *i*-οστού όγκου ελέγχου κατά την θεωρούμενη χρονική στιγμή (\dot{m}_{i+1}), υπολογίζεται από την διακριτοποιημένη μορφή της ολοκληρωτικής εξίσωσης της συνέχειας (Εξίσωση 7.2), ως εξής:

$$\frac{d}{dt} \iiint_{CV} \rho dV + \oiint_{CS} \rho(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d\rho}{dt} \iiint_{CV} dV + \oiint_{i+1} \rho \boldsymbol{v} dA - \oiint_{i} \rho \boldsymbol{v} dA = 0$$

η οποία με πίσω διαφόριση στην διάσταση του χρόνου παίρνει την μορφή:

$$\frac{\bar{\rho}_{tp} - \bar{\rho}_{tp}^{o}}{\Delta t} A_{tf} \Delta z + \frac{\dot{m}_{i+1}}{A_{tf}} \oint_{i+1} dA - \frac{\dot{m}_i}{A_{tf}} \oint_i dA = 0$$
$$\Rightarrow \frac{\bar{\rho}_{tp} - \bar{\rho}_{tp}^{o}}{\Delta t} A_{tf} \Delta z + \dot{m}_{i+1} - \dot{m}_i = 0$$

χαι επιλύοντας ως προς \dot{m}_{i+1} έχουμε:

$$\dot{m}_{i+1} = \dot{m}_i - \frac{\bar{\rho}_{tp} - \bar{\rho}_{tp}^o}{\Delta t} A_{tf} \Delta z \tag{9.4}$$

όπου ρ_{tp} είναι η πυχνότητα του ρευστού όταν αποτελείται από υγρή και α
έρια φάση η οποία υπολογίζεται ως

$$\rho_{tp} = \varepsilon_g \rho_g + (1 - \varepsilon_g) \rho_l. \tag{9.5}$$

Όσον αφορά στην εξερχόμενη πίεση του *i*-οστού όγχου ελέγχου χατά την θεωρούμενη χρονιχή στιγμή, υπολογίζεται από την διαχριτοποιημένη μορφή της ολοχληρωτιχής εξίσωσης της ορμής (E-

ξίσωση 7.3), ως εξής:

$$\frac{d}{dt} \iiint_{CV} \boldsymbol{v} \rho dV + \oiint_{CS} \boldsymbol{v} \rho (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA = - \iiint_{CV} \boldsymbol{g} \rho dV + \oiint_{CS} (-\boldsymbol{n}) p dA - - \oiint_{CS} (\boldsymbol{n} \cdot \Delta \bar{p}_{fric}) dA$$

$$\Rightarrow \frac{1}{A_{tf}} \frac{d\dot{m}}{dt} \iiint_{CV} dV + \frac{1}{A_{tf}} \oiint_{i+1} \dot{m} \upsilon dA - \frac{1}{A_{tf}} \oiint_{i} \dot{m} \upsilon dA = -g\rho_{tp} \sin \Phi \iiint_{CV} dV + \oiint_{i} p dA - \iint_{i} p dA - \oint_{i+1} p dA - \Delta \bar{p}_{fric} \pi D_{abs,int} \Delta z$$

$$\Rightarrow \frac{\dot{m}_i - \dot{m}_i^o}{\Delta t} \Delta z + \bar{m}_{i+1} v_{tp,i+1} - \bar{m}_i v_{tp,i} = -g\bar{\rho}_{tp} \sin \Phi A_{tf} \Delta z + p_i A_{tf} - p_{i+1} A_{tf} - \Delta \bar{p}_{fric} \pi D_{a,int} \Delta z$$

όπου $\Delta \bar{p}_{fric}$ είναι ο συντελεστής τριβής, ο υπολογισμός του οποίου περιγράφεται στην επόμενη υποενότητα, σχετικά με τους εμπειρικούς συντελεστές ροής. Επιλύοντας ως προς p_{i+1} προκύπτει:

$$p_{i+1}A_{tf} = p_i A_{tf} - \left(\dot{m}\upsilon_{tp}\right)_{i+1} + \left(\dot{m}\upsilon_{tp}\right)_i - \frac{\dot{\bar{m}}_i - \dot{\bar{m}}_i^o}{\Delta t} \Delta z - g\bar{\rho}_{tp}\sin\Phi A_{tf}\Delta z - \Delta\bar{p}_{fric}\pi D_{a,int}\Delta z$$

$$\Rightarrow p_{i+1} = p_i - \frac{(\dot{m}\upsilon_{tp})_{i+1} - (\dot{m}\upsilon_{tp})_i}{A_{tf}} - \frac{\ddot{m}_i - \bar{m}_i^o}{\Delta t} \frac{\Delta z}{A_{tf}} - g\bar{\rho}_{tp}\sin\Phi\Delta z - \frac{\Delta\bar{p}_{fric}\pi D_{a,int}\Delta z}{A_{tf}}$$

Έτσι, η διαχριτοποιημένη μορφή της Εξίσωσης Ορμής έχει την παραχάτω μορφή:

$$\Rightarrow p_{i+1} = p_i - \frac{\Delta z}{A_{tf}} \left[\frac{(\bar{m}\upsilon_{tp})_{i+1} - (\bar{m}\upsilon_{tp})_i}{\Delta z} + \frac{\bar{m}_i - \bar{m}_i^o}{\Delta t} \frac{\Delta z}{A_{tf}} + g\rho_{tp}\sin\Phi A_{tf} - \Delta\bar{p}_{fric}\pi D_{a,int} \right]$$
(9.6)

όπου η ταχύτητα του ρευστού σε διπλή φάση, υπολογίζεται ως εξής:

$$v_{tp} = xv_g + (1 - x)v_l \tag{9.7}$$

ενώ, υ_g η ταχύτητα της α
έριας φάσης, που υπολογίζεται από την παραχάτω εξίσωση

$$\upsilon_g = \left[\frac{\dot{m}x}{\rho_g \varepsilon_g A_{tf}}\right] \tag{9.8}$$

και υι η ταχύτητα της υγρής φάσης, που υπολογίζεται ως εξής:

$$\upsilon_l = \left[\frac{\dot{m}(1-x)}{\rho_l(1-\varepsilon_g)A_{tf}}\right] \tag{9.9}$$

Για τον υπολογισμό της εξερχόμενης ενθαλπίας του ρευστού του *i*-οστού όγχου ελέγχου χατά την θεωρούμενη χρονιχή στιγμή, υπολογίζεται από την διαχριτοποιημένη μορφή της ολοχληρωτιχής εξίσωσης της ενέργειας (Εξίσωση 7.5), στην οποία αντιχαθίσταται η ειδιχή ενέργεια με $e = H - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz$, χαθώς μας ενδιαφέρει η επίλυση ως προς την ειδιχή ενθαλπία (*H*), οπότε η ολοχληρωτιχή εξίσωση ενέργειας μετατρέπεται στην παραχάτω μορφή:

$$\frac{d}{dt} \iiint_{CV} e\rho dV + \oiint_{CS} e\rho (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA = \dot{Q}_{conv, \mathbf{a}-f}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} \iiint_{CV} \left(H - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right) \rho dV + \oiint_{CS} \left(H - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right) \rho(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA = \dot{Q}_{conv, \mathbf{a} - f}$$
$$\Rightarrow \frac{d}{dt} \iiint_{CV} \left(\rho H - p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho gz \right) dV + \oiint_{CS} \left(H - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right) \rho(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n}) dA = \dot{Q}_{conv, \mathbf{a} - f}$$

Επίσης, ισχύει $\dot{m}/A_{tf} = \rho v$ και ότι ο όγκος του όγκου ελέγχου ισούται με $V = A_{tf}\Delta z$, οπότε αντικαθιστώντας τα παραπάνω, προκύπτει:

$$\begin{split} \frac{d}{dt} \iiint_{CV} \left(\rho H - p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g z\right) dV + \oiint_{i+1} \left(\frac{\dot{m}H}{A_{tf}} - pv + \frac{\dot{m}v^2}{2A_{tf}} + \frac{\dot{m}g\sin\Phi\Delta z}{2A_{tf}}\right) dA \\ - \oiint_i \left(\frac{\dot{m}H}{A_{tf}} - pv + \frac{\dot{m}v^2}{2A_{tf}} - \frac{\dot{m}g\sin\Phi\Delta z}{2A_{tf}}\right) dA = \dot{Q}_{conv,\mathrm{a}-f} \end{split}$$

Ενώ διακριτοποιώντας την παραπάνω εξίσωση προκύπτει:

$$\frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \left\{ \left[(\bar{\rho}\bar{H}) - (\bar{\rho}\bar{H})^o \right] - (\bar{p} - \bar{p}^o) + \left[\left(\frac{\bar{\rho}\bar{v}^2}{2} \right) - \left(\frac{\bar{\rho}\bar{v}^2}{2} \right)^o \right] + \frac{(\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z}{2} \right\} + \dot{m}_{i+1}H_{i+1} \\ - A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + \frac{\dot{m}_{i+1}v_{i+1}^2}{2} + \frac{\dot{m}_{i+1}g\sin\Phi\Delta z}{2} - \left(m_iH_i - A_{tf}p_iv_i + \frac{\dot{m}_iv_i^2}{2} - \frac{\dot{m}_ig\sin\Phi\Delta z}{2} \right) = \dot{Q}_{conv,\mathrm{a-f}}$$

$$\Rightarrow \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \left\{ 2[(\bar{\rho}\bar{H}) - (\bar{\rho}\bar{H})^{o}] - 2(\bar{\rho} - \bar{\rho}^{o}) + [(\bar{\rho}\bar{v}^{2}) - (\bar{\rho}\bar{v}^{2})^{o}] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^{o})g\sin\Phi\Delta z \right\} + 2\dot{m}_{i+1}H_{i+1} - 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + \dot{m}_{i+1}v_{i+1}^{2} + \dot{m}_{i+1}g\sin\Phi\Delta z - 2m_{i}H_{i} + 2A_{tf}p_{i}v_{i} - \dot{m}_{i}v_{i}^{2} + \dot{m}_{i}g\sin\Phi\Delta z = 2\dot{Q}_{conv,\mathrm{a}-f}$$

$$\Rightarrow \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \left\{ 2\bar{\rho} \left(\frac{H_i + H_{i+1}}{2} \right) - 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - 2(\bar{p} - \bar{p}^o) + \left[(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o \right] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z \right\} + 2\dot{m}_{i+1}H_{i+1} - 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + \dot{m}_{i+1}v_{i+1}^2 + \dot{m}_{i+1}g\sin\Phi\Delta z - 2m_iH_i + 2A_{tf}p_iv_i - \dot{m}_iv_i^2 + \dot{m}_ig\sin\Phi\Delta z = 2\dot{Q}_{conv,a-f}$$

$$\Rightarrow \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \left\{ \bar{\rho}H_i + \bar{\rho}H_{i+1} - 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - 2(\bar{p} - \bar{p}^o) + [(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z \right\} + 2\dot{m}_{i+1}H_{i+1} - 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + \dot{m}_{i+1}v_{i+1}^2 + \dot{m}_{i+1}g\sin\Phi\Delta z - 2m_iH_i + 2A_{tf}p_iv_i - \dot{m}_iv_i^2 + \dot{m}_ig\sin\Phi\Delta z = 2\dot{Q}_{conv,a-f}$$

Στην συνέχεια, επιλύοντας ως προς H_{i+1} η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}H_{i+1} + 2\dot{m}_{i+1}H_{i+1} &= 2\dot{Q}_{conv,\mathbf{a}-f} - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \begin{cases} \rho H_i - 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - 2(\bar{p} - \bar{p}^o) \\ +[(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z \end{cases} \\ \\ &+ 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} - \dot{m}_{i+1}v_{i+1}^2 - \dot{m}_{i+1}g\sin\Phi\Delta z + 2m_iH_i \\ -2A_{tf}p_iv_i + \dot{m}_iv_i^2 - \dot{m}_ig\sin\Phi\Delta z \end{aligned}$$

Παρακάτω, δημιουργείται μία κομψή επίλυση, ομαδοποιώντας τους συντελεστές των όρων m_{i+1} , m_i και $A_{tf}\Delta z/\Delta t$, ενώ παράλληλα ο όρος $2\dot{m}_{i+1}H_{i+1}$, αντικαθίσταται με $\dot{m}_{i+1}H_{i+1} + \dot{m}_{i+1}H_{i+1}$, η μία ροή μάζας εκ των οποίων μετατρέπεται σε \dot{m}_i , χρησιμοποιώντας την Εξίσωση 9.4.

$$\begin{aligned} \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}H_{i+1} + \dot{m}_{i+1}H_{i+1} + \dot{m}_{i+1}H_{i+1} &= 2\dot{Q}_{conv,\mathrm{a}-f} - \dot{m}_{i+1}\{v_{i+1}^2 + g\sin\Phi\Delta z\} + \dot{m}_i\{v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + 2H_i\} \\ &- \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \left\{ \begin{array}{c} \rho H_i - 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - 2(\bar{p} - \bar{p}^o) \\ +[(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z \end{array} \right\} + \\ &+ 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + -2A_{tf}p_iv_i\end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}H_{i+1} + \left[\dot{m}_i - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}(\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)\right]H_{i+1} + \dot{m}_{i+1}H_{i+1} = 2\dot{Q}_{conv,a-f} - \dot{m}_{i+1}\{v_{i+1}^2 + g\sin\theta\Delta z\} + \\ + \dot{m}_i\{v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + H_i\} + m_iH_i - \\ - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\left\{\bar{\rho}H_i - 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - 2(\bar{p} - \bar{p}^o) + [(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] + (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z\right\} + \\ + 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + -2A_{tf}p_iv_i$$

$$\begin{split} H_{i+1}\left\{\dot{m}_i + \dot{m}_{i+1} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}^o\right\} &= 2\dot{Q}_{conv,\mathrm{a}-f} - \dot{m}_{i+1}\{v_{i+1}^2 + g\sin\Phi\Delta z\} + \dot{m}_i\{v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + H_i\} + \\ &+ \left[m_{i+1} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}(\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)\right]H_i + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\{2(\bar{p} - \bar{p}^o) - [(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o]\} - \\ &- \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}H_i + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}2(\bar{\rho}\bar{H})^o - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}(\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z + \\ &+ 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + -2A_{tf}p_iv_i \end{split}$$

$$\Rightarrow H_{i+1} \left\{ \dot{m}_i + \dot{m}_{i+1} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \bar{\rho}^o \right\} = 2\dot{Q}_{conv,a-f} - \dot{m}_{i+1} \{ v_{i+1}^2 + g\sin\Phi\Delta z \} + \dot{m}_i \{ v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + H_i \} + \\ + m_{i+1}H_i + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)H_i + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \{ 2(\bar{p} - \bar{p}^o) - [(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] \} - \\ - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \bar{\rho}H_i + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} 2(\bar{\rho}\bar{H})^o - \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z + \\ + 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + -2A_{tf}p_iv_i$$

$$\Rightarrow H_{i+1} \left\{ \dot{m}_i + \dot{m}_{i+1} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \bar{\rho}^o \right\} = 2\dot{Q}_{conv,a-f} - \dot{m}_{i+1} \{ v_{i+1}^2 + g\sin\Phi\Delta z - H_i \} + \dot{m}_i \{ v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + H_i \} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} \{ 2(\bar{p} - \bar{p}^o) - \bar{\rho}^o(H_i - 2\bar{H}^o) - [(\bar{\rho}\bar{v}^2) - (\bar{\rho}\bar{v}^2)^o] \} - \left\{ \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o)g\sin\Phi\Delta z + 2A_{tf}p_{i+1}v_{i+1} + -2A_{tf}p_iv_i \} \right\}$$

Έτσι, η τελική μορφή της διακριτοποιημένης εξίσωσης ενέργειας είναι:

$$H_{i+1} = \frac{2\dot{Q}_{conv,a-f} - \dot{m}_{i+1}a1 + \dot{m}_{i}a2 + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}a3 - a4}{\dot{m}_{i} + \dot{m}_{i+1} + \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t}\bar{\rho}^{o}}$$
(9.10)

όπου

$$a1 = v_{i+1}^2 + g\sin\Phi\Delta z - H_i \tag{9.11}$$

$$a2 = v_i^2 - g\sin\Phi\Delta z + H_i \tag{9.12}$$

$$a3 = 2(\bar{p} - \bar{p}^{o}) - \bar{\rho}^{o}(H_{i} - 2\bar{H}^{o}) - [(\bar{\rho}\bar{v}^{2}) - (\bar{\rho}\bar{v}^{2})^{o}]$$
(9.13)

$$a4 = \frac{A_{tf}\Delta z}{\Delta t} (\bar{\rho} - \bar{\rho}^o) g \sin \Phi \Delta z + 2A_{tf} p_{i+1} v_{i+1} + -2A_{tf} p_i v_i$$
(9.14)

$$\dot{Q}_{conv,\mathrm{a}-f} = \bar{h}_f \pi D_{a,int} \Delta z (T_{a,i} - \bar{T}_f) \tag{9.15}$$

όπου \bar{h}_f είναι ο συντελεστής συναγωγής λόγω της ροής του ρευστού στο εσωτερικό του απορροφητή, ο υπολογισμός του οποίου περιγράφεται στην επόμενη υποενότητα, σχετικά με τους εμπειρικούς συντελεστές ροής.

9.3.1 Εμπειρικοί συντελεστές ροής

Στην παραπάνω ενότητα παρουσιάστηκε η μεθοδολογία διακριτοποίησης των ολοκληρωτικών εξισώσεων συνέχειας, ορμής και ενέργειας, βάση των οποίων υπολογίζονται η κατανομή της ροής μάζας, της πίεσης και της ενθαλπίας του ρευστού, σε όλο το μήκος του απορροφητή. Στην συνέχεια, από την πίεση και την ενθαλπία, υπολογίζεται η κατανομή της θερμοκρασίας του ρευστού. Βέβαια, η ολοκλήρωση της ανάλυσης της ροής απαιτεί κάποια επιπλέον πληροφορία, η οποία εξάγεται με την χρήση εμπειρικών συντελεστών διαθέσιμων στην βιβλιογραφία, οι οποίοι είναι διαφορετικοί στις περιπτώσεις (α) της μονής φάσης (υπόψυκτο υγρό ή υπέρθερμος ατμός) και (β) της διπλής φάσης (υγρός ατμός). Ο υπολογισμός των εμπειρικών συντελεστών για τις δύο περιπτώσεις παρουσιάζεται στις παρακάτω υποενότητες.

Ροή μονής φάσης

Στην περίπτωση της ροής μονής φάσης, απαιτείται ο υπολογισμός, τόσο του συντελεστή συναγωγής στο εσωτερικό του σωλήνα (\bar{h}_f) , ο οποίος είναι απαραίτητος για την εκτίμηση της θερμότητας που καταλήγει από τον απορροφητή στο ρευστό, όσο και του συντελεστή τριβής $(\Delta \bar{p}_{fric})$, ο οποίος συμβάλει στην πτώση πίεσης στο εσωτερικό του απορροφητή. Από τους διαθέσιμους στην βιβλιογραφία εμπειρικούς συντελεστές, επιλέχτηκαν οι προτεινόμενοι συντελεστές από τον Garcia-Valladares [11], ο οποίος σε σχετική εργασία του, κατέληξε σε αυτούς μετά από δοκιμές. Έτσι, για τον υπολογισμό του συντελεστή συναγωγής στο εσωτερικό κυλινδρικού σωλήνα, χρήσιμοποιείται ο συντελεστής Nu

του Grielinski [12], ο οποίος περιγράφεται στην Εξίσωση 9.16.

$$Nu = \frac{(C/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7\sqrt{(C/8)}(Pr^{2/3} - 1)},$$
(9.16)

όπου

$$C = (1.82 \log_{10} Re - 1.64)^{-2}.$$
(9.17)

Έτσι, ο συντελεστής συναγωγής στο εσωτερικό του απορροφητή ισούται με:

$$\bar{h}_f = \bar{N}u \frac{\bar{k}_f}{D_{a,int}} \tag{9.18}$$

Για τον υπολογισμό του συντελεστη τριβής χρησιμοποιήθηκε η προτεινόμενη από τον Churchill [1] εξίσωση (Εξίσωση 9.19).

$$(fr) = 2\left[\left(\frac{8}{Re}\right)^{12} + \frac{1}{(E+F)^{3/2}}\right]^{1/12}$$
(9.19)

όπου

$$E = \left\{ 2.457 \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{Re}\right)^{0.9} + 0.27 \frac{\xi}{D_{a,int}}} \right] \right\}^{16}$$
(9.20)

$$F = \left(\frac{37530}{Re}\right)^{16} \tag{9.21}$$

Οπότε, οι τριβές του ρευστού στα τοιχώματα του απορροφητή, υπολογίζονται από την Εξίσωση 9.22, ως συνάρτηση του συντελεστή τριβής (fr).

$$\Delta \bar{p}_{l,fric} = \frac{(fr)\bar{m}^2}{8\bar{\rho}A_{t,f}^2} \tag{9.22}$$

Ροή διπλής φάσης

Στην περίπτωση της ροής διπλής φάσης, εκτός από την εκτίμηση του συντελεστή τριβής και του συντελεστή συναγωγής, απαιτείται η χρήση ενός επιπλέον εμπειρικού συντελεστή, για τον υπολογισμό του ποσοστού της υγρής με την αέρια φάση (void fraction - ε_g). Στην διπλή φάση η ποσοτικοποίηση του ε_g είναι ιδιαίτερα σημαντική, και γίνεται με την Εξίσωση 8.1. Επίσης, για την εκτίμηση του συντελεστή συναγωγής, χρησιμοποιείται η μοντελοποίηση των Wojtan, Ursenbacher και Thome [24], η οποία περιγράφεται στο Κεφάλαιο 8. Όπως έχει προαναφερθεί, σύμφωνα με την ποιότητα του ατμού

και την ταχύτητα του ρευστού, για καθεμία από τις οποίες ο συντελεστής συναγωγής υπολογίζεται διαφορετικά. Οι λεπτομερείς εξισώσεις της μεθοδολογίας παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 8. Αχόμη, ο συντελεστής τριβής (friction factor - f) υπολογίζεται από τον συντελεστή του Churchill, όπως και στην μονή φάση, με την διαφορά ότι στην διπλή φάση ο συντελεστής τριβής πολλαπλασιάζεται με τον διορθωτικό παράγοντα Φ_{Fr} , όπως ορίστηκε από τον Friedel [10], ο οποίος υπολογίζεται από την Εξίσωση 9.23:

$$\Phi_{Fr}^2 = \phi_1 + \frac{3.24\phi_2\phi_3}{Fr_H^{0.045}We_L^{0.035}}$$
(9.23)

όπου Fr_H είναι ο ομογενής αριθμός Froude, και We_L ο αριθμός Weber της υγρής φάσης, οι οποίοι υποογίζονται από τις Εξισώσεις 9.24 και 9.25, αντίστοιχα.

$$Fr_H = \frac{\dot{m}^2}{gD_{a,int}\rho_H^2} \tag{9.24}$$

$$We_L = \frac{\dot{m}^2 D_{a,int}}{\Gamma \rho_H} \tag{9.25}$$

όπου ρ_H είναι η ομογενής πυχνότητα και υπολογίζεται από την Εξίσωση 9.26.

$$\rho_H = \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}\right)^{-1}.$$
(9.26)

Οι συντελεστές ϕ_1 , ϕ_2 και ϕ_3 υπολογίζονται από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\phi_1 = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_l f_g}{\rho_g f_l} \tag{9.27}$$

$$\phi_2 = x^{0.78} (1-x)^{0.224} \tag{9.28}$$

$$\phi_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.7} \tag{9.29}$$

με

$$f = \frac{0.079}{Re^{0.25}}.\tag{9.30}$$

Η μέθοδος του Friedel εφαρμόζεται όταν ο λόγος (μ_l/μ_g) έχει τιμή μικρότερη από 1000, γεγονός που ισχύει στην παρούσα εφαρμογή.

9.4 Μοντελοποίηση μετάδοσης θερμότητας στον απορροφητή

Απαραίτητη προϋπόθεση για τον υπολογισμό των απωλειών θερμότητας στον απορροφητή, είναι η εξαγωγή της κατανομής των θερμοκρασιών σε όλο το μήκος του. Έτσι, υποθέτοντας μονοδιάστατη μεταφορά θερμότητας κατά την διάσταση z, η μεταφορά θερμότητας με αγωγή στο υλικό του απορροφητή μοντελοποιείται με χρήση της Εξίσωσης Αγωγής (ή αλλιώς Εξίσωση Fourier). Έτσι, από το ισοζύγιο ενέργειας στον όγκο ελέγχου, υπολογίζεται η κατανομή των θερμοκρασιών στον απορροφητή, βάση της παρακάτω εξίσωσης:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -k \oint_{CS} \nabla T dA \tag{9.31}$$

Παρά το γεγονός ότι η ηλιαχή αχτινοβολία δεν προσπίπτει ομοιόμορφα στην περίμετρο του χιλυνδριχού σωλήνα, το μιχρό μέγεθος της διαμέτρου χαι η χαμηλή θερμιχή αγωγιμότητα του τοιχώματος, χαθιστούν ιχανοποιητική την μονοδιάστατη ανάλυση με την Εξίσωση Αγωγής Fourier. Η διαχριτοποίηση της Εξίσωσης 9.31 γίνεται για χάθε όγχο ελέγχου του πλέγματος που απειχονίζεται στο Σχήμα 9.2, όπου με *i* συμβολίζεται ο χεντριχός χόμβος (θεωρούμενος όγχος ελέγχου), με *i* – 1 χαι *i* + 1 οι γειτονιχοί χόμβοι, με e, n, w χαι s, συμβολίζονται η ανατολιχή, βόρεια, δυτιχή χαι νότια επιφάνεια ελέγχου (Control Surface - CS), αντίστοιχα, ενώ με βέλη απειχονίζονται οι ροές θερμότητας και οι φορές αναφοράς τους, για χάθε επιφάνεια ελέγχου του θεωρούμενου χόμβου. Επίσης, η νότια επιφάνεια ελέγχου (s), έρχεται σε επαφή με το θερμιχό μέσο, ενώ η βόρεια (n) με το χενό αέρος χαι μετά το γυάλινο χάλυμμα. Η μεθοδολογία επίλυσης χαι διαχριτοποίησης της ολοχληρωτιχής εξίσωσης



Σχήμα 9.2: Όγκος ελέγχου τοιχώματος απορροφητή.

αγωγής, όπου i είναι κάθε φορά ο θεωρούμενος όγκος ελέγχου, και ισχύει για κάθε εσωτερικό κόμβο

 $(2 \leq i \leq n_z - 1)$ του τοιχώματος του απορροφητή παρουσιάζεται παρα
κάτω:

$$\begin{split} \tilde{\hat{q}}_s \pi D_{a,int} \Delta z &- \tilde{\hat{q}}_n \pi D_{a,ext} \Delta z + (\tilde{\hat{q}}_w - \tilde{\hat{q}}_e) A_{t,a} = m \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} \\ \Rightarrow \bar{h}_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z (\bar{T}_{f,i} - T_{a,i}) + \tilde{\hat{q}}_u \pi D_{a,ext} \Delta z + k_w A_{t,a} \frac{T_{a,i-1} - T_{a,i}}{\Delta z} \\ &- k_e A_{t,a} \frac{T_{a,i} - T_{a,i+1}}{\Delta z} = \rho C_p A_{t,a} \Delta z \frac{T_{a,i} - T_{a,i}}{\Delta t} \end{split}$$

Λύνοντας ως προς $T_{a,i}$:

$$-T_{a,i} \left(\begin{array}{c} h_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z + k_w \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \\ +k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} + \rho C_p \frac{A_{t,a} \Delta z}{\Delta t} \end{array} \right) = -\bar{h}_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z \bar{T}_{f,i} - \tilde{q}_u \pi D_{a,ext} \Delta z - k_w \frac{T_{a,i-1}}{\Delta z} - k_e \frac{T_{a,i+1}}{\Delta z} - \rho C_p V \frac{T_{a,i}^o}{\Delta t}$$

$$\Rightarrow T_{a,i} \left\{ \begin{array}{l} h_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z + k_w \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \\ + k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} + \rho C_p \frac{A_{t,a} \Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\} = T_{a,i+1} \left\{ k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \right\} + T_{a,i-1} \left\{ k_w \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \right\} + \\ + \left\{ \bar{h}_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z \bar{T}_{f,i} + \tilde{q}_u \pi D_{a,ext} \Delta z + \rho C_p A_{t,a} \Delta z \frac{T_{a,i}^o}{\Delta t} \right\}$$

Η παραπάνω εξίσωση συνοψίζεται στην εξής χομψή μορφή:

$$a_{a,i}T_{a,i} = b_{a,i}T_{a,i+1} + c_{a,i}T_{a,i-1} + d_{a,i}$$
(9.32)

όπου

$$a_{a,i} = \bar{h}_{f,i} \pi D_{a,int} \Delta z + b_i + c_i + \rho C_p \frac{A_{t,a} \Delta z}{\Delta t}$$
(9.33)

$$b_{a,i} = k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \tag{9.34}$$

$$c_{a,i} = k_w \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \tag{9.35}$$

$$d_{a,i} = \bar{h}_{f,i}\pi D_{a,int}\Delta z \bar{T}_{f,i} + \tilde{\dot{q}}_u\pi D_{a,ext}\Delta z + \rho C_p A_{t,a}\Delta z \frac{T_{a,i}^o}{\Delta t}$$
(9.36)

Βέβαια, για τον πρώτο (i = 1) και τον τελευταίο κόμβο $(i = n_z)$ του τοιχώματος του απορροφητή, δεν ισχύει η παραπάνω εξίσωση, καθώς έχει αμεληθεί η μεταφορά θερμότητας με αγωγή στα άκρα του σωλήνα απορρόφησης. Συνεπώς, για τον πρώτο όγκο ελέγχου, η ροή από την δυτική επιφάνεια ελέγχου είναι μηδενική, καθώς έρχεται σε επαφή με αδιαβατικό τοίχωμα, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 9.3. Συνεπώς, το ισοζύγιο ενέργειας στον κόμβο αυτό, αναλύεται ως εξής:



Σχήμα 9.3: Πρώτος όγκος ελέγχου τοιχώματος απορροφητή.

$$\begin{split} \tilde{\dot{q}}_s \pi D_{a,int} \Delta z - \tilde{\dot{q}}_n \pi D_{a,ext} \Delta z - \tilde{\dot{q}}_e A_{t,a} &= m \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} \\ \Rightarrow \bar{h}_{f,1} \pi D_{a,int} \Delta z (\bar{T}_{f,1} - T_{a,1}) + \tilde{\dot{q}}_u \pi D_{a,ext} \Delta z - k_e A_{t,a} \frac{T_{a,1} - T_{a,2}}{\Delta z} &= \rho C_p A_{t,a} \Delta z \frac{T_{a,1} - T_{a,1}^o}{\Delta t} \end{split}$$

Λύνοντας ως προς $T_{a,1}$:

$$-T_{a,1} \left\{ \begin{array}{c} h_{f,1}\pi D_{a,int}\Delta z \\ +k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} + \rho C_p \frac{A_{t,a}\Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\} = -\bar{h}_{f,1}\pi D_{a,int}\Delta z \bar{T}_{f,1} - \tilde{\dot{q}}_u \pi D_{a,ext}\Delta z - k_e \frac{T_{a,2}}{\Delta z} - \rho C_p V \frac{T_{a,1}^o}{\Delta t} \\ \Rightarrow T_{a,1} \left\{ \begin{array}{c} h_{f,1}\pi D_{a,int}\Delta z \\ +k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} + \rho C_p \frac{A_{t,a}\Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\} = T_{a,2} \left\{ k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} \bar{h}_{f,1}\pi D_{a,int}\Delta z \bar{T}_{f,1} \\ +\tilde{\dot{q}}_u \pi D_{a,ext}\Delta z + \rho C_p V \frac{T_{a,1}^o}{\Delta t} \end{array} \right\} \right\}$$

Η παραπάνω εξίσωση συνοψίζεται στην εξής χομψή μορφή:

$$a_{a,1}T_{a,1} = b_{a,1}T_{a,2} + d_{a,1} \tag{9.37}$$

όπου

$$a_{a,i} = \bar{h}_{f,1} \pi D_{a,int} \Delta z + b_1 + \rho C_p \frac{A_{t,a} \Delta z}{\Delta t}$$
(9.38)

$$a_{a,i} = k_e \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \tag{9.39}$$

$$d_{a,1} = \bar{h}_{f,1}\pi D_{a,int}\Delta z\bar{T}_{f,1} + \tilde{\dot{q}}_u\pi D_{a,ext}\Delta z + \rho C_p V \frac{T_{a,1}^o}{\Delta t}$$
(9.40)

Αντίστοιχα, για τον τελευταίο όγκο ελέγχου ($i = n_z$), η ροή θερμότητας της ανατολικής επιφάνειας ελέγχου είναι μηδενική, καθώς έρχεται σε επαφή με αδιαβατικό τοίχωμα. Οπότε το ισοζύγιο ενέργειας στον τελευταίο όγκο ελέγχου καταλήγει στην εξής μορφή:

$$a_{a,n_z}T_{a,n_z} = c_{a,n_z}T_{a,n_z-1} + d_{a,n_z}$$
(9.41)

όπου

$$a_{a,n_z} = \bar{h}_{f,n_z} \pi D_{a,int} \Delta z + c_{n_z} + \rho C_p \frac{A_{t,a} \Delta z}{\Delta t}$$
(9.42)

$$c_{a,n_z} = k_w \frac{A_{t,a}}{\Delta z} \tag{9.43}$$

$$d_{a,n_z} = \bar{h}_{f,n_z} \pi D_{a,int} \Delta z \bar{T}_{f,n_z} + \tilde{q}_u \pi D_{a,ext} \Delta z + \rho C_p V \frac{T_{a,n_z}^o}{\Delta t}$$
(9.44)

Το σύνολο των εξισώσεων για όλους τους χόμβους του τοιχώματος του απορροφητή, συνοψίζεται στο αλγεβρικό σύστημα εξισώσεων, υπό την μορφή πίναχα:

$$\boldsymbol{A_a T_a} = \boldsymbol{B_a} \tag{9.45}$$

όπου ο τριδιαγώνιος πίναχας συντελεστών:

$$\boldsymbol{A}_{\boldsymbol{a}} = \begin{pmatrix} a_{a,1} & -b_{a,1} & 0 & \cdots & 0 \\ -c_{a,2} & a_{a,2} & -b_{a,2} & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -c_{a,n_{z}-1} & a_{a,n_{z}-1} & -b_{a,n_{z}-1} \\ 0 & \cdots & 0 & -c_{a,n_{z}} & a_{a,n_{z}} \end{pmatrix}$$
(9.46)

το γνωστό διάνυσμα στήλη του δεξιού μέλους:

$$\boldsymbol{B}_{\boldsymbol{a}} = \begin{pmatrix} d_{a,1} \\ \vdots \\ d_{a,n_z} \end{pmatrix}$$
(9.47)

και το άγνωστο διάνυσμα στήλη των θερμοκρασιών του τοιχώματος του απορροφητή:

$$\boldsymbol{T_a} = \begin{pmatrix} T_{a,1} \\ \vdots \\ T_{a,n_z} \end{pmatrix}$$
(9.48)

9.5 Μοντελοποίηση μετάδοσης θερμότητας στο χάλυμμα

Ομοίως με το τοίχωμα του απορροφητή, υλοποιείται και η μοντελοποίηση για το τοίχωμα του καλύμματος. Η μορφή του *i*-οστού όγκου ελέγχου είναι όμοια με αυτήν του Σχήματος 9.2, με την νότια επιφάνεια ελέγχου να έρχεται σε επαφη με το κενό που περικλύεται μεταξύ καλύμματος-απορροφητή, ενώ η βόρεια να έρχεται σε επαφή με τον περιβάλλοντα αέρα. Έτσι, το ισοζύγιο ενέργειας στον *i*-οστό όγκο ελέγχου, χρησιμοποιώντας την Εξίσωση Αγωγής του Fourier για την μοντελοποίηση της μονοδιάστατης αγωγής κατά μήκος του καλύμματος, για τους όγκους ελέγχου $2 \le i \le n_z - 1$ έχει την μορφή:

$$\tilde{\dot{q}}_s \pi D_{a,ext} \Delta z - \tilde{\dot{q}}_n \pi D_{c,ext} \Delta z + (\tilde{\dot{q}}_w - \tilde{\dot{q}}_e) A_{t,c} = m \frac{\partial H}{\partial t}$$
(9.49)

$$\Rightarrow h_{rad,a-c}\pi D_{a,ext}\Delta z(T_{a,i} - T_{c,i}) - h_{conv,c-amb}\pi D_{c,ext}\Delta z(T_{c,i} - T_{amb}) - h_{rad,c-sky}\pi D_{c,ext}\Delta z(T_{c,i} - T_{sky}) + + k_w A_{t,c}\frac{T_{c,i-1} - T_{c,i}}{\Delta z} - k_e A_{t,c}\frac{T_{c,i} - T_{c,i+1}}{\Delta z} = \rho C_p A_{t,c}\Delta z \frac{T_{c,i} - T_{c,i}}{\Delta t}$$

$$\Rightarrow -T_{c,i} \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z + k_w \frac{A_{t,c}}{\Delta z} + k_e \frac{A_{t,c}}{\Delta z} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\} = \\ = -T_{c,i+1} \left\{ \frac{k_e A_{t,c}}{\Delta z} \right\} - T_{c,i-1} \left\{ \frac{k_w A_{t,c}}{\Delta z} \right\} - \\ - \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z T_{a,i} + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{amb} \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{sky} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} T_{c,i}^o \end{array} \right\}$$

Η παραπάνω εξίσωση συνοψίζεται στην εξής χομψή μορφή:

$$a_{c,i}T_{c,i} = b_{c,i}T_{c,i+1} + c_{c,i}T_{c,i-1} + d_{c,i}$$
(9.50)

$$a_{c,i} = h_{rad,r-c}\pi D_{r,ext}\Delta z + h_{conv,c-amb}\pi D_{c,ext}\Delta z + h_{rad,c-sky}\pi D_{c,ext}\Delta z + b_{c,i} + c_{c,i} + \rho C_p \frac{A_{t,c}\Delta z}{\Delta t}$$

$$(9.51)$$

$$b_{c,i} = k_e \frac{A_{t,c}}{\Delta z} \tag{9.52}$$

$$c_{c,i} = k_w \frac{A_{t,c}}{\Delta z} \tag{9.53}$$

$$d_{c,i} = h_{rad,r-c} \pi D_{a,ext} \Delta z T_{a,i} + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{amb} + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{sky} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} T_{c,i}^o$$

$$(9.54)$$

$$T_{sky} = 0.0552T_{amb}^{1.5} \tag{9.55}$$

Βέβαια, και σε αυτή την περίπτωση η παραπάνω εξίσωση δεν ισχύει για τον πρώτο και τον τελευταίο όγκο ελέγχου, καθώς έχει γίνει η υπόθεση ότι η ροή θερμότητας στα άκρα του σωλήνα είναι μηδενική (αδιαβατικό τοίχωμα). Έτσι, ομοίως με την περίπτωση του απορροφητή, για τον πρώτο όγκο ελέγχου ο συντελεστής $c_{c,1}$ είναι μηδέν, ενώ για τον τελευταίο όγκο ελέγχου ο συντελεστής b_{c,n_z} είναι μηδέν. Οπότε, το ισοζύγιο ενέργειας του πρώτου όγκου ελέγχου καταλήγει στην Εξισώση 9.56,

$$a_{c,1}T_{c,1} = b_{c,1}T_{c,2} + d_{c,1} (9.56)$$

της οποίας οι συντελεστές εξάγωνται από τις Εξισώσεις 9.57, 9.58 και 9.59.

$$a_{c,1} = \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z + b_{c,1} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\}$$
(9.57)

$$b_{c,1} = k_e \frac{A_{t,c}}{\Delta z} \tag{9.58}$$

$$d_{c,1} = \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z T_{a,1} + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{amb} \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{sky} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} T_{c,1}^o \end{array} \right\}$$
(9.59)

Αντίστοιχα, το ισοζύγιο ενέργειας του τελευταίου όγχου ελέγχου να χαταλήγει στην Εξισώση 9.60,

$$a_{c,n_z}T_{c,n_z} = c_{c,n_z}T_{c,n_z-1} + d_{c,n_z}$$
(9.60)

της οποίας οι συντελεστές εξάγωνται από τις Εξισώσεις 9.61, 9.62 και 9.63.

$$a_{c,n_z} = \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z + c_{c,n_z} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} \end{array} \right\}$$
(9.61)

$$c_{c,n_z} = k_w \frac{A_{t,c}}{\Delta z} \tag{9.62}$$

$$d_{c,n_z} = \left\{ \begin{array}{l} h_{rad,a-c} \pi D_{a,ext} \Delta z T_{a,n_z} + h_{conv,c-amb} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{amb} \\ + h_{rad,c-sky} \pi D_{c,ext} \Delta z T_{sky} + \rho C_p \frac{A_{t,c} \Delta z}{\Delta t} T_{c,n_z}^o \end{array} \right\}$$
(9.63)

Το σύνολο των εξισώσεων για όλους τους κόμβους του τοιχώματος του καλύμματος, συνοψίζεται στο αλγεβρικό σύστημα εξισώσεων, υπό την μορφή πινάκων:

$$\boldsymbol{A_c T_c} = \boldsymbol{B_c} \tag{9.64}$$

όπου ο τριδιαγώνιος πίναχας συντελεστών:

$$\boldsymbol{A_{c}} = \begin{pmatrix} a_{c,1} & -b_{c,1} & 0 & \cdots & 0 \\ -c_{c,2} & a_{c,2} & -b_{c,2} & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & -c_{c,n_{z}-1} & a_{c,n_{z}-1} & -b_{c,n_{z}-1} \\ 0 & \cdots & 0 & -c_{c,n_{z}} & a_{c,n_{z}} \end{pmatrix}$$
(9.65)

το γνωστό διάνυσμα στήλη του δεξιού μέλους:

$$\boldsymbol{B_c} = \begin{pmatrix} d_{c,1} \\ \vdots \\ d_{c,n_z} \end{pmatrix}$$
(9.66)

και το άγνωστο διάνυσμα στήλη των θερμοκρασιών του τοιχώματος του καλύμματος:

$$\boldsymbol{T_c} = \begin{pmatrix} T_{c,1} \\ \vdots \\ T_{c,n_z} \end{pmatrix}$$
(9.67)

9.6 Προτεινόμενος αλγόριθμος

Ο προτεινόμενος αλγόριθμος, αποτελεί ένα «ολοχληρωμένο» εργαλείο προσομοίωσης της τεχνολογίας των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών. Ο προσδιορισμός «ολοχληρωμένο», έγχειται στο πλεονέχτημα

του μοντέλου να προσομοιώνει την συγκεκριμένη τεχνολογία, ανεξάρτητα από το θερμικό ρευστό (μονή φάση με νερό ή θερμικό έλαιο, αλλά και απευθείας παραγωγή ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή) και από τα υλικά του συλλέκτη. Ακόμη, έχει την δυνατότητα να μοντελοποιεί οποιοδήποτε από τα ευρέως διαδεδομένα συστήματα παρακολούθησης, με χρήση δεδομένων ολικής ακτινοβολίας σε οριζόντιο επίπεδο, καθώς ενσωματώνει μοντέλα διαχωρισμού της ολικής ηλιακής ακτινοβολίας στις συνιστώσες της, και τις μετατρέπει στο επίπεδο του συλλέκτη. Ο αλγόριθμος της προτεινόμενης μεθοδολογίας χρησιμοποιεί τις ρουτίνες που περιγράφηκαν στις προηγούμενες ενότητες του κεφαλαίου, και προσομοιώνει δυναμικά τις μαθηματικές μοντελοποιήσεις του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη. Παρακάτω περιγράφεται αναλυτικά ο προτεινόμενος αλγόριθμος, τα βήματα του οποίου απεικονίζονται και στο Σχήμα 9.4.

Κατά την εκκίνηση του αλγορίθμου, ο χρήστης εισάγει τα απαραίτητα δεδομένα εισόδου, σχετικά με τον μελετούμενο κυλινδροπαραβολικό συλλέκτη, όπως η γεωμετρία του συλλέκτη, τα υλικά από τα οποία αποτελείται, το θερμικό ρευστό που ρέει στο εσωτερικό του απορροφητή του και το σύστημα παραχολούθησης σύμφωνα με το οποίο θα μένει προσανατολισμένος στην απευθείας ηλιαχή ακτινοβολία. Επίσης, εισάγονται τα απαραίτητα δεδομένα του αριθμητικού σχήματος, όπως το χρονιχό βήμα $(\Delta t),$ ο αριθμός των όγχων ελέγχου στους οποίους διαχωρίζεται το πεδίο του συστήματος (n_z) , από τον οποίο προχύπτει και το μήκος του χάθε όγκου ελέγχου (Δz) , και το χρονικό διάστημα για το οποίο θα προσομοιώνεται το σύστημα (t_{end}). Επιπροσθέτως, στην περίπτωση της δυναμιχής προσομοίωσης (transient) πρέπει να εισαχθούν οι αρχιχές συνθήχες του πεδίου, δηλαδή η χατανομή των θερμοχρασιών των όγχων ελέγχου τόσο του χαλύμματος, όσο χαι του απορροφητή, χαθώς επίσης και η κατανομή της ροής μάζας, πίεσης και ενθαλπίας του ρευστού κατά μήκος του σωλήνα, για την αρχική χρονική στιγμή της προσομοίωσης (t=0). Τέλος, πρέπει να προσδιορίζονται σε κάθε χρονική στιγμή οι οριακές συνθήκες του συστήματος, όπως η εισερχόμενη στο σωλήνα ροή μάζας $(\dot{m}_{in}),$ πίεση (p_{in}) και ενθαλπία $(H_{in}),$ η ολική ηλιακή ακτινοβολία (I) στο οριζόντιο επίπεδο, και η θερμοκρασία περιβάλλοντος (T_{amb}). Στην περίπτωση της μοντελοποίησης της λειτουργία του χυλινδροπαραβολιχού συλλέχτη υπό σταθερές συνθήχες (steady-state), δεν απαιτείται η γνώση των παραμέτρων του πεδίου για την αρχική χρονική στιγμή της προσομοίωσης, παρά γίνονται αυθαίρετες υποθέσεις των τιμών των παραμέτρων.

Στην συνέχεια, από τις τιμές της ολικής εκτινοβολίας στο οριζόντιο επίπεδο, υπολογίζεται η απευθείας ηλιακή ακτινοβολία που προσπίπτει στο κάτοπτρο του συλλέκτη, καθώς και η γωνία πρόσπτωσης αυτής, με τη χρήση της μεθοδολογίας διαχωρισμού της ολικής ηλιακής ακτινοβολίας στις συνιστώσες της, του περιγράφηκε στις Ενότητες 2.4 και 2.5, αλλά και στις κατάλληλες εξισώσεις από το Κεφάλαιο 3, ανάλογα με την επιλογή του χρήστη για το εφαρμοζόμενο σύστημα παρακολούθησης.

Κατά το επόμενο βήμα του αλγορίθμου, ξεχινάει η επίλυση των παραμέτρων του πεδίου για την

πρώτη χρονιχή στιγμή με επαναληπτικό τρόπο. Αρχικά, γίνεται η υπόθεση των τιμών των άγνωστων θερμοκρασιών του πεδίου, οι οποίες θέτονται ίσες με τις αντίστοιχες τιμές του πεδίου κατά την προηγούμενη χρονιχή στιγμή. Οι υποθέσεις των μεγεθών συμβολίζονται με αστερίσκο ως εκθέτη. Έτσι, για παράδειγμα η υπόθεση για την θερμοκρασία στο κέντρο του *i*-οστού όγκου ελέγχου του καλύμματος $(T_{c,i}^*)$, θεωρείται ίση με την θερμοκρασία στο κέντρου του *i*-οστού όγκου ελέγχου του καλύμματος κατά την προηγούμενη χρονική στιγμή ($T_{c,i}^o$), για κάθε όγκο ελέγχου (για $1 \le i \le n_z$). Το ίδιο ισχύει και για τις θερμοκρασίες του απορροφητή, όπου θεωρείται αρχικά $T_{a,i}^* = T_{a,i}^o$, για $1 \le i \le n_z$. Όσον αφορά στις υποθέσεις για τις θερμοκρασίες του ρευστού στις ακμές των όγκων ελέγχου, επίσης θεωρούνται αυθαίρετα ίσες με τις αντίστοιχες τιμές, κατά την προηγούμενη χρονική στιγμή. Για παράδειγμα $T_{f,i}^* = T_{f,i}^o$, για $2 \le i \le n_z + 1$, ενώ η θερμοκρασία του πρώτου χόμβου θέτεται ίση με την τιμή της εισερχόμενης θερμοκρασίας (οριακή συνθήκη), δηλαδή $T_{f,1}^* = T_{f,in}$. Το ίδιο συμβαίνει και για την εισερχόμενη πίεση $p_1^* = p_{in}$ και ροή μάζας $\dot{m}_1^* = \dot{m}_{in}$.

Ακολουθεί ο υπολογισμός της κατανομής της ωφέλιμης ροής θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας κατά μήκος του σωλήνα, από τις Εξισώσεις της Ενότητας 9.2. Οι τιμές της απευθείας ηλιακής ακτινοβολίας (I_b) και για της γωνίας πρόσπτωσης (θ) , έχουν υπολογιστεί προηγουμένως από τον αλγόριθμο. Επίσης, για τις θερμοκρασίες των τοιχωμάτων του απορροφητή και του καλύμματος, χρησιμοποιούνται οι υποθέσεις $(T^*_{a,i}$ και $T^*_{c,i}$, αντίστοιχα) που έγιναν στο προηγούμενο βήμα του αλγορίθμου.

Μετά τον υπολογισμό της ωφέλιμης ροής θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας, αχολουθεί η ρουτίνα επίλυσης της ροής στο εσωτερικό του απορροφητή. Στην ρουτίνα αυτή επιλύονται οι διακριτοποιημένες εξισώσεις συνέχειας (Εξίσωση 9.4), ορμής (Εξίσωση 9.6) και ενέργειας (Εξίσωση 9.10). Σε χάθε επανάληψη, υπολογίζονται τα εξερχόμενα μεγέθη του όγχου ελέγχου, με χρήση των τιμών των εισερχόμενων μεγεθών, σαρώνοντας με αυτό τον τρόπο όλους τους όγκους ελέγχου μέχρι το τέλος του σωλήνα της ροής (απορροφητής). Έτσι, για παράδειγμα, για τον υπολογισμό της ροής μάζας στην έξοδο του πρώτου όγκου ελέγχου (m2), χρησιμοποιείται η εισερχόμενη ροή μάζας (m1). Στην επόμενη επανάληψη, για τον υπολογισμό της ροής μάζας στην έξοδο του δεύτερου όγχου ελέγχου (m₃), χρησιμοποιείται η υπολογισμένη κατά την προηγούμενη επανάληψη τιμή της ροής μάζας στην έξοδο του πρώτου όγχου ελέγχου (\dot{m}_2) . Βέβαια, για την επίλυση των τριών εξισώσώσεων, απαιτείται χαι ο υπολογισμός του συντελεστή τριβής $(\Delta ar p_{fric}),$ του συντελεστή συναγωγής μεταξύ απορροφητή και του θερμικού ρευστού $(h_{conv,a-f})$ και του ποσοστού υγρής-αέριας φάσης ($arepsilon_{g})$. Όμως, ο υπολογισμός των παραπάνω εμπειρικών συντελεστών, εξαρτάται άμεσα από την κατάσταση του ρευστού (υπόψυχτο υγρό, χορεσμένο υγρό, υγρός ατμός, χορεσμένος ατμός, υπέρθερμος ατμός). Συνεπώς, αρχικά, σε κάθε κόμβο του πλέγματος, ελέγχεται η κατάσταση στην οποία βρίσκεται το ρευστό, με χρήση των συνθηκών πίεσης και ενθαλπίας.

Στην περίπτωση που το ρευστό βρίσκεται σε κατάσταση υγρού ατμού, υπόλογίζεται η ποιότητα ατμού, με χρήση της συνάρτησης του REFPROP. Στην συνάρτηση του REFPROP για το εργαλείο MATLAB, η οποία ονομάζεται refropm, εισάγονται ως ορίσματα οι τιμές της ενθαλπίας και της πίεσης. Μετά τον υπολογισμό της ποιότητας ατμού, υπολογίζεται το ποσοστό υγρής-αέριας φάσης (ε_g) από την Εξίσωση 8.1, ο συντελεστής συναγωγής με την μέθοδο που περιγράφεται στο Κεφάλαιο 8, για την μοντελοποίηση της ροής με εξάτμιση και ο συντελεστής τριβής από την Εξίσωση 9.22, πολλασιασμένη με τον συντελεστή Φ_{Fr} (Εξίσωση 9.23).

Σε περίπτωση που το ρευστό βρίσκεται σε μία από τις καταστάσεις υπόψυκτου υγρού ή κορεσμένου υγρού, το ποσοστό υγρής-αέριας φάσης (ε_g) ισούται με μηδέν, ο συντελεστής συναγωγής υπολογίζεται από την Εξίσωση 9.18, ενώ ο συντελεστής τριβής από την Εξίσωση 9.22.

Σε περίπτωση που το ρευστό βρίσκεται σε μία από τις καταστάσεις κορεσμένου ατμού ή υπέρθερμου ατμού, τότε το ποσοστό υγρής-αέριας φάσης ισούται με ένα, ενώ για τον υπολογισμό των υπόλοιπων εμπειρικών συντελεστών, χρησιμοποιούνται οι ίδιες εξισώσεις με τις περιπτώσεις του υπόψυκτου υγρού ή κορεσμένου υγρού.

Για την μετάβαση από τον τρέχοντα όγκο ελέγχου στον επόμενο, απαιτείται η σύγκλιση του υπολογιζόμενου μεγέθους, με την υπόθεση, η οποία χρησιμοποιήθηκε κατά τον υπολογισμό του, καθώς η επίλυση ως προς τα εξερχόμενα μεγέθη είναι επαναληπτική. Έτσι, για τον υπολογισμό των μεγεθών του i + 1 κόμβου, χρησιμοποιούνται τα γνωστά εισερχόμενα μεγέθη (*i*-οστός κόμβος), και η υπόθεση για τα μεγέθη στην έξοδο. Αφού υπολογιστούν και τα τρία εξερχόμενα μεγέθη (m_{i+1} , p_{i+1} , H_{i+1}), ελέγχεται η σύγκλισή τους στη λύση με το εξής κρητίριο:

$$\left(1 - \left|\frac{\phi_{i+1}^* - \phi_i}{\phi_{i+1} - \phi_i}\right|\right) < \delta \tag{9.68}$$

όπου ως φ αναφέρεται η καθεμία από τις μεταβλητές ροής μάζας, πίεσης και ενθαλπίας, και δ ένας μικρός αριθμός. Στην περίπτωση που ο παρονομαστής του κλάσματος στην παραπάνω εξίσωση, τείνει στο μηδέν, τότε χρησιμοποιείται ως κρητίριο σύγκλισης, η παρακάτω σχέση:

$$\left(1 - \left|\frac{\phi_{i+1}^*}{\phi_{i+1}}\right|\right) < \delta \tag{9.69}$$

Αφού επιτευχθεί σύγκλιση για τον συγκεκριμένο όγκο ελέγχου, ο αλγόριθμος συνεχίζει στον επόμενο, μέχρι να σαρωθεί όλο το μήκος του σωλήνα.

Στο τέλος της παραπάνω διεργασίας, και αφού έχει επιτευχθεί σύγκλιση για όλους τους όγκους ελέγχου, έχουν υπολογιστεί σωστά τα ζητούμενα μεγέθη. Έτσι, από τις τιμές πίεσης-ενθαλπίας, υπολογίζονται οι τιμές της θερμοκρασίας του ρευστού στους κόμβους του πλέγματος. Επίσης, έχουν υπολογιστεί οι τιμές των συντελεστών συναγωγής για όλους τους κόμβους του πλέγματος. Έτσι,

λαμβάνοντας μέσους όρους μεταξύ των εισερχόμενων και εξερχόμενων τιμών σε κάθε όγκο ελέγχου, υπολογίζονται οι μέσες θερμοκρασίες $(\bar{T}_{f,i})$ και οι μέσες τιμές των συντελεστών συναγωγής $(\bar{h}_{f,i})$, ως εξής:

$$\bar{T}_{f,i} = \frac{T_{f,i} + T_{f,i+1}}{2} \tag{9.70}$$

$$\bar{h}_{f,i} = \frac{h_{f,i} + h_{f,i+1}}{2} \tag{9.71}$$

Οι υπολογισμοί των αριθμητιχών μέσων όρων στους όγχους ελέγχου του ρευστού είναι απαραίτητοι, για τον υπολογισμό των θερμοχρασιαχών διαφορών μεταξύ απορροφητή και ρευστού, καθώς οι χόμβοι του πλέγματος στο τοίχωμα του απορροφητή βρίσκονται στο χέντρο των όγχων ελέγχου του απορροφητή, σε αντίθεση με τους χόμβους του πλέγματος του ρευστού, οι οποίοι βρίσκονται στις αχμές των όγχων ελέγχου της ροής. Συνεπώς, για τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας μεταξύ απορροφητή και ρευστού, χρησιμοποιούνται οι θερμοχρασιαχές διαφορές $(T_{a,i} - \bar{T}_{f,i})$.

Αχολουθεί η ρουτίνα μοντελοποίησης μετάδοσης θερμότητας στον απορροφητή, στην οποία επιλύεται το αλγεβριχό σύστημα εξισώσεων υπό μορφή πινάχων της Σχέσης 9.42, με τη χρήση των συντελεστών συναγωγής $(\bar{h}_{f,i})$, των θερμοχρασιών του ρευστού $(\bar{T}_{f,i})$ και της ωφέλιμης ροής θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας (\dot{q}_u) , που έχει υπολογιστεί προηγουμένως από τον αλγόριθμο. Αποτέλεσμα της ρουτίνας αυτής είναι η κατανομή των θερμοχρασιών του τοιχώματος του απορροφητή $(T_{a,i})$.

Ομοίως, συμβαίνει και για την ρουτίνα της μοντελοποίησης μετάδοσης θερμότητας στο κάλυμμα, στην οποία επιλύεται το αλγεβρικό σύστημα εξισώσεων υπό μορφή πινάκων της Σχέσης 9.61. Αποτέλεσμα της ρουτίνας αυτής είναι η κατανομή των θερμοκρασιών του τοιχώματος του καλύμματος $(T_{c,i})$.

Στην συνέχεια, ελέγχεται η σύγκλιση των θερμοκρασιών του καλύμματος και του απορροφητή, με βάση το κρητίριο σύγκλισης (Σχέση 9.68). Αν δεν επιτευχθεί σύγκλιση, τότε στις μεταβλητές των υποθέσεων θέτονται οι τιμές που υπολογίστηκαν στην συγκεκριμένη επανάληψη του αλγορίθμου, και επαναλαμβάνεται η διαδικασία. Για να ολοκληρωθεί η επαναληπτική διαδικασία της θεωρούμενης χρονικής στιγμής, πρέπει να επιτευχθεί σύγκλιση δύο συνεχόμενες φορές του αλγορίθμου. Τότε, γίνεται έλεγχος αν ολοκληρώθηκε το χρονικό διάστημα για το οποίο εκτελείται ο αλγόριθμος. Στην περίπτωση που ισχύει η συνθήκη $t \leq t_{end}$, τότε ο αλγόριθμος προχωράει στην εκτέλεση της επόμενης χρονικής στιγμής, ενώ σε αντίθετη περίπτωση, ολοκληρώνεται επιτυχώς.


Σχήμα 9.4: Διάγραμμα ροής του προτεινόμενου αλγορίθμου.

Κεφάλαιο 10

Επαλήθευση του μοντέλου του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη

10.1 Εισαγωγή

Στην παρούσα εργασία, δόθηκε μεγάλη βαρύτητα στην επαλήθευση των αποτελεσμάτων της προτεινόμενης μεθοδολογίας, με χρήση πειραματικών δεδομένων. Ιδιαίτερα σε αριθμητικά σχήματα, είναι απαραίτητη η εξέταση της ανεξαρτησίας της αριθμητικής λύσης από την πυκνότητα του πλέγματος. Έτσι, στην επόμενη ενότητα του χεφαλαίου (Ενότητα 10.2) παρουσιάζεται ο έλεγχος της ανεξαρτησίας της λύσης από το πλέγμα, τόσο στην διάσταση του χώρου (Δz), όσο και για την χρονική διάσταση (Δt). Επίσης, επαληθεύτηχαν οι περιπτώσεις που μοντελοποιούνται από την προτεινόμενη μεθοδολογία. Συνεπώς, στην Ενότητα 10.3, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της επαλήθευσης της προτεινόμενης μεθοδολογίας για την περίπτωση μονής φάσης (νερό και ειδικό συνθετικό λάδι) υπό σταθερές συνθήχες, συγχριτικά με πειραματικά δεδομένα που αποχτήθηχαν στα Sandia National Laboratories [3]. Επιπροσθέτως, σύμφωνα με την προτεινόμενη μεθοδολογία μοντελοποιείται και η μεταβατική περίπτωση της αλλαγής φάσης στο εσωτερικό του απορροφητή. Η επαλήθευση της περίπτωσης αυτής, η οποία είναι ιδιαίτερα σημαντική, έγινε με χρήση πειραματικών δεδομένων από την πραγματιχή μονάδα που στήθηκε στα πλαίσια του έργου DISS, τα οποία παρασχέθηκαν από τους ερευνητές του Ινστιτούτου Ηλιαχής Έρευνας (Institute of Solar Research) του Γερμανιχού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), Dr. Markus Eck και του Dr. Tobias Hirsch, και παρουσιάζονται στην Ενότητα 10.4 του κεφαλαίου.

10.2 Ανεξαρτησία αριθμητικής λύσης από πλέγμα

Στην συγκεκριμένη ενότητα εξετάζεται η επιρροή των αριθμητικών παραμέτρων (ο αριθμός των όγκων ελέγχου n_z , το χρονικό βήμα διακριτοποίησης Δt και το κριτήριο σύγκλισης δ), στα αποτελέσματα του μοντέλου. Για την συγκεκριμένη επαλήθευση, χρησιμοποιήθηκαν οι οριακές συνθήκες από πειράματα που διεξήχθησαν από τα Sandia National Laboratories, για την πειραματική απόδοση των συλλεκτών LS-2, οι οποίες είναι:

- Απευθείας ηλιακή ακτινοβολία (I_b): 807.9 W/m²
- Εισερχόμενη ροή μάζας (\dot{m}_{in}): 18.4 L/min
- Ταχύτητα ανέμου 1.0 m/s
- Θερμοχρασία περιβάλλοντος (T_{amb}): 15.8 °C
- Εισερχόμενη θερμοχρασία (T_{in}): 18.34 °C
- Εισερχόμενη πίεση (p_{in}): 100 bar
- Θερμικό ρευστό: νερό
- Κυλινδροπαραβολικός συλλέκτης: LS-2

Το χριτήριο σύγχλισης σε όλες τις περιπτώσεις, τέθηχε ίσο με $\delta = 10^{-3}$. Με βάση τις παραπάνω οριαχές συνθήχες, εξήχθησαν τα αποτελέσματα της θερμοχρασίας εξόδου του ρευστού που απειχονίζονται στους παραχάτω πίναχες (Πίναχες 10.1 και 10.2), για διαφορετιχές τιμές της πυχνότητας του πλέγματος (n_z) , και του χρονιχού βήματος (Δt) .

Στον πρώτο πίναχα (Πίναχας 10.1), επαληθεύεται η ανεξαρτησία της λύσης από την πυχνότητα του πλέγματος, δηλαδή από τον αριθμό των όγχων ελέγχου. Ξεκινώντας από ένα σχετικά αραιό πλέγμα $(n_z = 16)$, εμφανίζονται οι θερμοχρασίες του ρευστού στην έξοδο του συλλέχτη, κάθε 50 s, με συνολικό χρόνο της προσομοίωσης τα 250 s. Στην συνέχεια, διπλασιάζοντας κάθε φορά τον αριθμό των όγχων ελέγχου του πλέγματος, εξάγονται και πάλι οι θερμοχρασίες του ρευστού στην έξοδο του συλλέχτη, κάθε 50 s, με συνολικό χρόνο της προσομοίωσης τα 250 s. Στην συνέχεια, διπλασιάζοντας κάθε φορά τον αριθμό των όγχων ελέγχου του πλέγματος, εξάγονται και πάλι οι θερμοχρασίες του ρευστού στην έξοδο του συλλέχτη, για τις ίδιες χρονικές στιγμές. Έτσι, για τα πλέγματα στα οποία ο αριθμός των όγχων ελέγχου είναι μεγαλύτερος από 1024, αποδειχνύεται ότι η λύση είναι ανεξάρτητη της χωρικής διακριτοποίησης, καθώς σε όλα τα χρονικά βήματα οι θερμοχρασίες εξόδου, δεν μεταβάλλονται καθόλου, παρά τον περαιτέρω διπλασιασμό του αριθμού των όγχων ελέγχου. Το μήχος του σωλήνα είναι 7.8 m, συνεπώς επιτυγχάνεται ανεξαρτησία για μήχος όγχου ελέγχου (Δz) μικρότερο από περίπου 7.6 mm. Τα συγκεκριμένα αποτελέσματα εξήχθησαν για χρονικό βήμα διακριτοποίησης (Δt) ίσο με 10 s.

Στον Πίνακα 10.2 εξετάζεται η ανεξαρτησία της λύσης από το χρονικό βήμα διακριτοποίησης (Δt). Έτσι, ξεκινώντας από ένα αρκετά μεγάλο χρονικό βήμα διακριτοποίησης ($\Delta t = 200$ s) και για 1024

n_z	$\mathbf{t}=0~\mathrm{s}$	$t=50\mathrm{s}$	$t=100{\rm s}$	$t=150 \ \rm s$	$t=200 \ \rm s$	$t=250\mathrm{s}$
16	31.79	33.19	34.54	35.02	35.10	35.11
32	32.20	33.60	35.00	35.51	35.61	35.62
64	32.41	33.82	35.23	35.77	35.87	35.88
128	32.52	33.93	35.35	35.90	36.01	36.02
256	32.58	33.98	35.41	35.97	36.07	36.09
512	32.60	34.01	35.45	36.00	36.11	36.12
1024	32.62	34.03	35.46	36.02	36.13	36.14
2048	32.63	34.03	35.47	36.03	36.13	36.15
4096	32.63	34.03	35.47	36.03	36.13	36.15

Πίναχας 10.1: Αποτελέσματα επαλήθευσης της χωριχής ανεξαρτησίας της αριθμητικής λύσης.

Πίναχας 10.2: Αποτελέσματα επαλήθευσης της χρονιχής ανεξαρτησίας της αριθμητιχής λύσης.

$\Delta t(s)$	$\mathbf{t} = 0$	$\mathbf{t} = 50$	$\mathbf{t} = 100$	$\mathbf{t} = 150$	$\mathbf{t} = 200$	$\mathbf{t} = 250$
200	32.62				34.86	
100	32.62		34.37		35.55	
50	32.62	33.76	34.87	35.57	35.91	36.06
25	32.62	33.94	35.20	35.84	36.07	36.13
10	32.62	34.03	35.46	36.02	36.13	36.14
5	32.62	34.04	35.58	36.08	36.14	36.14
1	32.62	34.03	35.71	36.11	36.14	36.14
0.5	32.62	34.03	35.73	36.11	36.14	36.14
0.25	32.62	34.03	35.73	36.11	36.14	36.14

όγχους ελέγχου (έτσι ώστε η λύση να είναι ανεξάρτητη του πλέγματος), εξάγεται η θερμοχρασία του ρευστού στην έξοδο του αποδέχτη, για χάθε 50 s, με συνολιχό χρόνο της προσομοίωσης τα 250 s. Στην συνέχεια, υποδιπλασιάζοντας το χρονιχό βήμα διαχριτοποίησης, παρατηρείται η ανεξαρτησία της λύσης για $\Delta t < 1$ s, χαθώς οι τιμές της θερμοχρασίας εξόδου του ρευστού δεν μεταβάλλονται με περαιτέρω υποδιαπλασιασμό του Δt .

10.3 Επαλήθευση μονής ροής υπό σταθερές συνθήχες

Σκοπός της συγκεκριμένης ενότητας είναι η επαλήθευση των αποτελεσμάτων της προτεινόμενης μεθοδολογιας σε σχέση με πειραματικά αποτελέσματα που διεξήχθησαν από τα Sandia National Laboratories, για κυλινδροπαραβολικό συλλέκτη της εταιρίας LS-2, του οποίου ο αποδέκτης αποτελείται από ατσάλινο απορροφητή επιστρωμένο με κεραμικό-μεταλλικό επιλεκτικό επίχρισμα, περιβάλλεται από γυάλινο κάλυμμα, ενώ στο διάκενο καλύμματος-απορροφητή υπάρχει κενό. Τα πειράματα αυτά [3], διεξήχθησαν υπό σταθερές οριακές συνθήκες, με χρήση νερού αλλά και του ειδικού συνθετικού ελαίου Syltherm 800 της εταιρίας Dow Corning ως θερμικά ρευστά. Οι τεχνικές λεπτομέρειες του

Πίνακας 10.3: Τεχικές προδιαγραφές κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη πειραμάτων υπό σταθερές συνθήκες.

Μήκος αποδέκτη (L)	$7.8~\mathrm{m}$
Άνοιγμα αποδέκτη (W)	$5 \mathrm{m}$
Εστιακή απόσταση	$1.84 \mathrm{~m}$
Εσωτερική διάμετρος απορροφητή $(D_{\mathrm{a},int})$	$0.066 \mathrm{~m}$
Εξωτερική διάμετρος απορροφητή $(D_{\mathrm{a},ext})$	$0.070~{ m m}$
Θερμική αγωγιμότητα απορροφητή $(k_{ m a})$	$54~{\rm W}/({\rm m}\cdot{\rm K})$
Εσωτερική διάμετρος καλύμματος $(D_{c,int})$	$0.109\mathrm{m}$
Εξωτερική διάμετρος καλύμματος $(D_{c,ext})$	$0.115\mathrm{m}$
Βαθμός συγκέντρωσης (Cr)	22.42
Απορροφητικότητα απορροφητή $(lpha_{ m a})$	0.905
Εκπεμψιμότητα απορροφητή $(\epsilon_{ m a})$	0.1378
Δ ιαπερατότητα καλύμματος (au_c)	0.95
Απορροφητικότητα καλύμματος $(lpha_c)$	0.02
Εκπεμψιμότητα καλύμματος (ϵ_c)	0.86
Ανακλαστικότητα κατόπτρου (r)	0.93
Σ υντελεστής παρεμπόδισης ακτίνων (ψ)	0.92
Πολική γωνία κλίσης (Φ)	0^o
Σ υντελεστής διόρθωσης οπτικών ιδιοτήτων $(K_{\psi au lpha})$	1
Οπτιχή απόδοση (n_{opt})	0.736

χυλινδροπαραβολικού κατόπτρου συνοψίζονται στον Πίνακα 10.3. Επίσης, ως σύστημα παρακολούθησης στα συγκεκριμένα πειράματα, χρησιμοποιήθηκε το σύστημα AZTRAK, το οποίο παρακολουθεί την πορεία του ήλιου περιστρεφόμενο σε δυο άξονες, για την ελαχιστοποίηση τόσο της αζιμουθιακής γωνίας, όσο και της γωνίας πρόπτωσης. Συνεπώς, ο συντελεστής διόρθωσης των οπτικών ιδιοτήτων $(K_{\psi\tau\alpha})$ ισούται με 1.

Τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθοδολογίας (για $n_z = 1024$), δηλαδή η θερμοχρασία εξόδου του ρευστού, καθώς και η θερμική απόδοση του κυλινδροπαραβολικού κατόπτρου, συγκρίνονται με τα αντίστοιχα αποτελέσματα από τις πειραματικές μετρήσεις, αλλά και των αποτελεσμάτων της μεθοδολογίας των Valladares-Velasquez [11], και παρουσιάζονται στον Πίνακα 10.4. Επίσης, η σύγκριση των αποτελεσμάτων της θερμικής απόδοσης, απεικονίζεται στο Σχήμα 10.1. Συνεπώς, φαίνεται η σύγκλιση της προτεινόμενης μεθοδολογίας με τα πειραματικά αποτελέσματα, καθώς οι θερμικές



Σχήμα 10.1: Σύγκριση μεταξύ των πειραματικών αποτελεσμάτων, της μεθοδολογίας Valladares και της προτεινόμενης μεθοδολογίας

Fluid	I_b	\dot{m}_{in}	v_w	T_{amb}	T_{in}	$T_{o,exp}$	$T_{o,Th}$	$T_{o,Val}$	n_{exp}	n_{Th}	n_{Val}
	(W/m^2)	(L/min)	(m/s)	$({}^{\circ}C)$	$({}^{\circ}C)$	$(^{\circ}C)$	$({}^{\circ}C)$	$({}^{\circ}C)$	%	%	%
Νερό	807.9	18.4	1.0	15.8	18.34	36.17	36.14	36.13	72.63 ± 1.91	72.40	72.39
Λάδι	933.7	47.7	2.6	21.2	102.2	124.0	121.27	123.45	72.51 ± 1.95	70.54	70.69
Λάδι	968.2	47.8	3.7	22.4	151.0	173.3	170.05	173.94	70.90 ± 1.92	70.17	70.13
Λάδι	982.3	49.1	2.5	24.3	197.5	219.5	215.81	219.17	70.17 ± 1.81	69.56	69.32
Λάδι	909.5	54.7	3.3	26.2	250.7	269.4	265.62	268.89	70.25 ± 1.90	68.46	68.26
Λάδι	937.9	55.5	1.0	28.8	297.8	316.9	312.70	316.65	67.98 ± 1.86	67.26	67.40
Λάδι	880.6	55.6	2.9	27.5	299.0	317.2	312.91	316.61	68.92 ± 2.06	66.94	67.08
Λάδι	903.2	56.3	4.2	31.1	355.9	374.0	370.12	374.30	63.82 ± 2.36	64.78	65.19
Λάδι	920.9	56.8	2.6	29.5	379.5	398.0	393.94	398.33	62.34 ± 2.41	63.78	63.84

Πίναχας 10.4: Σύγχριση μεταξύ των πειραματιχών αποτελεσμάτων, της μεθοδολογίας Valladares και της προτεινόμενης μεθοδολογίας.

αποδόσεις της προτεινόμενης μεθοδολογίας είναι εντός του εύρους των σφαλμάτων των πειραματικών μετρήσεων. Επίσης, τα πειραματικά αποτελέσματα είναι ταξινομημένα με τέτοιο τρόπο, ώστε να απεικονίζονται τα πειράματα με αυξανόμενη διαφορά θερμοκρασίας του θερμικού ρευστού από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Για αυτό το λόγο, η καμπύλη της απόδοσης του Σχήματος 10.1, έχει πτωτική τάση. Ακόμη, η μέθοδος των Valladares-Velasquez έχει συγκρίσιμα αποτελέσματα με αυτά της προτεινόμενης μεθοδολογίας.

10.4 Επαλήθευση διπλής ροής σε μεταβατική κατάσταση

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στις προηγούμενες ενότητες του χεφαλαίου, αφορούν ροή μονής φάσης (νερό σε υγρή φάση ή συνθετιχό έλαιο Syltherm 800) και επαλήθευση πειραματιχών αποτελεσμάτων υπό σταθερές συνθήχες. Βέβαια, απομένει η επαλήθευση των αποτελεσμάτων της προτεινόμενης μεθοδολογίας, τόσο για μεταβατιχή χατάσταση, όσο και για διπλή ροή (ροή υγρής και αέριας φάσης).

Πειραματικά αποτελέσματα τα οποία ενσωματώνουν την δυναμική συμπεριφορά των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών, ενώ ταυτόχρονα παρουσιάζουν αλλαγή φάσης στο εσωτερικό του απορροφητή, διεξήχθησαν στις εγκαταστάσεις της Almeria στην Ισπανία, στα πλαίσια του ευρωπαϊκού έργου DISS, το οποίο είχε άλλωστε ως στόχο την απόδειξη της ρεαλιστικότητας της απευθείας παραγωγής του ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή, αλλά και την διερεύνηση πιθανών στρατηγικών ελέγχου. Τα σημαντικά αυτά πειραματικά δεδομένα, παρασχέθηκαν από του ερευνητές του Ινστιτούτου Ηλιακής Ενέργειας του Γερμανικού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), Dr. Markus Eck και Dr. Tobias Hirsch.

Με αυτόν τον τρόπο, συγχρίθηκαν τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθοδολογίας, με μετρήσεις δειγματοληψίας 5 s, που καταγράφηκαν κατά τη διάρκεια πειράματος στις 11 Ιουλίου του 2001, μεταξύ 9.00 πμ και 13.10 μμ. Τα απαραίτητα δεδομένα για την επαλήθευση της προτεινόμενης μεθοδολογίας, είναι τα εξής:

- Εισερχόμενη ροή μάζας ρευστού (\dot{m}_{in}) σε kg/s
- Εισερχόμενη πίεση ρευστού (p_{in}) σε bar
- Εισερχόμενη θερμοχρασια ρευστού (T_{in}) σε ^{o}C
- Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία (I_b) σε W/m^2
- Θερμοκρασία περιβάλλοντος (T_{amb}) σε ^{o}C

από τα οποία εξάγονται από την προτεινόμενη μεθοδολογία τα παραχάτω μεγέθη:

- Εξερχόμενη ροή μάζας ρευστού ($\dot{m}_{out,s}$) σε kg/s
- Εξερχόμενη πίεση ρευστού $(p_{out,s})$ σε bar
- Εξερχόμενη θερμοχρασία ρευστού $(T_{out,s})$ σε ^{o}C

τα οποία συγκρίνονται με τα αντίστοιχα μετρημένα μεγέθη:

- Πειραματική εξερχόμενη ροή μάζας ρευστού ($\dot{m}_{out,exp}$) σε kg/s
- Πειραματική εξερχόμενη πίεση ρευστού $(p_{out,exp})$ σε bar
- Πειραματική εξερχόμενη θερμοκρασια ρευστού $(T_{out,exp})$ σε ^{o}C

Τα δεδομένα αυτά, ομαδοποιούνται και παρουσιάζονται στα παρακάτω διαγράμματα με τον εξής τρόπο:

- Σχήμα 10.2: Απευθείας ηλιαχή ακτινοβολία (Ib)
- Σχήμα 10.3: Θερμοχρασία περιβάλλοντος (T_{amb})
- Σχήμα 10.4: Εισερχόμενη ροή μάζας ρευστού (m_{in}), πειραματική (m_{out,exp}) και υπολογισμένη από την προτεινόμενη μεθοδολογία εξερχόμενη ροή μάζας (m_{out,s})
- Σχήμα 10.5: Εισερχόμενη πίεση ρευστού (p_{in}), πειραματική (p_{out,exp}) και υπολογισμένη από την προτεινόμενη μεθοδολογία εξερχόμενη πίεση ρευστού (p_{out,s})

Σχήμα 10.6: Εισερχόμενη θερμοκρασία ρευστού (T_{in}), πειραματική (T_{out,exp}) και υπολογισμένη από την προτεινόμενη μεθοδολογία εξερχόμενη θερμοκρασία ρευστού (T_{out,s})

Στα Σχήματα 10.5 και 10.6, φαίνεται ότι οι εξερχόμενες τιμές πίεσης και θερμοκρασίας, αντίστοιχα, που προέκυψαν από την προτεινόμενη μεθοδολογία, έχουν πολύ καλή ταύτιση με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές. Η μικρή απόκλιση μεταξύ των πειραματικών και των τιμών θερμοκρασίας που προέκυψαν από την προτεινόμενη μεθοδολογία, οφείλεται στην απόκλιση που υπάρχει στις ροές μάζας (Σχήμα 10.4), καθώς η προτεινόμενη μεθοδολογία εκτιμά υψηλότερες τιμές ροής μάζας, οι οποίες επηρεάζουν την θερμοκρασία (οι μεγαλύτερες τιμές ροής μάζας, απάγουν μεγαλύτερη ποσότητα ενέργειας). Βέβαια, η απόκλιση στις ροές μάζας (πειραματικές και προσομοίωσης), οφείλονται πιθανόν σε έκχυση μάζας πριν την έξοδο του σωλήνα. Στην πειραματική διαδικασία του έργου DISS, υπήρχαν σημεία έκχυσης μάζας κατά μήκος του κυλινδροπαραβολικού συλλέκτη, τα οποία χρησιμοποιούνταν σε στρατηγικές ελέγχου με ανακυκλοφορία και με έκχυση μάζας. Έτσι, στην περίπτωση του Σχήματος 10.4, οι αποκλίσεις στην ροή μάζας, οφείλονται σε ενεργά σημεία έκχυσης, τα οποία αντλούν κάποια από την ποσότητα του νερού.



Σχήμα 10.2: Απευθείας ηλιαχή αχτινοβολία χατά τη διάρχεια του πειράματος.



Σχήμα 10.3: Θερμοκρασία περιβάλλοντος κατά τη διάρκεια του πειράματος.



Σχήμα 10.4: Εισερχόμενη ροή μάζας, και σύγκριση μεταξύ πειραματικών και μοντελοποιημένων τιμών εξερχόμενης ροής μάζας.



Σχήμα 10.5: Εισερχόμενη πίεση, και σύγκριση μεταξύ πειραματικών και μοντελοποιημένων τιμών εξερχόμενης πίεσης.



Σχήμα 10.6: Εισερχόμενη θερμοκρασία, και σύγκριση μεταξύ πειραματικών και μοντελοποιημένων τιμών εξερχόμενης θερμοκρασίας.

Κεφάλαιο 11

Συμπεράσματα

Η προτεινόμενη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, αποτελεί ένα ολοκληρωμένο εργαλείο μοντελοποίησης των παραμέτρων, που επηρεάζουν τη λειτουργία των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Με βάση την προτεινόμενη μεθοδολογία μοντελοποιούνται:

- Τα ευρέως διαδεδομένα συστήματα παρακολούθησης της τροχιάς του ήλιου, με κυριότερο το σύστημα παρακολούθησης με οριζόντιο άξονα βορρά-νότου.
- Ο διαχωρισμός της ολικής ηλιακής ακτινοβολίας στις συνιστώσες της (απευθείας και διάχυτη), καθώς μονάχα η απευθείας συνιστώσα αξιοποιείται από την συγκεκριμένη τεχνολογία, εξαιτίας της υψηλής συγκέντρωσης.
- Η μετατροπή της ηλιακής ακτινοβολίας από το οριζόντιο επίπεδο στο επίπεδο του συλλέκτη, καθώς οι συνηθέστερες μετρήσεις ηλιακής ακτινοβολίας, λαμβάνονται με χρήση πυρανόμετρου στο οριζόντιο επίπεδο.
- Η δυναμική και στατική συμπεριφορά των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών.
- Τα συνηθέστερα θερμικά ρευστά (νερό και ειδικό συνθετικό έλαιο), καθώς και ροή μίγματος υγρής-αέριας φάσης, με εξάτμιση απευθείας στο εσωτερικό του απορροφητή. Η τελευταία κατηγορία είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς συγκεντρώνει μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον στον τομέα της απευθείας παραγωγής ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή.

Τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθοδολογίας επαληθεύτηκαν πειραματικά, με δεδομένα για διάφορα θερμικά ρευστά από τα πειράματα που διεξήγαγαν τα Sandia National Laboratories. Η θερμική απόδοση από την προτεινόμενη μεθοδολογία είναι εντός του εύρους σφάλματος, της πειραματικής θερμικής απόδοσης. Τέλος, επαληθεύτηκαν και τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθοδολογίας, για αλλαγή φάσης στο εσωτερικό του απορροφητή, με τη χρήση πειραματικών δεδομένων που ανακτήθηκαν στα πλαίσια του ευρωπαϊκού προγράμματος DISS. Ανάμεσα στις εταιρίες και τα ερευνητικά ιδρύματα που πρωτοπορούν στον τομέα ηλιακών θερμικών συλλεκτών και συμμετείχαν στο έργο DISS, ήταν και το Ινστιτούτο Ηλιακής Ενέργειας του Γερμανικού Κέντρου Αεροναυπηγικής (DLR), του οποίου οι ερευνητές Dr. Markus Eck και Dr. Tobias Hirsch, παρέσχεσαν τα πειραματικά δεδομένα. Και σε αυτή την περίπτωση η σύγκλιση με τα πειραματικά δεδομένα είναι πολύ ικανοποιητική.

Καινοτομία της μεθόδου αποτελεί το γεγονός ότι μοντελοποιεί την μετάβαση του νερού από την κατάσταση υπόψυκτου υγρού, μέχρι την κατάσταση υπέρθερμου ατμού.

Επίσης, στην προτεινόμενη μεθοδολογία, οι οριαχές συνθήχες χαθορίζονται με ενιαίο τρόπο, για όλα τα πιθανά είδη των ροών, γεγονός που αποτελεί πλεονέχτημα της, σε σύγχριση με προηγούμενες μεθόδους.

Κεφάλαιο 12

Μελλοντικές επεκτάσεις

Οι πιθανές μελλοντικές επεκτάσεις της παρούσας εργασίας, προκύπτουν από το γεγονός ότι μοντελοποιεί τις περισσότερες από τις παραμέτρους που επηρεάζουν τη λειτουργία των κυλινδροπαραβολικών συλλεκτών. Συνεπώς, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί ως ένα αξιόπιστο εργαλείο πρώιμης αξιολόγησης πιθανών τροποποιήσεων της τεχνολογίας, και να αποφεύγεται έτσι η δημιουργία πειραματικών πρωτοτύπων για τον έλεγχο της απόδοσης για κάθε τροποποίηση. Επίσης, το γεγονός ότι μοντελοποιεί την απευθείας παραγωγή ατμού στο εσωτερικό του απορροφητή, την καθιστά ένα πολύτιμο εργαλείο διερεύνησης των στρατηγικών ελέγχου στις εφαρμογές αυτές.

Αχόμη, η προτεινόμενη μεθοδολογία μπορεί να μοντελοποιήσει το υποσύστημα ενός ευρύτερου συστήματος, το οποίο σχετίζεται με την τεχνολογία των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών. Παραδείγματα αποτελούν όλες οι πιθανές εφαρμογές της τεχνολογίας των χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών. Έτσι για παράδειγμα, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μοντελοποίηση του ηλιαχού πεδίου ενός σταθμού παραγωγής ηλεχτριχής ενέργειας από χυλινδροπαραβολιχούς συλλέχτες. Στην περίπτωση αυτή, μπορεί να μοντελοποιήσει την απευθείας παραγωγή ατμού, είτε την παραγωγή ατμού μέσω εναλλάχτη θερμότητας ελαίου-νερού. Επίσης, μπορεί να ενσωματωθεί σε ένα σύστημα θερμιχής αφαλάτωσης νερού, για εργαλείο μοντελοποίησης της δημιουργίας του ατμού εισόδου, από χυλινδροπαραβολιχά χάτοπτρα. Μία αχόμη πιθανή εφαρμογή της προτεινόμενης μεθοδολογίας, είναι η χρήση του για μοντελοποίηση της λειτουργίας χυλινδροπαραβολιχών συλλεχτών ως σύστημα παραγωγής θερμιχής ενέργειας, για παράδειγμα στον βιομηχανιχό τομέα, αλλά χαι στον τομέα του ηλιαχού χλιματισμού.

Βιβλιογραφία

- S W Churchill. Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes. *Chemical Engineering*, 84(24):91–92, 1977.
- [2] J G Collier and J R Thome. Convective boiling and condensation, volume 38 of The Oxford Engineering Science Series. Oxford University Press, USA, 1994.
- [3] V E Dudley, Gregory J Kolb, A R Mahoney, Thomas R Mancini, C W Matthews, Michael Sloan, and David W Kearney. SEGS LS-2 solar collector: test results. Technical report, Sandia National Laboratories, 1994.
- [4] M Eck. Applied research concerning the direct steam generation in parabolic troughs. Solar Energy, 74(4):341–351, 2003.
- [5] M Eck and W D Steinmann. Direct Steam Generation in Parabolic Troughs: First Results of the DISS Project. *Journal of Solar Energy Engineering*, 124(2):134, 2002.
- [6] M Eck and W D Steinmann. Modelling and Design of Direct Solar Steam Generating Collector Fields. Journal of Solar Energy Engineering, 127(3):371, 2005.
- [7] Markus Eck and Tobias Hirsch. Dynamics and control of parabolic trough collector loops with direct steam generation. *Solar Energy*, 81(2):268–279, 2007.
- [8] Martin D Espaiqa and Luis Rodriguez V. APPROXIMATE STEADY-STATE MODELING OF SOLAR TROUGH COLLECTORS. Solar Energy, 38(6):447–454, 1987.
- [9] A Fernández-García, E Zarza, L Valenzuela, and M Pérez. Parabolic-trough solar collectors and their applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(7):1695–1721, 2010.
- [10] L Friedel. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. In European twophase flow group meeting Paper E, volume 2, page 1979, 1979.

- [11] O Garcia Valladares and N Velazquez. Numerical simulation of parabolic trough solar collector: Improvement using counter flow concentric circular heat exchangers. International Journal of Heat and Mass Transfer, 52(3-4):597–609, 2009.
- [12] V Gnielinski. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. International Chemical Engineering, 16(2):359–368, 1976.
- [13] Soteris A Kalogirou. Solar thermal collectors and applications. Progress in Energy and Combustion Science, 30(3):231–295, 2004.
- [14] N Kattan, J R Thome, and D Favrat. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 Development of a diabatic two-phase flow pattern map. *Journal of Heat TransferTransactions of the ASME*, 120(1):140–147, 1998.
- [15] F Kreith. END-USE MATCHING OF SOLAR ENERGY SYSTEMS. Solar Energy, 1980.
- [16] S Morales-Ruiz, J Rigola, C D Pérez-Segarra, and O García-Valladares. Numerical analysis of two-phase flow in condensers and evaporators with special emphasis on single-phase/twophase transition zones. Applied Thermal Engineering, 29(5-6):1032–1042, 2009.
- [17] S D Odeh. Modelling of parabolic trough direct steam generation solar collectors. Solar Energy, 62(6):395–406, 1998.
- [18] J. T. Pytlinski. Solar energy installations for pumping irrigation water. Solar Energy, 21(4):255–262, 1978.
- [19] A Rabl and H W Gaul. OPTIMIZATION OF PARABOLIC TROUGH. Solar Energy, 29(5), 1982.
- [20] S Z Rouhani and E Axelsson. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13(2):383–393, 1970.
- [21] SolarMillenium. The parabolic trough power plants Andasol 1 to 3. pages 1–26.
- [22] J R Thome, J El Hajal, and A Cavallini. Condensation in horizontal tubes, part 2: new heat transfer model based on flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(18):3365–3387, 2003.
- [23] Loreto Valenzuela, Eduardo Zarza, and Solar Researcher. TOOL FOR SIMULATING DI-RECT STEAM GENERATION IN PARABOLIC TROUGH SOLAR COLLECTORS. Water, pages 1–2, 2011.

- [24] L Wojtan, T Ursenbacher, and J Thome. Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I—A new diabatic two-phase flow pattern map. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48(14):2955–2969, 2005.
- [25] Eduardo Zarza, Loreto Valenzuela, Klaus Hennecke, Markus Eck, Martin Eickhoff, and Solare Energietechnik. Solar Forum 2001 : Solar Energy The DISS project : Direct Steam Generation in parabolic troughs Operation and Maintenance experience . Update on project status. *Solar Energy*, 2001.
- [26] O Zürcher, D Favrat, and J R Thome. Development of a diabatic two-phase flow pattern map for horizontal flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(2):291–301, 2002.
- [27] O Zürcher, D Favrat, and J R Thome. Evaporation of refrigerants in a horizontal tube: an improved flow pattern dependent heat transfer model compared to ammonia data. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(2):303–317, 2002.