

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ &

ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΜΕ LASER ΥΠΕΡΛΕΠΤΗΣ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΓΙΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΣΕ ΠΑΡΑΤΗΡΗΤΗΡΙΑ ΚΟΣΜΙΚΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ ΥΠΕΡΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΝΙΚΟΛΑΟΥ ΜΑΡΑΓΚΟΥ Διπλωματούχου Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. – Ε.Μ.Π.

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: Σ. ΜΑΛΤΕΖΟΣ Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Μάρτιος 2014









Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ & ΦΥΣΙΚΟΝ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ME LASER ΥΠΕΡΛΕΠΤΗΣ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΓΙΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΣΕ ΠΑΡΑΤΗΡΗΤΗΡΙΑ ΚΟΣΜΙΚΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ ΥΠΕΡΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΛΙΛΑΚΤΟΡΙΚΗ ΛΙΑΤΡΙΒΗ

ΝΙΚΟΛΑΟΥ ΜΑΡΑΓΚΟΥ Διπλωματούχου Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. – Ε.Μ.Π.

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

- 1. Σ. ΜΑΛΤΕΖΟΣ Αν. Καθ. ΕΜΠ (επιβλέπων)
- 2. Ε. ΦΩΚΙΤΗΣ Ομ. Καθ. ΕΜΠ
- 3. Μ. ΚΟΜΠΙΤΣΑΣ Ερευν. ΙΘΦΧ

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

- 1. Σ. ΜΑΛΤΕΖΟΣ Αν. Καθ. ΕΜΠ (επιβλέπων)
- 2. Ε. ΦΩΚΙΤΗΣ Ομ. Καθ. ΕΜΠ
- 3. Μ. ΚΟΜΠΙΤΣΑΣ Ερευν. ΙΘΦΧ
- 4. Α. ΠΑΠΑΓΙΑΝΝΗΣ Καθ. ΕΜΠ
- 5. Α. ΣΕΡΑΦΕΤΙΝΙΔΗΣ Καθ. ΕΜΠ
- 6. Μ. ΜΑΚΡΟΠΟΥΛΟΥ Αν. Καθ. ΕΜΠ
- Μ. ΒΑΣΙΛΕΙΟΥ Αν. Καθ. ΕΚΠΑ







Ευρωπαϊκή Ένωση

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης

Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ . Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

στην Ειρήνη και την κόρη μας

Περίληψη

Μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον στον τομέα της αστροφυσικής υψηλών ενεργειών παρουσιάζουν τα τελευταία χρόνια οι κοσμικές ακτίνες υπερ-υψηλών ενεργειών και οι ακτίνες γ πολύ υψηλών ενεργειών. Κατά την είσοδο των ενεργειακών αυτών σωματιδίων στην ατμόσφαιρα της γης προκαλούνται εκτεταμένοι ατμοσφαιρικοί καταιγισμοί δευτερογενών σωματιδίων. Για την εκτίμηση της ενέργειας, της ροής και της κατεύθυνσης εισόδου των κοσμικών ακτίνων στην ατμόσφαιρα, έχουν αναπτυχθεί ή βρίσκονται στην φάση του σχεδιασμού, μεγάλα πειράματα, όπως το παρατηρητήριο Pierre Auger και το πρόγραμμα Cherenkov Telescope Array, τα οποία χρησιμοποιούν εκτεταμένες συστοιχίες ανιχνευτών εδάφους και μεγάλα τηλεσκόπια Cherenkov και ατμοσφαιρικού φθορισμού, για την καταγραφή των καταιγισμών. Μεταβολές στην διαπερατότητα της ατμόσφαιρας λόγω νεφών, αερολυμάτων κ.α., επηρεάζουν σημαντικά της μετρήσεις στα πειράματα αυτά, κάνοντας απαραίτητη της συνεχή ατμοσφαιρική επισκόπηση. Εξέχουσα θέση στην εκτίμηση των ιδιοτήτων της συνεχώς μεταβαλλόμενης ατμόσφαιρας έχουν τα συστήματα LIDAR.

Η παρούσα διατριβή εντάσσεται στα πλαίσια της έρευνας του ΕΜΠ για την ανάπτυξη προτύπου συστήματος LIDAR υψηλής φασματικής διακριτικής ικανότητας (High Spectral Resolution LIDAR, HSRL) με στόχο την βελτίωση της ακρίβειας προσδιορισμού των ατμοσφαιρικών παραμέτρων σε πειράματα κοσμικών ακτίνων. Στα πλαίσια αυτά έγινε μελέτη των χρονικών, χωρικών και φασματικών ιδιοτήτων της δέσμης του laser προκειμένου να εφαρμοστεί στον πομπό του HSRL και αναπτύχθηκε πειραματική διάταξη παλμικής οπτικής ενίσχυσης ενός SLM Nd:YVO₄ παλμικού laser χαμηλής ισχύος. Η αρχιτεκτονική της διάταξης βασίζεται στην πλευρική οπτική άντληση (side-pumping) κρυστάλλου Nd:YVO4 με διπλό πέρασμα της δέσμης του laser από τον κρύσταλλο και ολική ανάκλαση στην επιφάνεια οπτικής άντλησης του κρυστάλλου. Για τον σχεδιασμό και την μελέτη της διάταξης αναπτύχθηκε κώδικας προσομοίωσης της διάδοσης φωτεινών παλμών σε ενεργούς κρυστάλλους. Μελετήθηκαν και αναπτύχθηκαν συστήματα στήριξης των στοιχείων της διάταξης και κύκλωμα νερού για την αποτελεσματική απαγωγή της θερμότητας απο τον ενεργό κρύσταλλο, το laser και την πηγή οπτικής άντλησης. Μελετήθηκαν και εφαρμόστηκαν πειραματικές μέθοδοι χαρακτηρισμού της φασματικής σταθερότητας, του φασματικού εύρους και της εγκάρσιας διατομής της δέσμης του laser στην περιοχή του ενεργού κρυστάλλου αλλά και μέθοδοι χαρακτηρισμού της πηγής οπτικής άντλησης του κρυστάλλου. Παράλληλα αναπτύχθηκαν και εφαρμόστηκαν πειραματικές μέθοδοι για τον χαρακτηρισμό της επιπεδότητας, της παραλληλίας και της ακριβούς απόστασης των κατόπτρων συμβολομέτρων Fabry-Perot, τα οποία αποτελούν συστατικά στοιχεία του δέκτη του HSRL. Για την επεξεργασία των εικόνων συμβολής των συμβολομέτρων Fabry-Perot αναπτύχθηκε κατάλληλος κώδικας.

Abstract

The field of Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR) and Very High Energy Gamma Rays (VHE γ R) has gained scientific interest in the recent years. While these highly energetic particles penetrate the earths atmosphere they produce a cascade of interactions forming extensive air-showers (EAS) of secondary particles. Large experiments like Pierre Auger Observatory or Cerenkov Telescope Array (CTA), employing extended surface detectors, large imaging Cherenkov Telescopes and atmospheric fluorescence detectors to record EAS, have been developed or are in the design process. The signal received by the detectors is strongly dependent to the atmosphere's transparency witch alters significantly with time due to clouds, haze or aerosols. Thus the constant atmospheric monitoring is of great importance in UHECR and VHE γ R experiments. One of the most efficient technique for atmospheric monitoring is the LIDAR technique.

The current thesis is part of the research of NTUA for the development of a prototype High Spectral Resolution LIDAR (HSRL) to monitor the atmospheric transparency in cosmic ray experiments. In this framework, temporal, spacial and spectral characteristics of the laser beam to be used in the HSRL's emitter have been studied and accounted for the development of a pulsed SLM Nd:YVO₄ Master Oscillator Power Amplifier (MOPA). The architecture of the optical amplifier is based on a double pass side-pump configuration with internal reflection of the beam on the pump surface of an Nd:YVO₄ active crystal. A code simulating the propagation of optical pulses through active crystals has been developed for the optical amplification design process and the further study of the experimental setup. Mounting and heat extraction systems have been studied and developed and a number of laser characterization methods have been realized. Furthermore, experimental methods for Fabry-Perot interferometer plates flatness, parallelism and exact spacing determination have been developed and applied, and a dedicated code for fringe image processing has been written.

Ευχαριστίες

Πρωτίστως θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διδακτορικής μου διατριβής Αν. Καθηγητή Σταύρο Μαλτέζο, για όλη την εμπιστοσύνη που επέδειξε στο πρόσωπό μου, για την βοήθειά του σε όλες τις δυσκολίες που κατά καιρούς ανέκυπταν και για το ειλικρινές ενδιαφέρον του για την επιστημονική μου εξέλιξη.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τόσο τα μέλη της συμβουλευτικής μου επιτροπής όσο και όλους τους καθηγητές, εργαζόμενους και συναδέλφους που με βοήθησαν σημαντικά είτε με συμβουλές και ανταλλαγές απόψεων πάνω σε θεωρητικά και πειραματικά ζητήματα της διατριβής είτε με την παραχώρηση απαραίτητου πειραματικού εξοπλισμού, είτε με την γενικότερη εξυπηρέτηση που παρείχαν. Θα ήθελα ιδιαίτερα να ευχαριστήσω τον μηχανουργό του τομέα Φυσικής Κώστα Χορμόβα, χωρίς την καθοριστική συμβολή του οποίου για την κατασκευή του μεγαλύτερου μέρους του πειραματικού εξοπλισμού θα ήταν αδύνατη η ολοκλήρωση της διατριβής.

Δεν θα μπορούσα να μην ευχαριστήσω την Ειρήνη αλλά και όλους του φίλους για όλα όσα έχουμε περάσει, πει, και πιει.

Όσον αφορά την οικογένειά μου, ένα ευχαριστώ θα ήταν πολύ λίγο για να εκφράσει την βαθιά μου ευγνωμοσύνη για την αγάπη και την ηθική και υλική τους στήριξη όλα αυτά τα χρόνια.

Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

Περιεχόμενα

1	Εισο	αγωγή		13		
2	Κοσμικές ακτίνες					
	2.1	Ιστορι	κή Αναδρομή	15		
	2.2	Το ενε	ργειακό φάσμα και η ροή των κοσμικών ακτίνων	16		
	2.3	Οι αλλ	ηλεπιδράσεις των κοσμικών ακτίνων κατά το ταξίδι τους στο διάστημα			
		και το	κατώφλι GZK	17		
	2.4	Η πηγι	ή των κοσμικών ακτίνων	19		
	2.5	Κοσμι	κές ακτίνες υπερυψηλών ενεργειών	21		
	2.6	Εκτετα	μένοι ατμοσφαιρικοί καταιγισμοί	23		
		2.6.1	Η διαμήκης ανάπτυξη (longitudinal profile) του καταιγισμού	23		
		2.6.2	Το εγκάρσιο προφίλ του καταιγισμού	26		
	2.7	Τεχνικ	τές Ανίχνευσης Κοσμικών Ακτίνων	29		
		2.7.1	Συστοιχίες ανιχνευτών εδάφους	29		
		2.7.2	Η τεχνική ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov	32		
		2.7.3	Η τεχνική ατμοσφαιρικού φθορισμού	34		
	2.8	Πειράμ	ματα κοσμικών ακτίνων	36		
		2.8.1	Παρατηρητήριο Auger	36		
		2.8.2	Telescope Array	38		
		2.8.3	H.E.S.S	39		
		2.8.4	MAGIC	40		
		2.8.5	VERITAS	40		
		2.8.6	СТА	41		
3	Ατμ	οσφαιρ	ική επισκόπηση και LIDAR	43		
	3.1	Επίδραση της ατμόσφαιρας στην ανίχνευση των καταιγισμών				
	3.2	Η τεχν	ική LIDAR	45		
		3.2.1	Βασικές αρχές	45		
		3.2.2	Η εξίσωση LIDAR	46		
		3.2.3	Κλασικό ελαστικό LIDAR	46		

		3.2.4	Raman I	LIDAR	48
		3.2.5	LIDAR 1	υψηλής φασματικής διακριτικής ικανότητας (HSRL)	49
	3.3	Πρότυ	πo HSRL		52
4	Συμ	βολομε	τρική μέ	θοδος χαρακτηρισμού	53
	4.1	Βασικά	ές Αρχές		53
		4.1.1	Η συνάρ	οτηση του Airy	55
		4.1.2	Βασικά	μεγέθη χαρακτηρισμού ενός συμβολομέτρου Fabry - Perot	57
		4.1.3	Συνάρτι	ηση προσομοίωσης του Fabry-Perot συμβολογράμματος	58
	4.2	Επεξερ	ογασία ει	κόνων συμβολής	59
			4.2.0.1	Καθαρισμός εικόνας από "θερμές" εικονοψηφίδες και αφαί-	
				ρεση υποβάθρου	60
			4.2.0.2	Εντοπισμός του κέντρου του συστήματος των κροσσών	60
			4.2.0.3	Εξαγωγή μονοδιάστατου διαγράμματος συμβολής από την	
				εικόνα των κροσσών	61
			4.2.0.4	Εξαγωγή του κλασματικού μέρους, e_c , της συμβολής στο κέν-	
				τρο του συστήματος των κροσσών.	65
			4.2.0.5	Αυτόματη ανάλυση πολλαπλών εικόνων συμβολής	67
	4.3	Πειραμ	ιατική μέ	θοδος χαρακτηρισμού επιπεδότητας κατόπτρων	67
	4.4	Μέθοδ	ος υπολο	γισμού της απόστασης των κατόπτρων	69
		4.4.1	Λογισμι	κό υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων	72
		4.4.2	Εφαρμο	γές της μεθόδου	73
			4.4.2.1	Ανάλυση των δημοσιευμένων δεδομένων	74
			4.4.2.2	Χαρακτηρισμός εμπορικού συμβολομέτρου Fabry-Perot 5 mm	74
			4.4.2.3	Χαρακτηρισμός πρότυπου συμβολομέτρου Fabry-Perot 2 mm	76
5	Lase	ers στερ	εάς κατά	στασης	79
	5.1	To lase	r στερεάς	; κατάστασης	80
		5.1.1	Το σύστ	ημα τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων	80
		5.1.2	Ο ταλαν	τωτής του laser	81
			5.1.2.1	Διαμήκεις ρυθμοί ταλάντωσης	82
			5.1.2.2	Εγκάρσιοι ρυθμοί ταλάντωσης	82
		5.1.3	Η παράι	μετρος ποιότητας της δέσμης M^2	83
		5.1.4	Q-switch	ning	83
			5.1.4.1	Ηλεκτρο-οπτική κυψελίδα ως διακόπτης-Q	84
		5.1.5	Μηχανια	σμοί εναπόθεσης θερμότητας στον ενεργό κρύσταλλο	85
			5.1.5.1	Κβαντική απώλεια	85
			5.1.5.2	Μηχανισμοί μείωσης του ενεργού χρόνου ζωής	85
		5.1.6	Κρύστα	λλος Nd:YVO $_4$ σαν ενεργό υλικό \ldots	86

		5.1.7	Αρχιτεκτονική πλευρικής οπτικής άντλησης κρυσταλλικής πλάκας	89
	5.2	Γραμμ	ιικές συστοιχίες διοδικών Lasers	91
	5.3	Οπτικ	ή ενίσχυση παλμικού laser στερεάς κατάστασης	92
	5.4	Παρα	γωγή δεύτερης και τρίτης αρμονικής συχνότητας	95
		5.4.1	Βασικές αρχές	96
		5.4.2	Παραγωγή δεύτερης αρμονικής	98
		5.4.3	Αντιστοίχιση φάσης	99
			5.4.3.1 Γωνιακή ευαισθησία	100
		5.4.4	Παραγωγή τρίτης αρμονικής	100
6	Προ	σομοία	οση Παλμικής Ενίσχυσης	103
	6.1	Γενική	΄ η περιγραφή των δυνατοτήτων του προγράμματος	103
	6.2 Avα		ντική περιγραφή	105
		6.2.1	Υπολογισμός της διέγερσης του κρυστάλλου	106
			6.2.1.1 "Άπειρος" χρόνος οπτικής άντλησης	107
			6.2.1.2 Πεπερασμένος χρόνος οπτικής άντλησης	108
		6.2.2	Υπολογισμός της οπτικής ενίσχυσης του παλμού	110
			6.2.2.1 Δέσμη υπό γωνία με εσωτερική ολική ανάκλαση	114
		6.2.3	Δοκμή	117
7	Ανά	πτυξη]	Πομπού για το HSRL	121
	7.1	Χαραι	κτηριστικά της δέσμης του πομπού	121
		7.1.1	Το φασματικό εύρος της δέσμης	121
		7.1.2	Η φασματική περιοχή εκπομπής της δέσμης	122
		7.1.3	Η φασματική σταθερότητα της δέσμης	122
		7.1.4	Η ενέργεια των παλμών	123
		7.1.5	Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης	123
	7.2	Σχεδια	χσμός του Πομπού	124
	7.3	Πειρα	ματική Διάταξη οπτικής ενίσχυσης	125
		7.3.1	Χαρακτηρισμός και ιδιότητες του Nd:YVO $_4$ laser	125
			7.3.1.1 Φασματική σταθερότητα του laser	126
			7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser	128
		7.3.2	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser . Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO4 . .	128 128
		7.3.2 7.3.3	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO4 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers	128 128 129
		7.3.2 7.3.3	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO_4 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers 7.3.3.1 Χαρακτηρισμός της συστοιχίας διοδικών lasers	128 128 129 131
		7.3.27.3.37.3.4	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO4 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers 7.3.3.1 Χαρακτηρισμός της συστοιχίας διοδικών lasers Μελέτη της εστίασης της δέσμης και της ακτινοβολίας οπτικής άντλη-	128 128 129 131
		7.3.27.3.37.3.4	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO_4 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers 7.3.3.1 Χαρακτηρισμός της συστοιχίας διοδικών lasers Μελέτη της εστίασης της δέσμης και της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στον κρύσταλλο	128 128 129 131 131
		7.3.27.3.37.3.47.3.5	7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd: YVO_4 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers 7.3.3.1 Χαρακτηρισμός της συστοιχίας διοδικών lasers Μελέτη της εστίασης της δέσμης και της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στον κρύσταλλο	128 128 129 131 131 132

		7.3	3.5.2	Βάση για την συστοιχία διοδικών lasers	134
		7.3	3.5.3	Βάση για το Nd:YVO ₄ laser \ldots	134
		7.3	3.5.4	Κύκλωμα ροής τού νερού	134
		7.3.6 H	στήριξ	ξη των οπτικών οργάνων της διάταξης	135
		7.3.7 Пр	οσομα	οίωση	135
	7.4	Τα πειραμ	ιατικά	αποτελέσματα	140
8	Συμ	περάσματα	ι - Προ	οοπτικές	143
	8.1	Προοπτικά	ές		144
Π	αράρ	τηματα			147
Ι	Екц	ράσεις ανα	κγωγή	ή ς σε n διαστάσεις	149
I	Ек ф I.1	ρ άσεις ανα Τρεις φασ	ιγωγή ματικέ	ίς σε n διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	149 149
Ι	Ек ф I.1 I.2	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις φ	κγωγή ματικέ ρασμα	jς σε n διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	149 149 150
I	Екф І.1 І.2 І.3	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις ς Πέντε φαα	αγωγή ματικέ ρασμα σματικ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	149 149 150 151
П	Εκφ I.1 I.2 I.3 Πρό	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις φ Πέντε φαα	αγωγή ματικέ ρασμα σματικ οοσομ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	149149150151153
п	Εκφ I.1 I.2 I.3 Πρό II.1	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις φ Πέντε φαα γραμμα π μ Πάνελ πα	αγωγή ματικέ ρασμα σματικ ο οσομ ραμέτρ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	 149 149 150 151 153 154
П	Екф I.1 I.2 I.3 Прб II.1 II.2	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις φ Πέντε φαα γραμμα π Πάνελ πα _μ Πάνελ πα	κγωγή ματικέ ρασμα σματικ ο οσομ οαμέτρ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	 149 149 150 151 153 154 155
П	Εκφ I.1 I.2 I.3 Πρό II.1 II.2 II.3	ρ άσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις α Πέντε φαα γραμμα π Πάνελ πα Πάνελ πα Πάνελ πα	κγωγή ματικέ ρασμα ηματικ ο οσομ οαμέτρ οαμέτρ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	 149 149 150 151 153 154 155 156
п	Екц I.1 I.2 I.3 Прб II.1 II.2 II.3 II.4	ράσεις ανα Τρεις φασ Τέσσερις α Πέντε φαα γραμμα πη Πάνελ πα Πάνελ πα Πάνελ πα	κγωγή ματικέ ρασμα σματικ οοσομ οαμέτρ οαμέτρ οαμέτρ	ίς σε η διαστάσεις ές γραμμές (n=3)	 149 149 150 151 153 154 155 156 158

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Ένας τομέας της έρευνας στην αστροφυσική σωματιδίων υψηλών ενεργειών είναι η μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας, ή οποία πρωτοανακαλύφτηκε από τον Victor Hess το 1911 στις πτήσεις που έκανε με αερόστατο. Οι κοσμική ακτινοβολία αποτελείται από ιονισμένους πυρήνες (κυρίως πρωτόνια) οι οποίοι προσκρούουν στην ατμόσφαιρα της γης με ροή σχεδόν 10000 γεγονότων $m^{-2}s^{-1}$. Μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα τελευταία χρόνια οι κοσμικές ακτίνες υπερ-υψηλών ενεργειών (>10¹⁹ eV) και οι κοσμικές ακτίνες γ πολύ υψηλών ενεργειών. Ένα από τα κύρια αναπάντητα μέχρι σήμερα ερωτήματα, είναι " Ποιοι είναι οι μηχανισμοί εκείνοι που επιταχύνουν τα σωματίδια αυτά σε τόσο υψηλές ενέργειες και σε τι απόσταση βρίσκονται από την γη; ". Η ροή των κοσμικών ακτίνων μειώνεται σημαντικά με την αύξηση της ενέργειάς τους και για ενέργειες μεγαλύτερες των 10¹⁹ eV φτάνει το 1 γεγονός ανά km^2 κάθε χρόνο. Η άμεση ανίχνευση των σωματιδίων αυτών με ανιχνευτές σε αερόστατα ή δορυφόρους είναι πρακτικά αδύνατη, έτσι έχουν αναπτυχθεί τεχνικές για την έμμεση ανίχνευσή τους μέσω της καταγραφής των καταιγισμών δευτερογενών σωματιδίων που προκαλούνται κατά την πρόσπτωση τους στην ατμόσφαιρα. Οι τεχνικές αυτές περιλαμβάνουν:

- την χρήση τηλεσκοπίων ατμοσφαιρικού φθορισμού
- την χρήση τηλεσκοπίων ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov
- την καταγραφή των φορτισμένων σωματιδίων του καταιγισμού από μεγάλης έκτασης ανιχνευτές εδάφους

Μια σειρά πειράματα έχουν αναπτυχθεί τα τελευταία χρόνια σε διάφορές περιοχές της γης στο βόριο και στο νότιο ημισφαίριο, τα οποία εφαρμόζουν τις τεχνικές αυτές για την καταγραφή των καταιγισμών και την εξαγωγή συμπερασμάτων για την ροή την ενέργεια και την κατεύθυνση εισόδου των κοσμικών ακτίνων και των ακτίνων γ στην ατμόσφαιρα. Απαραίτητη στα πειράματα αυτά είναι η συνεχής επισκόπηση των μεταβολών στην διαπερατότητα της ατμόσφαιρας λόγω νεφών, αερολυμάτων, κ.α., μια και η ατμόσφαιρα είναι στην ουσία μέρος του ανιχνευτή και οι μεταβολές αυτές επηρεάζουν σημαντικά τα καταγραφόμενα σήματα οδηγώντας σε σφάλματα κυρίως στην εκτίμηση της ενέργεια των κοσμικών ακτίνων που προκαλούν τους καταιγισμούς.

Ένα από τα πιο αποδοτικά συστήματα για την ατμοσφαιρική επισκόπηση είναι το LI-DAR. Ένα LIDAR (Light Detection and Ranging) αποτελείται βασικά από ένα παλμικό laser, έναν συλλέκτη του οπισθοσκεδαζόμενου απο την ατμόσφαιρα φωτός (τηλεσκόπιο), έναν ανιχνευτή φωτός και μια συσκευή καταγραφής του ηλεκτρικού σήματος (FADC), και λειτουργεί όπως το πιο γνωστό RADAR αλλά στο οπτικό ή κοντά στο οπτικό φάσμα. Ο απλούστερος τύπος LIDAR, το ελαστικό Rayleigh-Mie LIDAR, χρησιμοποιείται ευρέος στα πειράματα κοσμικών ακτίνων, αλλά μπορεί να οδηγήσει σε σημαντικά συστηματικά σφάλματα στην εκτίμηση των ιδιοτήτων της ατμόσφαιρας. Για τον λόγο αυτό γίνεται μελέτη για την ανάπτυξη και την εγκατάσταση πιο εξελιγμένων τύπων LIDAR. Ανάμεσα σε αυτά είναι και το Raman-LIDAR και το LIDAR υψηλής διακριτικής ικανότητας (High Spectral Resolution LIDAR, HSRL).

Η παρούσα διατριβή εντάσσεται στα πλαίσια της έρευνας που γίνεται από την ομάδα του ΕΜΠ, για τον σχεδιασμό και την ανάπτυξη ενός πρότυπου HSRL με επίκεντρο την ατμοσφαιρική επισκόπηση σε πειράματα κοσμικών ακτίνων. Οι βασικοί στόχοι της διατριβής ήταν:

- Η μελέτη των ιδιοτήτων του laser για την εφαρμογή του στο HSRL
- Ο σχεδιασμός και η ανάπτυξη διάταξης οπτικής ενίσχυσης του laser
- Η διεύρυνση της τεχνογνωσίας και η ανάπτυξη μεθόδων χαρακτηρισμού συμβολομέτρων Fabry-Perot για την εφαρμογή τους στην φασματική επεξεργασία του οπτικού σήματος στον δέκτη του HSRL

Στο κεφάλαιο 2 γίνεται μια εισαγωγή στις κοσμικές ακτίνες στις τεχνικές και στα πειράματα ανίχνευσής τους. Στο κεφάλαιο 3 περιγράφονται οι αρχές λειτουργίας διαφόρων τύπων LIDAR για την ατμοσφαιρική επισκόπηση με έμφαση στην τεχνική HSRL. Στο κεφάλαιο 4 περιγράφονται οι βασικές αρχές λειτουργίας του συμβολομέτρου Fabry-Perot. Επίσης περιγράφονται μέθοδοι που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής για τον χαρακτηρισμό της επιπεδότητας, της παραλληλίας και της ακριβούς απόστασης των κατόπτρων των συμβολομέτρων. Παράλληλα περιγράφεται κώδικας που αναπτύχθηκε για την επεξεργασία των εικόνων συμβολής των συμβολομέτρων. Στο κεφάλαιο 5 γίνεται μια εισαγωγή στην θεωρία των lasers στερεάς κατάστασης, της οπτικής τους ενίσχυσης και της παραγωγής αρμονικών συχνοτήτων. Στο κεφάλαιο 6 περιγράφεται ο κώδικας που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής για την προσομοίωση διατάξεων παλμικής ενίσχυσης του laser. Τέλος στο κεφάλαιο 7 παρουσιάζονται στοιχεία σχεδιασμού του πομπού του HSRL, γίνεται λεπτομερής περιγραφή της πειραματικής διάταξης οπτικής ενίσχυσης του laser και παρουσιάζονται οι σχετικές προσομοιώσεις και τα αποτελέσματα..

Κεφάλαιο 2

Κοσμικές ακτίνες

2.1 Ιστορική Αναδρομή

Έχουν περάσει πάνω από εκατό χρόνια από τότε που έγινε η πρώτη ανακάλυψη της κοσμικής ακτινοβολίας. Στα τέλη του 19^{ov} αιώνα ο Βρετανός φυσικός Charles Wilson διεξήγαγε μια σειρά πειραμάτων για τον στατικό ηλεκτρισμό. Σε αυτά τα πειράματα μετρούσε την ταχύτητα διαρροής του φορτίου από ένα ηλεκτροσκόπιο με χρυσά ελάσματα [1]. Προσπαθώντας να εξακριβώσει την αιτία της διαρροής από το ηλεκτροσκόπιο, ο Wilson έκλεισε την διάταξη μέσα σε ένα αεροστεγές δοχείο και μετέβαλε την πηγή του αέρα στην διάταξη. Ανακάλυψε ότι ο τύπος του αέρα, είτε ήταν μολυσμένος αέρας από την πόλη είτε καθαρός από την επαρχία, δεν επηρέαζε καθόλου την διαρροή του φορτίου [2]. Στην συνέχεια πραγματοποίησε πειράματα για να συγκρίνει την ταχύτητα ηλεκτρικής διαρροής κατά την διάρκεια της μέρας και κατά την διάρκεια της νύχτας και δεν παρατήρησε κάποια επίδραση. Ανακάλυψε επίσης ότι δεν υπάρχει μεταβολή του ρυθμού ηλεκτρικής διαρροής αν το ηλεκτροσκόπιο είναι φορτισμένο αρνητικά ή θετικά. Έφτασε στο συμπέρασμα ότι με κάποιο τρόπο ο αέρας στο δοχείο ιονίζεται με ίσο αριθμό θετικών και αρνητικών φορτίων [2]. Το 1901, ο Wilson διατύπωσε την θέση ότι η αιτία του ιονισμού ενδέχεται να είναι ακτίνες προερχόμενες έξω από την ατμόσφαιρα της γης [1]. Για να ελέγξει την ορθότητα αυτής της θεωρίας, ο Wilson έκανε δοκιμές κάτω από την επιφάνεια της γης. Δεν είχε όμως υπ' όψιν του ότι και η ραδιενέργεια της γης συνεισέφερε στον ρυθμό διαρροής του φορτίου και επιπλέον ο εξοπλισμός του δεν μπορούσε να διακρίνει τα δύο φαινόμενα. Αυτό τον οδήγησε να συμπεράνει ότι ο ιονισμός είναι μια ιδιότητα του αέρα αυτού καθεαυτού. Χρειάστηκε άλλη μια δεκαετία για να αποδειχτεί ότι ο ιονισμός είναι αποτέλεσμα της κοσμικής ακτινοβολίας.

Στις 7 Αυγούστου του 1912 ο Victor Hess πέταξε με μπαλόνι υδρογόνου σε υψόμετρο 5350 μέτρα [1]. Κατά την διάρκεια και της ανόδου και της καθόδου ο Hess μέτρησε τα επίπεδα ιονισμού χρησιμοποιώντας έναν θάλαμο ιονισμού, σχεδιασμένο από τον Father Thomas Wulf. Ο Hess παρατήρησε ότι με την αύξηση του υψομέτρου υπήρχε μια αρχική εξασθένηση στον ιονισμό, ενώ όταν το υψόμετρο ξεπέρασε τα 2000 μέτρα τα επίπεδα ιονισμού άρχισαν να αυξάνονται και η αύξηση αυτή ήταν έντονη φτάνοντας στο μέγιστο υψόμετρο [3]. Ο Hess έβγαλε το συμπέρασμα ότι κάτω από τα 2000 μέτρα ο ιονισμός του αέρα προκαλείται από επίγειες πηγές ακτινοβολίας και στα μεγαλύτερα υψόμετρα ο ιονισμός προκαλείται από πηγές έξω από την ατμόσφαιρα της γης. Το 1925 οι περισσότεροι συμφωνούσαν ότι το φαινόμενο του ιονισμού έχει εξωγήινα αίτια και ο Αμερικάνος φυσικός R.A Millikan έδωσε το όνομα "Κοσμικές Ακτίνες" (Cosmic rays) για να περιγράψει την ακτινοβολία που προκαλεί τον ιονισμό [3]. Τις επόμενες δεκαετίες υπήρξε μεγάλη πρόοδος στην κατανόηση των κοσμικών ακτίνων. Το 1939 ο Pierre Auger ανακάλυψε τους εκτεταμένους θυσάνους στο αέρα (extensive air showers), ένα φαινόμενο το οποίο προκαλείται όταν ένα σωματίδιο κοσμικής ακτινοβολίας αλληλεπιδρά με τα άτομα στην ατμόσφαιρα της γης, εκκινώντας έναν καταιγισμό από δευτερογενή σωματίδια. Από την δεκαετία του 30' έως τις αρχές της δεκαετίας του 50' ανακαλύφτηκαν τα περισσότερα νέα σωματίδια από μελέτες που έγιναν σχετικά με τις αλληλεπιδράσεις των κοσμικών ακτίνων. Εκείνη την εποχή οι ενέργειες αλληλεπίδρασης των κοσμικών ακτίνων ήταν πολύ μεγαλύτερες από αυτές που μπορούσαν να επιτευχθούν σε ένα εργαστήριο. Στην δεκαετία του 70' αναπτύχθηκαν διάφορες θεωρίες για τους μηχανισμούς επιτάχυνσης των κοσμικών ακτίνων. Τα τελευταία χρόνια το ενδιαφέρον έχει στραφεί στις κοσμικές ακτίνες υπερ-υψηλής ενέργειας (ultra high-energy cosmic rays, UHECR). Αυτά τα σωματίδια έχουν ενέργειες από 10^{19} έως 10^{20} eV. Αυτές οι ενέργειες είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από οτιδήποτε έχει επιτευχθεί από τα σύγχρονα πειράματα. Μελετώντας τις UHECR ο στόχος είναι να υπάρξουν απαντήσεις για την προέλευση των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας.

Έντονο ενδιαφέρον παρουσιάζουν επίσης τα τελευταία χρόνια και οι κοσμικές ακτίνες γ πολύ υψηλής ενέργειας (Very High Energy Cosmic Rays). Τα κοσμικά αυτά φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 100 GeV μπορούν να δώσουν σημαντικές πληροφορίες για την προέλευσή τους λόγω της σχετικά ασθενούς αλληλεπίδρασής τους με τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία του διαστήματος και άρα των σχετικά ευθύγραμμων τροχιών τους προς την γη.

2.2 Το ενεργειακό φάσμα και η ροή των κοσμικών ακτίνων

Οι ενέργειες των κοσμικών ακτίνων που φτάνουν στην γη, εκτείνονται σε ένα μεγάλο φάσμα $14^{\omega\nu}$ τάξεων μεγέθους, από 10^6 eV μέχρι και 10^{20} eV. Η ροή αυτών των σωματιδίων, όμως, στην ατμόσφαιρα της γης δεν είναι σταθερή, αλλά μειώνεται πολύ γρήγορα καθώς αυξάνεται ενέργειά τους. Η ροή των κοσμικών ακτίνων με ενέργειες μικρότερες από 10^{14} eV είναι αρκετά μεγάλη ώστε να μπορούν να μελετηθούν με ανιχνευτές σε αερόστατα ή δορυφόρους. Από την πληθώρα των μετρήσεων που έχουν γίνει μέχρι σήμερα, μέσω τέτοιων άμεσων πειραμάτων, έχουν εξαχθεί αρκετά συμπεράσματα για την φύση και την σύσταση αυτών των κοσμικών ακτίνων, δεν είναι η πιο προφανής πηγή κοσμικών ακτίνων, δεν είναι η κύρια πηγή τους. Μόνο κάτω από τα 100 MeV κυριαρχεί η ηλιακή πηγή στην ροή των πρωτονίων, αφού σε αυτές τις ενέργειες ο ηλιακός άνεμος δεν επιτρέπει στα

πρωτόνια που προέρχονται έξω από το ηλιακό σύστημα να φτάσουν την γη. Επίσης, μετρήσεις που γίνανε σε αποστολές στο διάστημα, μακριά από την ατμόσφαιρα της γης, έδειξαν ότι η σύσταση των κοσμικών ακτίνων με ενέργεια 1 GeV συμφωνεί αρκετά με τα συστατικά στοιχεία του ηλιακού μας συστήματος με μια όμως υπέρ-πληθώρα από στοιχεία όπως λίθιο, βηρύλλιο, και βόριο που προέρχονται από τον βομβαρδισμό βαρύτερων πυρήνων στο διάστημα. Πάνω από τα 10^{14} eV, η ροή των κοσμικών ακτίνων γίνεται πολύ μικρή, και για την ανίχνευσή τους χρειάζονται επίγεια παρατηρητήρια που να καλύπτουν μεγάλες επιφάνειες και να έχουν μεγάλους χρόνους έκθεσης. Αυτοί οι ανιχνευτές μπορούν μόνο έμμεσα να μετρήσουν την κοσμική ακτινοβολία, μέσω των εκτεταμένων καταιγισμών που παράγει, όταν προσκρούσει στην ατμόσφαιρα. Με την χρήση τέτοιων ανιχνευτών έχουν γίνει μέχρι σήμερα σημαντικά βήματα στην μέτρηση της εξαιρετικά μικρής ροής (1 γεγονός $km^{-2}yr^{-1}$) των κοσμικών ακτίνων με ενέργεια πάνω από 10^{18} eV.

Μελετώντας την ροή των κοσμικών ακτίνων στο ενεργειακό φάσμα από 10⁹ eV μέχρι 10²⁰ eV βλέπουμε ότι για αύξηση της ενέργειας κατά μια τάξη μεγέθους έχουμε μείωση της ροής κατά περίπου τρεις τάξεις μεγέθους. Στο σχ. 2.1 παρουσιάζεται αναλυτικά το ενεργειακό φάσμα από μετρήσεις κοσμικών ακτίνων. Η ροή των κοσμικών ακτίνων ακολουθεί τον παρακάτω νόμο:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma} \tag{2.1}$$

με $\gamma \simeq 2.7$ για ενέργειες μέχρι 10^{15} eV, και $\gamma \simeq 3.1$ αμέσως μετά. Η κλήση της καμπύλης μετά τα 10^{19} eV είναι πιο ασαφής. Η περιοχή γύρω στα 10^{15} eV οπού η κλίση γίνεται πιο απότομη ονομάζεται "γόνατο" (knee) ενώ η περιοχή γύρω στα 10^{19} eV οπού η κλίση γίνεται πιο επίπεδη ονομάζεται "αστράγαλος" (ankle).

2.3 Οι αλληλεπιδράσεις των κοσμικών ακτίνων κατά το ταξίδι τους στο διάστημα και το κατώφλι GZK

Οι κοσμικές ακτίνες δεν διασχίζουν ανεπηρέαστες το διάστημα. Υπόκεινται σε διάφορες αλληλεπιδράσεις και οι τροχιές τους καμπυλώνονται από διάφορα μαγνητικά πεδία. Το αποτέλεσμα είναι να μεταβάλλεται το παρατηρούμενο ενεργειακό τους φάσμα και η κατεύθυνση με την οποία εισέρχονται στη ατμόσφαιρα της γης. Μια από τις πιο σημαντικές αλληλεπιδράσεις είναι αυτή με το κοσμικό ηλεκτρομαγνητικό υπόβαθρο (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR) του οποίου η ύπαρξη αποδείχτηκε από τους Penzias και Wilson το 1966 [4]. Τα πρωτόνια παράγουν δευτερογενή αδρόνια κατά την αλληλεπίδρασή τους με το CMBR ($p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$), χάνοντας κάθε φορά ένα ποσοστό της ενέργειας τους. Μπορούν επίσης να χάσουν ενέργεια και από την παραγωγή ζευγαριών ηλεκτρονίων – ποζιτρονίων στο ηλεκτρομαγνητικό υπόβαθρο. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές έχουν μεγάλη ενεργό διατομή σε επίπεδα ενέργειας του πρωτονίου μεγαλύτερα από κάποιο κατώφλι. Το κατώφλι αυτό το υπολόγισαν οι Greisen, Zatsepin και Kuz'min γύρω στα 6 $\cdot 10^{19}$ eV και γι αυτό καλείται «κατώφλι GZK»



Σχήμα 2.1: Ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων από συγκεντρωτική καταγραφή μετρήσεων. Με βέλη αναδεικνύονται προσεγγιστικά οι ενέργειες που αναφέρονται σαν γόνατο (knee) και αγκώνας (ankle).

(GZK cut-off) [5, 6]. Οι πυρήνες, επίσης υπόκεινται σε φωτονικές διασπάσεις από το CMBR και από υπέρυθρες ακτινοβολίες [7], χάνοντας τρία με τέσσερα νουκλεόνια ανά mega-parsec (Mpc) (1pc=3,26 έτη φωτός) όταν η ενέργειά τους υπερβαίνει τα περίπου $2 \cdot 10^{19}$ eV [8]. Παρόλο που οι αλληλεπιδράσεις αυτές συμβαίνουν σε μικρότερες ενέργειες ανά νουκλεόνιο από ότι η φωτονική παραγωγή πιονίων, το κατώφλι και για τους δύο αυτούς μηχανισμούς είναι περίπου το ίδιο αν το εκφράσουμε με όρους της ολικής ενέργειας του πυρήνα. Έτσι, με βάση την παραπάνω θεωρία, κανένας πυρήνας δεν μπορεί να παρατηρηθεί στην γη με ενέργεια αρκετά μεγαλύτερη από το κατώφλι GZK αν η πηγή του απέχει περισσότερο από περίπου 50Mpc.

2.4 Η πηγή των κοσμικών ακτίνων

Ένα από τα θεμελιώδη ερωτήματα στην περιοχή της αστροφυσικής είναι η κατανόηση των πιθανών πηγών των Κοσμικών Ακτίνων καθώς και των μηχανισμών επιτάχυνσης των σωματιδίων σε ενέργειες της τάξης των 10²⁰ eV. Σε χαμηλότερες ενέργειες, κάτω από 10 GeV, η ροή των σωματιδίων είναι συσχετισμένη με την ηλιακή δραστηριότητα, ενώ σε υψηλότερες ενέργειες, από 10 GeV και πάνω, δε συσχετίζεται με αυτήν και θεωρείται εξωηλιακής προέλευσης. Η κοσμική ακτινοβολία με ενέργειες πέραν των 10¹⁸ eV αναμένεται να είναι εξωγαλαξιακής προέλευσης. Η υπόθεση αυτή βασίζεται στην τιμή της ακτίνας Larmor ενός σωματιδίου με φορτίο Ze που διαδίδεται σε ένα μέσο με μαγνητικό πεδίο B [9--11]:

$$r_L \sim 110 \frac{E_{20}}{ZB_{\mu G}} \text{ kpc}$$

$$(2.2)$$

όπου B είναι το μαγνητικό πεδίο σε μονάδες μG και $E_{20} = 10^{20}$ eV. Όταν αυξάνεται η ενέργεια το φορτισμένο σωματίδιο, π.χ ένα πρωτόνιο, έχει μεγαλύτερη πιθανότητα να ξεφύγει από την περιοχή του γαλαξία. Στα 10^{18} eV θα έχει μια ακτίνα Larmor 1 kpc, που είναι μια απόσταση μεγαλύτερη από το τυπικό πάχος ενός γαλαξία. Κατά καιρούς έχουν προταθεί πολλά αστροφυσικά αντικείμενα ως πηγές Κοσμικών Ακτίνων Υπερυψηλής Ενέργειας (UHECR) όπως είναι οι υπερκαινοφανείς αστέρες (σουπερνόβα) [12], ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες [13] ή αστέρες νετρονίων [14]. Όταν η ακτίνα Larmor του σωματιδίου με φορτίο Ze προσεγγίζει το μέγεθος της περιοχής επιτάχυνσης, τότε είναι πολύ δύσκολο να εγκλωβιστεί μαγνητικά. Αυτό το επιχείρημα οδηγεί στη γενική συνθήκη για τη μέγιστη ενέργεια που αποκτά το σωματίδιο διασχίζοντας ένα μέσο με μαγνητικό πεδίο B [9]:

$$E_{max} \approx 2\beta c Z e B r_L \tag{2.3}$$

όπου βε είναι η χαρακτηριστική ταχύτητα του κέντρου μαγνητικής σκέδασης. Αυτό είναι γνωστό ως κριτήριο του Hillas και επιτρέπει την κατηγοριοποίηση διαφόρων πηγών όπως φαίνεται στο διάγραμμα Hillas (Σχήμα 2.2). Η παραπάνω αναφερόμενη μέγιστη ενέργεια δεν επιτυγχάνεται στην πράξη εξαιτίας ενεργειακών απωλειών από διάφορες διεργασίες, όπως η ακτινοβολία σύγχροτρον ή λόγω αλληλεπίδρασης φωτοπαραγωγής.



Σχήμα 2.2: Το κλασικό διάγραμμα Hillas. Το μέγεθος και η ισχύς του μαγνητικού πεδίου μερικών δυνατών περιοχών επιτάχυνσης. Τα αντικείμενα κάτω από τη διαγώνιο δεν μπορούν να επιταχύνουν τα αντίστοιχα στοιχεία πάνω από 10²⁰ eV ή 10²¹ eV [15, 16].

2.5 Κοσμικές ακτίνες υπερυψηλών ενεργειών και κοσμικές ακτίνες γ

Το φάσμα των κοσμικών ακτίνων στις υπερυψηλές ενέργειες (Ultra High Energy Cosmic Rays, UHECR) παραμένει ένα σημαντικό πεδίο αναζήτησης νέας φυσικής πέρα από το Καθιερωμένο Movτέλο (Standard Model). Υπάρχει σημαντικό ενδιαφέρον στην μορφή του ενεργειακού φάσματος πάνω από τα 5×10^{19} eV, όπου αναμένεται το κατώφλι GZK να περιορίσει την ροή των κοσμικών ακτίνων. Σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας με ενέργειες σαφώς ανώτερες της ενέργειας GZK έχουν καταγραφεί από διάφορα παρατηρητήρια [17--21], δημιουργώντας ερωτήματα για την φύση και την πηγή αυτών των σωματιδίων.

Κατά παράβαση της θεωρίας GZK, υπήρξαν δεδομένα από το πείραμα AGASA [22, 23] τα οποία έδειχναν ότι το ενεργειακό φάσμα συνεχίζει ανεπηρέαστο μετά τα 5×10^{19} eV. Το AGASA κατέγραψε συνολικά 11 γεγονότα με ενέργειες πάνω από 10^{20} eV. Παρ όλη την φτωχή στατιστική των γεγονότων αυτών ακολούθησαν δημοσιεύσεις δίνοντας διάφορες πιθανές εξηγήσεις για την παραβίαση του GZK. Βέβαια τα επόμενα χρόνια, πειράματα όπως το HiRes [24], παρατηρητήριο Pierre Auger [25] και το Telescope Array [26] δημοσίευσαν ενεργειακά φάσματα βασισμένα σε πολύ μεγαλύτερη συνολική έκθεση από το AGASA, και έδειχναν σαφή περιορισμό της ροής των κοσμικών ακτίνων με ενέργειες πάνω από το όριο GZK (Σχ. 2.3).

Επειδή η μορφή του GZK εξαρτάται από την κατανομή των πηγών, το ενεργειακό φάσμα στις υψηλότερες ενέργειες μπορεί ενδεχομένως να δώσει έμμεσες πληροφορίες για την πηγή τους. Τα σωματίδια με ενέργειες πάνω από 5×10^{19} eV πρέπει να προέρχονται από το κοντινό σύμπαν. Η μέγιστη απόσταση μεταξύ των πηγών και της γης δεν μπορεί να υπερβαίνει κατά πολύ τα 50 Mps.

Η παρατήρηση των UHECR παρουσιάζει εξαιρετικό ενδιαφέρον και για έναν άλλο λόγο. Όσο ανεβαίνουμε στο ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων τόσο λιγότερο επηρεάζεται η τροχιά τους προς την γη από τα μαγνητικά πεδία που συναντούν στην διαδρομή τους. Έτσι αναμένεται στις υψηλότερες ενέργειες να παρατηρηθούν ανομοιομορφίες στην κατανομή των κατευθύνσεων με τις οποίες καταφτάνουν στην γη, αναδεικνύοντας γνωστές η άγνωστες πηγές επιτάχυνσης των σωματιδίων αυτών. Τα τελευταία χρόνια υπήρξαν ισχυρισμοί για ανομοιομορφίες που παρατηρήθηκαν και που συνδέονται με θέσεις ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (active galactic nuclei, AGN) [27].

Σημαντική είναι επίσης η ανίχνευση και η καταγραφή των κοσμικών ακτίνων γ υψηλής ενέργειας. Η ακτινοβολία στις ενέργειες των ακτίνων γ διαφέρει ριζικά από αυτήν που ανιχνεύεται σε χαμηλότερες ενέργειες. Οι ακτίνες γ των GeV με TeV δεν μπορούν θεωρητικά να προκύψουν από την θερμική εκπομπή θερμών ουράνιων αντικειμένων. Η ενέργεια της θερμικής ακτινοβολίας αντανακλά την θερμοκρασία του σώματος που την εκπέμπει και δεν υπάρχει κανένα σώμα αρκετά θερμό στο γνωστό σύμπαν ώστε να εκπέμπει τέτοιες ακτίνες γ.



Σχήμα 2.3: Η ροή των κοσμικών ακτίνων με ενέργειες άνω των 10^{17} eV από μετρήσεις των πειραμάτων AGASA, Auger, HiRes, Telescope Array. Οι μετρήσει εκτός από το πείραμα AGASA δείχνουν απότομη πτώση της ροής μετά τα 5×10^{19} eV αποδεικνύοντας το όριο GZK

Αντιθέτως οι ακτίνες γ στις υψηλές ενέργειες αναδεικνύουν ένα μη-θερμικό σύμπαν, όπου άλλοι μηχανισμοί επιτρέπουν την συγκέντρωση μεγάλων ποσοτήτων ενέργειας σε μεμονωμένα σωματίδια. Οι ακτίνες γ μπορούν να παραχθούν από σχετικιστικά σωματίδια πολύ υψηλών ενεργειών που, αφού έχουν επιταχυνθεί για παράδειγμα από γιγαντιαία κρουστικά κύματα ή αστρικές εκρήξεις, αλληλεπιδρούν με φωτόνια και μαγνητικά πεδία. Η ροή και το ενεργειακό φάσμα των ακτίνων γ αντανακλούν την ροή και το φάσμα των σωματιδίων υψηλής ενέργειας. Για τον λόγο αυτό μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανίχνευση και τον εντοπισμό των πηγών και των μηχανισμών επιτάχυνσης των UHECR.

2.6 Εκτεταμένοι ατμοσφαιρικοί καταιγισμοί

Όταν οι κοσμικές ακτίνες ή οι ακτίνες γ υψηλότερων ενεργειών προσκρούουν στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας (περίπου 20 km από την επιφάνεια της θάλασσας), χάνουν ένα μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους δημιουργώντας θυσάνους από σωματίδια που συνεχίζουν να ταξιδεύουν σχεδόν στην ίδια κατεύθυνση με αυτή του αρχικού σωματιδίου. Τα σωματίδια στο θύσανο δημιουργούν έναν καταιγισμό από δευτερογενή σωματίδια αλληλεπιδρώντας με τα μόρια του οξυγόνου και του αζώτου στον αέρα. Ο θύσανος αυτός αποκαλείται ατμοσφαιρικός καταιγισμός (air shower), ή εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταιγισμός (extensive air shower, EAS) όταν προκαλείται από UHECR, και συνεχίζει να αναπτύσσεται σε μέγεθος μέχρι τα σωματίδια να χάσουν την ενέργειά τους και να απορροφηθούν από την ατμόσφαιρα. Στοιχεία για την ύπαρξη των EAS πρωτοανακαλύφθηκαν από τον Pierre Auger το 1938.

Το αρχικό σωματίδιο που ξεκινάει τον καταιγισμό αναφέρεται ως πρωτογενές σωματίδιο. Τα σωματίδια στον καταιγισμό είναι γνωστά σαν δευτερογενή σωματίδια. Σε γενικές γραμμές αν το πρωτογενές σωματίδιο της κοσμικής ακτινοβολίας είναι νουκλεόνιο ή πυρήνας, τότε ο καταιγισμός αρχίζει με μια αδρονική αλληλεπίδραση. Ο αριθμός των αδρονίων αυξάνεται μέσω διαδοχικών αλληλεπιδράσεων των δευτερογενών σωματιδίων. Σε κάθε αλληλεπίδραση περίπου το 30% της ενέργειας μεταφέρεται σε έναν ηλεκτρομαγνητικό καταιγισμό λόγω της διάσπασης των ουδέτερων $π_0$ πιονίων. Τελικά, ο ηλεκτρομαγνητικός καταιγισμός σπαταλάει περίπου το 90% της αρχικής ενέργειας του σωματιδίου μέσω ιονισμών. Η υπόλοιπη ενέργεια περιέχεται στα μιόνια και τα νετρίνα που δημιουργούνται από τις διασπάσεις των φορτισμένων πιονίων. Στην εικόνα 2.4 περιγράφεται σε σχηματική μορφή η ανάπτυξη του καταιγισμού.

2.6.1 Η διαμήκης ανάπτυξη (longitudinal profile) του καταιγισμού

Όσο ο καταιγισμός αναπτύσσεται στην ατμόσφαιρα, ο αριθμός των σωματιδίων του θυσάνου μεγαλώνει μέχρι η ενέργεια των δευτερογενών σωματιδίων να πέσει στο βαθμό που να κυριαρχούν οι απώλειες λόγω ιονισμού. Από αυτό το σημείο και πέρα η πυκνότητα των σωματιδίων μειώνεται. Ο αριθμός των σωματιδίων συναρτήσει της ποσότητας της ατμόσφαιρας



Σχήμα 2.4: Σχηματική περιγραφή των αλληλεπιδράσεων που οδηγούν στην ανάπτυξη ενός εκτεταμένου ατμοσφαιρικού καταιγισμού



Σχήμα 2.5: Η διαμήκης ανάπτυξη στην ατμόσφαιρα ενός θυσάνου ενέργειας 10¹⁹ eV. Η συνεχής γραμμή είναι μια εμπειρική προσέγγιση της ανάπτυξης του θυσάνου [28]. Τα σημεία είναι μετρήσεις της ανάπτυξης του θυσάνου με την τεχνική ατμοσφαιρικού φθορισμού.

την οποία έχει διαπεράσει ο καταιγισμός (σε $g \cdot cm^{-2}$) είναι γνωστός ως «διάμηκες προφίλ» του θυσάνου (longitudinal profile). Το ατμοσφαιρικό βάθος στο οποίο ο αριθμός των σωματιδίων γίνεται μέγιστος, X_{max} , είναι από τα πιο σημαντικά παρατηρήσιμα μεγέθη του θυσάνου, αφού εξαρτάται έντονα από την αρχική ενέργεια και την σύσταση της κοσμικής ακτίνας. Στην εικόνα 2.5 φαίνεται το διάμηκες προφίλ ενός καταιγισμού με συνολική ενέργεια περίπου 10 EeV. Η συνεχής καμπύλη είναι ένα εμπειρικό σχήμα που προτάθηκε από τους Gaisser και Hillas [28]. Τα σημεία προέρχονται από μετρήσεις που έκανε ένας από τους ανιχνευτές φθορισμού του πειράματος Pierre Auger. Το διάμηκες προφίλ στην ανίχνευση του φθορισμού του αζώτου.

Όπως φαίνεται και στην εικόνα, ένας καταιγισμός ενέργειας 10^{19} eV παράγει περίπου 7×10^9 φορτισμένα σωματίδια στην περιοχή την μέγιστης ανάπτυξής του. Τα περισσότερα από τα σωματίδια του θυσάνου βρίσκονται πολύ κοντά στον άξονα που καθορίζει η διεύθυνση της αρχικής κοσμική ακτίνας. Το 80% περίπου των σωματιδίων βρίσκεται μέσα σε γωνία μιας μοίρας από των άξονα του θυσάνου. Το βάθος της μέγιστης ανάπτυξης του καταιγισμού, X_{max} , έχει διακυμάνσεις που οφείλονται κυρίως στην διακύμανση που υπάρχει στο ατμοσφαιρικό βάθος οπού θα γίνει η πρώτη αλληλεπίδραση. Οι καταιγισμοί που δημιουργούνται από πρωτόνια έχουν τις μεγαλύτερες διακυμάνσεις. Για έναν βαρύ πυρήνα όπως του σιδήρου, οι διακυμάνσεις είναι μικρότερες. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί αν θεωρήσουμε τον πυρήνα του σιδήρου σαν μια υπέρθεση 56 πρωτονίων που κάθε ένα έχει ενέργεια 1/56 της συνολικής ενέργειας



Σχήμα 2.6: Προσομοιωμένα διαμήκη προφίλ καταιγισμών από πρωτογενή πρωτόνια (κόκκινες καμπύλες) και πρωτογενείς πυρήνες σιδήρου (μπλε καμπύλες).

του πυρήνα. Έτσι, το X_{max} του σιδήρου θα είναι ο μέσος όρος των 56 X_{max} των πρωτονίων και η διακύμανση μειώνεται στατιστικά. Αυτό φαίνεται και στην εικόνα 2.6 όπου έχουν γίνει προσομοιώσεις πολλών καταιγισμών πρωτονίων και πυρήνων σιδήρου. Παρατηρούμε επίσης ότι η μέση τιμή του X_{max} για τους πυρήνες σιδήρου είναι μικρότερη από αυτήν των πρωτονίων ίδιας ενέργειας. Αυτό συμβαίνει γιατί όπως είδαμε και παραπάνω η συμπεριφορά του πυρήνα σιδήρου είναι ίδια με την συμπεριφορά 56 πρωτονίων με ενέργεια 1/56 της ενέργειας του πυρήνα. Όσο αυξάνεται η ενέργεια του σωματιδίου τόσο περισσότερο χρόνος χρειάζεται για να απορροφήσει η ατμόσφαιρα από το σωματίδιο την ενέργεια που χρειάζεται για να αρχίσουν να υπερισχύουν οι απώλειες λόγω ιονισμού. Έτσι η ανάπτυξή του καταιγισμού φτάνει σε μεγαλύτερο βάθος στην ατμόσφαιρα και το X_{max} αυξάνεται. Μια χρήσιμη ποσότητα που αποτυπώνει την μεταβολή αυτή είναι ο "ρυθμός επιμήκυνσης" $dX_{max}/dlogE$ [29]. Έτσι η μέση τιμή του X_{max} και η διακύμανσή της μας δίνουν πολλές πληροφορίες για την σύσταση και την ενέργεια του πρωτογενούς σωματιδίου της κοσμικής ακτινοβολίας.

2.6.2 Το εγκάρσιο προφίλ του καταιγισμού

Το "εγκάρσιο προφίλ" ενός καταιγισμού είναι η κατανομή των πυκνοτήτων των δευτερογενών σωματιδίων στο μέτωπο του καταιγισμού. Στην εικόνα 2.7 φαίνεται η μέση εγκάρσια κατανομή των φωτονίων, ηλεκτρονίων και μιονίων σε ατμοσφαιρικό βάθος 860 gr/cm^2 από προσομοιώσεις καταιγισμών πρωτονίων, πυρήνων σιδήρου και ακτίνων γ ενέργειας 10^{19} eV.



Σχήμα 2.7: Μέση εγκάρσια κατανομή των φωτονίων, ηλεκτρονίων και μιονίων σε ατμοσφαιρικό βάθος 860 gr/cm^2 από προσομοιώσεις καταιγισμών πρωτονίων (κόκκινη συνεχής καμπύλη), πυρήνων σιδήρου (μπλε συνεχής καμπύλη) και ακτίνων γ (διακεκομμένη καμπύλη) ενέργειας 10^{19} eV.

Υπάρχουν και αδρόνια κοντά στον πυρήνα του θυσάνου αλλά η κατανομή τους είναι αμελητέα σε απόσταση μεγαλύτερη των 100 μέτρων από τον πυρήνα του μετώπου του θυσάνου.

Με μια πρώτη ματιά στην εικόνα 2.7 παρατηρούμε ότι η πυκνότητα των φωτονίων και των ηλεκτρονίων δεν διαφέρει πολύ, σε απόσταση 500 ως 1000 m από τον πυρήνα, για καταιγισμούς πρωτονίων και πυρήνων σιδήρου. Οι καταιγισμοί πυρήνων σιδήρου αναπτύσσονται, βέβαια, πιο ψηλά στην ατμόσφαιρα και έτσι τα σωματίδια διασκορπίζονται περισσότερο από ότι στους καταιγισμούς πρωτονίων. Από την άλλη όμως, τα σωματίδια των θυσάνων σιδήρου υπόκεινται και σε μεγαλύτερη εξασθένηση αφού ταξιδεύουν για μεγαλύτερες αποστάσεις. Τα δυο αυτά φαινόμενα αλληλοαναιρούνται. Οι καταιγισμοί, αντίθετα, που δημιουργούνται από ακτίνες γ είναι αρκετά διαφορετικοί. Οι καταιγισμοί αυτοί έχουν πιο «μαζεμένη» εγκάρσια κατανομή, αφού αναπτύσσονται πολύ πιο βαθιά στην ατμόσφαιρα, και έχουν πολύ λιγότερα μιόνια. Αυτά τα χαρακτηριστικά κάνουν αρκετά εύκολη την ταυτοποίηση τέτοιων θυσάνων.

Οι πυκνότητες των μιονίων για τους καταιγισμούς Fe είναι διαφορετικές από ότι στους καταιγισμούς p, χωρίς να διαφέρουν όμως πολύ. Οι καταιγισμοί Fe παράγουν περίπου 1,45 φορές περισσότερα μιόνια από αυτούς των πρωτονίων [30]. Αυτό το κλάσμα γίνεται κατανοητό ποιοτικά με το μοντέλο της υπέρθεσης. Είναι εμπειρικά γνωστό ότι ο λόγος των μιονικών προς τα ηλεκτρομαγνητικά σωματίδια αυξάνεται πιο αργά από ότι η ενέργεια. Τυπικά αυτή



Σχήμα 2.8: Μετρήσεις FADC για έναν θύσανο 10¹⁹ eV. Η γωνία του θυσάνου από την κατακόρυφο είναι 13°. Κάθε πάνελ δείχνει τις μετρήσεις του ίχνους σε μια δεξαμενή νερού του παρατηρητηρίου Auger για τις ενδεδειγμένες αποστάσεις. Φαίνεται επίσης και η ισχύς του σήματος. Ο χρόνος εκκίνησης για κάθε ίχνος είναι αυθαίρετος. Στο ίχνος στα 1680m υπάρχουν στοιχεία από μεμονωμένα μιόνια.

η αύξηση ακολουθεί τον νόμο $E^{0.92}$. Θεωρώντας τους καταιγισμούς Fe σαν 56 καταιγισμούς p με ενέργεια 56 φορές μικρότερη, το κλάσμα μπορεί να βρεθεί: $56^{1-0.92} = 1.38$.

Μια άλλη ιδιότητα των θυσάνων είναι ότι τα σωματίδια φτάνουν στην επιφάνεια της γης με μια χρονική διασπορά, η οποία αυξάνεται με την απόσταση από τον πυρήνα [31]. Τα σωματίδια που φτάνουν πρώτα στο έδαφος σε μια συγκεκριμένη απόσταση από τον πυρήνα έχουν δημιουργηθεί πιο ψηλά και άρα πιο νωρίς στον καταιγισμό (αυτό μπορεί να αποδειχτεί εύκολα με γεωμετρικούς όρους). Στην εικόνα 2.8 φαίνεται η κατανομή των χρόνων άφιξης των στοιχείων ενός θυσάνου ενέργειας 10^{19} eV που εισέρχεται στην ατμόσφαιρα της γης με γωνία (zenith) 13^o . Το X_{max} του θυσάνου αυτού είναι περίπου στα 750 gr/cm^2 , πολύ κοντά στο επίπεδο του εδάφους που βρίσκονται οι ανιχνευτές του παρατηρητηρίου Auger. Τα μιόνια τείνουν να φτάσουν πιο γρήγορα από ότι τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, επειδή υφίστανται πολύ λιγότερες σκεδάσεις και προσεγγίζουν με πιο ευθύγραμμες τροχιές το έδαφος.. Οι καταιγισμοί Fe, που αναπτύσσονται πιο ψηλά και αποτελούνται από περισσότερα μιόνια, έχουν σήμα που φτάνει σε μικρότερο χρόνο από αυτό των καταιγισμών p με την ίδια ενέργεια. Οι μετρήσεις του χρόνου άφιξης που βασίζονται στο παραπάνω φαινόμενο είναι σημαντικές για την εξακρίβωση της σύστασης των κοσμικών ακτίνων.

Τεχνικές Ανίχνευσης Κοσμικών Ακτίνων στις πολύ υψηλές και υπερ-υψηλές ενέργειες

Η άμεση ανίχνευση των κοσμικών ακτίνων και των ακτίνων γ στις υψηλότερες ενέργειες του φάσματος γίνεται σχεδόν αδύνατη λόγο τις ιδιαίτερα μικρής ροής με την οποία καταφτάνουν στην γη (Σχ. 2.1). Η ροή π.χ. των κοσμικών ακτίνων με ενέργεια πάνω από 10^{16} eV είναι περίπου ένα σωματίδιο ανά m^2 τον χρόνο, ενώ για ενέργειες $E > 10^{19}$ eV είναι ένα σωματίδιο ανά m^2 τον χρόνο, ενώ για ενέργειες $E > 10^{19}$ eV είναι ένα σωματίδιο ανά m^2 τον χρόνο, ενώ για ενέργειες $E > 10^{19}$ eV είναι ένα σωματίδιο ανά m^2 τον χρόνο τη ανίχνευση των ακτίνων αυτών γίνεται έμμεσα μέσω της καταγραφής των ιδιοτήτων των ατμοσφαιρικών καταιγισμών που παράγονται κατά την είσοδό τους στην ατμόσφαιρα.

Έχουν αναπτυχθεί και εφαρμόζονται μέχρι σήμερα διάφορες τεχνικές καταγραφής των καταιγισμών. Από την άμεση ανίχνευση των σωματιδίων του καταιγισμού με συστοιχίες ανιχνευτών εδάφους, μέχρι την μέτρηση της συσχετισμένης ακτινοβολίας φθορισμού η Cherenkov με τηλεσκόπια, ή ακόμα και την ανίχνευση του καταιγισμού με ραντάρ. Παρακάτω περιγράφονται οι περισσότερο χρησιμοποιημένες τεχνικές:

- Οι συστοιχίες ανιχνευτών εδάφους
- Η τεχνική ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov
- Η τεχνική ατμοσφαιρικού φθορισμού

2.7.1 Συστοιχίες ανιχνευτών εδάφους

Οι συστοιχίες εδάφους αποτελούνται από διάφορους ανιχνευτές σωματιδίων, όπως πλαστικούς σπινθηριστές ή ακτινοβολητές Cherenkov, που είναι κατανεμημένοι σε μια μεγάλη έκταση. Οι ανιχνευτές αυτοί μετράνε την ενέργεια που εναποθέτουν τα σωματίδια του καταιγισμού που φτάνουν στο έδαφος συναρτήσει του χρόνου. Από την ενεργειακή πυκνότητα που μετράται στο επίπεδο του εδάφους και τους σχετικούς χρόνους πρόσπτωσης των σωματιδίων στους διάφορους ανιχνευτές, μπορεί να εκτιμηθεί η ενέργεια, η κατεύθυνση και η σύσταση της κοσμικής ακτίνας.

Για να ανακατασκευαστεί ο καταιγισμός και να εξαχθούν συμπεράσματα για τις ιδιότητες της κοσμική ακτίνας πρέπει να γίνει η προσαρμογή (fit) με μία συνάρτηση που να περιγράφει την εγκάρσια κατανομή πυκνότητας των σωματιδίων στο επίπεδο του εδάφους. Στην εικόνα 2.9 φαίνεται ένα παράδειγμα προσαρμογής καμπυλών εγκάρσιας κατανομής που προκύπτουν με την βοήθεια του προγράμματος προσομοίωσης καταιγισμών AIRES/QGSJET σε μετρήσεις από το πείραμα Volcano Ranch [32]. Η συνάρτηση προσαρμογής εξαρτάται από τον τρόπο με τον οποίο ανταποκρίνεται ο πειραματικός μηχανισμός στα διάφορα σωματίδια του καταιγισμού. Το πείραμα AGASA, για παράδειγμα, χρησιμοποιεί πλαστικούς σπινθηριστές πάχους 5 cm. Για τις τυπικές ενέργειες των σωματιδίων σε απόσταση περίπου 1 km από



Σχήμα 2.9: Οι εγκάρσιες κατανομές προσομοιωμένων καταιγισμών (με το πρόγραμμα AIRES/QGSJET [33]), προσαρμοσμένες με μετρήσεις από τον Volcano Ranch [32]. Το r/r_m είναι η απόσταση από τον άξονα του θυσάνου σε μοίρες (στο υψόμετρο του Volcano Ranch όπου $r_m \approx 100$ m) και το S είναι η εγκάρσια κατανομή των σωματιδίων στο επίπεδο του εδάφους σε μονάδες ιονιζόντων σωματιδίων ανά τετραγωνικό μέτρο ($mips/m^2$). Το μέγεθος του θυσάνου υπολογίζεται 108 σωματίδια, και αντιστοιχεί σε ενέργεια 10¹⁸ eV. [34]

τον άξονα του θυσάνου, οι σπινθηριστές αυτοί παράγουν παρόμοιας έντασης σήματα για τα ηλεκτρονικά και τα μιονικά στοιχεία, ενώ παράγουν σήματα πολύ μικρότερης έντασης για τα φωτόνια. Αντίθετα, τα πειράματα Haverah Park και Auger χρησιμοποιούν δεξαμενές νερού βάθους ενός μέτρου και ακτίνας 1,5 μέτρων. Σε αυτήν την περίπτωση, η ακτινοβολία Cherenkov, που παράγεται από τα ενεργητικά σωματίδια που διαπερνούν το νερό, ανακλάται στα τοιχώματα την δεξαμενής και συλλέγεται με φωτοπολλαπλασιαστές. Έτσι η ένταση του σήματος είναι ανάλογη με το μήκος της τροχιάς που έχουν διανύσει τα σωματίδια μέσα στο νερό. Για τυπικές ενέργειες των σωματιδίων σε απόσταση 1 km από τον πυρήνα, τα μιόνια τείνουν να διαπεράσουν όλη την δεξαμενή και έτσι παράγουν μεγάλα σήματα, ενώ τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια απορροφούνται γρήγορα και παράγουν κατά μια τάξη μεγέθους μικρότερα σήματα.

Επιπλέον, το κλάσμα της ενέργειας που εναποθέτουν τα μιονικά και τα ηλεκτρομαγνητικά στοιχεία αλλάζει με την απόσταση από τον πυρήνα. Για παράδειγμα, στο πείραμα Haverah Park η εγκάρσια κατανομή πυκνότητας για το σήμα Cherenkov σε μονάδες πλήρως διαδιδόμενων μιονίων κάθετης τροχιάς ανά m^2 , μπορεί να προσεγγιστεί από την παρακάτω συνάρτηση [35]:

$$\rho(r) = kr^{-(n+r/4000)+\beta} (r/800)^{\beta}$$
(2.4)

όπου η απόσταση από τον πυρήνα του θυσάνου r είναι σε μέτρα, k είναι ένας παράγοντας κανονικοποίησης, $\beta = 1.03 \pm 0.05$, και το n δίνεται από:

$$n = 3.49 - 1.29 \sec \theta + 0.165 \log \left(\frac{E}{10^{17} eV}\right)$$
(2.5)

όπου θ η γωνία από την κάθετο και $E \ge 10^{19} eV$ η ενέργεια του θυσάνου.

Από την άλλη, για τους πλαστικούς σπινθηριστές, όπου η απόκρισή τους στα ηλεκτρόνια, τα μιόνια και τα φωτόνια είναι κάπως διαφορετική από ότι στους ανιχνευτές Cherenkov, απαιτείται μια άλλη συνάρτηση προσαρμογής. Για παράδειγμα, στην περίπτωση του AGASA, η εμπειρική συνάρτηση για sec $\theta \ge 1.7$ είναι [36]:

$$S(r) = C(r/r_m)^{-\alpha} (1 + r/r_m)^{-n+\alpha} \left[1 + \left(\frac{r}{1km}\right)^2 \right]^{-\delta}$$
(2.6)

όπου r είναι η απόσταση από τον πυρήνα σε μέτρα, C είναι παράγοντας κανονικοποίησης, α και δ είναι 1.2 και 0.6 αντίστοιχα. Το n δίνεται από:

$$n = 3.97 - 1.79(\sec\theta - 1.0) \tag{2.7}$$

όπου θ η γωνία πρόσπτωσης της κοσμικής ακτίνας στην ατμόσφαιρα.

Τελικά η ενέργεια της κοσμικής ακτίνας με την χρήση της παρακάτω εξίσωσης που προκύπτει από προσομοιώσεις εκτεταμένων καταιγισμών:

$$E = 2.0 \times 10^{17} S_0(600) \text{ eV}$$
(2.8)

όπου $S_0(600)$ η πυκνότητα των σωματιδίων σε απόσταση 600 m από τον πυρήνα για έναν ισοδύναμο θύσανο που προσπίπτει κάθετα στην ατμόσφαιρα. Το $S_0(600)$ υπολογίζεται από



Σχήμα 2.10: Απεικόνιση της τεχνικής ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov (imaging atmospheric cherenkov technique, IACT)

την τοπική πυκνότητα στα 600 m, S(600), ως εξής:

$$S_0(600) = S(600) \exp\left[-\frac{X_0}{\Lambda_1}(\sec\theta - 1) - \frac{X_0}{\Lambda_2}(\sec\theta - 1)^2\right]$$
(2.9)

о́по
υ $X_0=920\,g/cm^2,\,\Lambda_1=500\,g/cm^2$ ка
ц $\Lambda_2=594^{+268}_{-120}\,g/cm^2.$

Όπως αναφέρθηκε και προηγούμενα, η σχετική συγκέντρωση των μιονίων στο επίπεδο του εδάφους εξαρτάται από την σύσταση της κοσμικής ακτίνας. Έτσι, οι συστοιχίες εδάφους που έχουν την δυνατότητα να ξεχωρίσουν τα σήματα που προέρχονται από μιόνια από τα σήματα που προέρχονται από ηλεκτρόνια ή φωτόνια, μπορούν να μας αποκαλύψουν διάφορα πράγματα σχετικά με τα είδη των κοσμικών ακτίνων. Τέτοια δυνατότητα υπάρχει με τον συνδυασμό, για παράδειγμα, ανιχνευτών Cherenkov νερού με σπινθηριστές – απορροφητές κάτω από την επιφάνεια της γης.

2.7.2 Η τεχνική ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov

Μια από τις κύριες τεχνικές που χρησιμοποιούνται σήμερα για την έμμεση ανίχνευση κοσμικών ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών (TeV), είναι η τεχνική απεικόνισης της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov (imaging atmospheric cherenkov technique, IACT). Με την είσοδο μιας κοσμικής ακτίνας στην ατμόσφαιρα της γης γίνεται η εκκίνηση ενός καταιγισμού δευτερογενών σωματιδίων. Τα ενεργητικά φορτισμένα σωματίδια στον καταιγισμό αυτόν, καθώς διαδίδονται στην ατμόσφαιρα με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός σε αυτήν, παράγουν ακτινοβολία Cherenkov. Η τεχνική IACT (Σχ. 2.10) βασίζεται στην απεικόνιση του "αποτυπώματος" Cherenkov των καταιγισμών. Μεγάλα τηλεσκόπια με παραβολικά κάτοπτρα συλλέγουν την παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov και την εστιάζουν σε μια συστοιχία


Σχήμα 2.11: (Αριστερά): Προσομοίωση ενός καταιγισμού ακτίνας γ και ενός καταιγισμού νουκλεονίου ενέργειας 1 TeV (Δεξιά): Τυπικές εικόνες που θα κατέγραφε μια κάμερα ενός τηλεσκοπίου Cherenkov για έναν καταιγισμό πρωτονίου (πάνω, διευρυμένη εικόνα χωρίς ελλειπτικό σχήμα) και για έναν καταιγισμό ακτίνας γ (κάτω, ελλειπτικό σχήμα) από [37]

φωτοπολλαπλασιαστών (κάμερα) στην εστιακή τους απόσταση. Η ένταση της ακτινοβολίας που συλλέγουν τα τηλεσκόπια συνδέεται με την ενέργεια της κοσμικής ακτίνας, ενώ η μορφή του αποτυπώματος στην κάμερα περιέχει πληροφορία για το είδος της κοσμικής ακτίνας (φωτόνια, πρωτόνια ή βαρύτεροι πυρήνες) και την κατεύθυνσή της.

Τα σύγχρονα πειράματα (MAGIC, HESS, VERITAS) που χρησιμοποιούν την τεχνική αυτή εστιάζουν στην ανίχνευση των ακτίνων γ. Τα φωτόνια αυτά, λόγω των αμελητέων αλληλεπιδράσεών τους κατά το ταξίδι τους μέχρι την γη, διατηρούν σχετικά ευθύγραμμες τροχιές μεταφέροντας πληροφορία για την θέση των πηγών τους στο σύμπαν. Οι κοσμικές ακτίνες πρωτονίων ή βαρύτερων πυρήνων αντιμετωπίζονται ως υπόβαθρο και το σήμα τους διαχωρίζεται από αυτό των ακτίνων γ. Ο διαχωρισμός επιτυγχάνεται λαμβάνοντας υπόψιν τις διαφορές στις ιδιότητες των καταιγισμών που παράγουν τα δύο είδη σωματιδίων (ακτίνες γ, πυρήνες). Οι καταιγισμοί ακτίνων γ είναι κατά βάση καταιγισμοί ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων σε αντίθεση με τους καταιγισμών που παράγουν τα δύο είδη σωματιδίων (ακτίνες γ, πυρήνες). Οι καταιγισμοί ακτίνων γ είναι κατά βάση καταιγισμοί ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων σε αντίθεση με τους καταιγισμούς πρωτονίων οι οποίοι περιέχουν και τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις. Η εγκάρσια ορμή των αδρονικών αλληλεπιδράσεων είναι αρκετά μεγαλύτερη από αυτήν των ηλεκτρομαγνητικών με αποτέλεσμα οι καταιγισμοί των ακτίνων γ να είναι πιο συγκεντρωμένοι γύρω από κεντρικό τους άξονα. Στην εικόνα 2.11 παρατηρούμε προσομοιώσεις καταιγισμού ακτίνας γ και καταιγισμού πρωτονίου και τα αποτυπώματά τους στην κάμερα ενός τηλεσκοπίου Cherenkov.



Σχήμα 2.12: Το φάσμα της εκπομπής του αζώτου. Στον άξονα x είναι τα μήκη κύματος σε nm. Στον άξονα y είναι οι σχετικές εντάσεις.

2.7.3 Η τεχνική ατμοσφαιρικού φθορισμού

Όταν αναπτύσσεται ένας εναέριος καταιγισμός στην ατμόσφαιρα χάνει ένα μεγάλο μέρος της ενέργειάς του διεγείροντας και ιονίζοντας τα μόρια κατά μήκος της τροχιάς του. Τα διεγερμένα μόρια αζώτου αποδιεγείρονται εκπέμποντας υπεριώδη ακτινοβολία (φθορισμός του αζώτου). Η ανάπτυξη του θυσάνου φαίνεται σαν ένα ταχέως κινούμενο φωτεινό σημείο που διαγράφει μια μεγάλη κυκλική τροχιά στον νυχτερινό ουρανό. Η γωνιακή ταχύτητα του φωτεινού σημείου εξαρτάται από την απόσταση και τον προσανατολισμό του άξονα του θυσάνου. Η στιγμιαία λαμπρότητα του σημείου εξαρτάται από τον αριθμό των φορτισμένων σωματιδίων που υπάρχουν την συγκεκριμένη στιγμή στον θύσανο, αλλά επηρεάζεται και από την παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov και την ατμοσφαιρική σκέδαση. Τα μόρια του αζώτου εκπέμπουν ακτινοβολία ισοτροπικά, με ένταση ανάλογη του αριθμού των φορτισμένων σωματιδίων στο θύσανο, N_e . Η αναλογία την ενέργειας που εκπέμπεται με την μορφή ακτινοβολίας φθορισμού προς την συνολική ενέργεια που εναποτίθεται είναι λιγότερο από 1%, και έτσι καταιγισμοί με σχετικά μικρές ενέργειες (<10¹⁷ eV) δύσκολα γίνονται αντιληπτοί. Εκτός αυτού, οι παρατηρήσεις μπορούν να γίνουν μόνο κατά την διάρκεια της νύχτας με καθαρό ουρανό και χωρίς φεγγάρι, με αποτέλεσμα να ανιχνεύεται μόνο το 10% των καταιγισμών. Το τυπικό φάσμα της ακτινοβολίας που εκπέμπεται είναι 300 – 400 nm (εικόνα 2.12). Σε αυτά τα μήκη κύματος η ατμόσφαιρα είναι σχετικά διάφανη. Κάτω από ιδανικές συνθήκες, ένας θύσανος είναι δυνατόν να παρατηρηθεί και σε απόσταση 20 km.

Στα πλαίσια της τεχνικής αυτής χρησιμοποιούνται ανιχνευτές φθορισμού για την καταγραφή της εκπομπής του αζώτου. Οι ανιχνευτές φθορισμού αποτελούνται από μεγάλα τηλεσκόπια τα οποία απεικονίζουν περιοχές του ουρανού πάνω σε συστοιχίες συστημάτων φωτο-



Σχήμα 2.13: (Αριστερά): Σχέδιο ανιχνευτή φθορισμού που δείχνει τα βασικά στοιχεία από τα οποία αποτελείται (Δεξιά): Ανίχνευση ενός εκτεταμένου ατμοσφαιρικού καταιγισμού από συστοιχία φωτοπολλαπλασιαστών σε ανιχνευτή φθορισμού του πειράματος Telescope Array [38]

ανίχνευσης και ενίσχυσης. Τα βασικά στοιχεία ενός τηλεσκοπίου είναι το διάφραγμα, που καθορίζει το άνοιγμα του τηλεσκοπίου, το σφαιρικό κάτοπτρο που πρέπει να είναι προσανατολισμένο για να συλλέγει όλο το φως που εισέρχεται από το διάφραγμα στο αποδεκτό γωνιακό εύρος, και την κάμερα που αποτελείται από μια συστοιχία φωτοπολλαπλασιαστών (PTMs) τοποθετημένους κατάλληλα στην επιφάνεια εστίασης του κατόπτρου (Σχ. fig:detectorN1). Οι φωτοπολλαπλασιαστές ουσιαστικά διαιρούν την περιοχή του ουρανού που βλέπει το τηλεσκόπιο σε εικονοστοιχεία (pixels). Η ανάπτυξη του θυσάνου ανιχνεύεται σαν μια μακριά και σχετικά στενή διαδοχή ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών οι οποίοι δείχνουν την κατεύθυνση των σημείων στον ουρανό από τα οποία πέρασε ο θύσανος (Σχ. fig:detectorN1). Η πρόσθεση ή στοίχιση όλων αυτών των κατευθύνσεων οδηγεί στον καθορισμό του επιπέδου θυσάνου – ανιχνευτή (shower- detector plane SDP).

Η ευαισθησία του ανιχνευτή εξαρτάται κυρίως από τον λόγο σήματος (S) προς θόρυβο (N). Το σήμα είναι ανάλογο του ανοίγματος του διαφράγματος, ενώ το υπόβαθρο (B) είναι ανάλογο τις στερεάς γωνίας ενός pixel (της περιοχής στον ουρανό που βλέπει ένας φωτοπολλαπλασιαστής), έτσι:

$$\frac{S}{N} = \frac{S}{\sqrt{B}} \mu \frac{d_{dph}}{\alpha_{pix}}$$
(2.10)

όπου d_{dph} είναι το άνοιγμα του διαφράγματος, και
 α_{pix} άνοιγμα ενός pixel.

Η ανακατασκευή του θυσάνου απαιτεί αρχικά τον καθορισμό της γεωμετρίας του, και στην συνέχεια την ανακατασκευή του διαμήκους προφίλ του θυσάνου. Το πρώτο βήμα για την γεωμετρική ανακατασκευή είναι ο καθορισμός του επιπέδου θυσάνου – ανιχνευτή (SDP) από το μοτίβο των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών. Στην συνέχεια, χρησιμοποιούνται οι χρόνοι των σημάτων για να βρεθεί το σημείο εισόδου της κοσμικής ακτίνας στην ατμόσφαιρα και η γωνία του άξονα του θυσάνου στο SDP. Η ανάλυση που επιτυγχάνεται για αυτές τις



Σχήμα 2.14: Μέτρηση του διαμήκους προφίλ ενός καταιγισμού από σήματα σε ανιχνευτή φθορισμού στο παρατηρητήριο Auger. Η κορύφωση της ανάπτυξης του θυσάνου στο παράδειγμα αυτό είναι $X_{max} = 753 \, g/cm^2$ [39]

παραμέτρους εξαρτάται από μήκος της τροχιάς που παρατηρήθηκε. Από την στιγμή που η γεωμετρία είναι γνωστή, η τροχιά μπορεί να διαιρεθεί σε γωνιακά bins και στην συνέχεια να καθοριστεί το διάμηκες προφίλ (εικόνα 3-9 κάτω). Για να προκύψει το προφίλ χρειάζεται συνήθως να γίνει προσαρμογή στα δεδομένα με 3 παραμέτρους της συνάρτησης Gaisser-Hillas [28]:

$$N_e(X) = N_{e,max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0}\right)^{[(X_{max} - X_0)/\lambda]} e^{(X_{max} - X_0)/\lambda}$$
(2.11)

όπου $N_{e,max}$ είναι το πλήθος των σωματιδίων στο μέγιστο και X_0 είναι το ατμοσφαιρικό βάθος της πρώτης αλληλεπίδρασης.

Το ολοκλήρωμα του διαμήκους προφίλ είναι μια θερμιδομετρική μέτρηση της συνολικής ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας του θυσάνου. Ένα φορτισμένο σωματίδιο στον καταιγισμό, εναποθέτει κατά μέσον όρο 2.2 MeV ανά g/cm2 στην ατμόσφαιρα [40], και έτσι η ολική ηλεκτρομαγνητική ενέργεια δίνεται από:

$$E_{em} = 2.2 \int N_e(X) dX \tag{2.12}$$

2.8 Πειράματα κοσμικών ακτίνων

Στην ενότητα αυτή γίνεται μια σύντομη περιγραφή των βασικών πειραμάτων ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων υπερύψηλης ενέργειας και ακτίνων γ πολύ υψηλής ενέργειας.

2.8.1 Παρατηρητήριο Auger

Το παρατηρητήριο Auger είναι ένας υβριδικός ανιχνευτής στην δυτική Mendoza, στην Αργεντινή, στον οποίο εφαρμόζονται δύο ανεξάρτητες τεχνικές για την ανίχνευση και μελέτη των κοσμικών ακτίνων υπερ-υψηλής ενέργειας. Η μία τεχνική ανιχνεύει ενεργειακά σωματίδια μέσω της αλληλεπίδρασής τους με το νερό το οποίο είναι τοποθετημένο σε δεξαμενές στον ανιχνευτή εδάφους (Surface Detector, SD). Η δεύτερη τεχνική χρησιμοποιεί ανιχνευτές φθορισμού (Fluorescence Detectors, FD) για την ανίχνευση της εξέλιξης των ατμοσφαιρικών καταιγισμών μέσω της παρατήρησης της υπεριώδους ακτινοβολίας που εκπέμπεται ψηλά στην ατμόσφαιρα της γης. Η κατασκευή του παρατηρητηρίου ολοκληρώθηκε το 2008 ενώ σχεδιάζεται και η ανάπτυξη ενός πανομοιότυπου παρατηρητηρίου στο βόρειο ημισφαίριο.

Ο ανιχνευτής εδάφους αποτελείται από 1600 δεξαμενές νερού κατανεμημένες σε έκταση 3000 km² (Σχ. 2.15), οι οποίες λειτουργούν σαν ανιχνευτές σωματιδίων. Κάθε δεξαμενή 12000 λίτρων, σε απόσταση 1.5 km από άλλες γειτονικές, είναι εντελώς σκοτεινή στο εσωτερικό της, εκτός αν την διαπερνά κάποιο σωματίδια του καταιγισμού. Τα σωματίδια αυτά ξεπερνούν την ταχύτητα του φωτός στο νερό με αποτέλεσμα να παράγουν ακτινοβολία Cherenkov . Η ακτινοβολία αυτή καταγράφεται από φωτοπολλαπλασιαστές τοποθετημένους στο εσωτερικό των δεξαμενών. Οι εκτεταμένοι ατμοσφαιρικοί καταιγισμοί εμπεριέχουν δισεκατομμύρια από δευτερογενή σωματίδια τα οποία μπορούν να προκαλέσουν σχεδόν ταυτόχρονη ενεργοποίηση πάνω από πέντε δεξαμενών. Η ποσότητα του ανιχνεύσιμου φωτός Cherenkov στις δεξαμενές και οι διαφορές στους χρόνους ανίχνευσης δίνουν στοιχεία για την ενέργεια και την κατεύθυνση της κοσμικής ακτίνας.

Ο ανιχνευτής φθορισμού αποτελείται από 24 τηλεσκόπια φθορισμού χωρισμένα ανά 6 σε τέσσερις περιοχές γύρω από τους ανιχνευτές εδάφους (Σχ. 2.15), τα οποία καταγράφουν την διαμήκη εξέλιξη του καταιγισμού μέσω του φθορισμού του αζώτου.

Για την ατμοσφαιρική επισκόπηση το πείραμα διαθέτει [41,42]:

- Τέσσερα συστήματα ελαστικών LIDAR, τοποθετημένα στις τέσσερις περιοχές των τηλεσκοπίων φθορισμού, τα οποία ανιχνεύουν την διαπερατότητα της ατμόσφαιρας στα 351 nm, κοντά στο οπτικό πεδίο των τηλεσκοπίων.
- Ένα RAMAN LIDAR με την βοήθεια του οποίου μελετώνται οι οπτικές ιδιότητες των αερολυμάτων στο υπεριώδες πάνω από το παρατηρητήριο.
- Μια εγκατάσταση laser στο κέντρο του παρατηρητηρίου το οποίο εκπέμπει παλμούς στα 355 nm. Η σκεδαζόμενη από την ατμόσφαιρα ακτινοβολία συλλέγεται από τα τηλεσκόπια φθορισμού τα οποία, μαζί με το κεντρικό laser συγκροτούν ένα σύστημα διστατικού ελαστικού LIDAR.
- Συστήματα επισκόπησης της οριζόντιας εξασθένησης κοντά στο επίπεδο του εδάφους.
 Κάθε τέτοιο σύστημα αποτελείται από έναν πομπό συνεχούς οριζόντιας δέσμης laser τοποθετημένο σε μια από τις περιοχές των ανιχνευτών φθορισμού, και έναν δέκτη τοποθετημένο σε μια άλλη περιοχή ανιχνευτών φθορισμού.



Σχήμα 2.15: Το παρατηρητήριο Pierre Auger

- Συστήματα επισκόπησης της συνάρτησης φάσης των αερολυμάτων τα οποία είναι τοποθετημένα σε δύο περιοχές ανιχνευτών φθορισμού και χρησιμοποιούν οριζόντια παραλληλισμένη δέσμη φωτός από λυχνία xenon για την μελέτη της διαφορικής ενεργού διατομής σκέδασης (dσ/dΩ).
- Κάμερες νεφών
- Ανιχνευτές για την επισκόπηση της διαπερατότητας της ατμόσφαιρας με την βοήθεια του φωτός των άστρων.
- Μετεωρολογικά μπαλόνια
- Μετεωρολογικό σταθμό

2.8.2 Telescope Array

Το Telescope Array αποτελεί επίσης έναν υβριδικό ανιχνευτή με στόχο την καταγραφή των κοσμικών ακτίνων στις υψηλότερες ενέργειες. Ο ανιχνευτής εδάφους αποτελείται από 500 σπινθηριστές κατανεμημένους σε τετραγωνικό πλέγμα σε μια έκταση 300 km² στην έρημο. Ο ανιχνευτής φθορισμού αποτελείται από τρεις περιοχές για την στερεοσκοπική καταγραφή των καταιγισμών. Σε κάθε περιοχή είναι εγκατεστημένα 12-14 τηλεσκόπια φθορισμού. Το πείραμα είναι εγκατεστημένο σε έρημο στο Millard County της Utah στις ΗΠΑ και έχει ξεκινήσει να συλλέγει δεδομένα από το 2007. Επίσης προγραμματίζεται η επέκταση του σε χαμηλότερες ενέργειες μέσω του προγράμματος TALE.

Για την ατμοσφαιρική επισκόπηση το πείραμα χρησιμοποιεί ένα σύστημα LIDAR και μια κεντρική εγκατάσταση laser, αντίστοιχή του Auger. Για την παρατήρηση των νεφών διαθέτει κάμερα CCD και κάμερα για το υπέρυθρο [43].



Σχήμα 2.16: Φωτογραφία των πέντε τηλεσκοπίων Cherenkov του πειράματος H.E.S.S.

2.8.3 H.E.S.S.

Το πείραμα H.E.S.S. (Σχ. 2.16) είναι ένα σύστημα από τηλεσκόπια απεικόνισης της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov, το οποίο ερευνά τις κοσμικές ακτίνες γ με ενέργειες από δεκάδες GeV μέχρι δεκάδες TeV. Η τοποθεσία της εγκατάστασης είναι στην Ναμίμπια κοντά στο βουνό Gamsberg σε υψόμετρο 1800 m από την επιφάνεια της θάλασσας. Το όνομα H.E.S.S. προκύπτει από τα αρχικά High Energy Stereoscopic System τιμώντας παράλληλα και τον Victor Hess στον οποίο απονεμήθηκε το 1936 το βραβείο Nobel για την ανακάλυψη της κοσμικής ακτινοβολίας. Η πρώτη φάσης του πειράματος (H.E.S.S. I) ξεκίνησε την λειτουργία της το 2002. Αποτελείται από τέσσερα τηλεσκόπια Cherenkov με ανακλαστική επιφάνεια 100 m^2 τοποθετημένα ώστε να σχηματίζουν ένα τετράγωνο με πλευρά 120 m. Στην δεύτερη φάση του πειράματος (H.E.S.S. II), η οποία ξεκίνησε την λειτουργία της το 2012, κατασκευάστηκε ένα τεράστιο τηλεσκόπιο Cherenkov με ανακλαστική επιφάνεια 600 m^2 το οποίο τοποθετήθηκε στο κέντρο του τετραγώνου με σκοπό να μειωθεί το κατώφλι ενέργειας των ανιχνεύσιμων κοσμικών ακτίνων γ.

Για την επισκόπηση της ατμόσφαιρας στο πείραμα λειτουργούν:

- Ένα ελαστικό LIDAR χαμηλής ενέργειας δέσμης στα 905 nm, για την ανίχνευση νεφών και αερολυμάτων.
- Ανιχνευτές υπέρυθρης ακτινοβολίας σε κάθε τηλεσκόπιο για την μέτρηση της ενεργού θερμοκρασίας του ουρανού στο οπτικό πεδίο του τηλεσκοπίου.
- Ανιχνευτή υπέρυθρης ακτινοβολίας που σαρώνει όλο τον ουρανό ανά μερικά λεπτά.
- Οπτικό τηλεσκόπιο που μετράει την διαπερατότητα της ατμόσφαιρας χρησιμοποιόντας τα άστρα.
- Μετεωρολογικό σταθμό



Σχήμα 2.17: Φωτογραφία των δύο τηλεσκοπίων Cherenkov του πειράματος MAGIC

2.8.4 MAGIC

Η σύμπραξη του πειράματος MAGIC κατασκεύασε το 2003 ένα πρώτο μεγάλο τηλεσκόπιο απεικόνισης της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov, MAGIC-I, με ανακλαστική επιφάνεια 236 m^2 εξοπλισμένο με ανιχνευτή φωτοπολλαπλασιαστών. Το 2009 προστέθηκε ένα δεύτερο πανομοιότυπο τηλεσκόπιο, MAGIC-II, σε απόσταση 85 m από το MAGIC-I ώστε να επιτευχθεί στερεοσκοπική ανίχνευση των καταιγισμών (Σχ. 2.17). Το πείραμα αυτό έχει μέχρι σήμερα ανιχνεύσει κοσμικές ακτίνες γ με ενέργειες από 25 GeV έως 400 GeV. Η τοποθεσία του πειράματος είναι κοντά στην κορυφή του βουνού Roque de los Muchachos στο νησί La Palma στις Κανάριες Νήσους σε υψόμετρο περίπου 2200 m πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Για την επισκόπηση και βαθμονόμηση της ατμόσφαιρας το πείραμα διαθέτει [44]:

- Ελαστικό LIDAR το οποίο λειτουργεί στα 532 nm για την μέτρηση του κατακόρυφου προφίλ της σταθεράς εξασθένησης λόγω της παρουσίας νεφών και αερολυμάτων.
- Κάμερα CCD για την παρατήρηση της λαμπρότητας του ουρανού και την ανίχνευση νεφών.
- Μια μονάδα με την ονομασία "ATMOSCOPE" η οποία είναι μια βασική μονάδα ατμοσφαιρικής επισκόπησης για το υπο σχεδίαση πείραμα CTA και περιέχει έναν ανιχνευτή της ακτινοβολίας του νυχτερινού ουρανού και ένα θερμόμετρο ακτινοβολίας για την ανίχνευση του ύψους των νεφών.
- Πυρόμετρο υπέρυθρης ακτινοβολίας τοποθετημένο στην ανακλαστική επιφάνεια του MAGIC-Ι το οποίο ανιχνεύει την θερμική ακτινοβολία στο οπτικό πεδίο του τηλεσκοπίου.
- Μετεωρολογικό σταθμό

2.8.5 VERITAS

Στα πλαίσια του προγράμματος VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) ολοκληρώθηκε του 2007 η κατασκευή τεσσάρων τηλεσκοπίων Cherenkov στο



Σχήμα 2.18: Φωτογραφία των τεσσάρων τηλεσκοπίων Cherenkov του πειράματος VERITAS

παρατηρητήριο Fred Lawrence Whipple στην νότια Αριζόνα των ΗΠΑ (Σχ. 2.18), για την ανίχνευση κοσμικών ακτίνων γ πολύ υψηλής ενέργειας. Η ανακλαστική επιφάνεια κάθε τηλεσκοπίου είναι 110 m² δίνοντας την δυνατότητα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων γ με ενέργειες από 100 GeV. Το VERITAS λειτουργεί μόνο σε πολύ καθαρό νυχτερινό ουρανό. Για την εκτίμηση της "ποιότητας" του νυχτερινού ουρανού το πείραμα διαθέτει:

- Τρία πυρόμετρα που μετράνε την θερμική υπέρυθρη ακτινοβολία του ουρανού.
- Μια CCD τοποθετημένη στο βραχίονα του ενός τηλεσκοπίου ή οποία φωτογραφίζει τον ουρανό στην κατεύθυνση του οπτικού πεδίου των τηλεσκοπίων.
- Έναν μετεωρολογικό σταθμό

Επίσης, για την μελέτη της διαπερατότητας της ατμόσφαιρας με στόχο την αύξηση του χρόνου λειτουργίας του πειράματος, γίνεται έρευνα για την εγκατάσταση ενός συστήματος ελαστικού LIDAR.

2.8.6 CTA

Το CTA (Cherenkov Telescope Array) αποτελεί μια μεγάλη διεθνή σύμπραξη με πάνω από 1000 ερευνητές από 27 χώρες με σκοπό την κατασκευή ενός ανοιχτού παρατηρητηρίου κοσμικών ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών. Το παρατηρητήριο θα αποτελείται από πάνω από 100 τηλεσκόπια απεικόνισης Cherenkov μεγέθους 24, 12 και 5 m κατανεμημένα σε δύο συστοιχίες στο βόρειο και στο νότιο ημισφαίριο. Η τεχνολογία που μελετάται για την ανάπτυξη του πειράματος είναι η μέχρι σήμερα δοκιμασμένη τεχνολογία στα πειράματα H.E.S.S., MAGIC και VERITAS, η οποία θα εφαρμοστεί σε διευρυμένη κλίμακα με στόχο την αύξηση κατά μια τάξη μεγέθους της ευαισθησίας στην ανίχνευση των κοσμικών ακτίνων γ με ενέργειες από 100 GeV έως 10 TeV, αλλά και την διεύρυνση του φάσματος ανίχνευσης από ενέργειες αρκετά χαμηλότερες των 100 GeV έως και τα 100 TeV. Για την ατμοσφαιρική επισκόπηση μελετάται, εκτός των άλλων, η ανάπτυξη ενός συστήματος RAMAN LIDAR.

Κεφάλαιο 3

Ατμοσφαιρική επισκόπηση και συστήματα LIDAR

3.1 Επίδραση της ατμόσφαιρας στην ανίχνευση των καταιγισμών

Η ατμόσφαιρα είναι το μέσο στο οποίο αναπτύσσονται οι καταιγισμοί αλλά και στο οποίο διαδίδονται τα φωτόνια του ατμοσφαιρικού φθορισμού και της ακτινοβολίας Cherenkov μέχρι να ανιχνευτούν από τα τηλεσκόπια μέσω των αντίστοιχων τεχνικών. Η λεπτομερής εκτίμηση των ιδιοτήτων της ατμόσφαιρας, κατά την διάρκεια ανίχνευσης των ατμοσφαιρικών καταιγισμών, είναι σημαντική για τον περιορισμό των συστηματικών σφαλμάτων που προκύπτουν κατά την διαδικασία ανακατασκευής των γεγονότων για τον προσδιορισμό των ιδιοτήτων των πρωτογενών κοσμικών ακτίνων.

Για την ανίχνευση των καταιγισμών με ανιχνευτές σωματιδίων μια διόρθωση πίεσης είναι συνήθως αρκετή για διαφορετικά προφίλ ατμοσφαιρικής πυκνότητας. Για την τεχνική ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Cherenkov η διαδικασία είναι πιο σύνθετη αφού η παρατήρηση του καταιγισμού δεν γίνεται μόνο σε ένα υψόμετρο, άλλα η ακτινοβολία συλλέγεται από όλα τα υψόμετρα. Εκτός από την εξάρτηση της διαμήκους ανάπτυξης του καταιγισμού από το προφίλ της ατμοσφαιρικής πυκνότητας, η τεχνική αυτή είναι ευαίσθητη και στον δείκτη διάθλασης n. Τόσο η ένταση της ακτινοβολίας Cherenkov όσο και η γωνία εκπομπής της είναι συνάρτηση του δείκτη διάθλασης στα διάφορα υψόμετρα. Το προφίλ της ατμόσφαιρας δεν είναι σημαντικό μόνο για την μέση ένταση της ακτινοβολίας που συλλέγεται από τα τηλεσκόπια Cherenkov, σε μικρές αποστάσεις από τον άξονα του θυσάνου, αλλά σχετίζεται και με την μορφή της ακτινικής εξασθένησης της ακτινοβολίας όσο απομακρυνόμαστε από τον άξονα αυτό. Σε ενέργειες της τάξης των TeV το προφίλ της ακτινικής εξασθένησης είναι σημαντικό για την διάκριση μεταξύ καταιγισμών που προκύπτουν από ακτίνες - γ ή αδρόνια αλλά και για την εκτίμηση της κατανομής των μαζών των κοσμικών ακτίνων.

Η εξασθένηση της ακτινοβολίας κατά την διάδοσή της στην ατμόσφαιρα είναι επίσης ένας σημαντικός παράγοντας τόσο για την τεχνική Cherenkov όσο και για την τεχνική ατμοσφαιρι-

κού φθορισμού. Οι ανιχνευτές φθορισμού (Fluorescence Detectors, FD) παρατηρούν τη ακτινοβολία φθορισμού που παράγεται κατά μήκος της τροχιάς του καταιγισμού στην ατμόσφαιρα εξαιτίας της διέγερσης κυρίως των μορίων του αζώτου από τα φορτισμένα σωματίδια του καταιγισμού. Το φάσμα της ακτινοβολίας φθορισμού κυμαίνεται στην περιοχή 330 - 400 nm ενώ η έντασή της είναι σχεδόν ανάλογη του αριθμού των σωματιδίων στον καταιγισμό και κατ' επέκταση ανάλογη της ενέργειας της αρχικής κοσμικής ακτίνας. Η ακτινοβολία διανύει μια απόσταση l, από το σημείο της πηγής ως τον ανιχνευτή, και η ένταση που ανιχνεύεται, P_d , είναι εξασθενημένη λόγω της σκέδασης και της απορρόφησής της από τα μόρια και τα αιωρούμενα σωματίδια της ατμόσφαιρας. Σχετίζεται με την ένταση της ακτινοβολίας στην θέση όπου παράγεται P_0 , ως εξής:

$$P_d = P_0 \exp\left[-\int_0^l \alpha(r) r dr\right] = P_0 \exp[-\tau(l)]$$
(3.1)

όπου $\alpha(r)$ είναι η σταθερά εξασθένησης, και $\tau(l)$ είναι το οπτικό βάθος (optical depth) μέχρι το σημείο στον καταιγισμό σε απόσταση l. Το $\tau(l)$ προκύπτει από την ολοκλήρωση του $\alpha(r)$ κατά μήκος της τροχιάς της ακτινοβολίας φθορισμού μεταξύ του ανιχνευτή και του δοσμένου σημείου στον καταιγισμό.

Για τις μετρήσεις της ακτινοβολίας Cherenkov και του ατμοσφαιρικού φθορισμού, πρέπει να λάβουμε υπόψιν δύο μηχανισμούς σκέδασης: Την σκέδαση Rayleigh από τα μόρια της ατμόσφαιρας και την σκέδαση από τα αιωρούμενα σωματίδια στα χαμηλά υψόμετρα. Τόσο τα μόρια όσο και τα αιωρούμενα σωματίδια, κυρίως σκεδάζουν παρά απορροφούν την υπεριώδη ακτινοβολία. Απορρόφηση υπάρχει κυρίως λόγω της παρουσίας όζοντος στην ατμόσφαιρα, αλλά είναι πολύ μικρή. Οι διαδικασίες σκέδασης και απορρόφησης του φωτός από τα μόρια της ατμόσφαιρας είναι καλά μελετημένη [45], σε αντίθεση με τους αντίστοιχους μηχανισμούς για τα αιωρούμενα σωματίδια. Θεωρητικά, αν υποθέσουμε ότι τα αιωρούμενα σωματίδια είναι σφαιρικά με μια γνωστή κατανομή μεγεθών, τότε η σκέδαση της ακτινοβολίας μπορεί να περιγραφεί αναλυτικά με την θεωρία της σκέδασης Mie [46--48]. Παρόλα αυτά, στην πράξη, το μέγεθος και η μορφή των αιωρουμένων σωματιδίων δεν είναι δεδομένα, ενώ η περιεκτικότητά τους στην ατμόσφαιρα μεταβάλλεται σε μικρούς χρόνους, όταν αέριες μάζες σηκώνουν σκόνη από το έδαφος, όταν περνούν μετεωρολογικά μέτωπα, ή όταν η βροχή αφαιρεί σκόνη από την ατμόσφαιρα.

Η συστηματική επισκόπηση της ατμόσφαιρας αναδεικνύεται σε σημαντικό στοιχείο στα πειράματα κοσμικών ακτίνων υπερ-υψηλών ενεργειών και ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών. Μια από της σημαντικότερες τεχνολογίες που χρησιμοποιείται και στα πειράματα αυτά για μελέτη του οπτικού βάθους των αερολυμάτων και τον προσδιορισμό του συντελεστή σκέδασης και απορρόφησης της ατμόσφαιρας στα διάφορα υψόμετρα είναι η τεχνολογία LIDAR.



Σχήμα 3.1: Τα βασικά στοιχεία ενός συστήματος LIDAR. [49]

3.2 Η τεχνική LIDAR

3.2.1 Βασικές αρχές

Η τεχνική LIDAR (LIght Detection And Ranging) είναι μια από τις πρώτες εφαρμογές της τεχνολογίας των lasers. Τα βασικά στοιχεία ενός συστήματος LIDAR φαίνονται στην εικόνα 3.1. Σε γενικές γραμμές ένα LIDAR αποτελείται από έναν πομπό και έναν δέκτη. Μικρής διάρκειας φωτεινοί παλμοί της τάξης των nsec και με συγκεκριμένες φασματικές ιδιότητες παράγονται από ένα laser. Πολλά συστήματα χρησιμοποιούν και διευρυντή δέσμης (beam expander) μέσα στην μονάδα του πομπού για να μειώσουν την γωνιακή απόκλιση της δέσμης πριν σταλεί στην ατμόσφαιρα. Στην μονάδα του δέκτη, ένα τηλεσκόπιο συλλέγει τα οπισθοσκεδαζόμενα από την ατμόσφαιρα φωτόνια. Συνήθως ακολουθείται από ένα σύστημα οπτικής ανάλυσης όπου, ανάλογα με την εφαρμογή, γίνεται μια διαλογή συγκεκριμένων μηκών κύματος και καταστάσεων πόλωσης από συλλεγμένο φως. Η συλλεγμένη ακτινοβολία κατευθύνεται σε έναν ανιχνευτή όπου το οπτικό σήμα μετατρέπεται σε ηλεκτρονικό. Η ένταση του σήματος συναρτήσει του χρόνου που πέρασε από την εκπομπή του παλμού, προσδιορίζεται ηλεκτρονικά και αποθηκεύεται σε έναν υπολογιστή. Η μορφή του σήματος αυτού καθορίζεται από της ιδιότητες οπισθοσκέδασης της ατμόσφαιρας στις διάφορες αποστάσεις από τον πομπό αλλά και από την εξασθένηση των παλμών προς και από την περιοχή της σκέδασης. Από την άλλη, οι ιδιότητες οπισθοσκέδασης εξαρτώνται από το μήκος κύματος του laser που χρησιμοποιείται, και τον αριθμό, το μέγεθος, το σχήμα και τις διαθλαστικές και διηλεκτρικές ιδιότητες των σκεδαστών (μόρια, αερολύματα, σταγονίδια).

Έτσι το ηλεκτρικό σήμα από τον ανιχνευτή του δέκτη περιέχει πληροφορία για την παρουσία, την απόσταση και την συγκέντρωση των ατμοσφαιρικών σκεδαστών και απορροφητών. Η επεξεργασία του σήματος του LIDAR για να προκύψουν ποσοτικές εκτιμήσεις είναι μια σύνθετη διαδικασία. Όμως αξίζει να αναφερθεί ότι και στις ποσοτικές και στις ποιοτικές εκτιμήσεις ο περιοριστικός παράγοντας στην χρηστικότητα του σήματος είναι το επίπεδο του θορύβου από διάφορες εξωτερικές πηγές. Ανάμεσα τους είναι ο θερμικός θόρυβος των ηλεκτρικών κυκλωμάτων και των ανιχνευτών, αλλά κυρίως ο θόρυβος που προκύπτει από την ακτινοβολία του νυχτερινού ουρανού [50].

3.2.2 Η εξίσωση LIDAR

Οι βασικές αρχές του LIDAR που αναφέρθηκαν παραπάνω μπορούν να εκφραστούν στην παρακάτω εξίσωση. Για ένα μονοστατικό LIDAR ενός μήκους κύματος, η εξίσωση LIDAR για μονές σκεδάσεις (θεωρώντας 100% απόδοση του ανιχνευτή) είναι [50]:

$$P_r(R) = P_0 \frac{c\tau}{2} A \frac{\beta_{\pi}(R)}{R^2} e^{-2\int_0^R \alpha(R)dr}$$
(3.2)

- *P_r*: η στιγμιαία συλλεγμένη ισχύς την χρονική στιγμή *t*
- R: η απόσταση
- P_0 : η εκπεμπόμενη ισχύς την χρονική στιγμή t_0
- c: η ταχύτητα του φωτός

 τ : η διάρκεια του παλμού του laser

- A: η ενεργός επιφάνεια του δέκτη
- $\beta_{\pi}(R)$: ο συντελεστής οπισθοσκέδασης
- $\alpha(R)$: ο συντελεστής εξασθένησης της ατμόσφαιρας

Η εξίσωση αυτή εφαρμόζεται μόνο όταν όλη η σκεδαζόμενη ενέργεια αποβάλλεται μόνιμα από την εξερχόμενη δέσμη του LIDAR. Αυτή η απλοποίηση είναι γενικά σωστή για σχετικά διαφανή ατμόσφαιρα. Σε ατμόσφαιρες όπου υπάρχει έντονη σκέδαση, όπως σε ένα σύννεφο ή μια ομίχλη, το ποσοστό της σκεδαζόμενης ενέργειας που παραμένει ή επανέρχεται στην δέσμη του LIDAR μπορεί να γίνει μη αμελητέο. Στην περίπτωση αυτή πρέπει να γίνουν διορθώσεις πολλαπλής σκέδασης στην εξίσωση (3.2).

Ο εκθετικός παράγοντας $-2\int_0^R \alpha(R)dr$ στην (3.2) αναφέρεται στην εξασθένιση στην οποία υπόκειται η δέσμη του LIDAR εξαιτίας της σκέδασης και της απορρόφησής της από τα μόρια και τα αιωρούμενα σωματίδια της ατμόσφαιρας κατά την διπλή διαδρομή της από και προς τον όγκο σκέδασης σε απόσταση R. Ο συντελεστής εξασθένησης $\alpha(R)$ είναι η βασικού ενδιαφέροντος άγνωστη παράμετρος για τα πειράματα ατμοσφαιρικών καταιγισμών για την οποία πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση του LIDAR.

3.2.3 Κλασικό ελαστικό LIDAR

Ο πιο απλός τύπος LIDAR που χρησιμοποιείται ευρέως σε πειράματα κοσμικών ακτίνων υπερ-υψηλών ενεργειών και ακτίνων γ πολύ-υψηλών ενεργειών όπως στα Auger [51], Telescope Array [52], MAGIC [53], H.E.S.S. [54] και HiRes [55] σε συνδυασμό με τα τηλεσκόπια ατμοσφαιρικού φθορισμού ή τα τηλεσκόπια Cherenkov, είναι το κλασσικό ελαστικό LIDAR ή Rayleigh-Mie LIDAR όπως συχνά αναφέρεται. Στην περίπτωση αυτή ο δέκτης του LIDAR

όπου

συλλέγει με κατάλληλο οπτικό φίλτρο την συνολική ελαστικά οπισθοσκεδαζόμενη ακτινοβολία τόσο από τα μόρια της ατμόσφαιρας (N_2 , O_2 , κ.α.) όσο και από τα διάφορα αιωρούμενα σωματίδια. Ο συντελεστής οπισθοσκέδασης β_{π} είναι έτσι το άθροισμα των συνεισφορών της σκέδασης Rayleigh από τα μικρού μεγέθους σε σχέση με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας μόρια και της σκέδασης Mie από τα μεγαλύτερου μεγέθους και ακανόνιστης μορφής αιωρούμενα σωματίδια:

$$\beta_{\pi} = \beta_{\pi,Rayleigh} + \beta_{\pi,Mie} \tag{3.3}$$

Αντίστοιχα και ο συντελεστής εξασθένησης γράφεται:

$$\alpha = \alpha_{Rayleigh} + \alpha_{Mie} \tag{3.4}$$

Σε κάθε όρο του συντελεστή εξασθένησης, α, συνεισφέρουν τόσο η εξασθένηση εξαιτίας της σκέδασης όσο και η εξασθένηση εξαιτίας της απορρόφησης από την ατμόσφαιρα. Ωστόσο η απορρόφηση από τα μόρια της ατμόσφαιρας μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα αν το μήκος κύματος της δέσμης του LIDAR δεν συμπίπτει με κάποια από της γνωστές γραμμές απορρόφησης των μορίων αυτών.

Η επίλυση της εξίσωσης του LIDAR (3.2) για τον προσδιορισμό των συντελεστών β_{π} και α είναι μια πολύπλοκη διαδικασία και ο αναγνώστης μπορεί να ανατρέξει στα [49,50,56] για μια ολοκληρωμένη ανάλυση. Όμως αξίζει επιγραμματικά να αναφερθούν τα εξής.

Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με το μοριακό μέρος της ατμόσφαιρας είναι καλά μελετημένη και σχετικά προβλέψιμη. Ο συντελεστής Rayleigh οπισθοσκέδασης, $\beta_{\pi,Rayleigh}$, μπορεί να υπολογισθεί γνωρίζοντας το προφίλ πυκνότητας της ατμόσφαιρας το οποίο είναι μια αργά μεταβαλλόμενη ποσότητα και μπορεί να προσδιορισθεί είτε με ανεξάρτητες μεθόδους (π.χ. μετεωρολογικά μπαλόνια) είτε να εκτιμηθεί με την χρήση ατμοσφαιρικών μοντέλων. Επίσης οι συντελεστές Rayleigh οπισθοσκέδασης και εξασθένησης έχουν μια σταθερή σχέση μεταξύ τους [50]:

$$\beta_{\pi,Rayleigh} = \frac{1.5}{4\pi} \alpha_{Rayleigh} = 0.119 \alpha_{Rayleigh} \left[\frac{1}{km \cdot sr} \right]$$
(3.5)

με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η εκτίμηση και του $\alpha_{Rayleigh}.$

Από την άλλη, τόσο η περιεκτικότητα αιωρουμένων σωματιδίων στην ατμόσφαιρα όσο και οι ιδιότητες τους (χημική σύσταση, μέγεθος, σχήμα, δείκτης διάθλασης) είναι γρήγορα μεταβαλλόμενα και μη προβλέψιμα μεγέθη. Έτσι τα βασικά άγνωστα μεγέθη στην εξίσωση (3.2) του κλασικού ελαστικού LIDAR είναι οι συντελεστές οπισθοσκέδασης και εξασθένησης από τα αιωρούμενα σωματίδια (β_{Mie} , α_{Mie}). Σε αντίθεση με τους αντίστοιχους συντελεστές για την σκέδαση Rayleigh, οι β_{Mie} και α_{Mie} δεν παρουσιάζουν μια σταθερή σχέση μεταξύ τους και έτσι συνολικά ο λόγος α_{Mie}/β_{Mie} δεν είναι σταθερός αφού εξαρτάται από την χημική σύσταση των αερολυμάτων. Η εκτίμηση μιας τέτοιας σχέσης είναι όμως απαραίτητη για την επίλυση της εξίσωσης του κλασσικού ελαστικού LIDAR. Διάφορα θεωρητικά μοντέλα έχουν αναπτυχθεί για τον σκοπό αυτό [57--59] τα οποία όμως οδηγούν σε σημαντικά συστηματικά σφάλματα.

Τόσο στα εν λειτουργία πειράματα κοσμικών ακτίνων αλλά και στα πειράματα που βρίσκονται στην φάση του σχεδιασμού όπως το παρατηρητήριο CTA [60], γίνεται μελέτη για την εφαρμογή πιο εξελιγμένων τύπων LIDAR ώστε να υπερκεραστούν τα μειονεκτήματα του κλασικού ελαστικού LIDAR και να επιτευχθεί μια πιο λεπτομερής επισκόπηση του οπτικού βάθους της ατμόσφαιρας.

3.2.4 Raman LIDAR

Το Raman LIDAR είναι ένας από τους βασικούς τύπους LIDAR, η εφαρμογή του οποίου μελετάται και για τα πειράματα MAGIC και CTA. Η τεχνολογία αυτή εκμεταλλεύεται την ανελαστική (Raman) σκέδαση της δέσμης του LIDAR από τα μόρια της ατμόσφαιρας [61--67].

Η διέγερση μιας σειράς από περιστροφικές και ταλαντωτικές ενεργειακές καταστάσεις οδηγούν σε διάφορες φασματικές περιοχές της Raman σκεδαζόμενης ακτινοβολίας (Εικ. 3.2), οι φασματικές μετατοπίσεις των οποίων χαρακτηρίζουν τα αλληλεπιδρώντα μόρια (N_2, O_2) της ατμόσφαιρας. Οι φασματικές αυτές περιοχές απομονώνονται με κατάλληλα οπτικά φίλτρα στον δέκτη του LIDAR με αποτέλεσμα το σήμα που προκύπτει να είναι αποτέλεσμα της οπισθοσκέδασης Raman από γνωστά μόρια στην ατμόσφαιρας. Για παράδειγμα, η εξίσωση LIDAR για οπισθοσκέδαση Raman από τα μόρια αζώτου της ατμόσφαιρας είναι της μορφής:

$$P_{r}(R) = P_{0} \frac{c\tau}{2} A \frac{\beta_{\pi,Raman}^{N_{2}}(R)}{R^{2}} e^{-2\int_{0}^{R} \alpha(R)dr}$$
(3.6)

σε αντιστοιχία με την εξίσωση του κλασικού ελαστικού LIDAR (3.2), με την αντικατάσταση:

$$\beta_{\pi} \longrightarrow \beta_{\pi,Raman}^{N_2}$$
 (3.7)

Ο συντελεστής ανελαστικής οπισθοσκέδασης του N_2 ($\beta_{\pi,Raman}^{N_2}$) μπορεί να υπολογιστεί με γνώση της κατανομής της πυκνότητας του N_2 στην ατμόσφαιρα και της θερμοκρασίας, στοιχεία που μπορούν να εκτιμηθούν είτε από ανεξάρτητες μετρήσεις είτε με την χρήση γνωστών ατμοσφαιρικών μοντέλων. Έτσι η εξίσωση του LIDAR μπορεί να λυθεί ως προς τον συντελεστή εξασθένησης ($\alpha(R)$), χωρίς επιπρόσθετες υποθέσεις, περιορίζοντας σημαντικά τα σχετικά σφάλματα [68, 69]. Συλλέγοντας παράλληλα σε ένα ανεξάρτητο κανάλι και το ελαστικά οπισθοσκεδαζόμενο σήμα, μπορεί να μετρηθεί και ο συντελεστής οπισθοσκέδασης, β_{π} , στα διάφορα ατμοσφαιρικά ύψη.

Το βασικό μειονέκτημα της τεχνικής αυτής είναι η πολύ μικρή ενεργός διατομή της σκέδασης Raman σε σχέση με την ελαστική σκέδαση Rayleigh.

$$\sigma_{Raman}/\sigma_{Rayleigh} \lesssim 10^{-3}$$

Ισχυρά laser στον πομπό και μικρές απώλειες στον δέκτη είναι απαραίτητες προϋποθέσεις για επιτευχθεί ένας ικανοποιητικός λόγος σήματος προς θόρυβο.



Σχήμα 3.2: Το φάσμα της Raman οπισθοσκεδαζόμενης ακτινοβολίας από την ατμόσφαιρα για μήκος κύματος προσπίπτουσας ακτινοβολίας 355 nm, κανονική πίεση, θερμοκρασία 300 K, περιεκτικότητα σε N_2 και O_2 0.781 και 0.209 αντίστοιχα. [49]

3.2.5 LIDAR υψηλής φασματικής διακριτικής ικανότητας (HSRL)

Ένας πιο σύγχρονος τύπος ελαστικού LIDAR με δυνατότητα φασματικής διάκρισης ανάμεσα στο σήμα που πηγάζει από την οπισθοσκέδαση από τα μόρια και από τα αιωρούμενα σωματίδια την ατμόσφαιρας είναι το LIDAR υψηλής φασματικής διακριτικής ικανότητας (High Spectral Resolution LIDAR, HSRL). Η μέθοδος HSRL για την επισκόπηση των οπτικών ιδιοτήτων των ατμοσφαιρικών αιωρουμένων σωματιδίων ανακαλύφθηκε και αναλύθηκε αρχικά από τους G. Fiocco και J. B. DeWolf το 1968 [70].

Η μέθοδος εκμεταλλεύεται τις φασματικές μετατοπίσεις Doppler των φωτονίων κατά την σκέδασή τους από τα μόρια της ατμόσφαιρας εξαιτίας της τυχαίας θερμικής τους κίνησης. Η φασματική κατανομή του οπισθοσκεδαζόμενου από τα μόρια της ατμόσφαιρας φωτός καθορίζεται από την φασματική κατανομή του εκπεμπόμενου φωτός αλλά και τις συνέπειες της φασματικής διεύρυνσης Doppler.

Η μονοδιάστατη κατανομή των ταχυτήτων των μορίων σε ένα αέριο σε ατμοσφαιρική πίεση είναι προσεγγιστικά ισοδύναμη με την κατανομή Maxwell. Έτσι:

$$\frac{dn_m}{d\upsilon} = n_m \sqrt{\frac{\bar{m}}{2\pi kT}} exp\left(-\frac{\bar{m}\upsilon^2}{2kT}\right)$$
(3.8)

- n_m : η αριθμητική πυκνότητα των μορίων
- \overline{m} : η μέση μάζα των μορίων

όπου υ: η ταχύτητα των μορίων

- k: η σταθερά Boltzmann
- *T*: η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας

Η μετατόπιση Doppler για φως συχνότητας f_0 που οπισθοσκεδάζεται από σκεδαστή που κινείται με ταχύτητα v στην κατεύθυνση διάδοσης του φωτός δίνεται από:

$$\frac{dv}{df} = \frac{c}{2f_0} \tag{3.9}$$

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός.

Έτσι η φασματική κατανομή των αρχικά μονοχρωματικών φωτονίων που οπισθοσκεδάζονται από ατμοσφαιρικά μόρια δίνεται από:

$$\frac{1}{N_m} \frac{dN_m}{df} = \sqrt{\frac{\bar{m}c^2}{8\pi f_0^2 kT}} exp\left[-\frac{\bar{m}c^2}{8f_0^2 kT} \left(f - f_0\right)^2\right]$$
(3.10)

όπου N_m είναι ο συνολικός αριθμός των οπισθοσκεδαζόμενων φωτονίων. Η φασματική κατανομή της οπισθοσκεδαζόμενης ακτινοβολίας του laser δίνεται από την συνέλιξη της (3.10) με το φάσμα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας laser. Από την άλλη, η φασματική κατανομή των φωτονίων που οπισθοσκεδάζονται από τα αιωρούμενα σωματίδια ακολουθεί αυτήν της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας laser. Από την άλλη, η φασματική κατανομή των φωτονίων που οπισθοσκεδάζονται από τα αιωρούμενα σωματίδια ακολουθεί αυτήν της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας tou laser, λόγω της πολύ μικρής θερμικής τους κίνησης [70]. Ενδεικτικά, το εύρος ταχυτήτων των μορίων N_2 σε θερμοκρασία 270 K είναι ~450 m/s. Η μετατόπιση Doppler που αντιστοιχεί σε αυτές τις ταχύτητες είναι ~2.5 GHz. Από την άλλη οι ταχύτητες των κατά πολύ βαρύτερων ατμοσφαιρικών αερολυμάτων καθορίζονται κυρίως από την συλλογική τους κίνηση λόγω των ανέμων (~10 m/s) που αντιστοιχεί σε φασματική μετατόπιση ~50 MHz. Έτσι, η φασματική κατανομή του οπισθοσκεδαζόμενου από την ατμόσφαιρα φωτός αποτελείται από μα στενή κορυφή κοντά στην συχνότητα του laser που οφείλεται στην σκέδαση από τα αερολύματα πάνω σε μια αρκετά πιο διευρυμένη κατανομή που οφείλεται στην σκέδαση από τα μόρια της ατμόσφαιρας (Εικ. 3.3).

Το Doppler Γκαουσιανό προφίλ της εξίσωσης (3.10) στην πραγματικότητα εφαρμόζεται μόνο σε χαμηλές πιέσεις όπου οι συσχετισμοί στις κινήσεις των μορίων είναι αμελητέοι. Όσο αυξάνεται η πίεση, εμφανίζονται συσχετισμοί μοριακών ταχυτήτων λόγω της διάδοσης ακουστικών κυμάτων στο μέσο σκέδασης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μια συμμετρικά μετατοπισμένη διπλέτα Brillouin (Εικ. 3.4) [71]. Οι Fiocco και DeWolf [70] εκτίμησαν ότι η σκέδαση Brillouin δημιουργεί μια μεταβολή < 4% στο μέγεθος $d[ln(N_m)]/df$ για τυπικές πιέσεις στην επιφάνεια της γης, με μικρότερη επίδραση σε χαμηλότερες πιέσεις. Μετρήσεις των ιδιοτήτων σκέδασης με HSRL έχουν δείξει ότι δεν είναι ευαίσθητες σε τόσο μικρές μεταβολές στην φασματική κατανομή της οπισθοσκέδασης των μορίων [72].

Ο δέκτης του HSRL διαχωρίζει φασματικά το σήμα των αιωρουμένων σωματιδίων από αυτό των μορίων και τα διοχετεύει σε διαφορετικά οπτικά κανάλια. Έτσι προκύπτουν πε-



Σχήμα 3.3: Το φασματικό προφίλ της οπισθοσκέδασης από ένα μείγμα μορίων και αερολυμάτων σε θερμοκρασία 300 Κ. Το στενό φασματικό εύρος της οπισθοσκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τα αερολύματα καθορίζεται από το φασματικό εύρος του laser. [49]



Σχήμα 3.4: Προφίλ Rayleigh–Brillouin για παραμέτρους *y* από 0 έως 5. Το *x* είναι μια κανονικοποιημένη παράμετρος συχνότητας [71].

ρισσότερα του ενός προφίλ, όπως και στην τεχνική Raman LIDAR, δίνοντας την δυνατότητα επίλυσης των εξισώσεων LIDAR. Το πλεονέκτημα της μεθόδου HSRL σε σχέση με την τεχνική Raman, είναι ότι ο δέκτης του HSRL συλλέγει και επεξεργάζεται το, κατά πολύ ισχυρότερο, σήμα την ελαστικής σκέδασης συγκριτικά με το ασθενές σήμα της ανελαστικής σκέδασης Raman. Από την άλλη όμως η εφαρμογή της τεχνικής HSRL απαιτεί την χρήση laser με στενό φασματικό εύρος εκπομπής στο πομπό και οπτικά συστήματα υψηλής φασματικής διακριτικής ικανότητας (συμβολόμετρα Fabry-Perot, οπτικά φίλτρα ατομικών γραμμών) στον δέκτη ώστε να γίνεται αποδοτικά ο φασματικός διαχωρισμός του σήματος.

3.3 Πρότυπο HSRL

Η ομάδα του ΕΜΠ έχει ασχοληθεί τα τελευταία χρόνια με την σχεδίαση και ανάπτυξη ενός πρότυπου συστήματος HSRL προσαρμοσμένου στις ανάγκες της ατμοσφαιρικής επισκόπησης σε πειράματα κοσμικών ακτίνων υπερύψηλων ενεργειών και ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών [73, 74]. Η χρήση ενός συστήματος HSRL προτάθηκε από την ομάδα ως εναλλακτική της τεχνικής Rayleigh-Mie και Raman LIDAR στο παρατηρητήριο Auger και στο υπό σχεδίαση πείραμα Cherenkov Telescope Array (CTA) αντίστοιχα χωρίς όμως να αποτελέσει επιλογή των κοινοπραξιών αυτών. Η χρήση της τεχνικής αυτής δεν περιορίζεται εκεί, αλλά βρίσκει έδαφος και στον ευρύτερο κλάδο των περιβαλλοντολογικών επιστημών. Η διατριβή αυτή εστιάζει στην ανάπτυξη του πομπού του HSRL και πιο συγκεκριμένα στην σχεδίαση και εφαρμογή ενός συστήματος οπτικής ενίσχυσης ενός παλμικού laser χαμηλής ενέργειας και στενού φασματικού εύρους εκπομπής. Παράλληλα περιγράφεται και η δουλειά που έγινε τόσο στην ανάπτυξη μεθόδων χαρακτηρισμού του laser αλλά και λογισμικού προσομοίωσης της οπτικής ενίσχυσης. Σχετικές λεπτομέρειες περιγράφονται σε επόμενα κεφάλαια. Βασικό στοιχείο του δέκτη του HSRL για τον φασματικό διαχωρισμό του οπισθοσκεδαζόμενου σήματος είναι το συμβολόμετρο Fabry-Perot. Η ομάδα του ΕΜΠ έχει αναπτύξει σημαντική τεχνογνωσία πάνω στα συμβολόμετρα αυτά τα προηγούμενα χρόνια και σχεδιάζει την ανάπτυξη νέου Fabry-Perot etalon για την εφαρμογή του στο κανάλι των αιωρουμένων σωματιδίων του HSRL. Στοχεύοντας στη διεύρυνση της τεχνογνωσίας αυτής αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής νέοι μέθοδοι χαρακτηρισμού των συμβολομέτρων Fabry-Perot αλλά και λογισμικά προσομοίωσης και επεξεργασίας των εικόνων συμβολής. Το επόμενο κεφάλαιο αφιερώνεται στην περιγραφή τους.

Κεφάλαιο 4

Συμβολομετρική μέθοδος χαρακτηρισμού

Το συμβολόμετρο Fabry-Perot αποτελεί ένα σημαντικό οπτικό όργανο, συστατικό στοιχείο για την φασματική ανάλυση του οπισθοσκεδαζόμενου φωτός στον δέκτη του HSRL. Η ομάδα του ΕΜΠ έχει αναπτύξει τα προηγούμενα χρόνια σημαντική τεχνογνωσία γύρω από τις εφαρμογές και τον σχεδιασμό συμβολομέτρων Fabry-Perot. Στα πλαίσια την διατριβής εφαρμόστηκε συμβολομετρική μέθοδος χαρακτηρισμού της επιπεδότητας και της παραλληλίας αλλά και υπολογισμού της απόστασης μεταξύ των κατόπτρων των συμβολομέτρων και αναπτύχθηκε λογισμικό επεξεργασίας εικόνων συμβολής, συμβάλλοντας με νέα εργαλεία στην διεύρυνση της τεχνογνωσίας αυτής. Η σχετική περιγραφή γίνεται στις παρακάτω υποενότητες μετά από μια συνοπτική περιγραφή των βασικών αρχών λειτουργίας του συμβολομέτρου Fabry-Perot.

4.1 Βασικές Αρχές

Το συμβολόμετρο Fabry-Perot χρησιμοποιεί την συμβολή πολλαπλών δεσμών (multiplebeam interference). Στην απλούστερή του εκδοχή, αποτελείται από δύο πλάκες, συνήθως από γυαλί ή χαλαζία με επίπεδες επιφάνειες υψηλής ανακλαστικότητας, οι οποίες είναι τοποθετημένες παράλληλα σε απόσταση d μεταξύ τους. Για να επιτευχθεί η υψηλή ανακλαστικότητα στις επιφάνειες, είτε εναποτίθεται σε αυτές μια λεπτή στρώση αλουμινίου, είτε πολλαπλές στρώσεις διηλεκτρικών. Η απόσταση d μεταξύ των κατόπτρων κυμαίνεται από μερικά mm μέχρι μερικά cm. Αν τα κάτοπτρα είναι αμετακίνητα ως προς την σχετική τους θέση και μπορούν να ρυθμιστούν μόνο ως προς την παραλληλία τους τότε το σύστημα αποκαλείται διευκρινιστής (etalon). Αν ο οπτικός δρόμος (dn) μεταξύ των κατόπτρων μεταβάλλεται με έναν συνεχή τρόπο είτε με πιεζοηλεκτρικούς αποστατήρες είτε με την μεταβολή της πίεσης του ενδιάμεσου αέρα τότε η διάταξη αποκαλείται "συμβολόμετρο σάρωσης". Ένα τέτοιου τύπου συμβολόμετρο χρησιμοποιήθηκε από τους Fiocco et al. [70] στην πρώτη εφαρμογή HSRL για την φασμα-



Σχήμα 4.1: Στην εικόνα φαίνονται σε αφαιρετική μορφή τα διάφορα μέρη από τα οποία αποτελείται ένα Fabry – Perot etalon.



Σχήμα 4.2: Η διάταξη με την οποία χρησιμοποιείται το συμβολόμετρο Fabry - Perot

τική ανάλυση τού οπισθοσκεδαζόμενου σήματος σε ένα συνδυασμένο οπτικό κανάλι μορίων και αερολυμάτων. Το Fabry-Perot etalon έχει χρησιμοποιηθεί επίσης υπό την μορφή στενού οπτικού φίλτρου αποκοπής για την απομόνωση του μοριακού μέρους του σήματος [75], και διάδοσης για την απομόνωση του σήματος των αερολυμάτων [75, 76] σε HSRL.

Τα διάφορα κομμάτια από τα οποία αποτελείται το etalon φαίνονται στην εικόνα 4.1. Οι εξωτερικές επιφάνειες των πλακιδίων είναι κατασκευασμένες με μια κλήση ως προς τις επιφάνειες ανάκλασης. Αυτό συμβαίνει ώστε να μην υπάρχει παρεμβολή στο συμβολόγραμμα από τις ανακλάσεις που μπορεί να γίνονται στο εσωτερικό των πλακιδίων. Στο σχήμα βέβαια αυτή η κλήση απεικονίζεται με μια υπερβολή.

Ο τρόπος με τον οποίο χρησιμοποιείται το etalon φαίνεται στην εικόνα 4.2. Δέχεται φως από μια διευρυμένη πηγή που μπορεί να είναι για παράδειγμα η συλλεγμένη από τον δέκτη του HSRL ακτινοβολία . Η εικόνα 4.2 δείχνει μια ακτίνα φωτός η οποία περνώντας μέσα από έναν φακό εισέρχεται στο etalon και υφίσταται πολλαπλές ανακλάσεις. Σε κάθε μια από τις ανακλάσεις η δέσμη χάνει ένα ποσοστό της έντασής της το οποίο διαπερνά την δεύτερη πλάκα με αποτέλεσμα να δημιουργείται μια σειρά από έναν δεύτερο φακό εστιάζονται στην ουνέχεια, μέσα από έναν δεύτερο φακό εστιάζονται στην οθόνη και δημιουργούν τελικά το σύστημα των κροσσών . Η οθόνη μπορεί να είναι μια CCD ή ένας φωτοπολλαπλασιαστής ή και το ανθρώπινο μάτι. Στην εικόνα 4.3 φαίνονται οι κροσσοί συμβολής της φασματικής γραμμής 435 nm λυχνίας υδραργύρου χαμηλής πίεσης με etalon 5 mm όπως αποτυπώθηκαν με CCD στο εργαστήριο.



Σχήμα 4.3: Εργαστηριακή εικόνα συμβολής της φασματικής γραμμής 435 nm λυχνίας υδραργύρου χαμηλής πίεσης με etalon αποστατικού 5 mm.

4.1.1 Η συνάρτηση του Airy

Η συνάρτηση του Airy (Εικ. 4.4) μας δίνει την ένταση του φωτός που προκύπτει από την πολλαπλή συμβολή για ένα ιδανικό Fabry-Perot etalon και μια απόλυτα μονοχρωματική πηγή, συναρτήσει της γωνίας θ με την οποία εισέρχεται η δέσμη στο etalon, του μήκους κύματος λ της πηγής, του δείκτη διάθλασης n του διηλεκτρικού ανάμεσα στα κάτοπτρα του etalon, της απόστασης d και της ανακλαστικότητας R των κατόπτρων.

$$Airy: \quad \frac{I_t}{I_0} = \frac{1}{1 + Fsin^2(\delta/2)}$$
(4.1)

Το μέγεθος F αναφέρεται στην "οξύτητα" των κροσσών και δίνεται από:

j

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}$$
(4.2)

ενώ με δ συμβολίζεται η διαφορά φάσης μεταξύ των διαδοχικών ακτίνων που προκύπτουν από την πολλαπλή ανάκλαση:

$$\delta = \frac{4\pi dn \cdot \cos\theta}{\lambda} \tag{4.3}$$

Ενισχυτική συμβολή έχουμε όταν:

$$\delta = 2\pi m \tag{4.4}$$

όπου m είναι η τάξη συμβολής. Έτσι στο κέντρο του συστήματος των κροσσών συμβολής $(\theta = 0)$ έχουμε:

$$\delta_c = \frac{4\pi dn}{\lambda} = \frac{4\pi dnf}{c} = 2\pi (m_c + e_c) \tag{4.5}$$

όπου το m_c είναι ακέραιος αριθμός και αναφέρεται στην τάξη της συμβολής και το e_c είναι το κλασματικό μέρος και καθορίζει την εικόνα των κροσσών συμβολής. Για $e_c = 0$ έχουμε ενισχυτική συμβολή στο κέντρο του συστήματος των κροσσών ενώ για $e_c = 0.5$ έχουμε αναιρετική συμβολή. Η εξαγωγή του e_c από πολλαπλές εικόνες συμβολής ή από πολλαπλές φασματικές κορυφές που παρουσιάζονται σαν ανεξάρτητα συστήματα κροσσών σε μια εικόνα



Σχήμα 4.4: Συνάρτηση Airy: Η ένταση συναρτήσει συναρτήσει της σχετικής απόκλισης φάσης (δδ₀)/2π (πάνω), συναρτήσει της γωνίας θ (κάτω), με ανακλαστικότητα των κατόπτρων R=0.95 (συνεχείς γραμμή) και R=0.6 (διακεκομμένη γραμμή)

συμβολής μπορεί να δώσει άμεσα πληροφορία για την φασματική μεταβολή ή απόσταση των κορυφών αυτών αφού από την Εξ. 4.5 έχουμε:

$$\Delta f = \frac{c\Delta e_c}{2dn} \tag{4.6}$$

Για την αρίθμηση των κροσσών σε μια εικόνα συμβολής εισάγουμε τον ακέραιο $j = 1, 2, 3 \dots$ Η αρίθμηση ξεκινάει από το κέντρο του συστήματος των κροσσών. Έτσι έχουμε για την τάξη συμβολής του j κροσσού από το κέντρο:

$$m_j = m_c - j + 1 \tag{4.7}$$

ενώ θ_j είναι οι γωνίες στις οποίες εμφανίζονται οι κροσσοί. Για την ανάλυση των εικόνων συμβολής έχει σημασία γεωμετρικά να εκφράσουμε το $cos(\theta_j)$ που εμφανίζεται στην (4.3) συναρτήσει της ακτίνας r_j των κροσσών (Εικ. 4.5):

$$\cos\theta_{j} = \frac{f_{L}}{\sqrt{f_{L}^{2} + r_{j}^{2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_{j}}{f_{L}}\right)^{2}}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_{j}}{f_{L}}\right)^{2}$$
(4.8)

όπου f_L είναι η εστιακή απόσταση του φακού εξόδου στην διάταξή που φαίνεται στην εικόνα 4.2 και $r_j \ll f_L$. Η εξίσωση (4.3) τώρα γράφεται με την βοήθεια των (4.4), (4.5) και (4.7):

$$2\pi m_j = 2\pi (m_c - j + 1) = (m_c + e_c) cos\theta_j$$
(4.9)

Αντικαθιστώντας το $cos \theta_j$ και λύνοντας ως προ
ς r_j^2 έχουμε:

$$r_j^2 = \frac{2f_L^2}{m_c - e_c}(j + e_c - 1) \simeq \frac{2f_L^2}{m_c}(j + e_c - 1) \tag{4.10}$$



Σχήμα 4.5: Αναπαράσταση των γεωμετρικών μεγεθών της διάταξης της εικόνας 4.2

αφού $e_c \ll m_c$. Η παραπάνω εξίσωση μας δίνει την ακτίνα του j κροσσού και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή του κλασματικού μέρους e_c από εικόνες συμβολής. Η διαδικασία αυτή θα αναλυθεί σε επόμενη υποενότητα κατά την περιγραφή λογισμικού επεξεργασίας εικόνων συμβολής που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής.

4.1.2 Βασικά μεγέθη χαρακτηρισμού ενός συμβολομέτρου Fabry - Perot

Τα βασικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν ένα etalon είναι:

- η ελεύθερη φασματική περιοχή (Free Spectral Range, FSR)
- η λεπτότητα (finesse)
- η αντίθεση (contrast)
- η διακριτική ικανότητα (resolution)

Ελεύθερη Φασματική Περιοχή (FSR)

Το μέγεθος αυτό αναφέρεται στο φασματικό παράθυρο μεταξύ δύο διαδοχικών τάξεων συμβολής. Αν το εύρος της φασματικής κατανομής της πηγής, που θέλουμε να αναλύσουμε, υπερβαίνει την ελεύθερη φασματική περιοχή τότε η ανάλυση δεν είναι αποτελεσματική λόγω επικάλυψης. Η ελεύθερη φασματική περιοχή ενός συμβολομέτρου Fabry-Perot δίνεται από:

Στον χώρο την διαφοράς φάσης: $\Delta \delta_{FSR} = 2\pi$ (4.11)

Στον χώρο των συχνοτήτων:
$$\Delta f_{FSR} = \frac{c}{2dn cos \theta}$$
 (4.12)

Στον χώρο των μηκών κύματος:
$$\Delta \lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{2dn cos \theta}$$
 (4.13)

Λεπτότητα (finesse)

Το μέγεθος αυτό αναφέρεται στο σχετικό πάχος των κορυφών συμβολής και ισούται με τον λόγο της απόστασης μεταξύ των κορυφών προς το εύρος στο μέσο ύψος τους (FWHM) στον δ-χώρο.

$$f = \frac{\Delta \delta_{FSR}}{\Delta \delta_{FWHM}} = \frac{2\pi}{\Delta \delta_{FWHM}}$$
(4.14)

Συνδέεται, όπως θα δούμε παρακάτω, με την διακριτική ικανότητα του οργάνου. Για μια μονοχρωματική πηγή που αναλύεται από ένα ιδανικό συμβολόμετρο η λεπτότητα των κορυφών είναι συνάρτηση μόνο της ανακλαστικότητας R των κατόπτρων:

$$f_i = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{4.15}$$

Στην πραγματικότητα η λεπτότητα των κορυφών f είναι μικρότερη του f_i λόγω ατελειών στην επιπεδότητα και τον παραλληλισμό των κατόπτρων, σκέδασης και απορρόφησης του φωτός στις ανακλαστικές επιστρώσεις, της μη μονοχρωματικότητας της πηγής και άλλων παραγόντων που σχετίζονται με την πειραματική διάταξη.

Αντίθεση (contrast)

Η αντίθεση είναι ένα μέγεθος που δείχνει το πόσο εμφανείς είναι οι κορυφές συμβολής, και ισούται με τον λόγο της μέγιστης προς την ελάχιστη ένταση στο συλλαβόγραμμα. Για ένα ιδανικό etalon η αντίθεση C είναι συνάρτηση μόνο της ανακλαστικότητας και ισούται με:

$$C = \frac{4R}{(1-R)^2} + 1 = F + 1 \tag{4.16}$$

Διακριτική Ικανότητα (resolution)

Η διακριτική ικανότητα ενός οργάνου καθορίζεται από την διεύρυνση που προκαλείται σε μία φασματική γραμμή ($\lambda/\Delta\lambda_{FWHM}$). Για ένα ιδανικό etalon η διακριτική ικανότητα δίνεται από το πηλίκο της λεπτότητας f με την τάξη συμβολής, m:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{FWHM}} = f \times m \tag{4.17}$$

4.1.3 Συνάρτηση προσομοίωσης του Fabry-Perot συμβολογράμματος

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω η συνάρτηση Airy εκφράζει μια εξιδανικευμένη περίπτωση όπου η πηγή που αναλύεται φασματικά είναι πλήρως μονοχρωματική και το συμβολόμετρο Fabry-Perot είναι ιδανικό με τέλεια επιπεδότητα και παραλληλία των κατόπτρων. Επίσης στην περίπτωση που έχουμε διάταξη συμβολομέτρου σάρωσης, όπου μεταβάλλουμε με έναν συνεχή τρόπο τον οπτικό δρόμο, *nd*, και χρησιμοποιώντας μια οπή στο επίπεδο συμβολής συλλέγουμε το διερχόμενο φως μέσα από αυτήν, η συνάρτηση Airy αντιλαμβάνεται την οπή σαν σημειακή.

Στην πραγματικότητα το διάγραμμα συμβολής αποκλίνει από την συνάρτηση Airy. Με μια σειρά προσεγγίσεις για τις διάφορες αποκλίσεις από την ιδανική περίπτωση η ομάδα του ΕΜΠ κατέληξε σε συνάρτηση που προσομοιώνει καλύτερα πραγματικά διαγράμματα συμβολής με Fabry-Perot, λαμβάνοντας την επιπεδότητα των κατόπτρων, την φασματική διεύρυνση μια πηγής laser (HeNe) και το πεπερασμένο μέγεθος της οπής σε διάταξη σάρωσης. Η συνάρτηση

προσομοίωσης είναι αποτέλεσμα συνέλιξης της Airy με Lorentzian και Gaussian κατανομές και δίνεται από:

$$I(\delta) = \frac{T^2}{1-R^2} \left(1 + 2\sum_{i=1}^{\inf} \left(Re^{-\frac{L}{2}} \right)^i e^{-\frac{1}{4}(G^2)i^2} \operatorname{sinc}\left(\frac{2if}{\Delta\sigma_{FSR}}\right) \cos(i\delta) \right)$$

όπου

$$\begin{split} L &= L_c + L_{sp} \\ G^2 &= G_D^2 + G_E^2 \end{split}$$

όπου οι σταθερές L_c , L_{sp} και G_D σχετίζονται με τις Lorentzian και Gaussian διεύρυνσης την πηγής laser λόγω συγκρούσεων, φυσικής διεύρυνσης και διεύρυνσης Doppler αντίστοιχα, η σταθερά G_E εκφράζει την Gaussian διεύρυνση εξαιτίας της επιπεδότητας των κατόπτρων του συμβολομέτρου. Ο παράγοντας

$$sinc\left(\frac{2if}{\varDelta\sigma_{FSR}}\right)$$

αναφέρεται στο πεπερασμένο μέγεθος της πηγής.

Μια ανάλυση του περιεχομένου των παραπάνω σταθερών δεν είναι του παρόντος. Ο αναγνώστης που ενδιαφέρεται μπορεί να ανατρέξει στο [77].

4.2 Επεξεργασία εικόνων συμβολής

Στα πλαίσια της διατριβής αναπτύχθηκε λογισμικό λεπτομερούς ανάλυσης εικόνων συμβολής (κυκλικών κροσσών) από συμβολόμετρα Fabry-Perot. Το πρόγραμμα είναι γραμμένο σε γλώσσα MATLAB και διαθέτει GUI για την διευκόλυνση στην χρήση του. Παρακάτω παρατίθενται η δυνατότητές του:

- Καθαρισμός εικόνας από "θερμές" εικονοψηφίδες και δυνατότητα αφαίρεσης εικόνας υποβάθρου.
- Ημι-αυτόματος εντοπισμός του κέντρου του συστήματος των κροσσών στην εικόνα
- Εξαγωγή μονοδιάστατου διαγράμματος συμβολής από την εικόνα (Ένταση συναρτήσει απόστασης σε εικονοψηφίδες από το κέντρο του συστήματος των κροσσών συμβολής) με εκμετάλλευση τμήματος ή του συνόλου των εικονοψηφίδων της εικόνας.
- Ημι-αυτόματος εντοπισμός κορυφών
- Εξαγωγή των κλασματικών μερών, e_c (Εξίσωση 4.5), για κάθε φασματική κορυφή που εμφανίζεται σαν σύστημα κροσσών στην εικόνα.
- Αυτόματη ανάλυση πολλαπλών εικόνων συμβολής



Σχήμα 4.6: Πειραματική εικόνα CCD των 577 nm και 579 nm γραμμών λυχνίας Hg I χαμηλής πίεσης από φασματική ανάλυση με συμβολόμετρο Fabry-Perot απόσταση κατόπτρων 20 mm (αριστερά). Η καθαρισμένη από "θερμές" εικονοψηφίδες (δεξιά).



Σχήμα 4.7: Παράδειγμα αφαίρεσης εικόνας υποβάθρου. Πειραματική εικόνα συμβολής Fabry-Perot των φασματικών γραμμών 577 και 579 nm του Hg με etalon 5 mm.

4.2.0.1 Καθαρισμός εικόνας από "θερμές" εικονοψηφίδες και αφαίρεση υποβάθρου

Για τον καθαρισμό της εικόνας από τις "θερμές" εικονοψηφίδες συγκρίνεται διαδοχικά η ένταση κάθε pixel της εικόνας με τον μέσο όρο της έντασης των οχτώ εικονοψηφίδων που συνορεύουν περιμετρικά με αυτό. Η διαφορά των εντάσεων που προκύπτει συγκρίνεται με την σειρά της με ένα κλάσμα της μέγιστης έντασης της εικόνας το οποίο καθορίζει ο χρήστης. Αν η διαφορά υπερβαίνει το κλάσμα της έντασης τότε η ένταση του pixel αντικαθίσταται από την μέση ένταση των εικονοψηφίδων γύρω του. Στην εικόνα 4.6 φαίνεται παράδειγμα καθαρισμού από "θερμές" εικονοψηφίδες εργαστηριακής εικόνας συμβολής.

Το πρόγραμμα δίνει επίσης την δυνατότητα, αν έχουμε λάβει εικόνα υποβάθρου να την αφαιρέσουμε από την εικόνα του σήματος. Παράδειγμα αυτής της διαδικασίας φαίνεται στην εικόνα 4.7.

4.2.0.2 Εντοπισμός του κέντρου του συστήματος των κροσσών

Προτού εξαχθεί μονοδιάστατο διάγραμμα έντασης από την εικόνα, είναι αναγκαίος ο προσδιορισμός του κέντρου του συστήματος των κροσσών συμβολής. Η διαδικασία αυτή γί-



Σχήμα 4.8: Διαδικασία εντοπισμού του κέντρου του συστήματος των κροσσών. Κέντρο και περιοχή κροσσού που εισάγει ο χρήστης (πάνω), σχηματικά η διαδικασία εντοπισμού των εικονοψηφίδων μέγιστης έντασης με γωνιακή σάρωση (δεξιά), το αποτέλεσμα της γεωμετρικής προσαρμογής των σημείων με κύκλο (κάτω)

νεται με έναν ημι-αυτόματο τρόπο. Ο χρήστης αρχικά επιλέγει προσεγγιστικά το κέντρο. Με βάση αυτό επιλέγει στην συνέχεια δύο αποστάσεις από το κέντρο οι οποίες ορίζουν έναν κυκλικό δακτύλιο που περικλείει στο εσωτερικό του έναν κροσσό συμβολής (Εικ. 4.8, πάνω). Με βάση τα στοιχεία που έχει εισάγει ο χρήστης, το πρόγραμμα σαρώνει ακτινικά την περιοχή του κροσσού αναζητώντας τις εικονοψηφίδες με την μέγιστη ένταση. Η σάρωση γίνεται με επιλεγμένο γωνιακό βήμα για συνολικά 360 μοίρες. Για κάθε γωνία ενεργοποιούνται οι εικονοψηφίδες εντός του δακτυλίου από τα οποία διέρχεται ο σχετικός ακτινικός άξονας και συγκρίνονται ώστε να βρεθεί το pixel με την μέγιστη ένταση (Εικ. 4.8, δεξιά). Στην συνέχεια και αφού εντοπιστούν οι εικονοψηφίδες μέγιστης έντασης στο εσωτερικό του δακτυλίου, γίνεται γεωμετρική προσαρμογή των σημείων με κύκλο και εντοπίζεται το κέντρο του συστήματος των κροσσών όπου και μεταφέρεται η αρχή των αξόνων (Εικ. 4.8, κάτω).

4.2.0.3 Εξαγωγή μονοδιάστατου διαγράμματος συμβολής από την εικόνα των κροσσών

Η εξαγωγή μονοδιάστατου διαγράμματος έντασης από εικόνες κροσσών συμβολής είναι σημαντική για την παραπέρα επεξεργασία ενός συμβολογράμματος (π.χ. προσαρμογή με καμπύλη προσομοίωσης). Το πρόγραμμα δίνει μια σειρά από επιλογές στον χρήστη για την εξαγωγή του διαγράμματος έντασης οι οποίες συνοψίζονται γραφικά στην εικόνα 4.9. Ο χρήστης αρχικά επιλέγει ανάμεσα στις παρακάτω δύο μεθόδους εξαγωγής του διαγράμματος έντασης:

- Μέθοδος επιλογής εικονοψηφίδων (Εικ. 4.9, αριστερή στήλη)
- Μέθοδος αυθαίρετης επιλογής σημείων (Εικ. 4.9, δεξιά στήλη)



Σχήμα 4.9: Σχηματική περιγραφή των μεθόδων εξαγωγής διαγραμμάτων έντασης από εικόνες κροσσών συμβολής. Μέθοδος επιλογής εικονοψηφίδων (αριστερά) Μέθοδος αυθαίρετης επιλογής σημείων (δεξιά).

Μέθοδος επιλογής εικονοψηφίδων Η πιο απλή εφαρμογή της μεθόδου αυτής είναι ο καθορισμός ενός άξονα πού διέρχεται από το κέντρο του συστήματος των κροσσών συμβολής και η επιλογή των εικονοψηφίδων από τα οποία διέρχεται ο άξονας αυτός (Εικ. 4.9, αριστερά πάνω). Υπολογίζοντας την απόσταση του κάθε επιλεγμένου pixel από το κέντρο, r_i , και την σχετική τους ένταση, I_i , προκύπτει το διάγραμμα έντασης, [I, r]. Η μέθοδος αυτή εκμεταλλεύεται ένα πολύ μικρό ποσοστό των εικονοψηφίδων της εικόνας και οδηγεί σε σημαντικό "θόρυβο" στο διάγραμμα έντασης.

Για να "καθαρίσει" το διάγραμμα πρέπει κάθε τιμή I_i να είναι αποτέλεσμα ολοκλήρωσης της έντασης περισσότερων εικονοψηφίδων. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί είτε με γραμμική ολοκλήρωση (Εικ. 4.9, αριστερά μέση) είτε με κυκλική ολοκλήρωση (Εικ. 4.9, αριστερά κάτω).

Γραμμική ολοκλήρωση με επιλογή εικονοψηφίδων Για την γραμμική ολοκλήρωση με την μέθοδο επιλογής εικονοψηφίδων, ο χρήστης ορίζει ένα πεπερασμένο πάχος, Δd , στον άξονα που διέρχεται από το κέντρο του συστήματος των κροσσών. Ο άξονας στην συνέχεια χωρίζεται σε τμήματα, i, με βήμα, δr , καθορισμένο από τον χρήστη η μέση απόσταση των οποίων από το κέντρο είναι r_i . Η ένταση, I_i , υπολογίζεται από την μέση τιμή των εντάσεων των εικονοψηφίδων που βρίσκονται στο εσωτερικό του τμήματος i (Εικ. 4.9, αριστερά μέση). Η γραμμική ολοκλήρωση παρόλο που επιτυγχάνει έναν σχετικό "καθαρισμό" του μονοδιάστα- του διαγράμματος έντασης, δεν ενδείκνυται για εικόνες κροσσών συμβολής (ιδιαίτερα όταν το Δd είναι σχετικά μεγάλο) γιατί δεν ακολουθεί την κυκλική συμμετρία των κροσσών και αλλοιώνει την σχετική πληροφορία.

Κυκλική ολοκλήρωση με επιλογή εικονοψηφίδων Η πιο ενδεδειγμένη μέθοδος για την εξαγωγή του διαγράμματος έντασης από εικόνες κροσσών συμβολής είναι η κυκλική ολοκλήρωση. Στην μέθοδο αυτή ο χρήστης επιλέγει ένα γωνιακό άνοιγμα, $\Delta \theta$, ορίζοντας έναν κυκλικό τομέα με κέντρο το κέντρο του συστήματος των κροσσών συμβολής. Ο κυκλικός τομέας χωρίζεται σε επιμέρους δακτυλίους, *i*, με βήμα, δr , καθορισμένο από τον χρήστη η μέση απόσταση των οποίων από το κέντρο είναι r_i . Η ένταση, I_i , υπολογίζεται από την μέση τιμή των εντάσεων των εικονοψηφίδων που βρίσκονται στο εσωτερικό του κυκλικού τομέα και του δακτυλίου *i* (Εικ. 4.9, αριστερά κάτω). Η μέθοδος αυτή δίνει την δυνατότητα εκμετάλλευσης του συνόλου των εικονοψηφίδων της εικόνας, επιλέγοντας $\Delta \theta = 360^{o}$.

Μέθοδος αυθαίρετης επιλογής σημείων Η μέθοδος αυτή συνίσταται στην επιλογή σημείων στην εικόνα, η θέση των οποίων δεν συμπίπτει αναγκαστικά με την θέση κάποιου pixel. Η ένταση που αντιστοιχεί σε αυτά τα σημεία υπολογίζεται με έναν γραμμικό τρόπο από τις τέσσερις πλησιέστερες εικονοψηφίδες στην θέση του σημείου. Η διαδικασία αυτή περιγράφεται στην εικόνα 4.10. Κατά αντιστοιχία με την μέθοδο επιλογής εικονοψηφίδων, για να εξάγει ο χρήστης το διάγραμμα έντασης έχει την δυνατότητα:



Σχήμα 4.10: Διαδικασία υπολογισμού της έντασης αυθαίρετου σημείου στην εικόνα από τις τέσσερις πλησιέστερες εικονοψηφίδες.

- επιλογής σημείων σε έναν άξονα που διέρχεται από το κέντρο του συστήματος των κροσσών (Εικ. 4.9, δεξιά πάνω)
- γραμμικής ολοκλήρωσης (Εικ. 4.9, δεξιά μέση) και
- κυκλικής ολοκλήρωσης (Εικ. 4.9, δεξιά κάτω)

Στην πρώτη και απλούστερη περίπτωση επιλέγονται διαδοχικά σημεία, r_i, στον άξονα με βήμα δr που καθορίζει ο χρήστης. Η ένταση στα σημεία αυτά υπολογίζεται με την μέθοδο της εικόνας 4.10.

Γραμμική ολοκλήρωση με επιλογή σημείων Για την γραμμική ολοκλήρωση επιλέγονται σημεία σε άξονες παράλληλους στον κεντρικό εκατέρωθεν αυτού σε ίσες αποστάσεις μεταξύ τους όπως φαίνεται στην εικόνα Εικ. 4.9. Η ένταση I_i υπολογίζεται από την μέση τιμή των εντάσεων των σημείων που βρίσκονται σε άξονα κάθετο στον κεντρικό και σε απόσταση r_i από το κέντρο.

Κυκλική ολοκλήρωση με επιλογή σημείων Για την κυκλική ολοκλήρωση επιλέγονται σημεία σε άξονες που περνάνε από το κέντρο του συστήματος των κροσσών και σαρώνουν τον επιλεγμένο κυκλικό τομέα με σταθερό γωνιακό βήμα (Εικ. 4.9, δεξιά κάτω). Η ένταση I_i υπολογίζεται από την μέση τιμή των εντάσεων των σημείων που βρίσκονται πάνω σε κύκλο ακτίνας r_i .

Στην εικόνα 4.11 φαίνεται παράδειγμα εξαγωγής διαγραμμάτων έντασης από εργαστηριακή εικόνα συμβολής με Fabry-Perot 50 mm όπου εμφανίζονται τρεις διαμήκεις ρυθμοί ταλάντωσης ενός laser Nd:YVO₄ στα 532 nm. Το πάνω διάγραμμα είναι αποτέλεσμα κυκλικής ολοκλήρωσης 360° με την μέθοδο επιλογής εικονοψηφίδων και διακρίνονται καθαρά οι τρεις ρυθμοί ταλάντωσης του laser. Το κάτω διάγραμμα είναι αποτέλεσμα επιλογής εικονοψηφίδων



Σχήμα 4.11: Παράδειγμα εξαγωγής διαγραμμάτων έντασης από εικόνα συμβολής. Κυκλική ολοκλήρωση εικονοψηφίδων 360° (πάνω διάγραμμα). Επιλογή εικονοψηφίδων μόνο από τον άξονα x της εικόνας (κάτω διάγραμμα).

από τον άξονα x της εικόνας και η διάκριση των ρυθμών ταλάντωσης είναι δύσκολή λόγω του "θορύβου".

4.2.0.4 Εξαγωγή του κλασματικού μέρους, e_c , της συμβολής στο κέντρο του συστήματος των κροσσών.

Για την εξαγωγή του κλασματικού μέρους e_c , όπως αυτό εκφράζεται στην Εξ. (4.5), από την εικόνα των κροσσών συμβολής ακολουθείται η παρακάτω διαδικασία:

- Στο διάγραμμα έντασης εντοπίζονται οι κορυφές των κροσσών και η απόστασή τους από το κέντρο σε μονάδες pixel.
- Γύρω από κάθε εντοπισμένη κορυφή ορίζεται μια περιοχή που περικλείει στο εσωτερικό της μόνο την αντίστοιχη κορυφή. Οι περιοχές αυτές αντιστοιχούν σε κυκλικούς δακτυλίους, στην εικόνα συμβολής, που περιέχουν στο εσωτερικό τους τους αντίστοιχους κροσσούς συμβολής.
- Η περιοχή των δακτυλίων στην εικόνα σαρώνεται για των εντοπισμό των εικονοψηφίδων μέγιστης έντασης. Η μέθοδος είναι αντίστοιχή με αυτήν που περιγράφεται στην Εικ. 4.8.
- Σύστημα ομόκεντρων κύκλων με ακτίνες που ακολουθούν την σχέση της Εξ. (4.10) προσαρμόζονται γεωμετρικά στα σημεία μέγιστης έντασης. Από την προσαρμογή αυτή προκύπτει το e_c .

Εντοπισμός κορυφών και ορισμός δακτυλίων Για την διευκόλυνση της επεξεργασίας των διαγραμμάτων έντασης, τα μετασχηματίζουμε ως εξής:

$$[I,r] \longrightarrow [I,r^2]$$



Σχήμα 4.12: Στιγμιότυπα του προγράμματος επεξεργασίας εικόνων συμβολής. Αναγνώριση κορυφών και ορισμός των περιοχών των κροσσών συμβολής

ώστε οι κορυφές συμβολής να ακολουθούν μια σταθερή περιοδικότητα, όπως προκύπτει από την εξίσωση (4.10). Ο εντοπισμός των κορυφών γίνεται με έναν αυτόματο τρόπο με την χρήση κατάλληλων αλγορίθμων από την βιβλιοθήκη του ΜΑΤLAB. Για την βελτίωση της απόδοσης της διαδικασίας ο χρήστης μπορεί να εισάγει παραμέτρους όπως:

- την ελάχιστη απόσταση μεταξύ κορυφών. Η παράμετρος αυτή ενδείκνυται να είναι λίγο μικρότερη από την απόσταση που αντιστοιχεί στην ελεύθερη φασματική περιοχή (Δr²_{FSR}), ώστε να μην εντοπίζονται αρχικά ενδιάμεσες κορυφές που αντιπροσωπεύουν μια πιο λεπτομερή ανάλυση της φασματικής κατανομής. Οι κορυφές αυτές εντοπίζονται σε δεύτερο χρόνο όπως θα δούμε στη συνέχεια.
- την ελάχιστη ένταση των κορυφών
- τον συνολικό αριθμό των κορυφών

Για τον εντοπισμό δευτερευόντων συστημάτων κροσσών που συνυπάρχουν στην εικόνα συμβολής (π.χ. ρυθμοί ταλάντωσης laser) το διάγραμμα έντασης χωρίζεται σε κομμάτια εύρους αντίστοιχου της ελεύθερης φασματικής περιοχής (Δr_{FSR}^2). Μια αντίστοιχη διαδικασία αναγνώρισης κορυφών γίνεται και σε κάθε ένα από αυτά τα μέρη. Παράδειγμα από στιγμιότυπα του προγράμματος φαίνεται στην εικόνα 4.12, όπου στο πάνω διάγραμμα βλέπουμε την αναγνώριση των κύριων κορυφών ενώ στα κάτω την αναγνώριση των επιμέρους κορυφών

Αφού έχουν εντοπιστεί οι κορυφές, ο χρήστης επιλέγει ένα εύρος γύρω από αυτές (Εικ. 4.12). Το εύρος αυτό αντιστοιχεί σε κυκλικό δακτύλιο στην εικόνα συμβολής ο οποίος περιέχει στο εσωτερικό του τον κροσσό που αντιστοιχεί στην εκάστοτε κορυφή.



Σχήμα 4.13: Στιγμιότυπο του προγράμματος επεξεργασίας εικόνων συμβολής. Γεωμετρική προσαρμογή τριών συστημάτων ομόκεντρων κύκλων (μπλε) σε εντοπισμένες εικονοψηφίδες μέγιστης έντασης (κίτρινα).

Σάρωση εικόνας και εξαγωγή του κλασματικού μέρους της συμβολής (Excess fraction) Το πρόγραμμα σαρώνει τις περιοχές των κυκλικών δακτυλίων που ορίστηκαν προηγουμένως για τον εντοπισμό των εικονοψηφίδων μέγιστης έντασης. Η μέθοδος είναι αντίστοιχη με την μέθοδο σάρωσης που εφαρμόστηκε για τον εντοπισμό του κέντρου το συστήματος των κροσσών συμβολής (Εικ. 4.8).

Αφού έχουν εντοπιστεί οι εικονοψηφίδες μέγιστης έντασης γίνεται η γεωμετρική προσαρμογή σε αυτές ενός συστήματος ομόκεντρων κύκλων με ακτίνες που ορίζονται απο την Εξ. (4.10):

$$r_{j} = \sqrt{C(j + e_{c} - 1)}$$
(4.18)

με ελεύθερες παραμέτρους C και e_c . Ο αριθμός των ομόκεντρων κύκλων στο κάθε σύστημα καθορίζεται από τον αριθμό των εντοπισμένων πρωτογενών κορυφών στο διάγραμμα έντασης, ενώ το πλήθος των συστημάτων ομόκεντρων κύκλων καθορίζετε από τον αριθμό των επιμέρους εντοπισμένων κορυφών μέσα στην ελεύθερη φασματική περιοχή. Από την γεωμετρική προσαρμογή προκύπτει το κλασματικό μέρος e_c και η σχετική αβεβαιότητα δe_c . Στιγμιότυπο της διαδικασίας αυτής από το πρόγραμμα φαίνεται στην εικόνα 4.13.

4.2.0.5 Αυτόματη ανάλυση πολλαπλών εικόνων συμβολής

Στην περίπτωση που θέλουμε να επεξεργαστούμε μια σειρά από εικόνες κροσσών συμβολής που προκύπτουν από σταθερή πειραματική διάταξη (σταθερό κέντρο συστήματος κροσσών, σταθερό Δr_{FSR}^2), το πρόγραμμα δίνει την δυνατότητα αυτόματης επεξεργασίας τους. Με βάση το κέντρο και τις παραμέτρους που έχει εισάγει ο χρήστης για τον εντοπισμό των κορυφών και των περιοχών των κροσσών από μια εικόνα, το πρόγραμμα επεξεργάζεται και τις υπόλοιπες εξάγοντας για κάθε μια τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη e_c .

4.3 Πειραματική μέθοδος χαρακτηρισμού επιπεδότητας κατόπτρων

Στην παράγραφο αυτή περιγράφεται μια μέθοδος που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής για τον χαρακτηρισμό των συμβολομέτρων Fabry-Perot ως προς την επιπεδότητα και



Σχήμα 4.14: Πειραματική διάταξη για τον χαρακτηρισμό της επιπεδότητας και της παραλληλίας των κατόπτρων συμβολομέτρου Fabry-Perot.



Σχήμα 4.15: Το συμβολόμετρο στην διάταξη της εικόνας 4.14. Αριστερά: Σχηματικά η περιοχή ενεργοποίησης του etalon. Μέση: Οι άξονες βάση των οποίων ορίσετε το πλέγμα. Δεξιά: Το πλέγμα των σημείων στην επιφάνεια του etalon για την εκτίμηση της επιπεδότητας.

την παραλληλία των κατόπτρων τους [78].

Η σχετική πειραματική διάταξη φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 4.14. Το εκπεμπόμενο φως από μια στενή φασματικά πηγή (π.χ. φασματική γραμμή Hg) περιορίζεται στο εγκάρσιο επίπεδο με την βοήθεια κυκλικής οπής. Η λωρίδα φωτός που προκύπτει αναλύεται φασματικά από το συμβολόμετρο Fabry-Perot και οι σχετικοί κροσσοί συμβολής αποτυπώνονται με την βοήθεια CCD. Λόγω της περιορισμένης εγκάρσιας διατομής της λωρίδας του φωτός, ενεργοποιείται μόνο ένα μικρό μέρος της επιφάνειας των κατόπτρων του etalon. Το σύστημα των κροσσών και το αντίστοιχο κλασματικό μέρος e_c που προκύπτει σχετίζεται με την μέση απόσταση των επιφανειών των κατόπτρων που διαπερνά η λωρίδα φωτός (Εικ. 4.15, αριστερά).

Για την " χαρτογράφηση " της επιφάνειας των κατόπτρων του συμβολομέτρου, ορίζουμε ένα φανταστικό πλέγμα σημείων όπως φαίνεται δεξιά στην εικόνα 4.15. Τοποθετούμε το συμβολόμετρο σε μια βάση μικρο-μετακινήσεων και το μετακινούμε έτσι ώστε η λωρίδα φωτός να ενεργοποιεί το μέρος της επιφάνειας των κατόπτρων γύρω από το κάθε φορά επιλεγμένο σημείο του πλέγματος. Αναλύοντας τις εικόνες των κροσσών συμβολής για κάθε σημείο του πλέγματος και εξάγοντας τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη e_c , καταλήγουμε στον πίνακα τι-
μών:

$$\Delta e_c^{[i,j]} = e_c^{[1,1]} - e_c^{[i,j]} \tag{4.19}$$

όπου [i, j] αναφέρονται στην θέση των σημείων του πλέγματος στην επιφάνεια xy.

Η μεταβολή του κλασματικού μέρους ($\Delta e_c^{[i,j]}$) συνδέεται με την μεταβολή της μέσης απόστασης των κατόπτρων ($\Delta d^{[i,j]}$) απο σημείο σε σημείο του πλέγματος με την βοήθεια της εξίσωσης (4.5):

$$\Delta d^{[i,j]} = \frac{\lambda}{2n} \Delta e_c^{[i,j]} \tag{4.20}$$

Η παραπάνω μέθοδος εφαρμόστηκε για τον χαρακτηρισμό προτύπου etalon 13 mm που σχεδίασε και αναπτύσσει η ομάδα του ΕΜΠ για την χρήση του στο κανάλι των μορίων του δέκτη του HSRL.

Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι μια λυχνία εκκένωσης χαμηλής πίεσης Hg I όπου απομονώθηκε με κατάλληλο οπτικό φίλτρο η φασματική γραμμή 435 nm. Οι λεπτομέρειες της διάταξης φαίνονται στην εικόνα 4.14 και οι σχετικές θέσεις των σημείων του πλέγματος φαίνονται στην εικόνα 4.15 δεξιά. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων παρουσιάζονται στην εικόνα 4.16. Στο αριστερό μέρος της εικόνας 4.16 απεικονίζονται οι σχετικές μέσες αποστάσεις $\Delta d^{[i,j]}$ των κατόπτρων στα σημεία του πλέγματος. Παρατηρούμε ότι τα κάτοπτρα δεν είναι παράλληλα. Η σχετική τους γωνία υπολογίζεται ότι είναι 26 ± 2 μrad ή $(26 \pm 2) \times 10^{-6}$ rad με άξονα περιστροφής στο επίπεδο χη που σχηματίζει γωνία 18^{o} με τον άξονα y.

Με τον μετασχηματισμό των δεδομένων έτσι ώστε να αναιρεθεί η απόκλιση από την παραλληλία, αποκαλύπτονται στοιχεία για την επιπεδότητα των κατόπτρων. Στην εικόνα 4.16 δεξιά φαίνεται ο χάρτης των σχετικών αποστάσεων των κατόπτρων μετά τον μετασχηματισμό παραλληλίας των δεδομένων. Η διαφορά της μέγιστης από την ελάχιστη απόσταση των κατόπτρων είναι περίπου $\lambda/4$ ($\lambda = 435 nm$).

Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα του χαρακτηρισμού των κατόπτρων του προτύπου etalon, συμπεράναμε ότι η μέθοδος της σκληρής επίστρωσης (hard coating) που χρησιμοποιήθηκε για να δημιουργηθούν οι ανακλαστικές επιφάνειες οδηγεί σε σημαντικές καμπυλώσεις στην επιφάνεια των πλακιδίων. Για να γίνει αποδοτική η λειτουργία του etalon στο κανάλι των μορίων ή των αερολυμάτων του HSRL πρέπει η επιπεδότητα να είναι αρκετά μεγαλύτερη. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με την μέθοδο της μαλακής επίστρωσης (soft coating).

4.4 Πειραματική μέθοδος υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων

Στα πλαίσια της διατριβής αναπτύξαμε μέθοδο για τον ακριβή προσδιορισμό της ενεργού απόστασης των κατόπτρων ενός συμβολομέτρου Fabry-Perot [79, 80]. Η μέθοδος βασίζεται στην ανάλυση (εξαγωγή κλασματικών μερών e_i) εικόνων συμβολής από δύο η περισσότερες γνωστές φασματικές γραμμές, λ_i , με το ίδιο συμβολόμετρο και την αναζήτηση του ακριβούς



Σχήμα 4.16: Πειραματικές μετρήσεις των σχετικών μέσων αποστάσεων των κατόπτρων του συμβολομέτρου στα σημεία του πλέγματος (αριστερά). Ανάδειξη των ανωμαλιών στην επιπεδότητα των κατόπτρων με κατάλληλη προσαρμογή των δεδομένων (δεξιά). Οι σχετικές αποστάσεις μετρούνται σε μονάδες λ=435 nm

συνδυασμού των αγνώστων ακέραιων τάξεων συμβολής, (m_i) , ώστε να ικανοποιείται το σύστημα των εξισώσεων που προκύπτει από την Εξ. (4.5):

$$d = \frac{\lambda_i}{2}(m_i + e_i) \tag{4.21}$$

όπου d είναι είναι η μέση ενεργός απόσταση των κατόπτρων. Η μέθοδος που αναπτύξαμε αποτελεί μια διαφορετική προσέγγιση του παραπάνω προβλήματος για την επίλυση του οποίου υπάρχουν δημοσιευμένες εργασίες και άλλων ερευνητών [81--83].

Για την διευκόλυνση της περιγραφής της μεθόδου θα πάρουμε το παράδειγμα της ανάλυσης δύο φασματικών γραμμών. Θα ονομάσουμε $\lambda_1 \pm \delta \lambda_1$ και $\lambda_2 \pm \delta \lambda_2$ τα μήκη κύματος και τις σχετικές τους αβεβαιότητες. Επίσης ονομάζουμε $e_{0,1} \pm \delta e_{0,1}$ και $e_{0,2} \pm \delta e_{0,2}$ τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη και τις αβεβαιότητές τους που προκύπτουν από την επεξεργασία των εικόνων συμβολής. Έτσι προκύπτει το σύστημα των εξισώσεων:

$$d = \frac{\lambda_1}{2}(m_1 + e_1^0)$$

$$d = \frac{\lambda_2}{2}(m_2 + e_2^0)$$
 (4.22)

Το σύστημα των εξισώσεων (4.22) αποτελεί στην πραγματικότητα μια διοφαντική εξίσωση. Η επίλυση της εξίσωσης αυτής, δηλαδή η εύρεση ενός ζεύγους ακεραίων (m_1, m_2) ώστε να ικανοποιούνται απόλυτα οι Εξ. (4.22), δεν είναι δυνατή παρά μόνο αν τα $\lambda_1, \lambda_2, e_1^0$ και e_2^0 ήταν γνωστά με άπειρη ακρίβεια. Επειδή όμως αυτό δεν συμβαίνει το πρόβλημα ανάγεται στην αναζήτηση του πλησιέστερου, στις Εξ. (4.22), ζεύγους ακεραίων (m_1, m_2) που να τις ικανοποιεί εντός των σχετικών αβεβαιοτήτων.

Για την αναζήτηση την λύσης ορίζουμε τον δισδιάστατο χώρο (n-διάστατο για n φασματικές γραμμές) των κλασματικών μερών (Excess Fraction Space, EFS), όπου το ζεύγος (e_1^0, e_2^0) εκφράζεται ως σημείο στον χώρο αυτόν (Εικ. 4.17). Απαλείφοντας από τις εξισώσεις (4.22) την απόσταση των κατόπτρων, d, έχουμε:

$$e_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e_1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} m_1 - m_2\right) \tag{4.23}$$



Σχήμα 4.17: Αναπαράσταση του χώρου των κλασματικών μερών (Excess Fraction Space, EFS). Μη αποδεκτό ζεύγος (m_1, m_2) για λύση (αριστερά). Αποδεκτή λύση (m_1, m_2) (δεξιά).

Η εξίσωση (4.23) ορίζει μια ευθεία στον EFS για κάθε ζεύγος ακεραίων (m_1, m_2) (Εικ. 4.17). Το πλήθος των πιθανών συνδυασμών (m_1, m_2) εξαρτάται από το εύρος, Δd_0 , μέσα στο οποίο αναζητούμε την απόσταση των κατόπτρων του συμβολομέτρου. Το εύρος των ακεραίων τιμών m_1 και m_2 υπολογίζεται με την βοήθεια των Εξ. (4.22) και είναι:

$$m1 \in \mathbb{N}\left[\lfloor \frac{2(d_0 - \Delta d_0)}{\lambda_1} - e_1^0 \rfloor, \lfloor \frac{2(d_0 + \Delta d_0)}{\lambda_1} - e_1^0 \rfloor\right]$$
(4.24)

$$m2 \in \mathbb{N}\left[\lfloor \frac{2(d_0 - \Delta d_0)}{\lambda_2} - e_2^0 \rfloor, \lfloor \frac{2(d_0 + \Delta d_0)}{\lambda_2} - e_2^0 \rfloor\right]$$
(4.25)

Η απόσταση των ευθειών (m_1,m_2) από το σημείο (e_1^0,e_2^0) στον EFS είναι:

$$D = \frac{\lambda_1(m_1 + e_1^0) - \lambda_2(m_2 + e_2^0)}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}}$$
(4.26)

η αβεβαιότητα δD υπολογίζεται με την διάδοση των αβεβαιοτήτων $\delta \lambda_1$, $\delta \lambda_2$, δe_1^0 και δe_2^0 από τον τύπο:

$$\delta f = \sqrt{\sum_{i} \left(\frac{\vartheta f}{\vartheta u_{i}} \delta u_{i}\right)^{2}} \tag{4.27}$$

ενώ το σημείο της ορθής προβολής, (e_1^t, e_2^t) , του σημείου (e_1^0, e_2^0) στην ευθεία (m_1, m_2) έχει συντεταγμένες στον EFS:

$$e_{1}^{t} = \frac{e_{1}^{0} - \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}} (\frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}} m_{1} - m_{2} - e_{2}^{0})}{1 + \left(\frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}}\right)^{2}}$$
(4.28)

$$e_{2}^{t} = \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}}e_{1}^{t} + \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}}m_{1} - m_{2}$$
(4.29)

Οι αντίστοιχες αβεβαιότητες, δe_1^t και δe_2^t , υπολογίζονται από από την (4.27).

Τελικά το πρόβλημα ανάγεται στην αναζήτηση των ακέραιων ζευγών (m_1, m_2) που ελαχιστοποιούν την απόσταση D. Τα ζεύγη αυτά γίνονται αποδεκτά ως ενδεχόμενες λύσεις υπό



Σχήμα 4.18: Λογισμικό υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων

την προϋπόθεση ότι μπορεί, εντός του εύρους των αβεβαιοτήτων, το σημείο (e_1^0, e_2^0) να βρεθεί πάνω στις αντίστοιχες ευθείες (Εικ. 4.17, δεξιά). Αυτό εκφράζεται από την σχέση:

$$\delta D \ge D$$

Για να υπάρξει λύση στο πρόβλημα πρέπει το ζεύγος (m_1, m_2) που ικανοποιεί την παραπάνω προϋπόθεση να είναι μοναδικό. Αν αυτό δεν συμβαίνει τότε μπορούμε να μιλάμε μόνο για πιθανές λύσεις.

Όσο μικρότερες είναι οι αβεβαιότητες στα μήκη κύματος και στα αντίστοιχα κλασματικά μέρη, όσο μικρότερο είναι το εύρος Δd_0 όπου αναζητούμε την απόσταση των κατόπτρων και όσο περισσότερες είναι οι φασματικές γραμμές που χρησιμοποιούμε, τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα να καταλήξουμε σε μοναδική λύση $[m_1^0, m_2^0]$. Από το ζεύγος $[m_1^0, m_2^0]$ και την αντίστοιχή ορθή προβολή (e_1^t, e_2^t) υπολογίζουμε την απόσταση των κατόπτρων και την αντίστοιχη αβεβαιότητα χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (4.22).

Αν, για την αναζήτηση της λύσης, χρησιμοποιηθούν n > 2 φασματικές γραμμές τότε όλη η παραπάνω μεθοδολογία ανάγεται στον n-διάστατο χώρο EFS. Οι εκφράσεις των σχετικών αποστάσεων $D^{(n)}$ και των ορθών προβολών των σημείων $(e_1^t, e_2^t, \dots, e_n^t)$ στις ευθείες στον n-διάστατο EFS που προκύπτουν από τον συνδυασμό των τάξεων συμβολής $[m_1, m_2, \dots, m_n]$, δίνονται για n = 3, 4 και 5 στο παράρτημα I.

4.4.1 Λογισμικό υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων

Για την διευκόλυνση της εφαρμογής της παραπάνω μεθοδολογίας για τον ακριβή υπολογισμό της απόσταση των κατόπτρων ενός συμβολομέτρου Fabry-Perot, αναπτύχθηκε λογισμικό με Graphical User Interface σε γλώσσα MATLAB. Ένα στιγμιότυπο του προγράμματος φαίνεται στην εικόνα 4.18. Το πρόγραμμα έχει την δυνατότητα να επεξεργαστεί μέχρι και πέντε φασματικές γραμμές ($n \leq 5$).

Στο πάνω δεξιά panel του προγράμματος, ο χρήστης μπορεί να εισάγει τα μήκη κύματος και τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη μαζί με τις αβεβαιότητές τους. Στο ίδιο panel εισάγει και την απόσταση των κατόπτρων, d_0 ,του συμβολομέτρου γύρω από την οποία θα γίνει η αναζήτηση της λύσης και το αντίστοιχο εύρος αναζήτησης Δd_0 .

Στο ενδιάμεσο πάνω panel ο χρήστης εισάγει την πίεση και την θερμοκρασία στην οποία υπολογίστηκαν τα μήκη κύματος στην βιβλιογραφία και τα αντίστοιχα μεγέθη στο εργαστήριο όπου έγινε ή ανάλυση των φασματικών γραμμών, ώστε να γίνουν οι απαραίτητες διορθώσεις στις τιμές των λ_i . Η διόρθωση γίνεται με την βοήθεια της γνωστής εμπειρικής εξάρτησης του δείκτη διάθλασης του αέρα από την πίεση και την θερμοκρασία [84]:

$$n_{TP} - 1 = (n_S - 1) \frac{P[1 + P(60.1 - 0.972T) \times 10^{-10}]}{96095.43(1 + 0.003661T)} \tag{4.30}$$

όπου

$$(n_S - 1) = 0.0472326(173.3 - 1/\lambda^2)^{-1} \tag{4.31}$$

Το πρόγραμμα αναζητά, μέσα στα όρια $[d_0 - \Delta d_0, d_0 + \Delta d_0]$, όλους τους δυνατούς συνδυασμούς των τάξεων συμβολής, $[m_1, \ldots, m_n]$. Κάθε συνδυασμός αντιστοιχεί σε μία ευθεία στον *n*-διάστατο χώρο EFS. Στην συνέχεια υπολογίζονται οι αποστάσεις $D^{(n)} \pm \delta D^{(n)}$ και οι συντεταγμένες των ορθών προβολών, (e_1^t, \ldots, e_n^t) , του σημείου, που ορίζουν στον χώρο EFS τα κλασματικά μέρη (e_1^0, \ldots, e_n^0) που έχει εισάγει ο χρήστης, στις αντίστοιχες ευθείες. Από κάθε σημείο ορθής προβολής υπολογίζεται η αντίστοιχη απόσταση *d* των κατόπτρων του συμβολομέτρου.

Τα αποτελέσματα των υπολογισμών αυτών εμφανίζονται στο γράφημα στο κάτω δεξιά panel του προγράμματος. Κάθε σημείο αντιστοιχεί σε έναν συνδυασμό των $[m_1, ..., m_n]$. Ο άξονας x μετράει την απόσταση $D^{(n)}$ και ο άξονας y την απόσταση των κατόπτρων. Μαζί με κάθε σημείο (κόκκινο) στο γράφημα εμφανίζεται και η μπάρα (μπλε) της αβεβαιότητας $\delta D^{(n)}$. Τα σημεία των οποίων η μπάρα της αβεβαιότητας τέμνει την ευθεία $D^{(n)} = 0$ αποτελούν τις πιθανές λύσεις του προβλήματος.

4.4.2 Εφαρμογές της μεθόδου

Στην ενότητα αυτή περιγράφονται τρεις εφαρμογές της παραπάνω μεθόδου. Στην πρώτη εφαρμογή χρησιμοποιούνται έτοιμα δεδομένα (K. Meissner, [81]) από την φασματική ανάλυση με συμβολόμετρο Fabry-Perot τριών γραμμών του στοιχείου ${}_{36}Kr$ και συγκρίνονται τα αποτελέσματα με αυτά της δημοσίευσης. Η δεύτερη εφαρμογή αφορά τον χαρακτηρισμό ενός εμπορικού συμβολομέτρου Fabry-Perot 5 mm που διαθέτει η ομάδα του ΕΜΠ ως προς την απόσταση των κατόπτρων του. Η τρίτη εφαρμογή αφορά τον χαρακτηρισμό ενός συμβολομέτρου που αναπτύσσει η ομάδα του ΕΜΠ για το κανάλι των μορίων στον δέκτη του HSRL.



Σχήμα 4.19: Στιγμιότυπο του προγράμματος, από την ανάλυση των δεδομένων του K. Meissner.

4.4.2.1 Ανάλυση των δημοσιευμένων δεδομένων

Ο K. Meissner [81] χρησιμοποιεί για την εφαρμογή της μεθόδου του τις γνωστές φασματικές γραμμές $\lambda_1 = 557.0289$ nm, $\lambda_2 = 587.09153$ nm και $\lambda_3 = 556.2225$ nm του $_{36}Kr$. Τις γραμμές αυτές τις αναλύει φασματικά με ένα συμβολόμετρο Fabry-Perot με απόσταση κατόπτρων $d_0 = 12.054$ mm και εξάγει τους αντίστοιχους κροσσούς συμβολής με την βοήθεια φωτογραφικού χαρτιού. Επεξεργαζόμενος της φωτογραφίες υπολογίζει για κάθε φασματική γραμμή τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη, e_1 =0.237, $e_2 = 0.130$ και $e_3 = 0.980$. Εφαρμόζοντας την μεθοδολογία που περιγράφει στην [81] και αναζητώντας λύσεις σε ένα εύρος $\Delta d_0 = 0.002$ mm γύρω από την κεντρική τιμή d_0 , καταλήγει στην εκτίμηση της απόστασης των κατόπτρων, d = 12.053614 mm.

Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα από την δημοσίευση [81] και εφαρμόζοντας την μεθοδολογία που περιγράψαμε παραπάνω, καταλήγουμε και εμείς στην ίδια τιμή d = 12.053614 mm ή οποία αντιστοιχεί στην ευθεία με την ελάχιστη απόσταση, $D^{(3)}$, από το σημείο (e_1, e_2, e_3) στον χώρο των κλασματικών μερών. Λόγω, όμως, τις έλλειψης αβεβαιοτήτων στις πειραματικές τιμές των κλασματικών μερών, δεν μπορεί να εκτιμηθεί αν αυτή η λύση είναι η μοναδική πιθανή στο εύρος $\Delta d_0 = 0.002$ mm. Στην εικόνα 4.19 φαίνεται ένα στιγμότυπο του προγράμματος από την επεξεργασία των δεδομένων της [81]. Όπως φαίνεται και στην εικόνα το σημείο που αποδεχόμαστε ως λύση είναι αυτό με την μικρότερη απόσταση $D^{(3)}$ (άξονας x). Βλέπουμε όμως ότι υπάρχουν και άλλα σημεία κοντά στο $D^{(3)} = 0$ τα οποία θα μπορούσαν επίσης να αποτελούν πιθανές λύσεις αν οι αβεβαιότητες ήταν αρκετά μεγάλες. Η απόσταση των κατόπτρων που αντιστοιχεί στο αμέσως επόμενο πλησιέστερο σημείο είναι d = 12.05331 mm.

4.4.2.2 Χαρακτηρισμός εμπορικού συμβολομέτρου Fabry-Perot 5 mm

Για την λεπτομερή εκτίμηση της μέσης ενεργού απόστασης των κατόπτρων ενός εμπορικού συμβολομέτρου Fabry-Perot που διαθέτει η ομάδα του ΕΜΠ, αναλύθηκαν φασματικά με το συμβολόμετρο τέσσερις γνωστές, από την βιβλιογραφία [85], φασματικές γραμμές του Hg-I. Η πειραματική διάταξη που αναπτύχθηκε φαίνεται στην εικόνα 4.20. Χρησιμοποιήθηκε



Σχήμα 4.20: Πειραματική διάταξη για τον χαρακτηρισμό συμβολομέτρου Fabry-Perot 5 mm



Σχήμα 4.21: Τα συμβολογράμματα των φασματικών γραμμών του Hg I, που αναλύθηκαν με συμβολόμετρο Fabry-Perot με απόσταση κατόπτρων 5 mm.

λυχνία εκκένωσης Hg I χαμηλής πίεσης με κατάλληλα οπτικά φίλτρα στην έξοδό της ώστε να απομονωθούν οι φασματικές γραμμές. Στο επίπεδο της συμβολής τοποθετήθηκε CCD και οι εικόνες των κροσσών συμβολής που αποθηκεύτηκαν στον υπολογιστή, αναλύθηκαν με την βοήθεια του λογισμικού που περιγράφεται στην ενότητα 4.2.

Στην εικόνα 4.21 φαίνονται τα συμβολογράμματα των φασματικών γραμμών που αναλύθηκαν. Τα μήκη κύματος των γραμμών και τα αντίστοιχα κλασματικά μέρη που προέκυψαν είναι:

$\lambda_1 = \!\! 404.6565 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_1 = 0.7478 \pm 0.0007$
$\lambda_2 = \!$	$e_2 = 0.7478 \pm 0.0005$
$\lambda_3 = \! 576.9610 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_3 = 0.0949 \pm 0.0005$
$\lambda_4 = \!$	$e_4 = 0.2433 \pm 0.0008$

Τα κλασματικά μέρη που προέκυψαν από την ανάλυση των τεσσάρων φασματικών γραμμών του Hg I και τα αντίστοιχα μήκη κύματος με τις αβεβαιότητές τους χρησιμοποιήθηκαν για την εφαρμογή της παραπάνω μεθοδολογίας. Εισάγοντας τα δεδομένα στο πρόγραμμα και αναζητώντας λύσεις στο διάστημα [4.95, 5.05] mm, το οποίο είναι κατά πολύ μεγαλύτερο της αβεβαιότητας που δίνει η εταιρία που κατασκεύασε το συμβολόμετρο ($d = 5.000 \pm 0.001$ mm), εξάγονται τα σημεία που φαίνονται στο γράφημα της εικόνας 4.22.

Παρατηρούμε ότι έχουμε μοναδική λύση, αφού η μπάρα αβεβαιότητας ενός μόνο σημείου





τέμνει την ευθεί
α $D^{(4)}=0.$ Η απόσταση των κατόπτρων που αντιστοιχεί σε αυτήν την λύση είνα
ι $d=4.999391\pm 0.000009$ mm.

Η απόσταση των κατόπτρων που υπολογίστηκε με την μέθοδο που ανέπτυξε η ομάδα του ΕΜΠ συμφωνεί με τα όρια αβεβαιότητας που δίνει η εταιρία κατασκευής του, και αυξάνει κατά πολύ την ακρίβεια της μέτρησης σε επίπεδο μερικών νανομέτρων.

4.4.2.3 Χαρακτηρισμός πρότυπου συμβολομέτρου Fabry-Perot 2 mm

Η ομάδα του ΕΜΠ σχεδίασε και αναπτύσσει συμβολόμετρο Fabry-Perot για να χρησιμοποιηθεί στο κανάλι των μορίων του υπό σχεδίαση HSRL. Η μέγιστη διακριτική ικανότητα του οργάνου θα είναι στο κοντινό υπεριώδες, έτσι τα κάτοπτρα που διαθέτει η ομάδα μετά από ειδική παραγγελία έχουν διηλεκτρικές επιστρώσεις που δημιουργούν μέγιστη ανακλαστικότητα στην φασματική αυτή περιοχή. Μια πρώτη συναρμολόγηση του οργάνου έγινε με την χρήση αποστατήρων που μετρήθηκαν με μικρόμετρο στα $d = 2.15 \pm 0.05$ mm.

Για τον λεπτομερή χαρακτηρισμό του οργάνου ως προς την απόσταση των κατόπτρων χρησιμοποιήθηκε και πάλι το φάσμα εκπομπής του Hg I. Η πειραματική διάταξή που αναπτύχθηκε για την φασματική ανάλυσης των γραμμών του Hg I είναι αντίστοιχη με αυτήν της εικόνας 4.20. Στην εικόνα 4.23 φαίνονται οι εικόνες συμβολής που αποτυπώθηκαν στην CCD με την χρήση τριών διαφορετικών οπτικών φίλτρων. Στο κάτω μέρος της εικόνας φαίνεται το διάγραμμα έντασης του μεσαίου συμβολογράμματος όπου αναγνωρίζεται η τριπλέτα στα 365 nm του Hg. Τα γνωστά μήκη κύματος από την βιβλιογραφία [85] και τα κλασματικά μέρη συμβολής που προκύπτουν από την επεξεργασία των συμβολογραμμάτων δίνονται παρακάτω:

$\lambda_1 = \! 404.6565 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_1 = 0.1074 \pm 0.0005$
$\lambda_2 = \!$	$e_2 = 0.2452 \pm 0.0004$
$\lambda_3 = \! 365.0158 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_3 = 0.1767 \pm 0.0003$
$\lambda_4 = \!\! 366.3284 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_4 = 0.9686 \pm 0.0012$
$\lambda_5 = \! 365.4842 \pm 0.0010 \; \mathrm{nm}$	$e_5 = 0.0857 \pm 0.0004$



Σχήμα 4.23: Μετρήσεις από την φασματική ανάλυση του φάσματος του Hg I, με πρότυπο συμβολόμετρο Fabry-Perot 2 mm.

Εφαρμόζοντας την μεθοδολογία που αναπτύξαμε για τις παραπάνω τιμές και αναζητώντας λύσεις στο εύρος $\Delta d_0 = 0.2$ mm γύρω από την απόσταση $d_0 = 2.15$ mm των κατόπτρων του συμβολομέτρου, καταλήγουμε στο διάγραμμα των σημείων που παρατίθεται στο πάνω μέρος της εικόνας 4.24.

Παρατηρούμε ότι η ακριβής απόσταση των κατόπτρων του συμβολομέτρου μπορεί να έχει μία από της δύο τιμές που αντιστοιχούν στα δύο σημεία των οποίων οι μπάρες αβεβαιότητας τέμνουν την ευθεία $D^{(5)} = 0$. Οι τιμές αυτές είναι $d_1 = 2.151985 \pm 0.000005$ mm, που είναι η πιο πιθανή, και $d_2 = 2.146318 \pm 0.000005$ mm που αντιστοιχεί στο πιο απομακρυσμένο από την ευθεία $D^{(5)} = 0$ σημείο. Δεκαπλασιάζοντας το εύρος αναζήτησης σε $\Delta d_0 = 2$ mm (Εικ.4.24 κάτω) παρατηρούμε ότι οι δύο αυτές τιμές για την απόσταση των κατόπτρων, παραμένουν οι μοναδικές πιθανές.

Για να μπορέσουμε με σιγουριά να αποφανθούμε για το πια από τις δύο τιμές είναι η πραγματική, χρειαζόμαστε περισσότερη πληροφορία (περισσότερες φασματικές γραμμές για ανάλυση ή μικρότερες αβεβαιότητες στα μήκη κύματος και στα αντίστοιχα κλασματικά μέρη).



Σχήμα 4.24: Στιγμιότυπα της εφαρμογής του λογισμικού για την αναζήτηση της απόστασης των κατόπτρων πρότυπου etalon σε εύρος $\Delta d_0 = 0.2 \text{ mm} (\pi \acute{a} v \omega)$ και $\Delta d_0 = 2 \text{ mm} (\kappa \acute{a} \tau \omega)$ γύρω την απόσταση $d_0 = 2.15 \text{ mm}$. Παρατηρούνται δύο πιθανές λύσεις.

Κεφάλαιο 5

Lasers στερεάς κατάστασης, παλμική ενίσχυση και μη γραμμικά συστήματα

Τα lasers στερεάς κατάστασης είναι lasers στα οποία το υλικό που περιέχει τα ενεργά ιόντα είναι κρύσταλλος, γυαλί ή κεραμικό. Η οπτική ενίσχυση των lasers στερεάς κατάστασης είναι ένα επιστημονικό πεδίο που έχει καταβολές αντίστοιχες με αυτές της ανακάλυψης των lasers στην δεκαετία του 1960. Ο Kogelnik, το 1966 [86] ανέλυσε τα βασικά εργαλεία που χρειάζονται για την σχεδίαση οπτικών συστημάτων και ταλαντωτών. Με τα χρόνια, και με την ανάπτυξη νέων υλικών στερεάς κατάστασης και νέων τεχνικών οπτικής άντλησης, η μέση ισχύς των lasers αυτών μπόρεσε να φτάσει από μερικά mW σε μερικά kW. Αυτό συνέβη κυρίως λόγω της ανάπτυξης υψηλής λαμπρότητας συστοιχιών διοδικών lasers που χρησιμοποιούνται σήμερα ως κύριες πηγές οπτικής άντλησης των υλικών αυτών. Η ανάπτυξη των διοδικών συστοιχιών αύξησε σημαντικά την απόδοση των laser στερεάς κατάστασης και ως προς την ποιότητα της δέσμης και την φασματική τους σταθερότητα. Ο περιορισμός του μήκους της κοιλότητας με την χρήση νέων ενεργών υλικών στερεάς κατάστασης, όπως είναι το Nd:YVO₄, έδωσε ώθηση στην ανάπτυξη lasers στενών φασματικών γραμμών με την επιλογή ενός μόνο διαμήκους ρυθμού ταλάντωσης στην κοιλότητα (Single Longitudinal Mode operation, SLM). Τα lasers στερεάς κατάστασης χρησιμοποιούνται σήμερα σε μια σειρά τομείς, ανάμεσά τους και σε εφαρμογές LIDAR για την ατμοσφαιρική επισκόπηση.

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια επιγραμματική περιγραφή των βασικών αρχών λειτουργίας των lasers στερεάς κατάστασης τεσσάρων επιπέδων με έμφαση στην οπτική τους ενίσχυση και την χρήση μη γραμμικών κρυστάλλων για την διεύρυνση των φασματικών περιοχών λειτουργίας τους. Στην βάση αυτών των αρχών κρίθηκαν ζητήματα σχεδιασμού για την ανάπτυξη του πομπού του HSRL. Για πιο ενδελεχή μελέτη προτείνονται στον αναγνώστη οι αναφορές [87--91].



Σχήμα 5.1: Σχηματική αναπαράσταση των μεταβάσεων σε ένα laser τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων [92].

5.1 To laser στερεάς κατάστασης

Σε χαμηλά επίπεδα ισχύος, τα συμβατικά lasers στερεάς κατάστασης, τα οποία χρησιμοποιούν γνωστά ενεργά υλικά, έχουν μελετηθεί αρκετά για πολλά χρόνια. Η απόδοσή τους μπορεί να προβλεφθεί αρκετά ικανοποιητικά με βάση κάποιες βασικές αρχές και την ανάλυσή τους.

5.1.1 Το σύστημα τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων

Τα περισσότερα lasers στερεάς κατάστασης χρησιμοποιούν ιόντα σπάνιων γαιών για ενεργά ιόντα. Η δομή των ενεργειακών επιπέδων των ιόντων αυτών χαρακτηρίζεται γενικά είτε από ένα σύστημα τριών επιπέδων είτε από ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων. Το σύστημα των τεσσάρων ενεργειακών επιπέδων φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 5.1. Η απορρόφηση ενός φωτονίου άντλησης από το ιόν συμβαίνει ανάμεσα στην θεμελιώδη κατάσταση και την ενεργειακή περιοχή άντλησης (pump band) και ακολουθείται από μια γρήγορη αποδιέγερση χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας στο άνω ενεργειακό επίπεδο του laser με έναν χρόνο ζωής τ_{32} . Το πάνω επίπεδο του laser, το οποίο ονομάζεται και μετασταθές, έχει έναν μεγάλο χρόνο ζωής, τ_{21} , το οποίο σημαίνει ότι μπορεί να επιτευχθεί αναστροφή πληθυσμών και έτσι να έχουμε ανάπτυξη δέσμης laser. Ένα ιόν στο μετασταθές επίπεδο θα αποδιεγερθεί με την αυθόρμητη ή εξαναγκασμένη εκπομπή ενός φωτονίου στο κάτω ενεργειακό επίπεδο του laser. Σε αντίθεση με το σύστημα των τριών επιπέδων, όπου η κάτω ενεργειακή κατάσταση του laser συμπίπτει ή είναι πολύ κοντά στην θεμελιώδη, το κάτω ενεργειακό επίπεδο του laser σε ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων είναι αρκετά υψηλότερα από το θεμελιώδες και έχει μικτό χρόνο ζωής αποδιέγερσης την θεμελιώδη κατάσταση. Αυτό σημαίνει ότι ο πληθυσμός του επιπέδου αυτού παραμένει αμελητέος.



Σχήμα 5.2: Ένας απλός οπτικός ταλαντωτής

5.1.2 Ο ταλαντωτής του laser

Στην εικόνα 5.2 παρουσιάζεται μια απλή περίπτωση όπου ο ταλαντωτής του laser διαμορφώνεται με την τοποθέτηση του ενεργού υλικού ανάμεσα σε δύο κάτοπτρα που σχηματίζουν μια κοιλότητα. Το ένα κάτοπτρο έχει υψηλή ανακλαστικότητα (HR) ενώ το άλλο είναι μερικώς διαπερατό. Στην κοιλότητα που φαίνεται στην εικόνα χρησιμοποιείται ένα επίπεδο και ένα κοίλο κάτοπτρο, όμως μπορούν να υπάρξουν πολλές διαφορετικές διατάξεις και με περισσότερα κάτοπτρα. Το σήμα του laser σχηματίζεται από τον θόρυβο στην κοιλότητα ανακλώμενο ανάμεσα στα κάτοπτρα. Κάθε φορά που διαπερνά το ενεργό υλικό, ενισχύεται, ενώ σε κάθε ανάκλαση ή κάθε φορά που διέρχεται μέσα από άλλα οπτικά στοιχεία, υφίσταται απώλειες. Όταν η ισχύς της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης φτάσει σε κάποιο κατώφλι, η ενίσχυση κατά την ταλάντωση του σήματος στην κοιλότητα γίνεται ίση με την αντίστοιχη απώλεια. Αυξάνοντας της ισχύ της οπτικής άντλησης πάνω από το κατώφλι, αρχίζει να εξέρχεται δέσμη ακτινοβολίας laser από το μερικώς διαπερατό κάτοπτρο με ισχύ ανάλογη της ισχύος οπτικής άντλησης με μια σταθερά αναλογίας η οποία είναι γνωστή ως κλήση απόδοσης (slope efficiency).

Το πεδίο της ακτινοβολίας που ταλαντώνεται στο εσωτερικό της κοιλότητας, το ονομάζουμε ρυθμό του laser και σε γενικές γραμμές περιέχει μια σειρά από εγκάρσιους και διαμήκεις ρυθμούς ταλάντωσης. Οι ρυθμοί που μπορούν να υπάρξουν μέσα σε μία κοιλότητα εξαρτώνται από την απόσταση, την καμπυλότητα και την ευθυγράμμιση των κατόπτρων αλλά και από την κατανομή της ενίσχυσης στο ενεργό υλικό και τα φαινόμενα που σχετίζονται με το διάφραγμα των οπτικών στοιχείων στην κοιλότητα. Είναι συνήθης επιδίωξη, ιδιαίτερα σε εφαρμογές LIDAR, να λειτουργεί το laser στον θεμελιώδη εγκάρσιο ρυθμό (TEM_{00}), αφού αυτό οδηγεί στην μικρότερη δυνατή γωνιακή απόκλιση της δέσμης. Για να εκτιμηθεί η ποιότητα της δέσμης γίνονται μετρήσεις της εγκάρσιας διατομής και της γωνιακής απόκλισης της δέσμης.

5.1.2.1 Διαμήκεις ρυθμοί ταλάντωσης

Οι διαμήκεις ρυθμοί του ταλαντωτή εμφανίζονται σε σταθερές φασματικές αποστάσεις, Δν, με:

$$\Delta \nu = \frac{c}{2l_c} \tag{5.1}$$

όπου l_c είναι το ενεργό μήκος της κοιλότητας. Ο αριθμός των αξονικών ρυθμών που ταλαντώνονται στην κοιλότητα εξαρτάται από την διαμόρφωση της κοιλότητας, το φασματικό εύρος ενίσχυσης του υλικού του laser αλλά και τους μηχανισμούς φασματικής διεύρυνσης της μετάπτωσης του laser. Οι κρύσταλλοι των lasers στερεάς κατάστασης διευρύνουν το φάσμα σε γενικές γραμμές ομογενώς το οποίο σημαίνει ότι κάθε άτομο έχει τις ίδιες ιδιότητες ως προς την ενεργειακή κατανομή των μεταπτώσεων του και την απόκριση τους στις διάφορες συχνότητες, και είναι στην πράξη αξεχώριστα το ένα από το άλλο. Αυτό σημαίνει ότι κάθε αξονικός ρυθμός ανταγωνίζεται για την ενίσχυσή του όλους τους υπόλοιπου αξονικούς ρυθμούς και έτσι είναι δυνατό να ταλαντώνεται μόνο ο ρυθμός με την μεγαλύτερη ενίσχυση. Παρόλα αυτά στην πράξη τα lasers που χρησιμοποιούν κοιλότητες στάσιμων κυμάτων υπόκεινται στο φαινόμενο που ονομάζεται spatial hole burning όπου η ενίσχυση μεταβάλλεται στην κατεύθυνση του άξονα διάδοσής λόγω του ισχυρού κορεσμού ενίσχυσης ανάμεσα στους κόμβους του στάσιμου κύματος και του μή κορεσμού στους κόμβους. Αυτή η ανομοιογένεια στην χωρική κατανομή της ενίσχυσης σημαίνει ότι γενικά θα ταλαντώνονται πολλοί αξονικοί ρυθμοί με κάθε έναν από αυτούς να καταλαμβάνει διαφορετική περιοχή της ενίσχυσης και έτσι να μην ανταγωνίζονται μεταξύ τους. Για την επίτευξη λειτουργίας σε μία συχνότητα (έναν διαμήκη ρυθμό) έχουν υιοθετηθεί διάφορες τεχνικές. Μια από τις πιο διαδεδομένες τεχνικές είναι η εισαγωγή στην κοιλότητα ενός η περισσοτέρων etalon τα οποία λειτουργούν σαν στενά φασματικά φίλτρα διάδοσης επιτρέποντας σε έναν περιορισμένο αριθμό ή σε έναν μοναδικό ρυθμό του laser να ταλαντώνεται στην κοιλότητα.

5.1.2.2 Εγκάρσιοι ρυθμοί ταλάντωσης

Υπάρχουν διάφοροι διαφορετικοί τρόποι με του οποίου μπορεί να ταλαντώνεται το φως στην κοιλότητα του laser που εξαρτώνται από τις οριακές συνθήκες της κοιλότητας. Αυτοί οί διαφορετικοί τρόποι συντονισμού ονομάζονται "εγκάρσιοι ηλεκτρομαγνητικοί ρυθμοί". Η κατανομή της ένταση κάθε ρυθμού περιγράφεται από:

$$I_{m,n}(x,y) = I_0 \left[H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) e^{-(x^2 + y^2)/w^2} \right]^2$$
(5.2)

όπου H_m είναι το πολυώνυμο Hermite τάξης m, I_0 η μέγιστη ένταση, w η ακτίνα της δέσμης και x, y είναι οι ορθογώνιες εγκάρσιες διευθύνσεις. Είναι σύνηθες οι εγκάρσιοι ρυθμοί να συμβολίζονται TEM_{mn} , με τον ρυθμό με m = 0 και n = 0 να είναι ο θεμελιώδης ενώ όλοι οι άλλοι συνδυασμοί να είναι υψηλότερης τάξης. Ο θεμελιώδης εγκάρσιος ρυθμός (TEM_{00}) αντιστοιχεί σε δέσμη με Γκαουσιανό προφίλ.

5.1.3 Η παράμετρος ποιότητας της δέσμης M^2

Η παράμετρος M^2 μετράει την ποιότητα της δέσμης του laser. Δέσμες με καλή ποιότητα μπορούν να διαδίδονται με μικρή γωνιακή απόκλιση όταν είναι παραλληλισμένες και μπορούν επίσης να εστιαστούν σε μικρά μεγέθη επιφανειών. Για μια δέσμη που διαδίδεται μέσα σε ένα μέσο με ομοιόμορφο δείκτη διάθλασης και μέσω ιδανικών φακών και κατόπτρων, η παράμετρος M^2 παραμένει μια αναλλοίωτη ιδιότητα της δέσμης. Μια δέσμη TEM_{00} έχει την καλύτερη θεωρητικά δυνατή ποιότητα με την παράμετρο M^2 να είναι ίση με 1. Τέτοιες δέσμες έχουν καθαρή Γκαουσιανή κατανομή έντασης σε όλες τις αποστάσεις διάδοσης. Όλες οι υπόλοιπες δέσμες έχουν $M^2 > 1$.

Η παράμετρος M^2 υπολογίζεται με την μέτρηση της ακτίνας της δέσμης συναρτήσει της απόστασης διάδοσης στην περιοχή κοντά στο εστιακό σημείο (beam waist). Για μια δέσμη που διαδίδεται στον άξονα z, η ποσότητα M^2 μετριέται συνήθως στις κατευθύνσεις x και y ανεξάρτητα για δέσμες που δεν έχουν κυλινδρική συμμετρία. Για να μπορούν να υπολογιστούν οι ποσότητες M^2 με ακρίβεια, η ακτίνα της δέσμης πρέπει να μετρηθεί με την βοήθεια της δεύτερης ροπής ή την μέθοδο διακύμανσης [93,94].

Η εικόνα 5.3 δείχνει την ακτίνα της δέσμης για δέσμη που διαδίδεται στην εστιακή περιοχή. Το z_0 είναι η απόσταση Rayleigh κατά την οποία η δέσμη διευρύνεται κατά $\sqrt{2}$ φορές της ακτίνας w_0 της ελάχιστης διατομής της. Το $2z_0$ ονομάζεται ομοεστιακή παράμετρος, θ είναι η γωνιακή απόκλιση του απομακρυσμένου πεδίου και w(z) και R(z) είναι η ακτίνα της διατομής και η ακτίνα του μετώπου του κύματος αντίστοιχα, και μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει της απόστασης διάδοσης z [87]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{n \pi w_0^2}\right)^2}$$
(5.3)

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{n\pi w_0^2}{M^2 \lambda z} \right)^2 \right]$$
(5.4)

Έτσι η απόσταση Rayleigh z_0 υπολογίζεται:

$$z_0 = \frac{n\pi w_0^2}{M^2 \lambda} \tag{5.5}$$

και η γωνιακή απόκλιση του απομακρυσμένου πεδίου δίνεται από:

$$\theta = \frac{M^2 \lambda}{n\pi w_0} \tag{5.6}$$

Οι τελευταίες δύο εξισώσεις είναι πολύ χρήσιμες για την εκτίμηση της ποιότητας της δέσμης και την ελάχιστη εγκάρσια διατομή της δέσμης στις διάφορες περιπτώσεις.

5.1.4 Απότομη μεταβολή του παράγοντα Q για παλμική λειτουργία (Q-switching)

Μια κατάσταση λειτουργίας του laser που χρησιμοποιείται ευρέως για την παραγωγή παλμών νανο-δευτερολέπτων υψηλής ισχύος είναι γνωστή σαν Q-switching . Η ονομασία αυτή



Σχήμα 5.3: Μέγεθος της εγκάρσιας διατομής της δέσμης συναρτήσει της απόστασης στην περιοχή γύρω από το εστιακό σημείο.

προκύπτει από την μεταβολή που υφίσταται ο οπτικός παράγοντας Q κατά την εφαρμογή αυτής της τεχνικής. Ο ποιοτικός παράγοντας Q ορίζεται από τον λόγο της αποθηκευμένης ενέργειας στην κοιλότητα προς τις ενεργειακές απώλειες σε κάθε οπτικό κύκλο στην κοιλότητα. Συνεπώς, όσο μεγαλύτερος είναι ο παράγοντας Q τόσο μικρότερες είναι οι απώλειες.

Στην τεχνική Q-switching η ενέργεια αποθηκεύεται στον ενεργό κρύσταλλο μέσω οπτικής άντλησης, με τον παράγοντα Q να είναι τεχνητά μειωμένος ώστε να αποτρέπεται η εκκίνηση της εκπομπής ακτινοβολίας laser. Παρόλο που η αποθηκευμένη ενέργεια και η ενίσχυση στο ενεργό υλικό είναι αυξημένα, οι απώλειες στην κοιλότητα είναι επίσης υψηλές, η δραστηριότητα της εκπομπής laser αποτρέπεται, και η αναστροφή πληθυσμού φτάνει σε επίπεδα πολύ υψηλότερα από το κατώφλι της κανονικής λειτουργίας του laser. Η διάρκεια αποθήκευσης ενέργειας είναι της τάξης του $τ_f$, του χρόνου ζωής του άνω ενεργειακού επιπέδου του ενεργού υλικού του laser. Όταν αποκαθίσταται ο υψηλός παράγοντας Q της κοιλότητας, η αποθηκευμένη ενέργεια ξαφνικά απελευθερώνεται με την μορφή ενός στενού παλμού φωτός. Λόγω της μεγάλης ενίσχυσης που δημιουργείται στο ενεργό υλικό από την αποθηκευμένη ενέργεια, ή επιπρόσθετη διέγερση αποφορτίζεται σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα. Η μέγιστη ισχύς του παλμού που προκύπτει ξεπερνάει κατά τάξεις μεγέθους την αντίστοιχή ισχύ των κανονικών, μακράς διάρκειας, παλμών.

5.1.4.1 Ηλεκτρο-οπτική κυψελίδα ως διακόπτης-Q

Μια συνήθη πρακτική για την απότομη μεταβολή του παράγοντα Q στην κοιλότητα του laser είναι η χρήση ηλεκτρο-οπτικών κυψελίδων (Pockels cells). Το κύριο χαρακτηριστικό ενός ηλεκτρο-οπτικού κρυστάλλου είναι ότι μετατρέπεται σε διπλοθλαστικό στοιχείο κάτω από την επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου. Η διπλοθλαστικότητα σε ένα μέσο χαρακτηρίζεται από δύο κάθετες διευθύνσεις, που ονομάζονται "γρήγορος" και "αργός" άξονας, οι οποίες έχουν διαφορετικό δείκτη διάθλασης. Μια δέσμη που είναι αρχικά γραμμικά πολωμένη σε γωνία 45° ως προς του άξονες αυτούς και κατευθύνεται κάθετα στο επίπεδό τους, θα διαχωριστεί σε δύο ορθογώνια στοιχεία τα οποία διαδίδονται στην ίδια κατεύθυνση αλλά με διαφορετι-

κές ταχύτητες. Το ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο προκαλεί, ως αποτέλεσμα, μια διαφορά φάσης ανάμεσα στις δύο δέσμες. Αφού διαπεράσουν το υλικό, ο συνδυασμός τους οδηγεί, ανάλογα την τάση που εφαρμόζεται, είτε σε μια ελλειπτικά ή κυκλικά πολωμένη είτε σε μια γραμμικά πολωμένη δέσμη. Για την λειτουργία Q-switching, ενδιαφέρουν μόνο δύο συγκεκριμένες τάσεις που οδηγούν σε καθυστέρηση 1/4 και 1/2 του μήκους κύματος. Στην πρώτη περίπτωση το αρχικά γραμμικά πολωμένο φως μετατρέπεται σε κυκλικά πολωμένο ενώ στην δεύτερη μετατρέπεται ξανά σε γραμμικά πολωμένο με το επίπεδο πόλωσης στραμμένο κατά 90°. Έτσι σε συνδυασμό με πολωτή στην κοιλότητα του laser γίνεται δυνατή η απότομη μεταβολή των απωλειών για την εφαρμογή της τεχνικής Q-switching.

5.1.5 Μηχανισμοί εναπόθεσης θερμότητας στον ενεργό κρύσταλλο

Ακόμα και όταν χρησιμοποιούνται κρύσταλλοι υψηλής ποιότητας και φασματικά στενή ακτινοβολία οπτικής άντλησης, η απόδοση των lasers στερεάς κατάστασης περιορίζεται θεωρητικά από την κβαντική απώλεια στις μεταπτώσεις του laser. Αυτό σημαίνει ότι ένα μέρος της ισχύος οπτικής άντλησης θα μετατραπεί αναπόφευκτα σε θερμότητα στο ενεργό υλικό. Ένα άλλο πρόβλημα είναι ότι μερικά από τα διεγερμένα ιόντα θα χαθούν μέσω μηχανισμών απόσβεσης της συγκέντρωσης αναστροφής πληθυσμού, έτσι ώστε να μην μπορούν να συνεισφέρουν στην εξαναγκασμένη εκπομπή. Αυτό οδηγεί σε πρόσθετη εναπόθεση θερμότητας.

5.1.5.1 Κβαντική απώλεια

Η κβαντική απώλεια είναι απλά η κλασματική ενεργειακή διαφορά μεταξύ των φωτονίων της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης και των φωτονίων της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης του κρυστάλλου. Με όρους μεταπτώσεων μεταξύ ενεργειακών επιπέδων, αυτό μεταφράζεται στο ότι οι αποδιεγέρσεις από την ζώνη οπτικής άντλησης στην άνω ενεργειακή κατάσταση του laser και από την κάτω ενεργειακή κατάσταση του laser στην θεμελιώδη κατάσταση, είναι όλες θερμικές με εκπομπή φωνονίων. Αυτό σημαίνει ότι η κβαντική απώλεια μπορεί να εκφραστεί από την σχέση:

$$n_Q = \frac{E_p - E_l}{E_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} = 1 - \frac{\nu_l}{\nu_p}$$
(5.7)

όπου E_p και E_l είναι οι ενέργειες των φωτονίων της άντλησης και του laser αντίστοιχα και λ_p , ν_p και λ_l , ν_l είναι τα μήκη κύματος και οι συχνότητες της ακτινοβολίας άντλησης και του laser αντίστοιχα.

5.1.5.2 Μηχανισμοί μείωσης του ενεργού χρόνου ζωής

Η συμπεριφορά των υλικών των lasers στερεάς κατάστασης σε τυπικές συγκεντρώσεις αναστροφής πληθυσμού για οπτική άντληση χαμηλής ισχύος μπορούν να κατανοηθούν από την ανάλυση απλών διαφορικών εξισώσεων. Όσο αυξάνεται η πυκνότητα ισχύος της ακτινοβολίας άντλησης και η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού γίνεται μεγάλη, παρατηρούνται αποκλίσεις από αυτήν την καλά ορισμένη συμπεριφορά. Σε υψηλές πυκνότητες αναστροφής πληθυσμού μπορούν να ενεργοποιηθούν, διάφοροι μηχανισμοί, γνωστοί σαν μηχανισμοί μείωσης του χρόνου ζωής (lifetime quenching processes),και να μειώσουν τον αριθμό των διεγερμένων ιόντων στην άνω ενεργειακή κατάσταση του laser και στην πράξη να μειώσουν τον ενεργό χρόνο ζωής της αυθόρμητης αποδιέγερσης. Αυτό οδηγεί στην μείωση της απόδοσης του laser (ιδίως όταν λειτουργεί παλμικά) και επίσης συνεισφέρουν επιπρόσθετα στην εναπόθεση θερμότητας στον ενεργό κρύσταλλο. Παραδείγματα τέτοιων μηχανισμών είναι [92]:

- Διεγέρσεις σε ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις με ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε ιόντα που βρίσκονται στην άνω ενεργειακή κατάσταση του κρυστάλλου (Energy-Transfer-Upconversion)
- Απορρόφηση της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης από διεγερμένα άτομα του κρυστάλλου (Excited State Absorption)
- Ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε διεγερμένα και μη διεγερμένα ιόντα του κρυστάλλου (Cross Relaxation)

5.1.6 Κρύσταλλος Nd:YVO₄ σαν ενεργό υλικό

To Nd³⁺ ήταν το πρώτο ιόν σπάνιων γαιών που χρησιμοποιήθηκε σε laser. Τα πιο διαδεδομένα υλικά υποδοχής είναι το $Y_3Al_5O_{12}$ ή YAG, το YVO_4 , το $YLiF_4$ ή YLF και το γυαλί. Το Nd:YAG ήταν το πρώτο ενεργό υλικό που χρησιμοποιήθηκε ευρέως και ήταν, για πολλά χρόνια, ένα από τα πιο αποδοτικά υλικά για lasers στερεάς κατάστασης. Έχει επιτευχθεί από τότε εξαναγκασμένη εκπομπή με την χρήση πάνω από 100 υλικών υποδοχής [87]. Το Nd:YVO₄ προτάθηκε ως ενεργό υλικό για πρώτη φορά από τον O'Connor το 1966 [95], παρόλα αυτά μέχρι το 1987 δεν είχαν αναπτυχθεί κρύσταλλοι με τέτοια οπτική ποιότητα ώστε να ανταγωνιστούν την απόδοση του Nd:YAG [96].

Η ενεργειακή δομή των ιόντων Nd³⁺ επιτρέπει την οπτική του άντληση στα 808 nm ώστε να υπάρξει διέγερση στη ζώνη ${}^{4}F_{5/2}/{}^{2}H_{3/2}$, από όπου γρήγορα αυτοδιεγείρεται στο μετασταθές επίπεδο ${}^{4}F_{3/2}$. Η βασική μετάπτωση του laser είναι από το επίπεδο ${}^{4}F_{3/2}$ στο επίπεδο ${}^{4}I_{11/2}$ ενώ είναι δυνατές και άλλες ασθενέστερες μεταπτώσεις εξαναγκασμένης εκπομπής από το μετασταθές επίπεδο στα επίπεδα ${}^{4}I_{9/2}$ και ${}^{4}I_{13/2}$. Το ακριβές μήκος κύματος αυτών των μεταπτώσεων μεταβάλλεται σε μικρό βαθμό ανάμεσα στα διάφορα υλικά υποδοχής. Στο Nd: YVO₄ οι τρεις αυτές μεταπτώσεις αντιστοιχούν σε μήκη κύματος 1064 nm, 914 nm και 1342 nm αντίστοιχα. Η γραμμή στα 1064 nm παρέχει την υψηλότερη εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων λόγω της μεγαλύτερης ενεργού διατομής. Στην εικόνα 5.4 φαίνεται η δομή των ενεργειακών επιπέδων του Nd: YVO₄ μαζί με όλες τις σημαντικές μεταπτώσεις. Η ενεργειακή δομή του Nd³⁺ παραμένει βασικά η ίδια για διαφορετικά υλικά υποδοχής, με μικρές διαφορές στο μήκος κύματος των φωτονίων στην διάφορες μεταπτώσεις. Οι πιο σημαντικές διαφορές μεταξύ διαφορες μεταπτώσεως μεταπτώσεων στον διαφορες μεταπτώσεις των μεταπτώσεων στον διάφορες μεταπτώσεις των μεταπτώσεως των φωτονίων στην διάφορες μεταπτώσεις.



Σχήμα 5.4: Το ενεργειακό διάγραμμα του Nd:YVO4 με τις πιο σημαντικές μεταβάσεις [92]

οι χρόνοι ζωής των αυθόρμητων αποδιεγέρσεων, τα φασματικά εύρη απορρόφησης και εκπομπής και οι θερμικές και μηχανικές ιδιότητες των υλικών. Στον πίνακα 5.1 καταγράφονται μερικές από τις βασικές οπτικές και θερμικές ιδιότητες των Nd: YVO_4 , Nd: YAG και Nd: YLF. Οι κρύσταλλοι Nd:YVO₄ και Nd:YLF είναι από την φύση τους διπλοθλαστικοί, έτσι μερικές από τις ιδιότητες τους διαφέρουν για τον έκτακτο (extraordinary) και τον τακτικό (ordinary) άξονα, που αντιστοιχεί σε πόλωση π και σ αντίστοιχα. Συνήθως, στον Nd:YVO₄ χρησιμοποιείται ο έκτακτος άξονας γιατί η ενεργός διατομή εξαναγκασμένης αποδιέγερσης (σ_{21}) είναι πολύ μεγαλύτερη σε αυτήν την κατεύθυνση και έτσι ή έξοδος του laser είναι γραμμικά πολωμένη στην διεύθυνση π. Στον Nd:YLF το σ_{21} στις δύο κατευθύνσεις δεν διαφέρει πολύ και έτσι η π πόλωση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή ακτινοβολίας στα 1047 nm και η σ πόλωση για την παραγωγή ακτινοβολίας στα 1053 nm. Ο κρύσταλλος Nd:YAG είναι ισοτροπικός με αποτέλεσμα η εξαναγκασμένη εκπομπή να μην έχει κάποια προτίμηση πόλωσης.

Ιδιότητες	Nd:YVO ₄	Nd:YAG	Nd:YLF
Μήκος κύματος του laser (nm) 1064	1064	1064	1047 (π)
	1004		1053 (σ)
Μήκος κύματος μέγιστης απορρόφησης	808	808	792 (π)
(nm)	000		797 (σ)
Ενεργός διατομή εξαναγκασμένης	25 (π)	2.8	1.8
αποδιέγερσης ($ imes 10^{-19} cm^2$)	7 (σ)		1.0
Χρόνος ζωής στην άνω ενεργειακή	90	230	185
κατάσταση του laser (μs)			405
Φασματικό εύρος (FWHM) (nm)	0.96	0.51	1.47
Συντελεστής μέγιστης απορρόφησης	31.4 (π)	7	10.8 (π)
(cm^{-1})	9.2 (o)		3.59 (o)
	15 7	2.5	4.0 (792 nm)
ναοματικό ευρος απορροφησης (nm)	2.5	3.2 (797 nm)	
Θερμική αγωγιμότητα (Wm $^{-1}$ K $^{-1}$)	5	14	6.3
Θερμο-οπτικός συντελεστής (dn/dT)	8.5 (π)	7.3	-4.3 (π)
	3.0 (o)		-2.0 (σ)
Θερμικό όριο θραύσης (Wcm^{-1})	57.6	94.8	22

Πίνακας 5.1: Οπτικές και θερμικές ιδιότητες του Nd:YVO₄ συγκρινόμενες με τα Nd:YAG και Nd:YLF για 1% ατομική συγκέντρωση Nd. Δεδομένα από [87,97,98].

Όπως φαίνεται στον πίνακα 5.1 ο Nd:YVO₄ έχει πολύ υψηλότερη ενεργό διατομή εξαναγκασμένης εκπομπής αλλά και μεγαλύτερο γινόμενο $\sigma_{21}\tau_f$ από τον Nd:YAG και τον Nd:YLF. Μια άλλη σημαντική ιδιότητα του Nd:YVO₄ είναι ότι έχει υψηλότερο συντελεστή απορρόφησης και πιο διευρυμένο φασματικό εύρος απορρόφησης από του άλλους δύο κρυστάλλους. Η τελευταία ιδιότητα οδηγεί σε μικρότερη ευαισθησία σε μεταβολές του μήκους κύματος της ακτινοβολίας άντλησης που σχετίζονται με μεταβολές στην θερμοκρασία λειτουργίας του διοδικού laser. Ο συντελεστής απορρόφησης της ακτινοβολίας άντλησης στην κατεύθυνση π είναι τέσσερις φορές μεγαλύτερος από τον Nd:YAG και τρεις φορές μεγαλύτερος από τον Nd:YLF. Αυτό δίνει την δυνατότητα χρήσης μικρότερων κρυστάλλων για την επίτευξη της ίδιας απορροφητικής απόδοσης. Παρόλα αυτά, για την αποφυγή υψηλής θερμικής συγκέντρωσης στον κρύσταλλο είναι σύνηθες να επιλέγεται μειωμένη συγκέντρωση ιόντων Nd³⁺ ώστε να αυξηθεί το μήκος απορρόφησης.

Σε αντίθεση με τις σχετικά καλές οπτικές ιδιότητες του Nd:YVO₄, οι θερμικές του ιδιότητες υστερούν λίγο σε σχέση με τους Nd:YAG και Nd:YLF. Αν και ο Nd:YLF έχει το χαμηλότερο όριο θραύσης και ελάχιστα μεγαλύτερη θερμική αγωγιμότητα από τον Nd:YVO₄, η αντίσταση του στο φαινόμενο του θερμικού φακού είναι καλή αφού έχει χαμηλό και αρνητικό θερμο-οπτικό συντελεστή. Ο Nd:YAG έχει την υψηλότερη θερμική αγωγιμότητα και το υψηλότερο όριο θραύσης, όμως παρουσιάζει έντονα το φαινόμενο της θερμικά παραγόμενης διπλοθλαστικότητας. Ο Nd:YVO₄ έχει περίπου το ένα τρίτο της θερμικής αγωγιμότητας του Nd:YAG και λιγότερο από δύο τρίτα του ορίου θραύσης.

5.1.7 Αρχιτεκτονική πλευρικής οπτικής άντλησης κρυσταλλικής πλάκας

Κατά καιρούς έχουν αναπτυχθεί διάφορες αρχιτεκτονικές lasers και ενισχυτών, με σκοπό την διεύρυνση της ισχύος και της λαμπρότητας των lasers στερεάς κατάστασης. Μια από τις βασικές στρατηγικές για τον περιορισμό των θερμικών φαινομένων είναι η αύξηση του λόγου της επιφάνειας ψύξης προς τον όγκο οπτικής άντλησης του κρυστάλλου. Οι δύο πιο δημοφιλείς αρχιτεκτονικές είναι:

- η οπτική άντληση κρυσταλλικής πλάκας πλευρικά (side-pumping)
- η οπτική άντληση κρυσταλλικής ράβδου στην κατεύθυνση της δέσμης (end-pumping)

Στα πλαίσια τις διατριβής επιλέχθηκε η πρώτη αρχιτεκτονική για την ανάπτυξη οπτικού ενισχυτή. Ο ενεργός κρύσταλλος στην αρχιτεκτονική αυτή είναι υπό μορφή λεπτής πλάκας η οποία ψύχεται από την πάνω και την κάτω επιφάνεια που έχουν το μεγαλύτερο εμβαδόν. Σε αυτήν την διάταξη, η οποία φαίνεται στην εικόνα 5.5, η μια ή και οι δύο επιφάνειες που μένουν αντλούνται οπτικά και η ακτινοβολία του laser είναι σχεδόν κάθετη με την ακτινοβολία οπτικής άντλησης. Ένα πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι ή μεγάλη αναλογία διαστάσεων των επιφανειών οπτικής άντλησης της κρυσταλλικής πλάκας είναι ιδανική για άντληση με γραμμικές συστοιχίες διοδικών lasers οι οποίες έχουν επίσης υψηλή αναλογία διαστάσεων.



Σχήμα 5.5: Σχηματική περιγραφή της οπτικής άντλησης κρυσταλλικής πλάκας από το πλάι (sidepumping)

Αυτό απλοποιεί τον σχεδιασμό της διάταξης που σημαίνει ότι μπορεί να επιτευχθεί υψηλή απόδοση προσπίπτουσας ισχύος προς την συνολική παρεχόμενη ισχύ της ακτινοβολίας άντλησης. Ένα μειονέκτημα αυτής της τεχνικής είναι ότι ο όγκος του κρυστάλλου που αντλείται οπτικά γενικά δεν συνταιριάζεται καλά με τον ρυθμό του laser. Αυτό σημαίνει ότι μπορεί να είναι σχετικά δύσκολο να επιτευχθεί υψηλή εξαγωγή της αποθηκευμένης στο κρύσταλλο ενέργειας. Όταν χρησιμοποιείται κρύσταλλος Nd: YVO $_4$, η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού περιορίζεται σε μια περιοχή κοντά στην επιφάνεια άντληση. Αν η δέσμη του laser προσπίπτει με τέτοιο τρόπο στον κρύσταλλο ώστε να υπάρξει εσωτερική ανάκλαση στην επιφάνεια άντλησης, όπως φαίνεται στην εικόνα 5.5, ή χωρική σύμπτωση της ακτινοβολίας του laser και της οπτικής άντλησης γίνεται υψηλότερη και η απόδοση μπορεί να αυξηθεί σε σχέση με μια απλή διάδοση της δέσμης από τον κρύσταλλο. Επίσης, μια από τα βασικά πλεονεκτήματα αυτής της γεωμετρίας είναι ότι η δέσμη του laser αναστρέφεται στην οριζόντια κατεύθυνση κατά την ανάκλαση στην επιφάνεια άντλησης με αποτέλεσμα οι διαταραχές, που σχετίζονται με τις οριζόντιες μεταβολές της ενίσχυσης και της θερμοκρασίας του κρυστάλλου, να είναι ίσες και αντίθετες για κάθε μισό της διαδρομής της δέσμης στον κρύσταλλο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την διατήρηση της ποιότητας της δέσμης, αφού οι διαταραχές που διαμορφώνονται στο εισερχόμενο μέρος της δέσμης αναιρούνται σχεδόν ολοκληρωτικά στο εξερχόμενο μέρος της δέσμης. Μια άλλη συνήθης τεχνική για την βελτίωση της απόδοσης εξαγωγής ενέργειας από τον κρύσταλλο είναι η αύξηση του αριθμού των περασμάτων της δέσμης από τον κρύσταλλο. Από θερμική άποψη, η χρήση κρυσταλλικής πλάκας με πλάγια άντληση έχει κάποια σημαντικά πλεονεκτήματα όπως ο μεγάλος λόγος επιφάνειας ψύξης προς τον όγκο οπτικής άντλησης, και η πιο ομοιογενής κατανομή της αναστροφής πληθυσμού σε σχέση με την χρήση κρυσταλλικής ράβδου με συγγραμμική άντληση (end-pumping) που οδηγεί σε μείωση του φαινομένου του θερμικού φακού. Από την άλλη, λόγω της έλλειψης κυλινδρικής συμμετρίας, όταν εμφανίζεται το φαινόμενο του θερμικού φακού γίνεται πιο προβληματικό. Ο προκαλούμενος αστιγματισμός του θερμικού φακού είναι ένα παράδειγμα.

5.2 Γραμμικές συστοιχίες διοδικών Lasers

Τα διοδικά lasers είναι η πιο αποτελεσματικές πηγές οπτικής άντλησης για τα lasers στερεάς κατάστασης. Η ηλεκτρική προς οπτική τους απόδοση (περίπου 25 - 50%) είναι μικρότερη από την αντίστοιχή απόδοση στις λυχνίες οπτικής άντλησης οι οποίες μπορούν να μετατρέψουν το 70% της ηλεκτρικής ισχύος σε οπτική. Παρόλα αυτά, μπορούν να εκπέμπουν την ακτινοβολία τους μέσα στην φασματικά στενή ζώνη άντλησης του επιλεγμένου ενεργού κρυστάλλου ενώ από την άλλη ένα μικρό μόνο μέρος της ακτινοβολίας της λυχνίας βρίσκεται μέσα στις σχετικές φασματικές ζώνες απορρόφησης.

Οι συνηθέστεροι τύποι διοδικών lasers βασίζονται στο GaAlAs, το οποίο εκπέμπει σε μια περιοχή από 780 - 860 nm και στο InGaAs, το οποίο εκπέμπει σε μια περιοχή 940 - 980 nm. Το ενεργειακό χάσμα μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους, καθορίζει το εκπεμπόμενο μήκος κύματος. Τα ενεργειακά χάσματα αυτών των ημιαγωγών μπορούν να μεταβληθούν ώστε να εκπέμπουν σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος μεταβάλλοντας τις σχετικές συγκεντρώσεις του In και του Al στο GaAs αλλά και την δομή των διόδων. Πιο λεπτομερής ρύθμιση του μήκους κύματος μπορεί να επιτευχθεί μέσω της ρύθμισης της θερμοκρασίας. Για παράδειγμα στο GaAlAs η σχετική μεταβολή του μήκους κύματος είναι 0.3 nm/°C.

Η ισχύς εκπομπής των απλών διοδικών lasers περιορίζεται σε μερικά W. Για την αύξηση της συνολικής ισχύος της ακτινοβολίας άντλησης χρησιμοποιούνται συνήθως γραμμικές ή δισδιάστατες συστοιχίες απλών πομπών. Στην πραγματικότητα ένας απλός πομπός αποτελείται από μια υπο-συστοιχία 20 περίπου εγκάρσιων απλών πομπών πάνω σε ένα chip με επιφάνεια εκπομπής περίπου 1 × 200 μm. Μια γραμμική συστοιχία αποτελείται από 10 με 20 τέτοιες υπο-συστοιχίες σε ίσες αποστάσεις μεταξύ τους ώστε να παράγουν μια επιφάνεια εκπομπής περίπου 1 cm × 1 μm. Με αυτήν της αναλογία διαστάσεων, οι γωνιακές αποκλίσεις και οι παράγοντες M^2 της ακτινοβολίας στις δύο ορθογώνιες κατευθύνσεις διαφέρουν αρκετά με αποτέλεσμα να έχουμε ελλειπτικές δέσμες. Οι συσκευές αυτές έχουν τυπικά $M^2 \approx 1$ στον "γρήγορο" (1 μm) άξονα και $M^2 \approx 2000$ στον "αργό" (1 cm) άξονα. Τυπικές τιμές της ισχύος για εμπορικές συστοιχίες διοδικών laser είναι 20 - 100 W.

Για διατάξεις όπως η πλευρική οπτική άντληση κρυσταλλικής πλάκας, ή γεωμετρία αυτή της επιφάνειας εκπομπής είναι ιδανική και η οπτική άντληση μπορεί να γίνει ακόμα και χωρίς περαιτέρω οπτική διαμόρφωση της εκπεμπόμενης, από την συστοιχία, ακτινοβολίας τοποθετώντας την συστοιχία πολύ κοντά στον ενεργό κρύσταλλο. Για τον παραλληλισμό ή την εστίαση της ακτινοβολίας άντλησης της γραμμικής συστοιχίας στον κρύσταλλο χρησιμοποιούνται συνήθως κατάλληλοι κυλινδρικοί φακοί. Στις περισσότερες εφαρμογές, τοποθετείται ένας μικρο-φακός πολύ κοντά στην έξοδο της συστοιχίας. Αυτοί οι επιμήκεις και λεπτοί κυλινδρικοί φακοί, που χρησιμοποιούνται για τον παραλληλισμό ή την εστίαση της ακτινοβολίας στην κατεύθυνση του "γρήγορου" άξονα, εκτείνονται σε όλο το μήκος της συστοιχίας, οι επιφάνειες τους έχουν κατάλληλες επιστρώσεις ώστε να περιοριστούν οι ανακλάσεις και η εγκάρ-



Σχήμα 5.6: Αριστερά: Φωτογραφία γραμμικής συστοιχίας διοδικών lasers με μικρο-φακούς παραλληλισμού της ακτινοβολίας στον γρήγορο και στον αργό άξονα. Δεξιά: Σχηματική αναπαράσταση

σια διατομή τους είναι αποτέλεσμα λεπτομερούς σχεδιασμού. Υπάρχει, επίσης, η δυνατότητα παραλληλισμού της ακτινοβολίας και στον "αργό" άξονα. Αυτό επιτυγχάνεται με την χρήση συστοιχίας κυλινδρικών μικρο-φακών που επίσης εκτείνεται σε όλο το μήκος της εξόδου της συστοιχίας διοδικών πομπών. Κάθε κυλινδρικός φακός της συστοιχίας παραλληλίζει την ακτινοβολία εξόδου ενός απλού πομπού της συστοιχίας διοδικών lasers. Με την επιλογή της ιδανικής εστιακής απόστασης κάθε φακού, η συστοιχία των φακών μπορεί να μειώσει αρκετά τον παράγοντα M^2 στον αργό άξονα και να γεμίσει αποτελεσματικά τον χώρο μεταξύ των πομπών. Στην εικόνα 5.6 φαίνεται φωτογραφία μιας γραμμικής συστοιχίας διοδικών lasers με τους μικρό-φακούς για τον παραλληλισμό της ακτινοβολίας άντλησης στον γρήγορο και στον αργό άξονα (αριστερά), μαζί με μια σχηματική αναπαράσταση (δεξιά).

5.3 Οπτική ενίσχυση παλμικού laser στερεάς κατάστασης

Η ισχύς ή η ενέργεια ενός ταλαντωτή με συγκεκριμένα χωρικά, χρονικά και φασματικά χαρακτηριστικά μπορεί να αυξηθεί με την εισαγωγή ενός ή περισσοτέρων οπτικών ενισχυτών στο σύστημα του laser. Η βασική λειτουργία ενός ενισχυτή είναι η αύξηση της λαμπρότητας της δέσμης. Η ενίσχυση της παλμικής ή συνεχούς ισχύος ενός οπτικού ταλαντωτή μπορεί να επιτευχθεί με διάφορες τεχνικές, όπως οι ενισχυτές ισχύος βασικού ταλαντωτή (masteroscillator power amplifier, MOPA), οι αναγεννητικοί ενισχυτές, η ενίσχυση μέσω δεύτερου ταλαντωτή με την έγχυση σε αυτόν της ακτινοβολίας του βασικού ταλαντωτή (injection-locked power oscillator), και η σύνδεση σε σειρά πολλών ενισχυτών μέσα στην ίδια κοιλότητα.

Η επιλογή της πιο αποτελεσματικής τεχνικής εξαρτάται από το επίπεδο της ισχύος, τα φασματικά και χρονικά χαρακτηριστικά του σήματος εισόδου αλλά και την επιθυμητή ενέργεια ή ισχύ εξόδου. Για την αποτελεσματική εξαγωγή της ενέργειας σε έναν παλμικό ενισχυτή το σήμα εισόδου πρέπει να είναι σχετικά κοντά στην πυκνότητα κορεσμού του συγκεκριμένου υλικού του laser. Έτσι, για υψηλά επίπεδα ενέργειας, είναι σύνηθες να εφαρμόζεται η αρχιτεκτονική MOPA. Μια τέτοια περίπτωση είναι, για παράδειγμα, η ενίσχυση παλμών από



Σχήμα 5.7: Σχηματική περιγραφή ενός απλού συστήματος ταλαντωτή - ενισχυτή (MOPA)

Q-switched ταλαντωτή laser. Ακόμα και αν η ενέργεια των παλμών είναι σχετικά χαμηλή, η αρχιτεκτονική αυτή μπορεί να εφαρμοστεί αποδοτικά με περισσότερα περάσματα των παλμών από το ενεργό υλικό.

Στην εικόνα φαίνεται μια απλή σχηματική περιγραφή ενός συστήματος ταλαντωτή - ενισχυτή (MOPA). Στους ενισχυτές στενών παλμών (π.χ Q -switched παλμών) το χρονικό εύρος των παλμών είναι σημαντικά μικρότερο από τον χρόνο ζωής της αυθόρμητης αποδιέγερσης του ενεργού υλικού. Έτσι, τόσο η αυθόρμητη αποδιέγερση όσο και ο ρυθμός αύξησης της αναστροφής πληθυσμού λόγω της οπτικής άντλησης, είναι αμελητέα κατά την διάρκεια της διαδικασίας ενίσχυσης και δεν συνυπολογίζονται. Επίσης, η ενέργεια που εξάγεται από τον ενισχυτή, έχει αποθηκευτεί σε αυτόν πριν φτάσει ο παλμός.

Σε ένα σύστημα ταλαντωτή - ενισχυτή, το χρονικό εύρος του παλμού, η γωνιακή απόκλιση της δέσμης και το φασματικό εύρος καθορίζονται κυρίως από τον ταλαντωτή, ενώ η ενέργεια του παλμού και η ισχύς καθορίζονται από τον ενισχυτή. Λειτουργώντας τον ταλαντωτή σε σχετικά χαμηλά επίπεδα ενέργειας περιορίζεται η γωνιακή απόκλιση και το φασματικό εύρος. Έτσι με την εφαρμογή ενός συστήματος ταλαντωτή - ενισχυτή μπορούν να επιτευχθούν ισχυροί παλμοί με καλές φασματικές και ποιοτικές ιδιότητες. Σε γενικές γραμμές, ο σκοπός εισαγωγής ενός ενισχυτή σε έναν ταλαντωτή laser είναι για να αυξηθεί η λαμπρότητα B_r $(W/(cm^2sr))$ της δέσμης

$$B_r = \frac{P_{out}}{A\Omega},\tag{5.8}$$

όπου P_{out} είναι η ισχύς της δέσμης που εκπέμπεται από μια επιφάνεια Α και Ω είναι η στερεά γωνία απόκλισης της δέσμης. Για της επίτευξη ακόμα μεγαλύτερης ενέργειας μπορούν να εφαρμοστούν συστήματα με περισσότερους ενισχυτές.

Βασικό ενδιαφέρον στο σχεδιασμό ενός ενισχυτή έχει η ενίσχυση που μπορεί να επιτευχθεί και η ενέργεια που μπορεί να εξαχθεί από τον ενισχυτή. Σε μια πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να υποθέσουμε ότι η αύξηση της ενέργειας του παλμού ακολουθεί μια εκθετική πορεία κατά την διάδοσή του στον ενεργό κρύσταλλο. Αυτό, γιατί το μέγεθος της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης είναι ανάλογο τής ροής των φωτονίων. Στην πραγματικότητα, όμως, αυτό συμβαίνει μόνο για μικρά επίπεδα ροής φωτονίων. Η απόκλιση από την περιοχή της εκθετικής ενίσχυσης συμβαίνει όταν η ενέργεια του παλμού που διαδίδεται στο μέσο γίνεται τόσο μεγάλη ώστε νε μπορεί να αλλάξει σημαντικά την αναστροφή πληθυσμού στα ενεργειακά επίπεδα του laser. Τότε ο οπτικός ενισχυτής θα παρουσιάσει φαινόμενα κορεσμού λόγω της εξάντλησης της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού από το διαδιδόμενο σήμα. Στην ακραία περίπτωση πολύ ισχυρών παλμών, η εξαναγκασμένη αποδιέγερση μπορεί να εξαντλεί ολοκληρωτικά την αποθηκευμένη ενέργεια καθώς ο παλμός διαδίδεται στο ενεργό υλικό. Τότε η ενίσχυση αναμένεται να έχει γραμμική παρά εκθετική σχέση με το μήκος υλικού.

Η διαδικασία ενίσχυσης μπορεί να περιγραφεί από τις παρακάτω διαφορικές εξισώσεις για ένα ενεργό υλικό τεσσάρων επιπέδων [87]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -c\sigma_s \Delta n\varphi \tag{5.9}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = c\sigma_s \Delta n\varphi - \frac{\partial \varphi}{\partial x}c \tag{5.10}$$

όπου c η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στον κρύσταλλο, σ_s η ενεργός διατομή της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης, φ η πυκνότητα των φωτονίων στον παλμό και Δn η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού.

Ο ρυθμός με τον οποίο μεταβάλλεται η πυκνότητα των φωτονίων σε ένα στοιχειώδη όγκο του υλικού ισούται με την διαφορά μεταξύ της παραγωγής φωτονίων από την διαδικασία της εξαναγκασμένης εκπομπής και της ροής εξόδου των φωτονίων από την περιοχή αυτή. Η ροή αυτή εκφράζεται από τον τελευταίο όρο της (5.10) που περιγράφει την διάδοση του κύματος.

Για την αναλυτική επίλυση των παραπάνω εξισώσεων οι Frantz και Nodvik [99] θεώρησαν την μονοδιάστατη περίπτωση μιας μονοχρωματικής ακτινοβολίας που εισέρχεται στο κρύσταλλο ενίσχυσης από την μπροστινή του επιφάνεια. Το σημείο εισόδου της δέσμης στο ενεργό υλικό είναι το σημείο αναφοράς, x = 0. Παίρνοντας σαν είσοδο στον ενισχυτή έναν τετραγωνικό παλμό διάρκειας t_p και αρχικής πυκνότητας φωτονίων φ_0 , προκύπτει η αναλυτική λύση για την πυκνότητα φωτονίων:

$$\varphi(x,t) = \frac{\varphi_0}{1 - [1 - exp(-\sigma_s \Delta nx)]exp[-\sigma_s \varphi_0 c(t - x/c)]}$$
(5.11)

όπου Δn είναι η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού και θεωρείται ομοιόμορφα κατανεμημένη στο ενεργό υλικό την χρονική στιγμή t=0. Η ενίσχυση της δέσμης που περνάει από κρύσταλλο μήκους x = l δίνεται από:

$$G = \frac{1}{\varphi_0 t_p} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(l, t) dt$$
(5.12)

Εισάγοντας την (5.11) στην (5.12) παίρνουμε:

$$G = \frac{1}{c\sigma_s\varphi_0 t_p} \ln\left\{1 + \left[\exp\left(c\sigma_s\varphi_0 t_p\right) - 1\right]\exp\left(\Delta n\sigma_s l\right)\right\}$$
(5.13)

Για να παρουσιαστεί η εξίσωση αυτή με μια διαφορετική μορφή, ώστε να περιέχει άμεσα μετρήσιμες παραμέτρους, ορίζουμε τα παρακάτω μεγέθη. Την ενέργεια εισόδου ανά μονάδα επιφάνειας:

$$E_{in} = c\varphi_0 t_p h\nu \tag{5.14}$$

Την ενέργεια κορεσμού:

$$E_s = \frac{h\nu}{\sigma_s} = \frac{J_{st}}{g_0} \tag{5.15}$$

όπου $J_{st} = h\nu\Delta n$ είναι η αποθηκευμένη ενέργεια στο ενεργό υλικό ανά μονάδα όγκου και $g_0 = \Delta n\sigma_s$ είναι η σταθερά ενίσχυσης μικρού σήματος. Από τα παραπάνω προκύπτει ότι $J_{st} = g_0 E_s$. Η απόδοση εξαγωγής n_E είναι η ενέργεια που εξάγεται από τον ενισχυτή διαιρεμένη με την αποθηκευμένη ενέργεια στην άνω ενεργειακή κατάσταση την στιγμή που φτάνει ο παλμός:

$$n_E = \frac{E_{out} - E_{in}}{g_0 l E_s} \tag{5.16}$$

Στην παραπάνω εξίσωση τα E_{out} και E_{in} είναι οι πυκνότητες ροής εξόδου και εισόδου στον ενισχυτή.

Εισάγοντας τις (5.14) και (5.15) στην (5.13) παίρνουμε:

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right] G_0 \right\}$$
(5.17)

Η παραπάνω εξίσωση, εκφράζει την σχέση μεταξύ της ενίσχυσης G, της ενέργειας του παλμού εισόδου E_{in} , της παραμέτρου κορεσμού E_s και της ενίσχυσης μικρού σήματος $G_0 = \exp(g_0 l)$. Η (5.17), η οποία είναι έγκυρη για τετραγωνικούς παλμούς εισόδου, εκφράζει την περιοχή από την ενίσχυση μικρού σήματος έως τον πλήρη κορεσμό του ενισχυτή και μπορεί να απλοποιηθεί για τις δύο αυτές ακραίες περιπτώσεις. Για μικρό σήμα εισόδου E_{in} ισχύει η προσέγγιση:

$$G \approx G_0 \equiv \exp(g_0 l) \tag{5.18}$$

Στην περίπτωση αυτή η ενίσχυση έχει εκθετική σχέση με το μήκος του ενισχυτή και δεν εμφανίζονται φαινόμενα κορεσμού. Για ισχυρό σήμα όπου $E_{in}/E_s \gg 1$, η (5.17) γίνεται:

$$G \simeq 1 + \left(\frac{E_s}{E_{in}}\right) g_0 l \tag{5.19}$$

Στην περίπτωση αυτή, η ενίσχυση είναι γραμμική με το μήκος του ενεργού υλικού, δείχνοντας ότι στην δέσμη συνδράμει η εξαναγκασμένη εκπομπή του συνόλου των διεγερμένων καταστάσεων. Αυτή η κατάσταση είναι και πιο αποδοτική για την μετατροπή της αποθηκευμένης ενέργειας σε ενέργεια της δέσμης.

5.4 Παραγωγή δεύτερης και τρίτης αρμονικής συχνότητας

Για την διεύρυνση του φάσματος των γραμμών εκπομπής των lasers σε περιοχές που δεν ανταποκρίνονται στις γραμμές εξαναγκασμένης εκπομπής των ενεργών τους υλικών, χρησιμοποιούνται μη γραμμικοί κρύσταλλοι. Τα lasers στερεάς κατάστασης που χρησιμοποιούνται συχνά ώς βασικές πηγές στις εφαρμογές LIDAR, εκπέμπουν συνήθως στο κοντινό υπέρυθρο. Η χρήση μη γραμμικών κρυστάλλων στις εφαρμογές αυτές είναι απαραίτητη, για την επίτευξη εκπομπής στο ορατό και στο υπεριώδες που αποτελούν φασματικές περιοχές με μεγαλύτερους συντελεστές οπισθοσκέδασης και μεγαλύτερη ασφάλεια για τα μάτια του ανθρώπου. Για την ατμοσφαιρική επισκόπηση σε πειράματα κοσμικών ακτίνων η φασματική περιοχή του κοντινού υπεριώδους είναι η περιοχή ενδιαφέροντος όπως περιγράφεται και στο κεφάλαιο 3 της διατριβής αυτής. Στην υποενότητα αυτή γίνεται μια σύντομη περιγραφή των βασικών αρχών της μη γραμμικής οπτικής για την παραγωγή δεύτερης αρμονικής και αθροίσματος συχνοτήτων.

5.4.1 Βασικές αρχές

Σε ένα δοσμένο υλικό, το μέγεθος της παραγόμενης πυκνότητας πόλωσης *P* εξαρτάται από το μέγεθος του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου *E*. Έτσι μπορούμε να εκφράσουμε το *P* με την μορφή δυναμικής σειράς του *E*:

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \boldsymbol{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \boldsymbol{E} \boldsymbol{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \boldsymbol{E} \boldsymbol{E} \boldsymbol{E} + \cdots$$
(5.20)

όπου ε_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού και $\chi^{(1)}$ η γραμμική ηλεκτρική επιδεκτικότητα που αντιπροσωπεύει την γραμμική απόκριση του υλικού. Οι δύο μικρότερες τάξεις μη γραμμικής απόκρισης αναπαρίστανται από την δευτέρας και τρίτης τάξης μη γραμμική επιδεκτικότητα $\chi^{(2)}$ και $\chi^{(3)}$. Συνήθως $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)} \gg$ και έτσι τα μη γραμμικά φαινόμενα είναι αμελητέα, εκτός αν το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου είναι πολύ μεγάλο. Ο πρώτος όρος της (5.20) εκφράζει τρεις διαφορετικές εξισώσεις που αντιστοιχούν στις τρεις καρτεσιανές συντεταγμένες του **P**:

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E$$
 (*i*, *j* = 1, 2, 3) (5.21)

Ο τανυστής γραμμικής πόλωσης, ο οποίος είναι δευτέρας τάξης, έχει μια σειρά από εννέα σταθερές. Η γραμμική επιδεκτικότητα, που σχετίζεται με τον δείκτη διάθλασης $\chi = n_0^2 - 1$ και την διηλεκτρική σταθερά $\varepsilon = \varepsilon_0(1+\chi)$, είναι υπεύθυνη για τις γραμμικές οπτικές ιδιότητες του υλικού. Στην γραμμική περιοχή οι οπτικές ιδιότητες είναι ανεξάρτητες της έντασης του φωτός και το μηκος κύματος της ακτινοβολίας δεν αλλάζει.

Ο όρος δεύτερης τάξης της επιδεκτικότητας $\chi^{(2)}$ είναι υπεύθυνος, εκτός των άλλων, για την παραγωγή της δεύτερης αρμονικής και του αθροίσματος συχνοτήτων. Τα μη γραμμικά αυτά φαινόμενα παράγονται από δύο αλληλεπιδρώντα κύματα που σχηματίζουν ένα τρίτο. Η δευτέρας τάξης επιδεκτικότητα γράφεται σε καρτεσιανές συντεταγμένες ως εξης:

$$P_{j} = \varepsilon_{0} \chi_{ijk}^{(2)} E_{j} E_{k} \qquad (i, j, k = 1, 2, 3)$$
(5.22)

Ο τανυστής $\chi_{ijk}^{(2)}$ έχει γενικά 27 ανεξάρτητα στοιχεία. Λαμβάνοντας υπόψιν συνθήκες συμμετρίας, ο τανυστής αυτός μπορεί να εκφραστεί με ένα 3×6 τανυστή δευτέρας τάξης, γνωστό ώς τανυστή-d, με στοιχεία d_{11} ως d_{36} . Οι περισσότεροι μη γραμμικοί κρύσταλλοι περιγράφονται από λίγα μόνο στοιχεία d, ενώ συνήθως υπάρχει ένα κυρίαρχο στοιχείο d_{eff} που σχετίζεται με την κατεύθυνση διάδοσης της δέσμης όπου έχουμε την μέγιστη ισχύ παραγωγής αρμονικής.

Ο συνδυασμός των εξισώσεων του Maxwell για μη γραμμικό διηλεκτρικό υλικό χωρίς απώλειες οδηγεί στην ακόλουθη εξίσωση κύματος [100]:

$$\nabla^2 E + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}$$
(5.23)

Ο όρος στο δεξιό μέρος της (5.23) είναι η μη γραμμική πόλωση P_{NL} . Η πόλωση αποτελείται από ενα γραμμικό και ένα μη γραμμικό μέρος

$$P = \varepsilon_0 \chi_L E + P_{NL} \tag{5.24}$$

όπου

$$P_{NL} = 2d_{ijk}E_jE_k \tag{5.25}$$

Θεωρώντας τρία μονοχρωματικά κύματα με συχνότητες ω_1 , ω_2 και ω_3 τα ηλεκτρικά τους πεδία μπορούν να εκφραστούν από:

$$\begin{split} E_i(z,t) &= \frac{1}{2} [E_{1i}(z) \exp i(\omega_1 t - k_1 z) + c.c.] \\ E_k(z,t) &= \frac{1}{2} [E_{2k}(z) \exp i(\omega_2 t - k_2 z) + c.c.] \\ E_j(z,t) &= \frac{1}{2} [E_{3j}(z) \exp i(\omega_3 t - k_3 z) + c.c.] \end{split} \tag{5.26}$$

όπου τώρα *i*, *j*, *k* είναι καρτεσιανές συντεταγμένες για *x* ή *y*, *k*₁, *k*₂, *k*₃ είναι οι σταθερές διάδοσης των τριών κυμάτων και *c.c.* είναι το μιγαδικό συζυγές. Η επίλυση της κυματικής εξίσωσης για τα πεδία αυτά οδηγεί στις ακόλουθες πρώτης τάξης μη γραμμικές διαφορικές εξισώσεις [87]:

$$\begin{split} \frac{dE_1}{dz} &= -i\omega_1 \sqrt{\mu_0/\varepsilon_1} d_{ijk} E_3 E_2^* \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{dE_2}{dz} &= -i\omega_2 \sqrt{\mu_0/\varepsilon_2} d_{kij} E_1^* E_3 \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{dE_3}{dz} &= -i\omega_3 \sqrt{\mu_0/\varepsilon_3} d_{jik} E_1 E_2 \exp(i\Delta kz) \end{split}$$
(5.27)

Η αναντιστοιχία των φάσεων, δηλαδή η διαφορά των σταθερών διάδοσης εκφράζεται από

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \tag{5.28}$$

Οι εξισώσεις (5.27), οι οποίες επιλύονται με την ολοκλήρωση στο μήκος z = L του μη γραμμικού υλικού, αποτελούν την βάση για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων της παραγωγής της δεύτερης αρμονικής και της τρίτης αρμονικής με άθροισμα συχνοτήτων. Όπως φαίνεται στην (5.27) τα κύματα με συχνότητες ω_1 και ω_2 εξασθενούν κατά την διάδοση στο μέσο, ενώ το κύμα με ω_3 ισχυροποιείται.

5.4.2 Παραγωγή δεύτερης αρμονικής

Η παραγωγή δεύτερης αρμονικής είναι ή εκφυλισμένη κατάσταση των αλληλεπιδράσεων των τριών καταστάσεων όπου τα δύο κύματα έχουν ίσες συχνότητες $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ και $\omega_3 = 2\omega$. Οι εξισώσεις (5.27) γίνονται:

$$\frac{dE_{\omega}}{dz} = -i\omega\sqrt{\mu_0/\varepsilon_{\omega}}d_{ijk}E_{2\omega}E_{\omega}^*\exp(-i\Delta kz)$$
(5.29)

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = -i2\omega(1/2)\sqrt{\mu_0/\varepsilon_{2\omega}}d_{jik}E_{\omega}^2\exp(i\Delta kz)$$
(5.30)

Ο παράγοντας (1/2) εισάγεται στην (5.30) για να εκφράσει τον εκφυλισμό $\omega_1 = \omega_2$. Για την αποτελεσματική μεταφορά ενέργειας είναι απαραίτητο τα κύματα που αλληλεπιδρούν να διατηρούν την ίδια φάση:

$$\Delta k = 0 \quad \Rightarrow \quad k_{2\omega} = k_{\omega} + k_{\omega} \tag{5.31}$$

Λαμβάνοντας υπόψιν ότι $k_{\omega} = 2\pi n_{\omega}/\lambda_0$ και $k_{2\omega} = 4\pi n_{2\omega}/\lambda_0$ από την (5.31) συνεπάγεται ισότητα των δεικτών διάθλασης $n_{\omega} = n_{2\omega}$. Η αναντιστοιχία φάσεων εκφράζεται τώρα από:

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda_0} (n_\omega - n_{2\omega}) \tag{5.32}$$

όπου λ_0 είναι το μήκος κύματος του αρχικού κύματος στο κενό.

Μετά από σειρά υπολογισμών για την επίλυση των (5.29) και (5.30) καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση που εκφράζει την απόδοση μετατροπής του κύματος συχνότητας ω σε κύμα με συχνότητα 2ω [87, 100]:

$$\eta = \eta_m s n^2 \left[\sqrt{\frac{\eta_0}{\eta_m}}, \eta_m^2 \right]$$
(5.33)

όπου

$$\eta_m = 1 + \frac{\delta^2}{2\eta_0} - \sqrt{\left(1 + \frac{\delta^2}{2\eta_0}\right)^2 - 1}$$
(5.34)

Στην (5.34) το μέγεθος η_0 ονομάζεται "drive" και σχετίζεται με την ένταση του αρχικού πεδίου I_ω από:

$$\eta_0 = C^2 L^2 I_\omega \tag{5.35}$$

όπου

$$C^{2} = \frac{8\pi^{2}d_{eff}^{2}}{\varepsilon_{0}c\lambda_{0}^{2}n_{\omega}^{3}} \quad \text{kor} \quad I_{\omega} = \frac{n_{\omega}E_{\omega}^{2}}{2\sqrt{\mu_{0}/\varepsilon_{0}}}$$
(5.36)

Το μέγεθος
 δ ονομάζεται φασική αναντιστοιχία και δίνεται από:

$$\delta = \frac{\Delta kL}{2} \tag{5.37}$$

Η έκφραση sn(u,m) είναι η ελλειπτική συνάρτηση Jacobi. Είναι μια περιοδική συνάρτηση με όρισμα u, και περίοδο που καθορίζεται από τον συντελεστή m. Για m = 0 η ελλειπτική συνάρτηση γίνεται ημιτονική sn(u,0) = sin(u), ενώ για m = 1 η περίοδος γίνεται άπειρη sn(u,1) = tanh(u). Η μέγιστη τιμή που μπορεί να πάρει η συνάρτηση αυτή είναι 1. Έτσι ο



Σχήμα 5.8: Οι κατευθύνσεις πόλωσης της αρχικής δέσμης και της δεύτερης αρμονικής στους δύο τύπους αντιστοίχισης φάσης [87]. Ζ είναι ο οπτικός άξονας του κρυστάλλου και θ η γωνία της κατεύθυνσης διάδοσης της δέσμης.

όρος η_m μπροστά από την συνάρτηση, που ορίζεται στην (5.34), καθορίζει την μέγιστη απόδοση που μπορεί να επιτευχθεί για το βέλτιστο "drive".

Έτσι, οι παράγοντες που πρέπει να ρυθμιστούν για την επίτευξη της βέλτιστης απόδοσης μετατροπής, είναι από την μια η πυκνότητα ισχύος της ακτινοβολίας I_{ω} και το μήκος του κρυστάλλου L, που καθορίζουν το "drive" η_0 , και από την άλλη η ελαχιστοποίηση της αναντιστοιχίας φάσης Δk .

5.4.3 Αντιστοίχιση φάσης

Μια αποτελεσματική μέθοδος που δίνει την δυνατότητα εξίσωσης των φασικών ταχυτήτων της αρχικής ακτινοβολίας με την ακτινοβολία της δεύτερης αρμονικής σχετίζεται με την ρύθμιση της διασποράς χρησιμοποιώντας την φυσική διπλοθλαστικότητα των μοναξονικών η διαξονικών κρυστάλλων. Οι κρύσταλλοι αυτοί έχουν δύο δείκτες διάθλασης, για μια δεδομένη κατεύθυνση διάδοσής, που αντιστοιχούν στις δύο ορθογώνια πολωμένες δέσμες. Με κατάλληλη επιλογή της πόλωσης και της κατεύθυνσης διάδοσης είναι δυνατό να επιτευχθεί $\Delta k=0$. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται αντιστοίχιση φάσης (phase matching). Υπάρχουν δύο βασικοί τύποι αντιστοίχισης φάσης, ο τύπος Ι και ο τύπος ΙΙ (Σχ. 5.8). Στην αντιστοίχηση φάσης τύπου Ι η πόλωση της αρχικής δέσμης είναι κάθετη στον οπτικό άξονα του κρυστάλλου και η πόλωση της δεύτερης αρμονικής είναι κάθετη στην πόλωση της αρχικής δέσμης. Στην αντιστοίχιση τύπου ΙΙ ή αρχική δέσμη είναι πολωμένη σε κατεύθυνση 45° ως προς την κάθετη στον οπτικό άξονα του κρυστάλλου και η πόλωση της δεύτερης αρμονικής είναι κάθετη στην κάθετη του οπτικού άξονα. Σε κάθε τύπο αντιστοίχισης αντιστοιχεί μια γωνία (Θι και Θ_{II}) της κατεύθυνσης διάδοσης της δέσμης από τον οπτικό άξονα του κρυστάλλου, όπου επιτυγχάνεται τέλεια αντιστοίχιση φάσης. Ο μη γραμμικός συντελεστής d_{eff} εξαρτάται από την γωνία Θ και η μεγιστοποίησή του αποτελεί κριτήριο για την επιλογή του τύπου αντιστοίχισης φάσης για κάθε μη γραμμικού κρυστάλλου.

5.4.3.1 Γωνιακή ευαισθησία

Στην πράξη η επίτευξη πλήρους αντιστοίχισης φάσης δεν είναι δυνατη αφού οι δείκτες διάθλασης ενός μή γραμμικού κρυστάλλου εξαρτώνται από την θερμοκρασία, το μήκος κύματος και την γωνία διάδοσης της ακτινοβολίας ώς προς τον οπτικό άξονα του κρυστάλλου. Ακόμα και αν έχουμε μια πολύ στενή φασματικά δέσμη (π.χ. SLM Nd:YVO₄) και σταθερή θερμοκρασία, η γωνιακή απόκλιση της δέσμης στον κρύσταλλο προκαλεί μια αναπόφευκτη αναντιστοιχία φάσης. Για την ποσοτικοποίηση της ευαισθησίας ενός μη γραμμικού κρυστάλλου σε μεταβολές στην γωνία διάδοσης, εισάγεται η "γωνία αποδοχής" Δθ (acceptance angle). Η Δθ ορίζεται ως ή γωνιακή απόκλιση από την κατεύθυνση τέλειας αντιστοιχίας φάσης για την οποία η απόδοση της παραγωγής δεύτερης αρμονικής πέφτει στο μισό. Μέσω της Δθ ορίζεται η λεγόμενη "γωνιακή ευαισθησία" του κρυστάλλου $β_{\theta}$, η οποία είναι αντιστρόφως ανάλογή της Δθ.

$$\beta_{\theta} = \frac{5.56}{\Delta \theta L} \tag{5.38}$$

Η αναντιστοιχία φάσης που προκαλείται λόγω μιας γωνιακής απόκλισης δθ εκτιμάται από

$$\Delta k = \beta_{\theta} \delta \theta \tag{5.39}$$

Το μισό (HWHM) γωνιακό άνοιγμα μιας δέσμης μήκους κύματος λ_0 με παράμετρο ποιότητας M και ακτίνα ελάχιστης εγκάρσιας διατομής w_0 δίνεται από:

$$\delta\theta = \frac{\lambda_0 M^2}{\pi n_\omega w_0} \tag{5.40}$$

Έτσι η αντίστοιχή αναντιστοιχία φάσης που προκαλείται είναι

$$\Delta k = \frac{5.56}{\Delta \theta L} \frac{\lambda_0 M^2}{\pi n_\omega w_0} \tag{5.41}$$

5.4.4 Παραγωγή τρίτης αρμονικής

Η αποτελεσματική μετατροπή της εξόδου του laser στην τρίτη αρμονική συχνότητα είναι ένα παράδειγμα της παραγωγής αθροίσματος συχνοτήτων μέσω της διαδικασίας μίξης τριών κυμάτων. Η αλληλεπίδραση δύο κυμάτων εισόδου με συχνότητες ω και 2ω σε ένα μη γραμμικό μέσο παράγει ένα τρίτο κύμα με συχνότητα 3ω. Η παραγωγή του αθροίσματος των συχνοτήτων εξαρτάται από τρεις παράγοντες:

- Την μη γραμμική τροφοδοσία που σχετίζεται με την ένταση των δεσμών εισόδου
- Την αναντιστοιχία φάσης μεταξύ των τριών αλληλεπιδρώντων κυμάτων
- Τον λόγο των εντάσεων των δύο δεσμών εισόδου

Για την έκφραση των σχετικών εντάσεων των κυμάτων εισόδου ορίζουμε τον παράγοντα Μ από:

$$M = \frac{I_{2\omega}}{I_{\omega} + I_{2\omega}} \tag{5.42}$$

Θεωρώντας ότι τα κύματα που αλληλεπιδρούν (ω και 2ω) για την παραγωγή της τρίτης αρμονικής προέρχονται από μια διαδικασία παραγωγής της δεύτερης αρμονικής από ένα αρχικό κύμα συχνότητας ω, ο παράγοντας M ταυτίζεται ουσιαστικά με την απόδοσή μετατροπής της δεύτερης αρμονικής:

$$M \equiv \eta_{SH}$$

όπου του SH προκύπτει από τον αγγλικό όρο "second harmonic".

Από την επίλυση των εξισώσεων (5.27) για $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = 2\omega$ και $\omega_3 = 3\omega$, και για M < 2/3 προκύπτει η παρακάτω έκφραση για την απόδοση μετατροπής σε τρίτη αρμονική (third harmonic, TH) [87]:

$$\eta_{TH} = \eta_m s n^2 \left(\sqrt{\frac{\eta_0}{\eta_m}}, m \right) \tag{5.43}$$

όπου

$$\eta_0 = 9M^2(1-M)C^2L^2I_{in}(\omega), \qquad I_{in}(\omega) = I_\omega + I_{2\omega}$$
(5.44)

$$m = \frac{\left[2 - \sigma + \varepsilon \mp \sqrt{(\sigma - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon}\right]^2}{4(1 - \sigma)}$$
(5.45)

$$\eta_m = (3/4)M\left[2 - \sigma + \varepsilon \mp \sqrt{(\sigma - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon}\right]$$
(5.46)

$$\sigma = \frac{3M-2}{M}, \qquad \varepsilon = \frac{3\delta^2(1-M)}{\eta_0}$$
(5.47)

με πρόσημο μείον για $\delta > 0$ και συν για $\delta = 0$.

Οι αντίστοιχες πολώσεις των κυμάτων για συνδυασμούς τύπων αντιστοίχισης φάσης τύπος Ι - τύπος ΙΙ και τύπος ΙΙ - τύπος ΙΙ για την παραγωγή δεύτερης και τρίτης αρμονικής, φαίνονται στην εικόνα 5.9.



Σχήμα 5.9: Πολώσεις των κυμάτων για συνδυασμούς τύπων αντιστοίχισης φάσης τύπος Ι - τύπος ΙΙ και τύπος ΙΙ - τύπος ΙΙ για την παραγωγή δεύτερης - τρίτης αρμονικής

Κεφάλαιο 6

Προσομοίωση Παλμικής Ενίσχυσης Laser Στερεάς Κατάστασης

Βασικό στοιχείο της διαδικασίας σχεδίασης της οπτικής διάταξης παλμικής ενίσχυσης του Laser, ήταν η ανάπτυξη προγράμματος προσομοίωσης. Κύριος σκοπός της προσομοίωσης ήταν να υπάρξει μια θεωρητική μελέτη του αναμενόμενου αποτελέσματος διαφόρων οπτικών διατάξεων και των παραμέτρων που επιδρούν σε αυτό, ώστε να καταλήξουμε σε μια βέλτιστη, με όρους απόδοσης και κόστους πειραματική διάταξη, ελαχιστοποιώντας τους πειραματισμούς μας με πραγματικά οπτικά στοιχεία.

Η ανάπτυξη του προγράμματος ξεκίνησε αφού πρώτα διαπιστώθηκε μια έλλειψη έτοιμων λογισμικών στον εν λόγω τομέα. Λογισμικά στην αγορά όπως το LASCAD αλλά και πολλές δημοσιευμένες μελέτες μοντελοποίησης laser, δεν αναφέρονται στην προσομοίωση διατάξεων οπτικής ενίσχυσης αλλά στην προσομοίωση ταλάντωσης του φωτός μέσα σε οπτικές κοιλότητες Laser, ενώ σε διάφορες δημοσιεύσεις όπου γίνεται θεωρητική - αριθμητική μελέτη διατάξεων οπτικής ενίσχυσης [101], η μελέτη περιορίζεται σε διατάξεις διαμήκους οπτικής άντλησης (end -pumping) με εξιδανικευμένες συνθήκες (κυκλική συμμετρία, ομοιόμορφο εγκάρσιο προφίλ της δέσμης άντλησης, ενίσχυση χαμηλού σήματος κ.α.).

6.1 Γενική περιγραφή των δυνατοτήτων του προγράμματος

Το πρόγραμμα είναι γραμμένο σε γλώσσα MATLAB και διαθέτει Grafical User Interface ώστε να είναι πιο εύχρηστο. Προσομοιώνει την διάδοση παλμών σε ενεργούς κρυστάλλους τεσσάρων επιπέδων (four-level system) οι οποίοι αντλούνται οπτικά από πηγή ακτινοβολίας συνεχούς κύματος (CW pumping).

Παρακάτω παρατίθενται κάποιες βασικές δυνατότητες του προγράμματος. Μια πιο αναλυτική περιγραφή του προγράμματος δίνεται στις επόμενες υποενότητες.

• Το πρόγραμμα παρέχει την δυνατότητα προσομοίωσης μεμονωμένων παλμών αλλά και

απεριόριστων διαδοχικών περιοδικών παλμών με δυνατότητα ρύθμισης του ρυθμού επαναληψιμότητάς τους

- Παρέχει δυνατότητα προσομοίωσης συστήματος οπτικής ενίσχυσης με οπτική άντληση του κρυστάλλου στην κατεύθυνση της δέσμης (end-pumping), αλλά και οπτική άντληση κάθετα στην κατεύθυνση διάδοσης την δέσμης (side-pumping)
- Παρέχει δυνατότητα προσομοίωσης πολλαπλών περασμάτων της δέσμης μέσα από τον ενεργό κρύσταλλο, μέθοδος που εφαρμόζεται για την αποτελεσματικότερη άντληση της αποθηκευμένης ενέργειας από τον κρύσταλλο.
- Δίνει στον χρήστη την δυνατότητα να προσδιορίσει την μορφή της κατανομής της ισχύος της ακτινοβολίας άντλησης πάνω στην επιφάνεια οπτικής άντλησης του κρυστάλλου
- Δίνει στον χρήστη την δυνατότητα να προσδιορίσει την αρχική μορφή του εγκάρσιου προφίλ της δέσμης
- Δίνει στον χρήστη την δυνατότητα να προσδιορίσει την αρχική μορφή των παλμών του laser
- Παρέχει την δυνατότητα πολλαπλών διαδοχικών προσομοιώσεων με αυτόματη μεταβολή επιλεγμένων από τον χρήστη παραμέτρων ώστε να γίνεται πιο αποδοτικά η παρακολούθηση της συμπεριφοράς του συστήματος
- Ο χρήστης έχει την δυνατότητα να παρακολουθεί τα στάδια της διαδικασίας ενίσχυσης της δέσμης, την μεταβολή του εγκάρσιου προφίλ και του προφίλ του παλμού, καθώς αυτός διέρχεται μέσα από τον κρύσταλλο
- Στην προσομοίωση δεν συνυπολογίζονται φαινόμενα που οδηγούν σε μη επιθυμητή αποδιέγερση του ενεργού κρυστάλλου, όπως:
 - εσωτερικές ανακλάσεις εξαιτίας της σκέδασης της δέσμης στις επιφάνειες του κρυστάλλου
 - διεγέρσεις σε ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις με ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε ιόντα που βρίσκονται στην άνω ενεργειακή κατάσταση του κρυστάλλου (Energy-Transfer-Upconversion)
 - απορρόφηση της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης από διεγερμένα άτομα του κρυστάλλου (Excited State Absorption)
 - ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε διεγερμένα και μη διεγερμένα ιόντα του κρυστάλλου (Cross Relaxation)
- Στην προσομοίωση δεν συνυπολογίζονται θερμικά φαινόμενα που επηρεάζουν την ποιότητα της ενισχυμένης δέσμης, όπως:


Σχήμα 6.1: Αναπαράσταση της διακριτοποίησης του ενεργού κρυστάλλου.



Σχήμα 6.2: Αναπαράσταση της διακριτοποίησης του παλμού.

- διπλοθλαστικότητα που προκύπτει από θερμική καταπόνηση του κρυστάλλου (Thermal Stress Induced Birefringence)
- Aberrated Thermal Lensing

6.2 Αναλυτική περιγραφή των υπολογιστικών μεθόδων του προγράμματος προσομοίωσης

Η προσομοίωση βασίζεται στην διακριτοποίηση του συστήματος δέσμης - κρυστάλλου. Αρχικά και δεδομένων των διαστάσεων του κρυστάλλου, αυτός διαιρείται σε στοιχεία με την βοήθεια ενός πλέγματος (Σχήμα 6.1). Έτσι ο κρύσταλλος προσομοιώνεται με έναν τρισδιάστατο πίνακα δεδομένων όπου σε κάθε στοιχείο του καταγράφεται αριθμητικά ο βαθμός διέγερσης ή η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού $\Delta n_{i,j,k}$. Η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού θεωρούμε ότι είναι ομοιόμορφα κατανεμημένη στον όγκο του στοιχείου αυτού και συμπίπτει με την πυκνότητα των διεγερμένων ιόντων σε έναν ενεργό κρύσταλλο τεσσάρων επιπέδων.

Αντίστοιχα οι αρχικοί παλμοί του laser προσομοιώνονται με μια σειρά διαδοχικών στο χρόνο τετραγωνικών παλμών σταθερών πεπερασμένων χρονικών διαστημάτων (Σχήμα 6.2). Το εγκάρσιο προφίλ καθενός από τα χρονικά αυτά στοιχεία του παλμού περιγράφεται με έναν δισδιάστατο πίνακα προσαρμοσμένο στο πλέγμα με το οποίο έγινε η διακριτοποίηση του κρυστάλλου. Έτσι τελικά συνολικά ο παλμός περιγράφεται με έναν τρισδιάστατο πίνακα, η μια διάταση του οποίου αντιστοιχεί στον χρόνο. Σε κάθε στοιχείο του πίνακα καταγράφεται αριθμητικά η, ομοιόμορφα κατανεμημένη στο στοιχείο αυτό, πυκνότητα φωτονίων $\varphi_{i,i,k}$. Οι



Σχήμα 6.3: Κατανομή της έντασης της ακτινοβολίας (κόκκινο) γραμμικής συστοιχίας διοδικών lasers (diode bar) στην επιφάνεια άντλησης του κρυστάλλου.

υπολογισμοί της προσομοίωσης γίνονται σε δύο φάσεις:

- Αρχικά υπολογίζεται η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου λόγω της οπτικής του άντλησης. (Φάση οπτικής άντλησης)
- Στην συνέχεια υπολογίζεται η πυκνότητα φωτονίων των στοιχείων παλμού και παραμένουσα πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου, μετά την διέλευση του παλμού από το εσωτερικό του. (Φάση ενίσχυσης).

Οι δύο αυτές φάσεις των υπολογισμών περιγράφονται αναλυτικά στις επόμενες παραγράφους.

6.2.1 Υπολογισμός της διέγερσης του κρυστάλλου λόγω της οπτικής άντλησής του

Ο κρύσταλλος ενεργοποιείται με την ακτινοβόλησή του (οπτική άντληση) από εξωτερική φωτεινή πηγή (Διοδικό laser). Αρχικά προσδιορίζεται η κατανομή της έντασης της ακτινοβολίας στην επιφάνεια άντλησης του κρυστάλλου $I_{[ij0]}$ (Σχήμα 6.3 και 6.4). Για την απλοποίηση του υπολογισμού της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού στον όγκο το κρυστάλλου, γίνονται οι παρακάτω παραδοχές:

- Θεωρούμε ότι ακτινοβολία προσπίπτει κάθετα στην επιφάνεια άντλησης του κρυστάλλου και το γωνιακό της άνοιγμα, και στις δύο εγκάρσιες κατευθύνσεις, είναι μηδέν. Αυτή η παραδοχή προσεγγίζει ικανοποιητικά την πραγματικότητα όταν χρησιμοποιούνται φακοί μπροστά από την έξοδο ενός διοδικού laser ή μιας συστοιχίας διοδικών laser για να παραλληλίσουν την δέσμη στον κρύσταλλο. Στην περίπτωση που η ακτινοβολία δεν είναι παράλληλη ή προσπίπτει στον κρύσταλλο υπό γωνία, τότε μπορούμε να έχουμε ικανοποιητική προσέγγιση της πραγματικότητας μόνο εφόσον οι ιδιότητες του κρυστάλου είναι τέτοιες ώστε η ακτινοβολία να απορροφάται πολύ κοντά στην επιφάνεια άντλησης του κρυστάλλου.
- Θεωρούμε ότι τα γεγονότα που σχετίζονται με την ενίσχυση των παλμών του MASTER laser (t_{pulse}) είναι πολύ σύντομα σε σχέση με τον ρυθμό οπτικής άντλησης του κρυστάλλου (W_p) και την επαναληπτικότητα των παλμών του MASTER laser (R_{pulses}) .

$$t_{pulse} << W_p^{-1}, R_{pulses}^{-1}$$

:

Έτσι, γίνεται προσεγγιστικά πλήρης διαχωρισμός της διαδικασίας οπτικής άντλησης από την διαδικασία παλμικής ενίσχυσης και η οπτική άντληση λαμβάνει χώρα στα μεσοδιαστήματα ανάμεσα στους παλμούς του MASTER laser ($\Delta t_{pump} = R_{pulses}^{-1}$).

Η εξίσωση που περιγράφει τον ρυθμό διέγερσης του κρυστάλλου είναι [101]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \sigma_a I_p (n_{tot} - \Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau}$$
(6.1)

όπου Δn η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού, n_{tot} η συνολική πυκνότητα των ενεργών ιόντων του κρυστάλλου, τ ο χρόνος ζωής των ιόντων στην άνω ενεργειακή κατάσταση του κρυστάλλου, I_p η ένταση της ακτινοβολίας άντλησης ($\varphi \omega \tau \nu \iota \alpha / sec \cdot cm^2$) και σ_a η ενεργός διατομή απορρόφησης της ακτινοβολίας άντλησης. Το πρώτο σκέλος του δεξιού μέρους της εξίσωσης περιγράφει την διέγερση του κρυστάλλου εξαιτίας της ακτινοβολίας I_p , ενώ το δεύτερο περιγράφει την αυθόρμητη αποδιέγερσή του.

6.2.1.1 Υπολογισμός της διέγερσης του κρυστάλλου μετά από "άπειρο" χρόνο οπτικής άντλησης

Στην περίπτωση που ενδιαφερόμαστε να προσομοιώσουμε την διαδικασία ενίσχυσης ενός μεμονωμένου παλμού που διέρχεται από ενεργό κρύσταλλο σε ισορροπία μετά από συνεχή οπτική άντληση, τότε μπορούμε να αρκεστούμε στον υπολογισμό της στάσιμης λύσης $(t \to \infty)$ της εξίσωσης (6.1):

$$\Delta n(z) = \frac{\sigma_a I_p(z) n_{tot}}{\sigma_a I_p(z) + \frac{1}{\tau}}$$
(6.2)

όπου z είναι το βάθος του κρυστάλλου στην κατεύθυνση της ακτινοβολίας άντλησης με z=0 στην επιφάνεια άντλησης.

Στην εξίσωση (6.2) το $I_p(z)$ είναι η ένταση της ακτινοβολίας άντλησης στα διάφορα βάθη (z) του κρυστάλλου. Η ακτινοβολία αυτή απορροφάται από τον κρύσταλλο καθώς διεισδύει στο εσωτερικό του διεγείροντας τα ιόντα πρόσμιξης του. Ο συντελεστής απορρόφησης της ακτινοβολίας εξαρτάται από την πυκνότητα των ιόντων πρόσμιξης που βρίσκονται στην θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση ($n_{tot} - \Delta n(z)$):

$$\alpha(z) = \sigma_a(n_{tot} - \Delta n(z)) \tag{6.3}$$

Η διαδικασία απορρόφησης της ακτινοβολίας άντλησης περιγράφεται από την παρακάτω διαφορική εξίσωση:

$$\frac{\partial I_p(z)}{\partial z} = -a(z)I_p(z) \tag{6.4}$$

Τα στοιχεία του κρυστάλλου που συνορεύουν με την επιφάνεια άντλησης υπόκεινται σε ακτινοβολία άντλησης έντασης I^[ij0] (βλεπέ Σχ.6.4). Έτσι μπορεί με βάση την (6.2) να υπολογιστεί η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων αυτών στην κατάσταση ισορροπίας

$$\label{eq:angle_states} \begin{split} \Delta n^{[ij1]} = \frac{\sigma_a I^{[ij0]} n_{tot}}{\sigma_a I^{[ij0]} + \frac{1}{\tau}} \end{split}$$



Σχήμα 6.4: Διαμέριση του ενεργού κρυστάλλου.

Ο συντελεστής απορρόφησης των επιφανειακών στοιχείων του κρυστάλλου, [i, j, 1], υπολογίζεται με βάση την εξίσωση (6.3):

$$\alpha^{[ij1]} = \sigma_a (n_{tot} - \Delta n^{[ij1]})$$

Ενώ η ένταση της ακτινοβολίας στην οποία υπόκεινται τα αμέσως επόμενα στοιχεία του κρυστάλλου προκύπτει από την επίλυση της εξίσωσης (6.4):

$$I^{[ij1]} = I^{[ij0]} e^{-\alpha^{[ij1]}\delta z}$$

όπου δz είναι διάσταση των στοιχείων του κρυστάλλου στην κατεύθυνση της ακτινοβολίας άντλησης.

Επαναλαμβάνοντας τα παραπάνω βήματα διαδοχικά για τα επόμενα στοιχεία του κρυστάλλου στην κατεύθυνση της ακτινοβολίας άντλησης (k), προκύπτει η παρακάτω ακολουθία:

$$\begin{split} \Delta n^{[ijk]} &= \frac{\sigma_a I^{[ij(k-1)]} n_{tot}}{\sigma_a I^{[ij(k-1)]} + \frac{1}{\tau}} \\ \alpha^{[ijk]} &= \sigma_a (n_{tot} - \Delta n^{[ijk]}) \\ I^{[ijk]} &= I^{[ij(k-1)]} e^{-\alpha^{[ijk]} \delta z} \end{split}$$
(6.5)

Χρησιμοποιώντας την ακολουθία εξισώσεων (6.5) υπολογίζουμε τελικά την πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού για όλα τα στοιχεία του κρυστάλλου ($\Delta n^{[ijk]}$). Μία απεικόνιση του $\Delta n^{[ijk]}$ από παράδειγμα προσομοίωσης φαίνεται στο σχήμα 6.5.

6.2.1.2 Υπολογισμός της διέγερσης του κρυστάλλου μετά από πεπερασμένο χρόνο οπτικής άντλησης

Για την προσομοίωση της οπτικής ενίσχυσης διαδοχικών παλμών με πεπερασμένη επαναληπτικότητα, ο υπολογισμός της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού με βάση την στάσιμη λύση (6.2) της εξίσωσης (6.1) όπως υπολογίστηκε παραπάνω, δεν αρκεί. Η διαδικασία της



Σχήμα 6.5: Αναπαράσταση του τρισδιάστατου πίνακα της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου $\Delta n^{[ijk]}$

οπτικής άντλησης δεν συντελείται για απεριόριστο χρονικό διάστημα ώστε το σύστημα να φτάσει σε ισορροπία, αλλά μόνο για το χρονικό διάστημα Δt_{rep} που μεσολαβεί ανάμεσα σε δυο διαδοχικούς παλμούς του MASTER laser.

Η επίλυση της εξίσωσης (6.1) για πεπερασμένο χρόνο δεν είναι τετριμμένη αφού και η ένταση της ακτινοβολίας άντλησης στον όγκο του κρυστάλλου είναι χρονικά μεταβαλλόμενη δεδομένης της εξάρτησής της απο την πυκνότητα αναστροφής πλυθυσμου (Εξ. 6.4 και 6.3). Έτσι για να υπολογίσουμε την πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού μετά από χρόνο Δt_{rep} , χωρίζουμε το χρονικό διάστημα Δt_{rep} σε M ίσα διαστήματα δt ,

$$t_0, \underbrace{t_1, t_2}_{\delta t}, t_3, \dots, t_m, \dots t_M$$
όπου $m = 0, 1, 2, \dots M$ και $\Delta t_{rep} = t_M - t_0$

και θεωρούμε την ένταση της ακτινοβολίας χρονοανεξάρτητη μέσα σε αυτά τα διαστήματα.

$$I_1(z), I_2(z), I_3(z), \dots, I_m(z), \dots, I_M(z) \tag{6.6}$$

όπου $I_m(z)$ η ένταση της ακτινοβολίας άντλησης στο χρονικό διάστημα $[t_{m-1}, t_m]$. Η γενική λύση της (6.1) τώρα υπολογίζεται για χρονοανεξάρτητο I(z) και είναι:

$$\Delta n(z,t) = \frac{\sigma_a I(z) n_{tot}}{\sigma_a I(z) + \frac{1}{\tau}} + \left(\Delta n_{t_0}(z) - \frac{\sigma_a I(z) n_{tot}}{\sigma_a I(z) + \frac{1}{\tau}} \right) e^{-(\sigma_a I(z) + \frac{1}{\tau})(t - t_0)}$$
(6.7)

Στο όριο $t \to \infty$, η εξίσωση (6.7) συμπίπτει με την στάσιμη λύση (6.2) της προηγούμενης παραγράφου.

Από την εξίσωση (6.7), με βάση την μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στην προηγούμενη παράγραφο και αν θεωρήσουμε γνωστή την πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου ($\Delta n_{t_{m-1}}^{[ijk]}$)την χρονική στιγμή t_{m-1} , προκύπτουν οι παρακάτω εξισώσεις που οδηγούν στον υπολογισμό της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού ($\Delta n_{t_m}^{[ijk]}$) την χρονική στιγμή t_m σε όλα τα στοιχεία του κρυστάλλου:

$$\begin{split} \Delta n_{t_m}^{[ijk]} &= \frac{\sigma_a I_m^{[ij,k-1]} n_{tot}}{\sigma_a I_m^{[ij,k-1]} + \frac{1}{\tau}} + \left(\Delta n_{t_{m-1}}^{[ijk]} - \frac{\sigma_a I_m^{[ij,k-1]} n_{tot}}{\sigma_a I_m^{[ij,k-1]} + \frac{1}{\tau}} \right) e^{-(\sigma_a I_m^{[ij,k-1]} + \frac{1}{\tau})\delta t} \\ \alpha_m^{[ijk]} &= \sigma_a (n_{tot} - \Delta n_{t_m}^{[ijk]}) \\ I_m^{[ijk]} &= I_m^{[ij(k-1)]} e^{-\alpha_m^{[ijk]} \delta z} \end{split}$$
(6.8)

Ξεκινώντας από την χρονική στιγμή t_0 , όπου η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού ($\Delta n_{t_0}^{[ijk]}$) είναι γνωστή, γίνεται διαδοχικά ο υπολογισμός των $\Delta n_{t_1}^{[ijk]}$, $\Delta n_{t_2}^{[ijk]}$, ..., $\Delta n_{t_M}^{[ijk]}$ με την χρήση των Εξ.(6.8).

Το $\Delta n_{t_M}^{[ijk]}$ είναι ο τρισδιάστατος πίνακας τιμών της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου, που επιτεύχθηκε με την οπτική του άντληση κατά την χρονική διάρκεια μεταξύ δύο παλμών του MASTER laser. Ο πίνακας αυτός χρησιμοποιείται, όπως περιγράφεται στην επόμενη παράγραφο, για τον υπολογισμό της ενίσχυσης του παλμού καθώς αυτός διέρχεται μέσα από τον κρύσταλλο.

6.2.2 Υπολογισμός της οπτικής ενίσχυσης του παλμού του MASTER laser καθώς αυτός διέρχεται από τον κρύσταλλο

Γνωρίζοντας τον βαθμό διέγερσης του κρυστάλλου ($\Delta n^{[ijk]}$) από την οπτική του άντληση μπορούμε να προχωρήσουμε στον υπολογισμό της ενίσχυσης του παλμού καθώς αυτός διέρχεται μέσα από τον κρύσταλλο. Θεωρούμε, όπως προαναφέρθηκε, ότι υπάρχει πλήρης διαχωρισμός της διαδικασίας οπτικής άντλησης από την διαδικασία παλμικής ενίσχυσης. Έτσι κατά την διάρκειας της τελευταίας θεωρούμε ότι ο κρύσταλλος δεν αντλείται οπτικά από κάποια εξωτερική πηγή. Επίσης θεωρούμε ότι ο ρυθμός αυθόρμητης αποδιέγερσης του κρυστάλλου είναι αμελητέος σε σχέση με την ταχύτητα των γεγονότων της παλμικής ενίσχυσης.

$$rac{1}{ au} \ll rac{1}{t_p}$$
 όπου $t_p \, \eta$ διάρκεια του παλμού

Έτσι η μεταβολή του βαθμού διέγερσης του κρυστάλλου, κατά την διάρκεια της διάδοσης του παλμού στο εσωτερικό του, συνδέεται αποκλειστικά και μόνο με την διαδικασία της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης και περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση [87]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -c\sigma_s \Delta n\varphi \tag{6.9}$$

Ενώ η εξίσωση που περιγράφει την διάδοση των φωτονίων του παλμού μέσα στον κρύσταλλο στη μια διάσταση (x) είναι [87]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = c\sigma_s \Delta n\varphi - \frac{\partial \varphi}{\partial x}c \tag{6.10}$$

όπου c η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στον κρύσταλλο, σ_s η ενεργός διατομή της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης, φ η πυκνότητα των φωτονίων στον παλμό και Δn η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού.

Η επίλυση των εξισώσεων (6.9) και (6.10) έγινε για πρώτη φορά από τους Lee M. Frantz και John S. Nodvik το 1963. Όπως περιγράφεται στην αντίστοιχη δημοσίευση [99] οι γενικές λύσεις είναι:

$$\varphi(x,t) = \frac{\varphi_0(t-x/c)}{1 - \{1 - exp[-\sigma_s \int_0^x \Delta n_0(x')dx']\}exp[-\sigma_s c \int_{-\infty}^{t-x/c} \varphi_0(t')dt']}$$
(6.11)

$$\Delta n(x,t) = \frac{\Delta n_0(x)exp[-\sigma_s \int_0^{t} \Delta n_0(x')dx']}{exp[\sigma_s c \int_{-\infty}^{t-x/c} \varphi_0(t')dt'] + exp[-\sigma_s \int_0^x \Delta n_0(x')dx'] - 1}$$
(6.12)

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, ο παλμός του MASTER laser περιγράφεται με μια σειρά από διαδοχικούς τετραγωνικούς παλμούς ίσου χρονικού εύρους δt_e , τους οποίους ας ονομάσουμε "χρονικά στοιχεία" του παλμού. Έτσι η διάδοση ενός "χρονικού στοιχείου" του παλμού μέσα από ένα στοιχείο του κρυστάλλου υπολογίζεται από τις λύσεις των εξισώσεων (6.9) και (6.10) για τετραγωνικό παλμό διάρκειας δt_e και πυκνότητας φωτονίων φ_0 που διέρ-χεται μέσα από μέσο με ομοιογενή πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού Δn_0 :

$$\varphi(x,t) = \begin{cases} \frac{\varphi_0}{1 - [1 - exp(-\sigma_s \Delta n_0 x)]exp[-\sigma_s \varphi_0 c(t - x/c)]} & , 0 \le t - x/c \le \delta t_e \\ 0 & , \alpha \lambda \lambda \circ \acute{v} \end{cases}$$
(6.13)

$$\Delta n(x,t) = \begin{cases} \Delta n_0 & ,t-x/c \leq 0\\ \frac{\Delta n_0 exp(-\sigma_s \Delta n_0 x)}{exp[\sigma_s \varphi_0 c(t-x/c)] + exp(-\sigma_s \Delta n_0 x) - 1} & ,0 \leq t-x/c \leq \delta t_e \\ \frac{\Delta n_0 exp(-\sigma_s \Delta n_0 x)}{exp[\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e] + exp(-\sigma_s \Delta n_0 x) - 1} & ,t-x/c \geq \delta t_e \end{cases}$$
(6.14)

όπου t=0είναι η χρονική στιγμή που ο παλμός εισέρχεται στο στοιχείο του κρυστάλλου και x=0είναι η αρχή του στοιχείου.

Μια εικόνα για τον τρόπο που ο τετραγωνικός παλμός διαμορφώνεται καθώς περνάει μέσα από ένα στοιχείο του κρυστάλλου φαίνεται στο Σχ.6.6i όπου παρατίθεται ένα παράδειγμα του προφίλ του παλμού στην έξοδο ενός στοιχείου διάστασης δx_e

$$\varphi(\delta x_e, t + \delta x_e/c) = \frac{\varphi_0}{1 - [1 - exp(-\sigma_s \Delta n_0 \delta x_e)]exp(-\sigma_s \varphi_0 ct)} \tag{6.15}$$

συγκριτικά με το προφίλ του παλμού στην είσοδο του στοιχείου ($\varphi(0,t)$). Στο Σχ.6.6ii παρατηρούμε και την πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού του στοιχείου του κρυστάλλου, πριν ($\Delta n(x,0) = \Delta n_0$) και μετά την ενίσχυση του παλμού:

$$\Delta n(x, +\infty) = \frac{\Delta n_0 exp(-\sigma_s \Delta n_0 x)}{exp[\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e] + exp(-\sigma_s \Delta n_0 x) - 1}$$
(6.16)

Όπως φαίνεται στο Σχ.6.6i, ο παλμός μετά την ενίσχυσή του δεν είναι πια τετραγωνικός. Για να γίνει εφικτός ο υπολογισμός της ενίσχυσης του παλμού από το αμέσως επόμενο στοιχείο του κρυστάλλου, προχωράμε στον μετασχηματισμό του σε έναν ισοδύναμο τετραγωνικό παλμό με πυκνότητα φωτονίων ίση με την μέση πυκνότητα φωτονίων του πραγματικού (Σχ..6.6i):

$$\begin{split} \varphi(\delta x_e, t + \delta x_e/c) &\longrightarrow \overline{\varphi}(\delta x_e, \delta t_e, \Delta n_0, \varphi_0) = \frac{\int_0^{\delta t_e} \varphi(\delta x_e, t + \delta x_e/c) dt}{\delta t_e} = \\ &= \frac{1}{\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e} \ln \left[1 - (1 - e^{\sigma_s \Delta n_0 \delta x_e}) e^{-\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e} \right] + \frac{\Delta n_0 \delta x_e}{\varphi_0 c \delta t_e} + 1 \quad (6.17) \end{split}$$

όπου δx_e η διάσταση του στοιχείου του κρυστάλλου στην κατεύθυνση διάδοσης του παλμού, και δt_e η διάρκεια του παλμού.

Αντίστοιχος μετασχηματισμός γίνεται και για την ομογενοποίηση της πυκνότητας αναστροφής πληθυσμού του στοιχείου το κρυστάλλου μετά την διέλευση του παλμού (Σχ.6.6ii):

$$\begin{split} \Delta n(x,+\infty) &\longrightarrow \overline{\Delta n}(\delta x_e, \delta t_e, \Delta n_0, \varphi_0) = \frac{\int_0^{\delta x_e} \Delta n(x,+\infty) dx}{\delta x_e} = \\ &= \frac{2\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e - \ln\left[e^{2\sigma_s \varphi_0 c \delta t_e} + e^{-\sigma_s \Delta n_0 \delta x_e} - 1\right]}{\sigma_s \delta x_e} \quad (6.18) \end{split}$$

Για την περιγραφή της μεθοδολογίας που εφαρμόζεται στο πρόγραμμα προσομοίωσης, παίρνουμε ως παράδειγμα έναν παλμό ο οποίος εισέρχεται κάθετα στον κρύσταλλο μέσω μίας από τις παράλληλες στο επίπεδο yz πλευρές του (Σχ. 6.7). Η πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου, πριν την ενίσχυση του παλμού, δίνεται από τον πίνακα τιμών $\Delta n_q^{[ijk]}$, ενώ μετά την διέλευση q "χρονικών στοιχείων" του παλμού δίνεται από τον πίνακα τιμών $\Delta n_q^{[ijk]}$, όπου

$$i=1,2,\ldots,I \qquad j=1,2,\ldots,J \qquad k=1,2,\ldots,K$$

μετράνε τα στοιχεία του κρυστάλλου στην κατεύθυνση x,yκαι zαντίστοιχα και

$$q=1,2,\ldots,Q$$

μετράει τα" χρονικά στοιχεία" του παλμού (Σχ. 6.4). Η πυκνότητα φωτονίων των στοιχείων του παλμού πριν την οπτική του ενίσχυση δίνεται από τον πίνακα τιμών $\varphi_0^{q[jk]}$, ενώ μετά την διέλευσή του από *i* στοιχεία του κρυστάλλου δίνεται από τον πίνακα τιμών $\varphi_i^{q[jk]}$. Η διαμέριση του παλμού στις κατευθύνσεις *y* και *z* (διαστάσεις στοιχείων *j* και *k*), είναι ίδια με αυτή του κρυστάλλου στις αντίστοιχες κατευθύνσεις (Σχ. 6.7). Έτσι με βάση τις εξισώσεις (6.17) και (6.18) έχουμε τις παρακάτω ακολουθίες:

$$\varphi_i^{q[jk]} = \overline{\varphi}(\delta x_e, \delta t_e, \Delta n_{q-1}^{[ijk]}, \varphi_{i-1}^{q[jk]})$$
(6.19)

$$\Delta n_q^{[ijk]} = \overline{\Delta n}(\delta x_e, \delta t_e, \Delta n_{q-1}^{[ijk]}, \varphi_{i-1}^{q[jk]})$$
(6.20)

Δεδομένης της γνώσης των αρχικών $\varphi_0^{q[jk]}$ και $\Delta n_0^{[ijk]}$, και με την χρήση των εξισώσεων (6.19) και (6.20) γίνεται τελικά ο αριθμητικός υπολογισμός των τιμών $\varphi_I^{q[jk]}$ και $\Delta n_Q^{[ijk]}$, που



 (i) Τετραγωνικός παλμός πριν την ενίσχυση (μαύρη γραμμή), μετά την ενίσχυση (πράσινη γραμμή) και ο ισοδύναμος τετραγωνικός παλμός μετά την ενίσχυση (διακεκομμένη πράσινη γραμμή)



- (ii) Πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού πριν την διέλευση του παλμού (μαύρη γραμμή), μετά την διέλευση του παλμού (κόκκινη γραμμή) και η ισοδύναμη ομογενής πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού μετά την διέλευση του παλμού (διακεκομμένη κόκκινη γραμμή)
- **Σχήμα 6.6:** Παράδειγμα ενίσχυσης τετραγωνικού παλμού που διέρχεται μέσα από κρύσταλλο με ομοιογενή πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού.



Σχήμα 6.7: Αναπαράσταση της διαμέρισης του κρυστάλλου και του παλμού στην προσομοίωση



Σχήμα 6.8: Εικόνες του εγκάρσιου (αριστερά) και του χρονικού (δεξιά) προφίλ του ενισχυμένου παλμού από παράδειγμα προσομοίωσης.

συγκροτούν την πυκνότητα φωτονίων των στοιχείων του ενισχυμένου παλμού και την πυκνότητα αναστροφής πληθυσμού των στοιχείων του κρυστάλλου μετά την διέλευση του παλμού του laser μέσα από αυτόν, αντίστοιχα. Από τον πίνακα τιμών $\varphi_I^{q[jk]}$ εξάγονται όλα τα χρήσιμα στοιχεία του ενισχυμένου παλμού:

Συνολική ενίσχυση:
$$\alpha = \frac{\sum_{q,j,k} \varphi_I^{q[jk]}}{\sum_{q,j,k} \varphi_0^{q[jk]}}$$
(6.21)

$$P_q = \hbar \omega_l \left(\sum_{j,k} \varphi_I^{q[jk]} \right) c \delta y_e \delta z_e \tag{6.22}$$

Εγκάρσιο προφίλ $\left[\frac{J}{cm^2}\right]$ (Σχ.6.8):

Χρονικό προφίλ [W] (Σχ.6.8):

$$I_{[jk]} = \hbar\omega_l \left(\sum_q \varphi_I^{q[jk]}\right) c\delta t_e \tag{6.23}$$

6.2.2.1 Δέσμη υπό γωνία με εσωτερική ολική ανάκλαση

Στην περίπτωση που θέλουμε να προσομοιώσουμε την ενίσχυση παλμών που εισέρχονται στον κρύσταλλο υπό γωνία θ και υπόκεινται σε ολική ανάκλαση από την επιφάνεια άντλησης του κρυστάλλου, το πλέγμα της διαμέρισης του κρυστάλλου διαμορφώνεται κατάλληλα ώστε η διαγώνιος των στοιχείων να σχηματίζει την ίδια γωνία ως προς κατεύθυνση x (Σχ.6.9).

$$\frac{\delta y_e}{\delta x_e} = \tan \theta$$

Για τον υπολογισμό της ενίσχυσης του παλμού χρησιμοποιούμε τώρα δύο πίνακες τιμών, $D\varphi_i^{q[jk]}$ και $U\varphi_i^{q[jk]}$. Ο πρώτος περιγράφει το κομμάτι του παλμού που κατευθύνεται προς



Σχήμα 6.9: Αναπαράσταση την διαδικασίας προσομοίωσης παλμού που εισέρχεται στον κρύσταλλο υπό γωνία θ και υπόκειται σε ολική ανάκλαση στην επιφάνεια άντληση του κρυστάλλου. Πάνω, το κατερχόμενο" μέρος του παλμού. Κάτω το "ανερχόμενο μέρος του παλμού.

την επιφάνεια εσωτερικής ανάκλασης, ενώ ο δεύτερος περιγράφει το κομμάτι του παλμού που απομακρύνεται, ανακλώμενο από την επιφάνεια. Ας ονομάσουμε τον πρώτο "κατερχόμενο" και τον δεύτερο "ανερχόμενο" παλμό. Αρχικά (*i* = 0) συνολικά ο παλμός είναι κατερχόμενος. Έτσι:

$$D\varphi_0^{q[jk]} = \varphi_0^{q[jk]} \qquad \text{kat} \qquad U\varphi_0^{q[jk]} = 0$$

Για να υπολογίσουμε τον πίνακα τιμών $D\varphi_i^{q[jk]}$ από τον $D\varphi_{i-1}^{q[jk]}$ και τον $U\varphi_i^{q[jk]}$ από τον $U\varphi_i^{q[jk]}$, εφαρμόζουμε την παρακάτω μέθοδο:

Από την εξίσωση (6.19) υπολογίζουμε αρχικά τους ενδιάμεσους πίνακες τιμών $\tilde{D}\varphi_i^{q[jk]}$ και $\tilde{U}\varphi_i^{q[jk]}$:

$$\tilde{D}\varphi_{i}^{q[jk]} = \overline{\varphi}(\delta s_{e}, \delta t_{e}, \Delta n_{q-1}^{[ijk]}, D\varphi_{i-1}^{q[jk]})$$
(6.24)

$$\tilde{U}\varphi_i^{q[jk]} = \overline{\varphi}(\delta s_e, \delta t_e, \Delta n_{q-1}^{[ijk]}, U\varphi_{i-1}^{q[jk]})$$
(6.25)

όπου $\delta s_e = \delta x_e / \cos \theta$ είναι η διάσταση των στοιχείων του κρυστάλλου στην κατεύθυνση διάδοσης του παλμού. Ο $D\varphi_i^{q[jk]}$ προκύπτει από τον $\tilde{D}\varphi_i^{q[jk]}$ με την μετάθεση των στοιχείων με δείκτη k του τελευταίου κατά ένα προς τα κάτω και με την συμπλήρωση των στοιχείων με δείκτη k = K με την τιμή μηδέν.

$$D\varphi_i^{q[jk]} = \tilde{D}\varphi_i^{q[j,k+1]} \qquad \text{уна} \quad k = 1, 2, \dots, K-1$$
 (6.26)
кан $D\varphi_i^{q[jK]} = 0$

Ενώ ο $U\varphi_i^{q[jk]}$ προκύπτει με την μετάθεση των στοιχείων με δείκτη k του $\tilde{U}\varphi_i^{q[jk]}$ κατά ένα προς τα επάνω και με την συμπλήρωση των στοιχείων με δείκτη k = 1 με τα αντίστοιχα στοιχεία του πίνακα $\tilde{D}\varphi_i^{q[jk]}$.

$$\begin{split} U\varphi_i^{q[j,k]} &= \tilde{U}\varphi_i^{q[j,k-1]} \qquad \text{уна} \quad k = 2, 3, \dots, K \end{split} \tag{6.27} \\ \text{кан} \quad U\varphi_i^{q[j,1]} &= \tilde{D}\varphi_i^{q[j,1]} \end{split}$$

Αν έναντι του μηδενισμού τους, τα στοιχείων k = K της (6.26) συμπληρωθούν με τα αντίστοιχα στοιχεία του πίνακα $\tilde{U}\varphi_i^{q[jk]}$

$$D\varphi_i^{q[jK]} = \tilde{U}\varphi_i^{q[jK]} \tag{6.28}$$

τότε επιτυγχάνεται η προσομοίωση πολλαπλών ανακλάσεων του παλμού μεταξύ των δυο παράλληλων επιπέδων (xy) του κρυστάλλου (zig-zag). Στην εικόνα 6.10 παρατίθεται ένα στιγμιότυπο του προγράμματος με τον παλμό να υπόκειται σε πολλαπλές ανακλάσεις. Με βάση την παραπάνω μέθοδο υπολογίζονται τελικά τα δύο μέρη του ενισχυμένου παλμού. Ο ενισχυμένος "ανερχόμενος" παλμός $U\varphi_I^{q[jk]}$ και ο ενισχυμένος "κατερχόμενος" παλμός $D\varphi_I^{q[jk]}$.

Στο παράρτημα ΙΙ δίνεται μια αναλυτική περιγραφή των παραμέτρων που μπορεί να εισάγει ο χρήστης στα διάφορα panels του προγράμματος.



Σχήμα 6.10: Στιγμιότυπο προγράμματος από προσομοίωση οπτικής ενίσχυσης με πολλαπλές ανακλάσεις στο εσωτερικό του κρυστάλλου.

6.2.3 Δοκιμή

Το πρόγραμμα δοκιμάστηκε μέσω της προσομοίωσης μιας πειραματικής διάταξης οπτικής ενίσχυσης της οποίας τα χαρακτηριστικά και τα πειραματικά αποτελέσματα περιγράφονται λεπτομερώς στην δημοσίευση των Yoshino et al. (2013) [102]. Ο ενεργός κρύσταλλος στην διάταξη είναι Nd : YVO_4 και αντλείται οπτικά από γραμμική συστοιχία διοδικών lasers. Η οπτική άντληση του κρυστάλλου γίνεται κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης των παλμών (sidepumping) ενώ οι παλμοί εισέρχονται τρεις φορές στον κρύσταλλο με διαφορετικές γωνίες (10°, 12° και 14° ,). Στην εικόνα 6.11 φαίνεται σχηματικά η πειραματική διάταξη και τα πειραματικά αποτελέσματα ενώ στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται αναλυτικά οι ιδιότητες των παλμών, του κρυστάλλου και της συστοιχίας διοδικών lasers.

Διαστάσεις:	
κατεύθυνση x	$20 \ mm$
κατεύθυνση <i>y</i>	5 mm
κατεύθυνση z	$0.8\ mm$
Πυκνότητα ιόντων Nd	$1.26~10^{20}~\iota o \nu \tau/cm^3$ (at. 1%)
Χρόνος ζωής αυθόρμητης αποδιέγερσης	$90 \ \mu sec$
Ενεργός διατομή απορρόφησης στα 808 nm	$2.6 \; 10^{-19} \; cm^2$
Ενεργός διατομή εξαναγκασμένης	$25 \ 10^{-19} \ cm^2$ (a-cut)
εκπομπής	
Δείκτης διάθλασης	2.15 (a-cut)

Ιδιότητες του κρυστάλλου $Nd:YVO^4$

Ιδιότητες συστοιχίας διοδικών lasers

Μήκος κύματος	$808 \ nm$
Ισχύς ακτινοβολίας άντλησης	70 W
Διαστάσεις ακτινοβολούμενης περιοχής	$18 \times 0.2 \ mm^2$

Ιδιοτητες παλμων MASTER laser	
Μήκος κύματος	1064 nm
Διάρκεια παλμών	$7 \ ps$
Επαναληπτικότητα	$100 \ MHz$
Εγκάρσιο προφίλ	Gauss - $1.5 \times 0.2 \; mm^2$ (FWHM)
Μέση ισχύς	$220 \ mW$
Γωνίες εισόδου στον κρύσταλλο (ως προς	
την επιφάνεια άντλησης)	
πρώτο πέρασμα	10^{o}
δεύτερο πέρασμα	12^{o}
τρίτο πέρασμα	14^o



Σχήμα 6.11: (Αριστερά): Πειραματική διάταξη παλμικής ενίσχυσης Nd: YVO₄ laser με τρία περάσματα από τον κρύσταλλο όπως περιγράφεται στην [102]. (Δεξιά): Τα πειραματικά αποτελέσματα.

Η προσομοίωση της πειραματικής διάταξης έγινε με την εισαγωγή των παραπάνω στοιχείων ως παραμέτρων στο πρόγραμμα. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για μονό, διπλό και τριπλό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο και 70 W οπτική άντληση φαίνονται στο σχήμα 6.12 (αριστερα), όπου στον άξονα y είναι η ενίσχυση των παλμών και στο άξονα x ο αριθμός του παλμού που περνάει από τον κρύσταλλο. Στο σχήμα 6.12 (δεξιά) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για μονό πέρασμα και για 20, 40 και 70 W οπτική άντληση. Προτού περάσει ο πρώτος παλμός έχει προηγηθεί η οπτική άντληση του κρυστάλλου μέχρι να φτάσει σε ισορροπία. Παρατηρούμε ότι το σύστημα περνάει αρχικά από μια φάση αστάθειας μέχρι να ισορροπήσει σε μια σταθερή τιμή ενίσχυσης μετά από το πέρασμα κάποιων χιλιάδων (ανάλογα με την διάταξη) παλμών από τον κρύσταλλο.

	1 ₀ πέρασμα	2 ₀ πέρασμα	3_0 πέρασμα
Πειραματική ενίσχυση	91	136	159
Ενίσχυση από προσομοίωση	120	170	200
Ποσοστιαία απόκλιση	32 %	25 %	25 %

Πίνακας 6.1: Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων [102] με τα αντίστοιχα της προσομοίωσης για 70 W οπτική άντληση για ένα δύο και τρία περάσματα των παλμών από τον κρύσταλλο

	20 W	40 W	70 W
Πειραματική ενίσχυση	13	40	91
Ενίσχυση από προσομοίωση	17	50	120
Ποσοστιαία απόκλιση	31 %	25 %	32%

Πίνακας 6.2: Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων [102] με τα αντίστοιχα της προσομοίωσης για μονό πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο και για 70 W, 40 W και 20 W οπτική άντληση



Σχήμα 6.12: Αποτελέσματα προσομοίωσης της πειραματικής διάταξης [102] για μονό, διπλό και τριπλό πέρασμα και 70 W οπτική άντληση (Αριστερά), μονό πέρασμα και 20, 40 και 70 W οπτική άντληση (Δεξιά).

Στους πίνακες 6.1 και 6.2 συγκρίνονται τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα με αυτά της προσομοίωσης. Παρατηρούμε ότι η εκτίμηση της ενίσχυσης από την προσομοίωση είναι κατά 25 - 32 % υπερεκτιμημένη σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα. Η απόκλιση αυτή είναι ικανοποιητική λαμβάνοντας υπόψιν ότι φαινόμενα που δεν συνυπολογίζονται στην προσομοίωση όπως αυτά που περιγράφονται στην Παρ. 6.1, απώλειες στα διάφορα οπτικά όργανα της πειραματικής διάταξης και οποιαδήποτε απόκλιση από την βέλτιστη ευθυγράμμιση της διάταξης, οδηγούν σε μείωση της απόδοσης της ενίσχυσης.

Κεφάλαιο 7

Ανάπτυξη Πομπού για το HSRL

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αρχικά μια περιγραφή των αναγκαίων χαρακτηριστικών της δέσμης του πομπού για την εφαρμογή του στο υπό σχεδίαση πρότυπο σύστημα HSRL. Με βάση τα χαρακτηριστικά αυτά έγινε η επιλογή του laser και ο σχεδιασμός της διάταξης οπτικής ενίσχυσης. Οι ιδιότητες του laser και οι πειραματικές μέθοδοι που εφαρμόστηκαν για τον χαρακτηρισμό του ως προς το φάσμα εκπομπής και την φασματική σταθερότητά του περιγράφονται στην συνέχεια. Γίνεται επίσης λεπτομερής περιγραφή των στοιχείων σχεδιασμού και ανάπτυξης της πειραματικής διάταξης οπτικής ενίσχυσης του laser και παρουσίαση των σχετικών αποτελεσμάτων.

7.1 Χαρακτηριστικά της δέσμης του πομπού

Βασικοί παράγοντες που πρέπει να συνυπολογιστούν για την ανάπτυξη του πομπού σε LIDAR υψηλής διακριτικής ικανότητας (HSRL) για την ατμοσφαιρική επισκόπηση σε πειράματα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων υπερυψηλών ενεργειών (UHECR) και ακτίνων-γ πολύ υψηλών ενεργειών (VHEγR) είναι:

- Το φασματικό εύρος της δέσμης
- Η φασματική περιοχή εκπομπής της δέσμης
- Η φασματική σταθερότητα της δέσμης
- Η ενέργεια των παλμών και
- Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης

7.1.1 Το φασματικό εύρος της δέσμης

Όπως περιγράφεται και στην ενότητα 3.2.5, η λειτουργία ενός συστήματος HSRL βασίζεται στον αποτελεσματικό φασματικό διαχωρισμό της οπισθοσκεδαζόμενης, από τα αερολύματα, ακτινοβολίας από αυτήν των μορίων της ατμόσφαιρας. Η ακτινοβολία που σκεδάζεται από τα μόρια υφίσταται μια φασματική διεύρυνση Doppler της τάξης των 2 GHz εξαιτίας της θερμικής τους κίνησης. Από την άλλη η θερμική κίνηση των αερολυμάτων είναι αμελητέα και έτσι το φασματικό εύρος της σκεδαζόμενης από αυτά ακτινοβολίας καθορίζεται κυρίως από φασματικό εύρος της δέσμης του πομπού.

Για τον φασματικό διαχωρισμό του σήματος των αερολυμάτων στον δέκτη ενός HSRL, η οπισθοσκεδαζόμενη ακτινοβολία διοχετεύεται σε δύο κανάλια. Στο ένα κανάλι ανιχνεύεται το ελαστικά οπισθοσκεδαζόμενο σήμα συνολικά, ενώ στο άλλο είτε αποκόπτεται φασματικά η ακτινοβολία των αερολυμάτων, με την χρήση ενός στενού φίλτρου αποκοπής, και ανιχνεύεται μόνο αυτή των μορίων (κανάλι μορίων), είτε αποκόπτεται, με τη χρήση ενός στενού φίλτρου διάδοσης, η ακτινοβολία των μορίων και ανιχνεύεται μόνο αυτή των αερολυμάτων (κανάλι ανιχνεύεται μόνο αυτή των αερολυμάτων).

Το φασματικό εύρος του οπτικού φίλτρου αποκοπής ή διάδοσης στον δέκτη του HSRL καθορίζει και την απόδοση του διαχωρισμού των σημάτων στον βαθμό που το φασματικό εύρος της δέσμης του πομπού δεν το υπερβαίνει. Η ομάδα του ΕΜΠ μελετάει την ανάπτυξη δέκτη HSRL με κανάλι αερολυμάτων. Στα πλαίσια αυτά σχεδιάζει την ανάπτυξη συμβολομέτρου Fabry-Perot με απόσταση κατόπτρων 10 cm, το οποίο θα χρησιμοποιηθεί σαν φίλτρο διάδοσης στο κανάλι των αερολυμάτων. Το φασματικό εύρος διάδοσης του συμβολομέτρου και της δέσμης του πομπού σχεδιάζεται να μην υπερβαίνει τα 200 MHz σε μια προσπάθεια βελτίωσης της απόδοσης διαχωρισμού αντίστοιχου HSRL που ανέπτυξαν οι Μ. Imaki et. al [76] με την χρήση φίλτρου Fabry-Perot φασματικού εύρους 300 MHz. Έτσι, βασικό χαρακτηριστικό της ακτινοβολίας του πομπού είναι το περιορισμένο φασματικό της εύρος το οποίο, για να μην περιορίζει την απόδοση του πρότυπου HSRL, πρέπει να είναι στενότερο των 200 MHz.

7.1.2 Η φασματική περιοχή εκπομπής της δέσμης

Τόσο η ακτινοβολία φθορισμού του αζώτου (βλέπε Εικ. 2.12) όσο και η ακτινοβολία Cherenkov (βλέπε ενότητα 2.7.2), που συλλέγουν τα τηλεσκόπια στα αντίστοιχα πειράματα UHECR και VHEγR, εκπέμπεται στην περιοχή του κοντινού υπεριώδους (UV). Αυτή είναι η φασματική περιοχή ενδιαφέροντος για την ατμοσφαιρική επισκόπηση με το πρότυπο σύστημα HSRL στα πειράματα αυτά. Ο πομπός του HSRL σχεδιάζεται να εκπέμπει στα 355 nm.

7.1.3 Η φασματική σταθερότητα της δέσμης

Βασικό στοιχείο ώστε η λειτουργία του πομπού του HSRL να είναι συμβατή με αυτήν του δέκτη είναι η σύμπτωση του φάσματος εκπομπής της δέσμης του πομπού μέ το φάσμα διάδοσης του συμβολομετρικού φίλτρου στον δέκτη. Αυτό επιτυγχάνεται είτε με την ανεξάρτητη φασματική σταθεροποίησης του laser στον πομπό και του συμβολομέτρου στον δέκτη, είτε με το "κλείδωμα" της συχνότητας εκπομπής του laser στο μέγιστο της διάδοσης του συμβολομέτρου. Και στις δύο περιπτώσεις απαιτείται να υπάρχει δυνατότητα ελέγχου και διόρθωσης της συχνότητας εκπομπής του laser.

7.1.4 Η ενέργεια των παλμών

Η ενέργεια των παλμών της δέσμης του πομπού είναι ένας από τους βασικούς παράγοντες που καθορίζουν τον λόγο σήματος προς θόρυβο στον ανιχνευτή του δέκτη. Για τον λόγο αυτό η ομάδα του ΕΜΠ επικεντρώθηκε, στα πλαίσια της σχεδίασης του πομπού του HSRL, στην ανάπτυξη διάταξης οπτικής ενίσχυσης της δέσμης του laser. Ο λόγος σήματος προς θόρυβο, όμως, εξαρτάται και από μια σειρά άλλους παράγοντες οι οποίοι πρέπει να ληφθούν υπόψιν κατά την σχεδίαση τόσο του πομπού όσο και του δέκτη του πρότυπου HSRL, όπως:

- Η περίοδος λειτουργίας του LIDAR (μέρα ή νύχτα)
- Η επιδιωκόμενη διακριτική ικανότητα στην απόσταση (range resolution)
- Η μέγιστη απόσταση του υπό μελέτη όγκου της ατμόσφαιρας και το μήκος κύματος της δέσμης
- Ο ρυθμός επανάληψης των παλμών της δέσμης
- Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης
- Ο τύπος, το μέγεθος και το οπτικό πεδίο του τηλεσκοπίου στον δέκτη
- Οι απώλειες από τα οπτικά όργανα στον δέκτη
- Οι ιδιότητες των ανιχνευτών στον δέκτη.

Ένα συγκριτικό πλεονέκτημα της τεχνικής HSRL σε σχέση με την τεχνική Raman LIDAR είναι ότι στην πρώτη το σήμα που προέρχεται από την ελαστική σκέδαση στην ατμόσφαιρα είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους ισχυρότερο από ότι στην δεύτερη όπου το σήμα προέρχεται από την ανελαστική Raman σκέδαση (βλέπε Κεφάλαιο 3). Έτσι το laser στον πομπό ενός HSRL δεν έχει της απαιτήσεις ισχύος που έχει το laser στον πομπό ενός Raman LIDAR.

7.1.5 Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης

Ο περιορισμός του υποβάθρου της ακτινοβολίας του νυχτερινού ουρανού και ακόμα περισσότερο της ακτινοβολίας του ουρανού για λειτουργία την μέρα είναι ιδιαίτερα σημαντικός για την επίτευξη ενός ικανοποιητικού λόγου σήματος προς θόρυβο στον δέκτη του LIDAR. Αυτό επιτυγχάνεται με την εισαγωγή στενών φασματικών φίλτρων αλλά και με την σημαντική μείωση του οπτικού πεδίου του τηλεσκοπίου στον δέκτη. Η γωνιακή απόκλιση της δέσμης του laser στον πομπό δεν πρέπει να υπερβαίνει το οπτικό πεδίο του τηλεσκοπίου ώστε να βρίσκεται συνολικά μέσα σε αυτό (ολική επικάλυψη). Έτσι είναι απαραίτητη η επίτευξη της μικρότερης δυνατής γωνιακής απόκλισης της δέσμης. Η γωνιακή απόκλιση είναι ανάλογη όπως



Σχήμα 7.1: Σχέδιο ανάπτυξης του πομπού του πρότυπου HSRL

φαίνεται από την εξίσωση (5.6) με τον παράγοντα M^2 που καθορίζει την ποιότητα της δέσμης αλλά και αντιστρόφως ανάλογη με την ακτίνα της ελάχιστης εγκάρσιας διατομής (waist), w_0 . Η εξασφάλιση καλής ποιότητας στην δέσμη ($M^2 \approx 1$) αλλά και η διεύρυνση της δέσμη με την εισαγωγή κατάλληλου συστήματος φακών στον πομπό είναι σημαντική για την αποδοτική λειτουργία του HSRL.

7.2 Σχεδιασμός του Πομπού

Στην εικόνα 7.1 φαίνονται τα βασικά στοιχειά που συνθέτουν τον πομπό του πρότυπου HSRL με βάση τον μέχρι τώρα σχεδιασμό της ομάδας του ΕΜΠ. Το laser Nd:YVO₄, οι ιδιότητες του οποίου θα περιγραφούν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια σε επόμενη ενότητα, εκπέμπει στα 1064 nm και καθορίζει σε μεγάλο βαθμό το φασματικό εύρος και την ποιότητα της ακτινοβολίας του πομπού όπως επίσης και την διάρκεια και τον ρυθμό επανάληψης των παλμών. Η έξοδος του laser περνάει από ένα ή περισσότερα στάδια οπτικής ενίσχυσης ώστε να επιτευχθεί η επιθυμητή ισχύς της ακτινοβολίας. Στην συνέχεια σχεδιάζεται η παραγωγή της δεύτερης αρμονικής συχνότητας στα 532 nm με την βοήθεια μη γραμμικού κρυστάλλου. Ένα μέρος του φωτός αυτού αναλύεται συμβολομετρικά για τον έλεγχο της φασματικής σταθερότητας του laser. Οι δέσμες στα 1064 και 532 nm με την βοήθεια μη γραμμικού κρυστάλλου. Ένα μέρος του apμονικής πυχνότητας στα 535 nm με άθροιση συχνοτήτων (sum-frequency generation). Η φασματική περιοχή αυτή είναι η περιοχή ενδιαφέροντος για τα πειράματα κοσμικών ακτίνων. Μελετάται επίσης η χρήση κυψελίδας Raman για την επίτευξη εκπομπής και σε άλλες γραμμές στο υπεριώδες. Τέλος σχεδιάζεται η εγκατάσταση φακών ή κοίλων κατόπτρων για διεύρυνση της δέσμης με στόχο την μείωση της γωνιακής της απόκλισης.

Στα πλαίσια του παραπάνω σχεδιασμού αναπτύχθηκε και περιγράφεται στην συνέχεια, πειραματική διάταξη οπτικής ενίσχυσης του laser.



Σχήμα 7.2: Σχηματική περιγραφή της πειραματικής διάταξης παλμικής ενίσχυσης.

7.3 Πειραματική Διάταξη οπτικής ενίσχυσης

Στην ενότητα αυτή περιγράφεται η πειραματική διάταξη που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής για την ενίσχυση των παλμών του laser [103]. Μια σχηματική αναπαράσταση της διάταξης φαίνεται στο σχήμα 7.2. Η δέσμη του laser ενισχύεται περνώντας δύο φορές μέσα από ενεργό κρύσταλλο Nd:YVO4 που αντλείται οπτικά από γραμμική συστοιχία διοδικών lasers (Diode bar) πλευρικά (side-pumping). Η δέσμη εισέρχεται υπό γωνία 10^{o} στο πρώτο πέρασμα και 14° στο δεύτερο και υφίσταται ολική ανάκλαση στην επιφάνεια οπτικής άντλησης του κρυστάλλου και στα δυο περάσματα. Η ενισχυμένη δέσμη εισέρχεται σε σφαίρα ολοκλήρωσης σε μια έξοδο της οποίας έχει εγκατασταθεί φωτοδίοδος που καταγράφει την μορφή και την ένταση των παλμών με την βοήθεια ενός παλμογράφου. Η κατεύθυνση της πόλωσης τόσο της ακτινοβολίας του Nd:YVO4 laser όσο και της ακτινοβολίας του διοδικού laser, ελέγχεται με βοήθεια λ/2 οπτικών πλακών (λ/2 waveplates). Τέσσερις κυλινδρικοί φακοί με εστιακή απόσταση 175 mm χρησιμοποιούνται για την εστίαση της δέσμης στον κρύσταλλο ώστε να επιτευχθεί η βέλτιστη δυνατή επικάλυψη με την ενεργοποιημένη, από την ακτινοβολία οπτικής άντλησης, περιοχή του κρυστάλλου. Η έντονα αποκλίνουσα, στον ονομαζόμενο "γρήγορο άξονα" (fast axis), ακτινοβολία οπτικής άντλησης εστιάζεται στον κρύσταλλο σε μια γραμμή πάχους περίπου 0.2 mm και μήκους 18 mm με την βοήθεια κυλινδρικού μικρο-φακού εστιακής απόστασης 0.91 mm.

7.3.1 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες του Nd: YVO₄ laser

To laser επιλέχτηκε έτσι ώστε να εξυπηρετεί τις απαιτήσεις για τον πομπό του πρότυπου συστήματος HSRL. Αποτελεί δοκιμαστική έκδοση της εταιρίας ELFORLIGHT. Η κοιλότητα του laser είναι γραμμική με ενεργό κρύσταλλο Nd:YVO₄ στο εσωτερικό της. Ο κρύσταλλος αντλείται οπτικά στην κατεύθυνση της δέσμης (end-pumping) από διοδικό laser που εκπέμπει στα 808 nm. To laser εκπέμπει στα 1064 nm. Η παλμική λειτουργία του laser επιτυγχάνεται με μέθοδο Q-switching με την χρήση κυψελίδας pockels (Poockels cell) και πολωτή στο εσωτερικό



Σχήμα 7.3: Μετρήσεις από τον κατασκευαστή του χρονικού εύρους των παλμών του Nd:YVO₄ laser για ρυθμό επανάληψης των παλμών 10 kHz και ενέργεια ανά παλμό 15 μJ (αριστερά), 7 μJ (δεξιά), Το χρονικό εύρος των παλμών προκύπτει 2.04 ns και 4.88 ns αντίστοιχα.

της κοιλότητας. Ο ρυθμός επανάληψης των παλμών (repetition rate) ρυθμίζεται μέσω εξωτερικού σήματος TTL και φτάνει μέχρι τα 10 kHz. Η ενέργεια των παλμών ρυθμίζεται μέσω της επιλογής του ρεύματος στο διοδικό laser και φτάνει μέχρι τα 15 μJ. Το χρονικό εύρος των παλμών εξαρτάται από την επιλεγμένη ενέργειά τους. Για 15 μJ/παλμό έχουμε 2 ns παλμούς ενώ για 7 μJ/παλμο έχουμε 4.88 ns παλμούς (βλέπε Εικ. 7.3). Στο εσωτερικό της κοιλότητας υπάρχει etalon το οποίο περιορίζει το πλήθος των επιτρεπόμενων ρυθμών ταλάντωσης σε έναν (SLM operation) για την επίτευξη φασματικά στενής εξόδου. Η θερμοκρασία του etalon ρυθμίζεται εξωτερικά δίνοντας την δυνατότητα έλεγχου της SLM λειτουργίας άλλα και μικρών μεταβολών στην συχνότητα της ακτινοβολίας εξόδου. Η ποιότητα της εκπεμπόμενης δέσμης είναι $M^2 < 1.1$ και η διάμετρός της είναι περίπου 1 mm.

7.3.1.1 Φασματική σταθερότητα του laser

Για την μελέτη της φασματικής σταθερότητας του laser αναπτύχθηκε από την ομάδα του ΕΜΠ η πειραματική διάταξη που φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 7.4. Το μήκος κύματος της δέσμης του laser μετατρέπεται σε 532 nm μέσω παραγωγής της δεύτερης αρμονικής με την βοήθεια μη γραμμικού κρυστάλλου ΚΤΡ. Στην συνέχεια αναλύεται από etalon με αποστάτη 5 cm. Τα συμβολογράμματα που προκύπτουν καταγράφονται από κάμερα CCD. Οι εικόνες των κροσσών συμβολής καταγράφονται ανα 1 λεπτό της ώρας για συνολικά 16 ώρες. Η επεξεργασία των εικόνων γίνεται με αυτόματο τρόπο με την βοήθεια του προγράμματος που περιγράφεται στην ενότητα 4.2. Οι μεταβολές των κλασματικών μερών της συμβολής που προκύπτουν από την επεξεργασία των εικόνων μετατρέπονται μέσω της εξίσωσης (4.6) σε φασματικές μεταβολές συναρτήσει του χρόνου.

Τα αποτελέσματα της ανάλυσης παρουσιάζονται στην εικόνα 7.5. Για την ποσοτικοποίηση των αποτελεσμάτων έγινε προσαρμογή πολυωνύμου ενάτου βαθμού στα πειραματικά δεδομένα. Η πρώτη παράγωγος της προσαρμοσμένης καμπύλης για την εκτίμηση του ρυθμού της φασματικής μετατόπισης φαίνεται δεξιά στο Σχ. 7.6 ενώ αριστερά παρατίθεται το



Σχήμα 7.4: Η πειραματική διάταξη για την μέτρηση της φασματικής σταθερότητας του Nd: YVO₄ laser



Σχήμα 7.5: Γράφημα των πειραματικών σημείων (μαύροι σταυροί) της φασματικής μετατόπισης της δέσμης του Nd:YVO₄ laser συναρτήσει χρόνου λειτουργίας του μαζί με προσαρμοσμένο στα δεδομένα πολυώνυμο 9^{ου} βαθμού (κόκκινη καμπύλη).

ιστόγραμμα των αποκλίσεων των πειραματικών δεδομένων από την προσαρμοσμένη καμπύλη για την εκτίμηση του φασματικού θορύβου της δέσμης. Παρατηρούμε ότι την πρώτη ώρα της λειτουργίας του laser έχουμε φθίνουσα φασματική μετατόπιση με ρυθμό αρκετά μεγαλύτερο από 100 MHz την ώρα. Στην συνέχεια το σύστημα φτάνει σε σχετική ισορροπία με τον ρυθμό μεταβολής της συχνότητας να μην ξεπερνάει τα 100 MHz την ώρα (σκιασμένη περιοχή στο Σχ.7.6 δεξιά). Όσον αφορά τον φασματικό θόρυβο (μετατοπίσεις της συχνότητας σε μικρή χρονική κλίμακα) παρατηρούμε ότι σε ελάχιστες περιπτώσεις ξεπερνάει τα ±30 MHz (σκιασμένη περιοχή στο Σχ.7.6 αριστερά).

Ο ρυθμός φασματικής μετατόπισης μετά την πρώτη ώρα λειτουργίας του laser είναι αρκετά μικρός δίνοντας την δυνατότητα επίτευξης ακόμα μεγαλύτερης φασματικής σταθερότητας μέσω ενός απλού βρόγχου φασματικής διόρθωσης (βλέπε Σχ.7.1) με μεταβολές στην θερμοκρασία του etalon στο εσωτερικό της κοιλότητας. Επίσης ικανοποιητικός κρίνεται και ο θόρυβος στην συχνότητα της δέσμης αν αναλογιστούμε ότι το φασματικό εύρος του συμβολομετρικού φίλτρου στον δέκτη του HSRL σχεδιάζεται να είναι κοντά στα 200 MHz.



Σχήμα 7.6: Αριστερά: Ιστόγραμμα της φασματικής απόστασης των πειραματικών δεδομένων από το προσαρμοσμένο σε αυτά πολυώνυμο (θόρυβος σήματος). Δεξιά: Η πρώτη παράγωγος του πολυωνύμου που αναδεικνύει το ρυθμό μεταβολής της συχνότητας του laser συναρτήσει του χρόνου.



Σχήμα 7.7: Συμβολόγραμμα από την φασματική ανάλυση με συμβολόμετρο Fabry-Perot της δέσμης του Nd:YVO₄ laser.

7.3.1.2 Διαπίστωση της SLM λειτουργίας του laser

Η μελέτης του φάσματος της δέσμης του laser έγινε με την βοηθεί συμβολομέτρου Fabry-Perot με απόσταση κατόπτρων 5 cm (FSR=3 GHz). Η απεικόνιση των κροσσών συμβολής από την φασματική ανάλυση της δέσμης φαίνεται στην εικόνα 7.7 . Παρατηρούμε μονό μια φασματική κορυφή συμπεραίνοντας ότι στην κοιλότητα του laser ταλαντώνεται μόνο ένας διαμήκης ρυθμός. Επιβεβαιώνεται έτσι η SLM λειτουργεί του laser. Η λεπτότητα των κροσσών συμβολής υπολογίζεται:

$$f = \frac{\Delta x}{\delta x} = 10.4\tag{7.1}$$

αναδεικνύοντας ότι το φασματικό εύρος εκπομπής είναι σημαντικά μικρότερο των 288 MHz.

7.3.2 Οι ιδιότητες του κρυστάλλου Nd:YVO₄

Το ενεργό υλικό που χρησιμοποιήθηκε για την οπτική ενίσχυση του laser είναι κρυσταλλική πλάκα YVO_4 με προσμίξεις Nd 1 %. Η γεωμετρία του κρυστάλλου φαίνεται στην εικόνα 7.8. Το μήκος του κρυστάλλου είναι 20 mm, το πλάτος 5 mm και το πάχος 1.5 mm. Οι δύο πλευρές 5 × 1.5 mm είναι οι πλευρές εισόδου και εξόδου της δέσμης του laser και έχουν μια κλίση 5^o



Σχήμα 7.8: Γεωμετρία του ενεργού κρυστάλλου Nd:YVO₄.



Σχήμα 7.9: Δεδομένα χαρακτηρισμού της συστοιχίας διοδικών laser από τον κατασκευαστή.

ώστε να αποφευχθεί ανεπιθύμητη ενίσχυση της ακτινοβολίας μέσω πολλαπλών ανακλάσεων στις επιφάνειες αυτές. Οι πλευρές αυτές έχουν αντιανακλαστικές επιστρώσεις (AR coatings) για μήκος κύματος 1064 nm. Μια από τις πλευρές 20 × 1.5 mm είναι η επιφάνεια απο την οποία γίνεται η οπτική άντληση του κρυστάλλου και διαθέτει αντιανακλαστική επίστρωση για τα 808 nm. Ο οπτικός άξονας του κρυστάλλου είναι κάθετος στις επιφάνειες 20 × 5 mm. Από τις πλευρές 20 × 5 mm γίνεται η άντληση της παραγόμενης θερμότητας στο κρύσταλλο.

7.3.3 Χαρακτηρισμός και ιδιότητες της συστοιχίας διοδικών lasers

Η πηγή οπτικής άντλησης του κρυστάλλου που χρησιμοποιήθηκε είναι μια γραμμική συστοιχία διοδικών laser (diode bar) που εκπέμπουν στα 808 nm. Το μήκος της περιοχής εκπομπής είναι 10 mm. Η γωνιακή απόκλιση της ακτινοβολίας στον γρήγορο άξονα" (fast axis) είναι 35° FWHM, ενώ στον "αργό άξονα" είναι 8° FWHM. Η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς ρυθμίζεται μέσω του ρεύματος της διόδου. Στην εικόνα 7.9 παρουσιάζονται δεδομένα του κατασκευαστή από μετρήσεις χαρακτηρισμού. Η μαύρη καμπύλη στο αριστερό γράφημα συσχετίζει το ρεύμα με την συνολική ισχύ της συστοιχίας των lasers. Παρατηρούμε ότι μετά από ένα κατώφλι ρεύματος, κοντά στα 8 A, η ισχύς αυξάνεται σχεδόν αναλογικά με το ρεύμα φτάνοντας έως τα 40 W. Στο δεξί γράφημα παρουσιάζεται το φάσμα εκπομπής.



Σχήμα 7.10: Οι δυο πειραματικές διατάξεις χαρακτηρισμού της συστοιχίας διοδικών lasers.



Σχήμα 7.11: Τα πειραματικά δεδομένα συσχετισμού του ρεύματος της συστοιχίας διοδικών lasers με την εκπεμπόμενη ισχύ της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης, προσαρμοσμένα στην σχετική καμπύλη του κατασκευαστή (μαυρη).

7.3.3.1 Χαρακτηρισμός της συστοιχίας διοδικών lasers

Για τον έλεγχο της, αναλογικής κατά τον κατασκευαστή, σχέσης ρεύματος - ισχύος της συστοιχίας των διοδικών lasers η ομάδα του ΕΜΠ προχώρησε σε ανεξάρτητο χαρακτηρισμό με δυο διαφορετικές μεθόδους. Οι σχετικές πειραματικές διατάξεις παρουσιάζονται στην εικόνα 7.10. Στην πρώτη διάταξη χρησιμοποιήθηκε φωτοδίοδος για την ανίχνευση μεταβολών στην ένταση ενός μόνο μέρους της εγκάρσιας διατομής της ακτινοβολίας. Στην δεύτερη διάταξη, η ακτινοβολία εισέρχεται εξ ολοκλήρου σε σφαίρα ολοκλήρωσης σε έξοδο τις οποίας προσαρμόζεται κάμερα CCD που ανιχνεύει μεταβολές στην ένταση συναρτήσει του ρεύματος.

Στο Σχ. 7.11 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων (κόκκινα σημεία για την διάταξη 1, μπλε για την διάταξη 2) μαζί με την καμπύλη του κατασκευαστή (μαύρη). Παρατηρούμε καταρχήν ότι οι δυο μέθοδοι, όπως ήταν αναμενόμενο, οδηγούν σε αντίστοιχα αποτελέσματα. Επίσης παρατηρούμε ότι μέχρι τα 18 W υπάρχει μια γραμμική σχέση ρεύματος- ισχύος. Θεωρώντας την ιδανική περίπτωση, όπου η σταθερά αναλογίας που διαφαίνεται στα πειραματικά δεδομένα είναι αυτή που δίνει ο κατασκευαστής, προσαρμόζουμε τα δεδομένα μέχρι τα 18 W στην καμπύλη του κατασκευαστή. Μετά τα 18 W το σύστημα φαίνεται να φτάνει σε κάποιο κορεσμό με αποτέλεσμα η μέγιστη ισχύς που μπορεί να δώσει να είναι κάτι περισσότερο από 20 W σε αντίθεση με τα 40 W που δηλώνει σαν μέγιστη ισχύ της συστοιχίας διοδικών lasers ο κατασκευαστής. Για τον συσχετισμό του ρυθμιζόμενου ρεύματος με την συνολική ισχύ της συστοιχίας διοδικών laser, προσαρμόστηκε στα δεδομένα πολυώνυμο τετάρτου βαθμού. Από την προσαρμογή προκύπτει:

$$P_d = \begin{cases} 0 , 0 \le I \le 8 \\ 0.0000572I^4 - 0.005718I^3 + 0.174I^2 - 0.9193I - 0.8362 , I > 8 \end{cases}$$
(7.2)

7.3.4 Μελέτη της εστίασης της δέσμης και της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στον κρύσταλλο

Η δέσμη του Nd: YVO₄ laser εστιάστηκε στην κατακόρυφη κατεύθυνση στον κρύσταλλο με την βοήθεια κυλινδρικών φακών εστιακής απόστασης 175 mm. Για την μελέτη του εύρους της εγκάρσιας διατομής της δέσμης στην περιοχή εστίασης εφαρμόστηκε η τεχνική της ακμής του ξυραφιού (knife-edge technique) [104]. Η τεχνική βασίζεται στην σταδιακή παρεμβολή ενός ξυραφιού ανάμεσα στην δέσμη και τον ανιχνευτή στην περιοχή της εστίασης με την βοήθεια βάσης μικρο-μετακινήσεων και η μέτρηση της έντασης που καταγράφει ο ανιχνευτής για κάθε θέση της ακμής του ξυραφιού (βλέπε Σχ. 7.12). Για γκαουσιανή δέσμη το αποτέλεσμα των μετρήσεων έχει την μορφή συνάρτησης σφάλματος.

$$erf(x) = A \int_0^x e^{-\frac{(x-x_0)^2}{c^2}} dx$$
 (7.3)

όπου η παράμετρος c σχετίζεται με το εύρος της εγκάρσιας διατομής με:

$$FWHM = 2\sqrt{ln2c} \tag{7.4}$$



Σχήμα 7.12: Η τεχνική της ακμής του ξυραφιού (knife-edge technique) για την μελέτη της εστιάσης της δέσμης στον κρύσταλλο.



Σχήμα 7.13: Τα πειραματικά δεδομένα και η προσαρμοσμένες σε αυτά συναρτήσεις σφάλματος από την εφαρμογή της τεχνικής "knife-edge" για τον προσδιορισμό της εγκάρσιας διατομής της δέσμης στην περιοχή του κρυστάλλου.

Τα πειραματικά δεδομένα για την δέσμη του laser στις δύο εγκάρσιες κατευθύνσεις στην περιοχή του κρυστάλλου φαίνονται στην εικόνα 7.13. Με την προσαρμογή της συνάρτησης σφάλματος (7.3) στα δεδομένα προκύπτει ότι στην κατακόρυφη εγκάρσια κατεύθυνση το εύρος της δέσμης είναι 0.085 ± 0.005 mm ενώ στην οριζόντια είναι 0.72 ± 0.02 mm.

Η ίδια τεχνική εφαρμόστηκε και για την μελέτη της εστίασης της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στην επιφάνεια του κρυστάλλου η οποία έγινε με την βοήθεια μικρο-φακού εστιακής απόσταση 0.91 mm. Από τις σχετικές μετρήσεις (βλεπε Σχ. 7.14) προκύπτει ότι το πάχος της γραμμής της εστιασμένης στον "γρήγορο άξονα" (fast-axis) ακτινοβολίας άντλησης είναι 0.24 ± 0.02 mm.

7.3.5 Τα συστήματα θερμικής άντλησης

Για την απαγωγή της παραγόμενης θερμότητας από τον κρύσταλλο, το Nd:YVO₄ laser και την συστοιχία διοδικών lasers, σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν στο μηχανουργείο του τομέα φυσικής του ΕΜΠ κατάλληλες βάσεις και κύκλωμα ψύξης με νερό.

7.3.5.1 Βάση για τον ενεργό κρύσταλλο

Η απαγωγή της θερμότητας από τον ενεργό κρύσταλλο είναι απαραίτητη τόσο για την αποφυγή της καταστροφής του λόγω των θερμικών πιέσεων κατά την οπτική του άντληση,



Σχήμα 7.14: Τα πειραματικά δεδομένα και η προσαρμοσμένη σε αυτά συνάρτηση σφάλματος από την εφαρμογή της τεχνικής "knife-edge" για τον προσδιορισμό του πάχους (FWHM) της γραμμής εστίασης της ακτινοβολίας άντλησης στην επιφάνεια του κρυστάλλου.



Σχήμα 7.15: Οπτικοποίηση των σχεδίων των βάσεων για την άντληση την παραγόμενης θερμότητας στο Nd:YVO₄ laser, στην συστοιχία διοδικών lasers και στον ενεργό κρύσταλλο (από αριστερά προς δεξιά). Στην κάτω σειρά εικόνων φαίνεται η κυκλοφορία του νερού στις τρεις βάσεις.

όσο και για τον περιορισμό του φαινομένου του θερμικού φακού που μπορεί να αλλοιώσει σημαντικά την ποιότητα της ενισχυμένης δέσμης. Το σχέδιο της βάσης που κατασκευάστηκε για την τοποθέτηση και την απαγωγή της θερμότητας από τον κρύσταλλο φαίνεται στην εικόνα 7.15 δεξιά. Αποτελείται από δύο διάτρητες πλάκες αλουμινίου για να κυκλοφορεί το νερό στο εσωτερικό τους, ανάμεσα στις οποίες τοποθετείται ο κρύσταλλος. Δυο βίδες στην πάνω πλάκα λειτουργούν σαν αποστάτες για την εξασφάλιση της παραλληλότητας ενώ άλλες δυο βίδες συγκρατούν τις πλάκες μεταξύ τους. Το όλο σύστημα είναι τοποθετημένο σε βάση με την βοήθεια τεσσάρων ντιζών και παξιμαδιών προσφέροντας την δυνατότητα κατακόρυφων μικρο-μετακινήσεων.

7.3.5.2 Βάση για την συστοιχία διοδικών lasers

Απαραίτητη είναι και η απαγωγή της θερμότητας που παράγεται κατά την λειτουργία της συστοιχίας διοδικών lasers για την εξασφάλιση της μακροζωίας και της σταθερής λειτουργίας της. Επίσης με τον έλεγχο της θερμοκρασίας της διόδου υπάρχει και η δυνατότητα ρύθμισης της συχνότητας της ακτινοβολίας εκπομπής μέσα σε εύρος περίπου 4 nm ώστε η κορυφή εκπομπής να συμπίπτει με την κορυφή απορρόφησης της ακτινοβολίας από τον ενεργό κρύσταλλο. Το σχέδιο της βάσης που κατασκευάστηκε για την τοποθέτηση και την απαγωγή της θερμότητας από την συστοιχία διοδικών lasers φαίνεται στην μέση της εικόνας 7.15. Χρησιμοποιήθηκε διάτρητη πλάκα αλουμινίου για την κυκλοφορία του νερού στο εσωτερικό της, πάνω στην οποία τοποθετήθηκε η συστοιχία. Η πλάκα αυτή είναι επίσης τοποθετημένη σε ντίζες με παξιμάδια για την εξασφάλιση της δυνατότητας μικρο-μετακινήσεων ώστε να επιτευχθεί η βέλτιστη δυνατή επικάλυψη της αντλούμενης περιοχής του κρυστάλλου με την δέσμη του Nd:YVO₄ laser.

7.3.5.3 Βάση για το Nd:YVO $_4$ laser

Για την απαγωγή της θερμότητας από το Nd:YVO₄ laser χρησιμοποιήθηκε πλάκα αλουμινίου στην επιφάνεια της οποίας χαράχτηκε διαδρομή ροής του νερού σε μορφή zig-zag (βλέπε Σχ.7.15 αριστερά). Πάω στην χαραγμένη επιφάνεια του αλουμινίου προσαρμόστηκε υδατοστεγώς πλάκα πλεξιγκλάς. Το laser τοποθετήθηκε στην αντικριστή επιφάνεια της πλάκας αλουμινίου με την απαγωγή της θερμότητας να γίνεται από την βάση του.

7.3.5.4 Κύκλωμα ροής τού νερού

Για την κυκλοφορία του νερού στα συστήματα θερμικής άντλησης του κρυστάλλου, του laser και της συστοιχίας αναπτύχθηκε κατάλληλο κύκλωμα (βλέπε Σχ.7.16). Τα συστήματα θερμικής άντλησης τοποθετήθηκαν παράλληλα στο κύκλωμα μαζί με δεξαμενή νερού. Η κυκλοφορία του νερού επιτυγχάνεται με την χρήση ηλεκτρικής αντλίας νερού.



Σχήμα 7.16: Σχέδιο κυκλώματος νερού για την άντληση της θερμότητας από τον κρύσταλλο, το laser και την συστοιχία διοδικών laser.

7.3.6 Η στήριξη των οπτικών οργάνων της διάταξης

Για την στήριξη των οπτικών στοιχείων της διάταξης σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν στο μηχανουργείο του τομέα φυσικής του ΕΜΠ μια σειρά βάσεις με στόχο την εξασφάλιση των απαραίτητων βαθμών ελευθερίας για την ρύθμιση της ευθυγράμμισης του συστήματος. Προτού υλοποιηθεί η διάταξη σχεδιάστηκε σε κατάλληλο σχεδιαστικό λογισμικό. Μια οπτικοποίηση του σχεδίου της διάταξης φαίνεται στην εικόνα 7.17. Στην εικόνα 7.18 φαίνεται φωτογραφία της διάταξης.

7.3.7 Προσομοίωση

Η προσομοίωση της διάταξης οπτικής ενίσχυσης έγινε με το λογισμικό που αναπτύχθηκαι στα πλαίσια της διατριβής του οποίου η περιγραφή έγινε στο κεφάλαιο 6. Οι παράμετροι που εισήχθηκαν στο πρόγραμμα δίνονται παρακάτω:

Ιδιότητες της δέσμης

- Μήκος κύματος: 1064 nm
- Ενέργεια ανά παλμό: 15 μJ
- Ρυθμός επανάληψης παλμών: 10 kHz
- Μέση ισχύς: 150 mW (υπολογίζεται)
- Γωνία εισόδου στον κρύσταλλο:
 - * 1_o πέρασμα: 14^o
 - * 2_ο πέρασμα: 10^ο
- Χρονική κατανομή παλμού: Γκαουσιανή
 - * Χρονικό εύρος παλμού (FWHM): 2 ns
- Κατανομή εγκάρσιας διατομής δέσμης: Γκαουσιανή



Σχήμα 7.17: Οπτικοποίηση του σχεδίου της πειραματικής διάταξης οπτικής ενίσχυσης.



Σχήμα 7.18: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης οπτικής ενίσχυσης με διπλό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο.

- * Εύρος στην κατεύθυνση y (FWHM): 1 mm
- * Εύρος στην κατεύθυνση z (FWHM): 0.1 mm

• Ιδιότητες οπτικής άντλησης

- Μήκος κύματος: 808 nm
- Μέθοδος οπτικής άντλησης: πλάγια (side-pump)
- Ισχύς: 20 W
- Κατανομή της ισχύος στην κατεύθυνση x: tophat
 - * Εύρος: 18 mm
- Κατανομή της ισχύος στην κατεύθυνση z: Γκαουσιανή
 - * Εύρος: 0.2 mm

• Ιδιότητες του κρυστάλλου Nd:YVO $_4$

- Διαστάσεις κρυστάλλου: 20 \times 5 \times 1.5 mm
- Πυκνότητα ιόντων Nd για περιεκτικότητ
α $1\%: 1.26\times 10^{20}$ ιόντα/cm 3
- Χρόνος ζωής αυθόρμητης αποδιέγερσης: 90 μs
- Ενεργός διατομή απορρόφησης στα 808 nm: $2.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (για ακτινοβολία οπτικής άντλησης γραμμικά πολωμένη στην κατεύθυνση του οπτικού άξονα του κρυστάλλου)
- Συντελεστής απορρόφησης στα 808 nm: 32.77 cm $^{-1}$ (υπολογίζεται)
- Ενεργός διατομή εξαναγκασμένης αποδιέγερσης: $25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (για ακτινοβολία γραμμικά πολωμένη στην κατεύθυνση του οπτικού άξονα του κρυστάλλου)
- Δείκτης διάθλασης: 2.165 (για ακτινοβολία γραμμικά πολωμένη στην κατεύθυνση του οπτικού άξονα του κρυστάλλου)

• Παράμετροι προσομοίωσης

- Αριθμός περασμάτων: 2
- Αριθμός στοιχείων του κρυστάλλου στις κατευθύνσεις x \times y \times z:
 - * 1_o πέρασμα: 60 × 85 × 40
 - * 2_o πέρασμα: $85 \times 85 \times 40$
- Χρονικό παράθυρο παλμού: 10 ns
- Αριθμός χρονο-στοιχείων του παλμού: 70
- Αριθμός χρονο-στοιχείων οπτικής άντλησης: 50
- Αρχικός χρόνος οπτικής άντλησης: 0 sec



Σχήμα 7.19: Αποτελέσματα προσομοίωσης της διάταξης οπτικής ενίσχυσης. Αριστερά: Η ενέργεια των ενισχυμένων διαδοχικών παλμών για ένα (κόκκινο) και για δύο (μαύρο) περάσματα από τον κρύσταλλο (Η οπτική άντληση του κρυστάλλου ξεκινάει μετά το πέρας του πρώτου παλμού). Δεξιά: Η χρονική κατανομή του έκτου κατά σειρά παλμού, πριν την ενίσχυση (μπλε), μετά από το πρώτο πέρασμα (κόκκινο) και μετά από το δεύτερο πέρασμα από τον κρύσταλλο.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται στο σχήμα 7.19. Παρατηρούμε ότι το σύστημα φτάνει σε ισορροπία μετά το πέρας του πέμπτου κατά σειρά παλμού με δεδομένο ότι η οπτική άντληση του κρυστάλλου ξεκινάει αμέσως μετά το πέρας του πρώτου παλμού από τον κρύσταλλο. Η ενίσχυση που επιτυγχάνεται για μονό πέρασμα από τον κρύσταλλο είναι 16 και αντιστοιχεί σε παλμούς ενέργειας 250 μJ και μέση ισχύ 2.5 W. Ο συντελεστής οπτικής απόδοσης (optical-to-optical efficiency) είναι $n_O = 0.12$. Αντίστοιχα για διπλό πέρασμα από τον κρύσταλλο είναι 30 και αντιστοιχεί σε παλμούς 450 μJ και μέση ισχύ 4.5 W. Ο συντελεστής οπτικής οπτικής απόδοσης για διπλό πέρασμα από τον κρύσταλλο είναι $n_O = 0.23$.

Μεταβάλλοντας την ισχύ της ακτινοβολίας άντλησης, από μηδέν έως 40 W, προκύπτει η καμπύλη ενίσχυσης του σχήματος 7.20 αριστερά, για μονό (κόκκινο) και για διπλό (μαύρο) πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο. Στα 20 W ακτινοβολίας οπτικής άντλησης ο λόγος της ενίσχυσης από διπλό πέρασμα προς την ενίσχυση από μονό πέρασμα είναι 1.8 δείχνοντας ότι με ένα πέρασμα δεν υπάρχει επαρκής άντληση της αποθηκευμένης ενέργειας από τον κρύσταλλο. Για 40 W οπτική άντληση και διπλό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο προκύπτει από την προσομοίωση ενίσχυση των παλμών κοντά στα 80 που αντιστοιχεί σε παλμούς 1.2 mJ και μέση ισχύ 12 W.

Μεταβάλλοντας τον ρυθμό επανάληψης των παλμών από 1 Hz έως 10 kHz με 20 W οπτική άντληση, παίρνουμε την καμπύλη ενίσχυσης που φαίνεται στο σχήμα 7.20 δεξιά. Παρατηρούμε ότι μέχρι τα 2 kHz η ενίσχυση είναι σταθερή στα 47 για διπλό και 23 για μονό πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο ενώ πέρα από τα 2 kHz έχουμε πτωτική τάση.. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι μέχρι τα 2 kHz, ο χρόνος που μεσολαβεί μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών είναι αρκετός για να φτάσει η διαδικασία της οπτική άντλησης σε ισορροπία (μέγιστη αποθηκευμένη ενέργεια τον κρύσταλλο), κάτι που δεν συμβαίνει για ρυθμό επανάληψης των παλμών



Σχήμα 7.20: Αποτελέσματα προσομοίωσης. Αριστερά: Η ενίσχυση των παλμών του laser συναρτήσει της ισχύος της ακτινοβολίας άντλησης για μονό (κόκκινο) και διπλό (μαύρο) πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο. Δεξιά: Η ενίσχυση των παλμών του laser συναρτήσει του ρυθμού επανάληψης των παλμών.



Σχήμα 7.21: Αποτελέσματα προσομοίωσης. Αριστερά: Η ενίσχυση των παλμών του laser συναρτήσει της εστίασης της ακτινοβολίας άντλησης (20 W) στην επιφάνεια του κρυστάλλου για μονό (κόκκινο) και διπλό (μαύρο) πέρασμα των παλμών. Δεξιά: Η ενίσχυση των παλμών του laser συναρτήσει της εστίασης της δέσμης στον κρύσταλλο για μονό (κόκκινο) και διπλό (μαύρο) πέρασμα των παλμών.

μεγαλύτερο των 2 kHz.

Για την μελέτη την ευαισθησίας του συστήματος σε μεταβολές στην εστίαση της δέσμης και της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στον κρύσταλλο, έγιναν οι προσομοιώσεις τα αποτελέσματα των οποίων φαίνονται στο σχήμα 7.21. Αριστερά παρουσιάζεται η ενίσχυση που παίρνουμε από την διάταξη για διάφορες τιμές του εύρους της εστιασμένης ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στην επιφάνεια του κρυστάλλου διατηρώντας σταθερή την εστίαση της δέσμης στα 0.1 mm. Όσο μειώνεται το εύρος εστίασης τόσο αυξάνεται η συγκέντρωση της αποθηκευμένης ενέργειας στο κρύσταλλο. Αυτό οδηγεί σε σημαντική αύξηση της ενίσχυσης.

Μεταβάλλοντας από την άλλη, την εστίαση της δέσμης στον κρύσταλλο διατηρώντας σταθερή την εστίαση της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης στα 0.2 mm παίρνουμε το γράφημα του σχήματος 7.21 δεξιά. Παρατηρούμε ότι η ευαισθησία του συστήματος στις μεταβολές αυτές είναι αρκετά μικρότερη..



Σχήμα 7.22: Πειραματικά αποτελέσματα της ενίσχυσης για μονό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο. Αριστερά: Η ενίσχυση συναρτήσει του ρεύματος της συστοιχίας διοδικών lasers. Δεξιά: Η ενίσχυση συναρτήσει της ισχύος της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης μετά από συσχετισμό του ρεύματος με την ισχύ μέσω του πολυωνύμου της Εξ. (7.2).

7.4 Τα πειραματικά αποτελέσματα

Αρχικά η διάταξη στήθηκε για μονό πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο και με ανιχνευτή μια κάμερα CCD τοποθετημένη στην έξοδο της σφαίρας ολοκλήρωσης έναντι της φωτοδιόδου που φαίνεται στο σχήμα 7.2. Η σχετική ένταση της ενισχυμένης ακτινοβολίας καταγράφηκε για διάφορες τιμές του ρεύματος της συστοιχίας διοδικών lasers που αντλεί οπτικά τον κρύσταλλο. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων φαίνονται στο σχήμα 7.22 αριστερά.

Για τον συσχετισμό του ρεύματος της συστοιχίας διοδικών lasers με την ισχύ της ακτινοβολίας άντλησης του κρυστάλλου χρησιμοποιήθηκε το πολυώνυμο της εξίσωσης (7.2). Η καμπύλη ενίσχυσης που προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα συναρτήσει της ισχύος της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης φαίνεται στο σχήμα 7.22 (μαύρα σημεία) μαζί με τα δεδομένα της σχετικής προσομοίωσης (κόκκινα σημεία). Η μέγιστη ενίσχυση που επιτεύχθηκε για μονό πέρασμα των παλμών του Nd:YVO₄ laser από τον κρύσταλλο είναι 11.3 και αντιστοιχεί σε παλμούς ενέργειας 169.5 μJ και μέση ισχύ 1.695 W.

Παρατηρούμε οτι ποιοτικά τα πειραματικά δεδομένα ακολουθούν τα αντίστοιχα αποτελέσματα της προσομοίωσης με μια ποσοτική απόκλιση της τάξης του 30%. Οι παράγοντες που συντέλεσαν στην απόκλιση αυτή θεωρούμε ότι είναι με σειρά βαρύτητας οι εξής:

 Η αβεβαιότητα στον προσδιορισμό της ισχύος της πηγής οπτικής άντλησης. Η απόδοση της συστοιχίας διοδικών lasers που χρησιμοποιήθηκε για την οπτική άντληση του κρυστάλλου, δεν αντανακλά τις προδιαγραφές του κατασκευαστή (βλέπε Σχ.7.11). Ο συσχετισμός του ρεύματος της συστοιχίας με την συνολική ισχύ της ακτινοβολίας άντλησης έγινε (ελλείψει δυνατότητας απόλυτης μέτρησης της ισχύος) με την αυθαίρετη
 εξιδανικευμένη υπόθεση ότι η κλίση της καμπύλης αναλογίας ρεύματος-ισχύος στην περιοχή γραμμικής συμπεριφοράς που παρατηρείται μέχρι τα 18 W συμπίπτει με αυτήν
που δίνει ο κατασκευαστής. Είναι πολύ πιθανό η υπόθεση αυτή να μην είναι αληθής και η απόδοση της συστοιχίας να είναι υπερεκτιμημένη. Σε επόμενες μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν διαπιστώθηκε ότι η απόδοση την συστοιχίας διοδικών laser παρουσίαζε συνεχή πτώση.

• Φαινόμενα μη επιθυμητής αποδιέγερσης του ενεργού κρυστάλλου. Φαινόμενα όπως:

- εσωτερικές σκεδάσεις εξαιτίας ανακλάσεων της δέσμης στις επιφάνειες του κρυστάλλου και σε κέντρα σκέδασης όπως σκόνη στις επιφάνειες του κρυστάλλου
- διεγέρσεις σε ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις με ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε ιόντα που βρίσκονται στην άνω ενεργειακή κατάσταση του κρυστάλλου (Energy-Transfer-Upconversion)
- απορρόφηση της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης από διεγερμένα άτομα του κρυστάλλου (Excited State Absorption)
- ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα σε διεγερμένα και μη διεγερμένα ιόντα του κρυστάλλου (Cross Relaxation)

δεν συνυπολογίζονται στην προσομοίωση και οδηγούν σε μείωση της απόδοσής της ενισχυτικής διαδικασίας ιδιαίτερα σε μεγάλες συγκεντρώσεις αναστροφής πληθυσμού.

- Αβεβαιότητα στην εστίαση της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης
- Αποκλίσεις από την βέλτιστη ευθυγράμμιση του συστήματος

Στην συνέχεια η πειραματική διάταξη διαμορφώθηκε για διπλό πέρασμα των παλμών της δέσμης από τον κρύσταλλο, όπως φαίνεται στο Σχ. 7.2. Οι ενισχυμένοι παλμοί ανιχνεύτηκαν με την βοήθεια φωτοδιόδου. Τα πρώτα πειραματικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στην εικόνα 7.23. Η ενίσχυση για μονό πέρασμα των παλμών από τον κρύσταλλο υπολογίζεται τώρα στα 3.5, λόγω της σημαντικής μείωσης της απόδοσης της συστοιχίας διοδικών lasers αλλά και μικρο-φθοράς σε μια από τις επιφάνειες του κρυστάλλου. Για διπλό πέρασμα και για ρυθμό επανάληψης των παλμών 10 kHz έχουμε ενίσχυση 9.5 ενώ για ρυθμό επανάληψης 4 kHz παίρνουμε ενίσχυση 14.1. Παρατηρούμε ότι η σχετική αναλογία (14.1/9.5 \simeq 1.484) σχεδόν συμπίπτει με αυτήν που προκύπτει από την προσομοίωση (38.7/26.1 \simeq 1.483). Παραπέρα βελτιστοποιήσεις της τελευταίας διάταξης δεν ήταν εφικτές λόγω την αστοχίας της συστοιχίας διοδικών lasers.



Σχήμα 7.23: Πειραματικές μετρήσεις των ενισχυμένων παλμών του Nd:YVO₄ laser. Συγκριτικά αποτελέσματα για μονό και διπλό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο με ρυθμό επανάληψης των παλμών 10 kHz (αριστερά). Συγκριτικά αποτελέσματα για ρυθμό επανάληψης παλμών 10 kHz και 4 kHz με διπλό πέρασμα της δέσμης από τον κρύσταλλο (δεξιά).

Κεφάλαιο 8

Συμπεράσματα - Προοπτικές

Στα πλαίσια της διατριβής έγινε μια ερευνητική εργασία στα πλαίσια μιας απο τις ερευνητικές δραστηριότητες της ομάδας Υψηλών Ενεργειών και Αστροσωματιδιακής Φυσικής για την ανάπτυξη ενός πρότυπου συστήματος LIDAR υψηλής φασματική διακριτικής ικανότητας (HSRL). Σκοπός του HSRL είναι η ατμοσφαιρική επισκόπηση σε πειράματα κοσμικών ακτίνων υπερ-υψηλής ενέργειας και κοσμικών ακτίνων γ πολύ υψηλής ενέργειας, λαμβάνοντας υπόψιν την ανάγκη εξέλιξης των συστημάτων ατμοσφαιρικής επισκόπησης για την επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας στην εκτίμηση των ενεργειών των κοσμικών ακτίνων στα πειράματα αυτά.

Στα πλαίσια αυτά η μελέτη επικεντρώθηκε στο σχεδιασμό και την ανάπτυξη μέρους του πομπού του HSRL. Παράλληλα αναπτύχθηκαν πειραματικές μέθοδοι χαρακτηρισμού των συμβολομετρικών δεκτών του παραπάνω συστήματος.

Ξεκινώντας από την επιλογή κατάλληλου ταλαντωτή laser χαμηλής ισχύος με τις απαιτούμενες, για την εφαρμογή αυτή, χρονικές και φασματικές ιδιότητες (SLM, παλμική λειτουργία, φασματική σταθερότητα), αναπτύχθηκε διάταξη παλμικής ενίσχυσης. Μελετήθηκαν ζητήματα στήριξης των οπτικών στοιχείων της διάταξης και σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν εξαρτήματα τόσο για την εξασφάλιση των απαραίτητων βαθμών ελευθερίας για την ευθυγράμμιση της διάταξη, όσο και για την άντληση της θερμότητας με νερό από τον κρύσταλλο, το laser και την πηγή οπτικής άντλησης του κρυστάλλου. Έμφαση δόθηκε στον σχεδιασμό της διάταξης, στα πλαίσια του οποίου αναπτύχθηκε κώδικας προσομοίωσης διατάξεων παλμικής ενίσχυσης laser στερεάς κατάστασης. Με την χρήση του προγράμματος μελετήθηκαν μια σειρά παράμετροι που επιδρούν στην απόδοση την ενισχυτικής διαδικασίας, όπως η αρχιτεκτονική της διάταξης (side/end-pumping), η επιλογή του κρυστάλλου (διαστάσεις, προσμίξεις ιόντων Nd), η εστίαση της ακτινοβολίας τού laser και της οπτικής άντλησης στον κρύσταλλο,ο αριθμός των περασμάτων της δέσμης από τον κρύσταλλο και οι σχετικές γωνίες και ο ρυθμός επανάληψης των παλμών. Οι ενέργειες των παλμών που προέκυψαν από την ενίσχυση του αρχικού laser φτάνουν τα 0.21 mJ για ρυθμό επανάληψης των παλμών 4 kHz, και 0.15 mJ για ρυθμό επανάληψης 10kHz,που αντιστοιχούν σε ενίσχυση 14 και 10 αντίστοιχα. Παρόλα αυτά έγινε φανερό, μέσα από σειρά προσομοιώσεων, ότι μπορεί να επιτευχθεί ενίσχυση έως και 70 με την αύξηση της ισχύος της συστοιχίας διοδικών lasers στα 40 W.

Όσον αφορά τον χαρακτηρισμό των δεκτών, που είναι συμβολόμετρα Fabry-Perot, αναπτύχθηκε μέθοδος εκτίμησης την επιπεδότητας και παραλληλίας των κατόπτρων του etalon αλλά και μέτρησης της απόστασης των κατόπτρων με ακρίβεια της τάξης μερικών nm. Σημαντική ήταν επίσης και η ανάπτυξη λογισμικού για την επεξεργασία των εικόνων συμβολής, με το οποίο απλοποιείται σημαντικά και αυτοματοποιείται η διαδικασία συμβολομετρικής ανάλυσης της φασματικής σταθερότητας των πηγών και χαρακτηρισμού των συμβολομέτρων. Το λογισμικό αυτό μπορεί επίσης να βρει εφαρμογή στην επεξεργασία του σήματος του HSRL για τον διαχωρισμό του σήματος των αερολυμάτων από αυτό των μορίων της ατμόσφαιρας.

8.1 Προοπτικές

Η έρευνα που έγινε στα πλαίσια της διατριβής αποτελεί βάση για την περαιτέρω ανάπτυξη του πομπού του πρότυπου HSRL. Παρακάτω παρατίθενται κάποιες ιδέες στην κατεύθυνση αυτή:

- Βελτιστοποίηση της διάταξης οπτικής ενίσχυσης. Με την εισαγωγή νέας συστοιχίας διοδικών lasers για την οπτική άντληση του κρυστάλλου και την μελέτη κατάλληλου συστήματος μικροφακών για την επίτευξη πιο στενής εστίασης της ακτινοβολίας στον κρύσταλλο, είναι δυνατό να επιτευχθεί σημαντικά μεγαλύτερη ενίσχυση των παλμών, όπως προκύπτει από τις σχετικές προσομοιώσεις. Επίσης σημαντικός είναι ο εξοπλισμός του εργαστηρίου με σύστημα ελέγχου και σταθεροποίησης της θερμοκρασίας του νερού (π.χ. chiller) στο κύκλωμα απαγωγής της θερμότητας, αλλά και με πιο εξελιγμένα συστήματα στήριξης και μικρομετακινήσεων των στοιχείων της διάταξης ώστε να υπάρξει μεγαλύτερη θερμική και μηχανική σταθερότητα στο σύστημα και να διευκολυνθεί η επίτευξη της βέλτιστης ευθυγράμμισης.
- Χρήση μη-γραμμικών κρυστάλλων και κυψελίδας Raman για εκπομπή στο υπεριώδες. Απαραίτητη, για την εκπομπή του πομπού του HSRL στο κοντινό υπεριώδες, που είναι η φασματική περιοχή ενδιαφέροντος για τα πειράματα κοσμικών ακτίνων, είναι η σχεδίαση και η ανάπτυξη ενός συστήματος δύο μη-γραμμικών κρυστάλλων για την παραγωγή της τρίτης αρμονικής συχνότητας (355 nm) των ενισχυμένων παλμών του Nd:YVO₄ laser με την εκμετάλλευση του δευτέρας τάξης μη-γραμμικού μηχανισμού άθροισης συχνοτήτων. Επίσης μπορεί να μελετηθεί η δυνατότητα εκπομπής και σε άλλες γραμμές στο υπεριώδες με την εισαγωγή κυψελίδας Raman και την εκμετάλλευση του φαινομένου της εξαναγκασμένης εκπομπής Raman.
- Ανάπτυξη μηχανισμού σταθεροποίησης της συχνότητας εκπομπής του laser. Για την αποδοτική λειτουργία του HSRL είναι απαραίτητο η συχνότητα της ακτινοβολίας

που παράγεται στον πομπό να συμπίπτει με το φασματικό μέγιστο της διάδοσης του συμβολομετρικού φίλτρου στο κανάλι των αερολυμάτων στον δέκτη. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί είτε με την ανεξάρτητη φασματική σταθεροποίηση του laser στον πομπό και του etalon στον δέκτη, είτε με το κλείδωμα" της συχνότητας εκπομπής του laser στο φασματικό μέγιστο της διάδοσης του etalon στον πομπό. Οι φασματικές μετατοπίσεις του laser είναι σχετικά αργές, όπως προκύπτει από τον χαρακτηρισμό του. Έτσι, για τις απαραίτητες φασματικές διορθώσεις μπορεί να γίνει χρήση της δυνατότητας ελέγχου της θερμοκρασίας του etalon στο εσωτερικό της κοιλότητας του laser ή της συνολικής θερμοκρασίας της κοιλότητας μέσω του ελέγχου της θερμοκρασίας του νερού που διαρρέει την βάση στήριξης του laser. Παράρτηματα

Παράρτημα Ι

Εκφράσεις αναγωγής της μεθόδου υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων σε τρεις, τέσσερις και πέντε διαστάσεις.

Στο παράρτημα αυτό παρατίθενται, συμπληρωματικά στην ενότητα (4.4) του κεφαλαίου 4, οι εκφράσεις των αποστάσεων $D^{(n)}$ και των ορθών προβολών (e_1^t, \ldots, e_1^t) των σημείων (e_1^0, \ldots, e_n^0) στις ευθείες που αντιστοιχούν στους συνδυασμούς τάξεων συμβολής $[m_1, \ldots, m_n]$ στον *n*-διάστατο χώρο των κλασματικών μερών (EFS), για n = 3, 4 και 5.

I.1 Τρεις φασματικές γραμμές (n=3)

Ο χώρος EFS στην περίπτωση αυτή είναι τρισδιάστατος. Οι ευθείες των συνδυασμών $[m_1, m_2, m_3]$ στον χώρο αυτό, ορίζονται από το σύστημα των εξισώσεων:

$$e_2 = a_2 e_1 + b_2$$

 $e_3 = a_3 e_1 + b_3$

όπου

$$a_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \qquad a_3 = \frac{\lambda_1}{\lambda_3}, \qquad b_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}m_1 - m_2, \qquad b_3 = \frac{\lambda_1}{\lambda_3}m_1 - m_3$$

Οι συντεταγμένες ορθών προβολών (e_1^t, e_2^t, e_3^t) του σημείου (e_1^0, e_2^0, e_3^0) στις ευθείες $[m_1, m_2, m_3]$ υπολογίζονται:

$$\begin{split} e_1^t = & \frac{e_1^0 - a_2(b_2 - e_2^0) - a_3(b_3 - e_3^0)}{1 + a_2^2 + a_3^2} \\ e_2^t = & a_2 e_1^t + b_2 \\ e_3^t = & a_3 e_1^t + b_3 \end{split}$$

ενώ οι αποστάσεις $D^{(3)}$ υπολογίζονται από:

$$D^{(3)} = \sqrt{(e_1^t - e_1^0)^2 + (e_2^t - e_2^0)^2 + (e_3^t - e_3^0)^2}$$

I.2 Τέσσερις φασματικές γραμμές (n=4)

Ο χώρος EFS στην περίπτωση αυτή είναι τετραδιάστατος. Οι ευθείες των συνδυασμών $[m_1, m_2, m_3, m_4]$ στον χώρο αυτό, ορίζονται από το σύστημα των εξισώσεων:

$$e_2 = a_2 e_1 + b_2$$

 $e_3 = a_3 e_1 + b_3$
 $e_4 = a_4 e_1 + b_4$

όπου

$$\begin{aligned} a_2 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, & a_3 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_3}, & a_4 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \\ b_2 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_2} m_1 - m_2, & b_3 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_3} m_1 - m_3, & b_4 = & \frac{\lambda_1}{\lambda_4} m_1 - m_4 \end{aligned}$$

Οι συντεταγμένες ορθών προβολών $(e_1^t, e_2^t, e_3^t, e_4^t)$ του σημείου $(e_1^0, e_2^0, e_3^0, e_4^0)$ στις ευθείες $[m_1, m_2, m_3, m_4]$ υπολογίζονται:

$$\begin{split} e_1^t = & \frac{e_1^0 - a_2(b_2 - e_2^0) - a_3(b_3 - e_3^0) - a_4(b_4 - e_4^0)}{1 + a_2^2 + a_3^2 + a_4^2} \\ e_2^t = & a_2 e_1^t + b_2 \\ e_3^t = & a_3 e_1^t + b_3 \\ e_4^t = & a_4 e_1^t + b_4 \end{split}$$

ενώ οι αποστάσεις $D^{(4)}$ υπολογίζονται από:

$$D^{(4)} = \sqrt{(e_1^t - e_1^0)^2 + (e_2^t - e_2^0)^2 + (e_3^t - e_3^0)^2 + (e_4^t - e_4^0)^2}$$

I.3 Πέντε φασματικές γραμμές (n=5)

Ο χώρος EFS στην περίπτωση αυτή είναι πέντε διαστάσεων. Οι ευθείες των συνδυασμών $[m_1, m_2, m_3, m_4, m_5]$ στον χώρο αυτό, ορίζονται από το σύστημα των εξισώσεων:

$$e_{2} = a_{2}e_{1} + b_{2}$$

$$e_{3} = a_{3}e_{1} + b_{3}$$

$$e_{4} = a_{4}e_{1} + b_{4}$$

$$e_{5} = a_{5}e_{1} + b_{5}$$

όπου

$$\begin{array}{ll} a_{2} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}}, & a_{3} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{3}}, & a_{4} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{4}}, & a_{5} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{5}} \\ b_{2} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}}m_{1} - m_{2}, & b_{3} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{3}}m_{1} - m_{3}, & b_{4} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{4}}m_{1} - m_{4}, & b_{5} = & \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{5}}m_{1} - m_{5} \end{array}$$

Οι συντεταγμένες ορθών προβολών $(e_1^t, e_2^t, e_3^t, e_4^t, e_5^t)$ του σημείου $(e_1^0, e_2^0, e_3^0, e_4^0, e_5^0)$ στις ευθείες $[m_1, m_2, m_3, m_4, m_5]$ υπολογίζονται:

$$\begin{split} e_1^t = & \frac{e_1^0 - a_2(b_2 - e_2^0) - a_3(b_3 - e_3^0) - a_4(b_4 - e_4^0) - a_5(b_5 - e_5^0)}{1 + a_2^2 + a_3^2 + a_4^2 + a_5^2} \\ e_2^t = & a_2 e_1^t + b_2 \\ e_3^t = & a_3 e_1^t + b_3 \\ e_4^t = & a_4 e_1^t + b_4 \\ e_5^t = & a_5 e_1^t + b_5 \end{split}$$

ενώ οι αποστάσεις $D^{(4)}$ υπολογίζονται από:

$$D^{(4)} = \sqrt{(e_1^t - e_1^0)^2 + (e_2^t - e_2^0)^2 + (e_3^t - e_3^0)^2 + (e_4^t - e_4^0)^2 + (e_5^t - e_5^0)^2}$$

Παράρτημα ΙΙ

Αναλυτική περιγραφή των παραμέτρων που εισάγει ο χρήστης στο λογισμικό προσομοίωσης οπτικής ενίσχυσης

Στην παράγραφο αυτή γίνεται μια αναλυτική περιγραφή των παραμέτρων που μπορεί να εισάγει ο χρήστης στο πρόγραμμα ώστε να προχωρήσει σε προσομοιώσεις που να προσεγγίζουν στο μέγιστο δυνατό τις αντίστοιχες πραγματικές συνθήκες παλμικής οπτικής ενίσχυσης στερεάς κατάστασης. Για τον σκοπό αυτό, παρατίθενται διαδοχικά και περιγράφονται αναλυτικά τα παρακάτω πέντε πάνελ παραμέτρων του προγράμματος:

- Πάνελ παραμέτρων διαμέρισης
- Πάνελ παραμέτρων κρυστάλλου
- Πάνελ παραμέτρων οπτικής άντλησης
- Πάνελ παραμέτρων παλμών
- Πάνελ παραμέτρων προσομοίωσης





Σχήμα ΙΙ.1: Πάνελ εισαγωγής παραμέτρων διαμέρισης του προγράμματος προσομοίωσης

Στο πάνελ αυτό ο χρήστης εισάγει παραμέτρους που καθορίζουν τις ιδιότητες της διαμέρισης του κρυστάλλου και των προς ενίσχυση παλμών του laser. Στον παρακάτω πίνακα περιγράφονται αναλυτικά οι σχετικοί παράμετροι με την σειρά που εμφανίζονται το πάνελ (Σχ.ΙΙ.1):

Όνομα παραμέτρου	Μονά-	Περιγραφή
	δες	
Γωνία Δέσμης	μοίρες	Καθορίζει την γωνία με την οποία εισέρχονται οι
		παλμοί του laser στον κρύσταλλο και θέτει τον
		περιορισμό $rac{\delta y_e}{\delta x_e} = an heta$ στις διαστάσεις των στοιχείων
		της διαμέρισης.
Διαστάσεις	mm	Τρεις παράμετροι που καθορίζουν τις διαστάσεις του
κρυστάλλου		κρυστάλλου στις τρεις κατευθύνσεις x, y και z.
Πλήθος στοιχείων	-	Τρεις παράμετροι που καθορίζουν το πλήθος των
κρυστάλλου		στοιχείων της διαμέρισης του κρυστάλλου στις τρεις
		κατευθύνσεις x, y και z. Από το πλήθος των στοιχείων
		και τις διαστάσεις του κρυστάλλου καθορίζονται τα
		$\delta x_e, \delta y_e$ kai $\delta z_e.$
Χρονικό παράθυρο	nsec	Καθορίζει το χρονικό παράθυρο που θα
παλμού		χρησιμοποιήσει το πρόγραμμα για να προσομοιώσει
		μέσα σε αυτό το συνολικό προφίλ του παλμού.

Πλήθος χρονικών στοιχείων	-	Καθορίζει τον συνολικό αριθμό των χρονικών στοιχείων στον οποίο θα διαμεριστεί το χρονικό παράθυρο του παλμού.
Πλήθος χρονικών βημάτων άντλησης	-	Καθορίζει το συνολικό πλήθος, Μ, των χρονικών βημάτων σταθερής έντασης της ακτινοβολίας άντλησης (Εξ. 6.6)

ΙΙ.2 Πάνελ παραμέτρων κρυστάλλου



Σχήμα ΙΙ.2: Πάνελ εισαγωγής παραμέτρων του προγράμματος προσομοίωσης που αφορούν τις ιδιότητες του ενεργού κρυστάλλου

Στο πάνελ αυτό ο χρήστης εισάγει παραμέτρους που καθορίζουν τις ιδιότητες του κρυστάλλου. Στον παρακάτω πίνακα περιγράφονται αναλυτικά οι σχετικοί παράμετροι με την σειρά που εμφανίζονται το πάνελ (Σχ.ΙΙ.2):

Όνομα	Μονά-	Περιγραφή
παραμέτρου	δες	
Διαστάσεις	mm	Περιγράφεται στην Παρ. ΙΙ.1
κρυστάλλου		
Ποσοστό πρόσμιξης	at.%	Καθορίζει το ποσοστιαίο κλάσμα του πλήθους των
κρυστάλλου		ιόντων πρόσμιξης του κρυστάλλου προς το συνολικό
		πλήθος των στοιχείων του κρυστάλλου που μπορούν
		να αντικατασταθούν από τα ιόντα πρόσμιξης.

Πυκνότητα ιόντων 1	$\frac{10^{20}}{cm^3}$	Η πυκνότητα των ιόντων πρόσμιξης για ποσοστό
at.% πρόσμιξης		πρόσμιξης 1 at.%.
Χρόνος ζωής	μsec	Ο χρόνος ζωής της άνω ενεργειακής κατάστασης του
αυθόρμητης		κρυστάλλου.
αποδιέγερσης		
Ενεργός διατομή	$10^{-19} cm^2$	Η ενεργός διατομή της απορρόφησης της
απορρόφησης		ακτινοβολίας άντλησης από τα ιόντα πρόσμιξης του
		κρυστάλλου.
Σταθερά	cm^{-1}	Η σταθερά απορρόφησης της ακτινοβολίας άντλησης
απορρόφησης		από τον μή διεγερμένο κρύσταλλο.
Ενεργός διατομή	$10^{-19} cm^2$	Η ενεργός διατομή της εξαναγκασμένης
εξαναγκασμένης		αποδιέγερσης του κρυστάλλου από την "άνω"
αποδιέγερσης		ενεργειακή κατάσταση στην "κάτω".
Δείκτης διάθλασης	-	Ο δείκτης διάθλασης του κρυστάλλου.

ΙΙ.3 Πάνελ παραμέτρων οπτικής άντλησης



Σχήμα ΙΙ.3: Πάνελ εισαγωγής παραμέτρων του προγράμματος προσομοίωσης σχετικών με τις ιδιότητες της οπτικής άντλησης του κρυστάλλου

Στο πάνελ αυτό ο χρήστης εισάγει παραμέτρους που καθορίζουν τις ιδιότητες της ακτινοβολίας άντλησης του κρυστάλλου. Στον παρακάτω πίνακα περιγράφονται αναλυτικά οι σχετικοί παράμετροι με την σειρά που εμφανίζονται στο πάνελ (Σχ.ΙΙ.3):

Όνομα παραμέτρου	Μονά-	Περιγραφή
	δες	
Μήκος κύματος οπτικής άντλησης	nm	Το μήκος κύματος της ακτινοβολίας οπτικής άντλησης του κρυστάλλου.
Μέθοδος άντλησης		Εδώ ο χρήστης επιλέγει μια από τις δυο μεθόδους οπτικής άντλησης. Άντληση από ίδια κατεύθυνση με αυτήν διάδοσης των παλμών (end-pumping) ή κάθετα στην κατεύθυνση διάδοσης των παλμών (side-pumping).
Κατανομή οπτικής άντλησης		Εδώ ο χρήστης επιλέγει την κατανομή της ακτινοβολίας άντλησης στις δύο διαστάσεις της επιφάνειας άντλησης του κρυστάλλου. Οι επιλογές είναι: ομογενής κατανομή (top-hat), γκαουσιανή κατανομή και υπερ-γκαουσιανή (super-gaussian) κατανομή.
Εύρος κατανομής	mm	Δύο παράμετροι που καθορίζουν το πλήρες εύρος της κατανομής της ακτινοβολίας άντλησης στο μισό του μεγίστου (FWHM) στις δύο διαστάσεις Χ και Ζ.
Τάξη υπερ-γκαουσιανής κατανομής	-	Η παράμετρος αυτή καθορίζει τον συντελεστή n της υπερ-γκαουσιανής κατανομής $i(x)=I_0exp(-2(\frac{x}{c})^n).$
Ισχύς ακτινοβολίας άντλησης	W	Η συνολική ισχύς της ακτινοβολίας άντλησης.



ΙΙ.4 Πάνελ παραμέτρων παλμών

Σχήμα ΙΙ.4: Πάνελ εισαγωγής παραμέτρων του προγράμματος προσομοίωσης για τον καθορισμό των ιδιοτήτων των παλμών του laser.

Στο πάνελ αυτό ο χρήστης εισάγει παραμέτρους που καθορίζουν τις ιδιότητες των παλμών του laser. Στον παρακάτω πίνακα περιγράφονται αναλυτικά οι σχετικοί παράμετροι με την σειρά που εμφανίζονται το πάνελ (Σχ.ΙΙ.4):

Όνομα παραμέτρου	Μονά-	Περιγραφή
	δες	
Μήκος κύματος	nm	Το μήκος κύματος στο οποίο εκπέμπει το laser.
Ενέργεια παλμών	μJ	Η ενέργεια των παλμών του laser.
Επαναστατικότητα	kHz	Η συχνότητα επανάληψης των παλμών του laser.
παλμών		
Μέση ισχύς	W	Η μέση ισχύς της δέσμης του παλμικού laser.
Γωνία εισόδου	μοίρες	Η γωνία με την οποία εισέρχεται η δέσμη του laser στον
		κρύσταλλο.
Θέση εισόδου	mm	Δύο παράμετροι που καθορίζουν την θέση στην
		επιφάνεια εισόδου από την οποία εισέρχεται ο παλμός.
Χρονικό προφίλ		Η μορφή του παλμού στο χρόνο. Ο χρήστης επιλέγει
παλμού		ανάμεσα στα ακόλουθα: τετραγωνικό παλμό,
		γκαουσιανό παλμό ή λορεντζιανο παλμό.
Διάρκεια παλμού	nsec	Η χρονική διάρκεια του παλμού στο μισό του μεγίστου
		(FWHM).

Εγκάρσια κατανομή παλμού		Ο χρήστης επιλέγει ανάμεσα στις ακόλουθες κατανομές: ομογενής (top-hat), γκαουσιανή, υπερ-γκαουσιανή (super-gaussian).
Εύρος εγκάρσιας κατανομής	mm	Δύο παράμετροι που καθορίζουν το συνολικό εύρος της εγκάρσιας κατανομής του παλμού στο μισό του μεγίστου (FWHM) στις δυο διαστάσεις.
Τάξη υπερ-γκαουσιανής κατανομής	-	Η παράμετρος αυτή καθορίζει τον συντελεστή n της υπερ-γκαουσιανής κατανομής $i(x) = I_0 exp(-2(\frac{x}{c})^n)$ στην περίπτωση που επιλεγεί αυτή η κατανομή για το εγκάρσιο προφίλ του παλμού.

ΙΙ.5 Πάνελ παραμέτρων προσομοίωσης



Σχήμα ΙΙ.5: Πάνελ εισαγωγής παραμέτρων προσομοίωσης

Στο πάνελ αυτό ο χρήστης εισάγει παραμέτρους σχετικές με την διαδικασία της προσομοίωσης. Οι περισσότερες καθορίζονται και στα πάνελ που περιγράφηκαν παραπάνω. Στον παρακάτω πίνακα περιγράφονται αναλυτικά οι παράμετροι του δεν έχουν προαναφερθεί με την σειρά που εμφανίζονται το πάνελ (Σχ.ΙΙ.5):

Όνομα παραμέτρου	Μονά-	Περιγραφή
	δες	
Αριθμός παλμών	-	Ο συνολικός αριθμός των διαδοχικών παλμών που θα
		προσομοιωσουν.

Αριθμός περασμάτων - Το πλήθος των διαδοχικών περασμάτων του κάθε παλμού απο τον κρύσταλλο

Βιβλιογραφία

- [1] R. Clay and B. Dawson. Cosmic Bullets. Allen and Unwin Pty Ltd., 1997.
- [2] C. T. R. Wilson. On the Spontaneous Ionisation of Gases. Roy. Soc. Proc., 69:277--282, 1901.
- [3] M. V. S Rao and B. V. Sreekantan. Extensive Air Showers. World Scientific, 1998.
- [4] A. A. Penzias and R. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 mc/s. Astrophysical Journal, 142:419, 1965.
- [5] G. T. Zatsepin and V. A. Kusmin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays . *JETP Lett.*, 4(3):114, 1966.
- [6] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? Phys. Rev. Lett., 16:748--750, 1966.
- [7] J. L. Puget, F.W. Stecker, and J. H. Bredekamp. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *J.Astrophysical Journal*, 205:638--654, April 1976.
- [8] W. Cronin. Summary of the workshop. In *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, volume 28, pages 213--225, 1992.
- [9] D. D'Urso. *Pierre Auger Observatory: Fluorescence Detector Event Reconstruction and Data Analysis.* PhD thesis, Universita Degli Studi di Catania, 2005.
- [10] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Reviews*, 22:425--444, 1984.
- [11] M. Ostrowski. Mechanisms and Sites of Ultra High Energy Cosmic Ray Origin. *Astropart. Phys.*, 18:229--236, 2002.
- [12] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. Cosmic-Ray Shock Acceleration in the Presence of Self-Excited Waves. Astron. Astrophys., 118:223--228, 1983.
- [13] R. J. Protheroe and A. P. Scabo. High Energy Cosmic Rays from Active Galactic Nuclei. *Physical Review Letters*, 69:2885, 1992.

- [14] A. Venkatesan, M. Coleman Miller, and A. V. Olinto. Constraints on the Production of Ultra-High-Energy Cosmic Rays by Isolated Neutron Stars. *Astrophys.J.*, 484:323--328, 1997.
- [15] C. B. Finley. Anisotropy of Arrival Directions of Ultrahigh Energy Cosmic Rays. PhD thesis, Columbia University, 2006.
- [16] P. Bhattacharjee. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. *Physics Reports*, 327:109--247, Aug. 2000.
- [17] M. A. Lawrence, R. J. O Reid, and A. A. Watson. The cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} eV as measured by the Haverah Park array. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys*, 17:733, 1991.
- [18] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10²⁰ eV. Phys. Rev. Lett., 10:146--148, 1963.
- [19] D. J. Bird et al. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 441(1):144--150, 1995.
- [20] N. Hayashida et al. Observation of a Very Energetic Cosmic Ray Well Beyond the Predicted 2.7 K Cutoff in the Primary Energy Spectrum. *Phys. Rev. Lett.*, 73:3491--3494, 1994.
- [21] M. I. Pravdin. Energy spectrum of cosmic rays at $E_0 > 10^{17}$ eV by the Yakutsk eas array data. In *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [22] M. Takeda et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment . *Astropart. Phys.*, 19:447, 2003.
- [23] M. Takeda et al. Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1163--1166, 1998.
- [24] R. Abbasi et al. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 100:101101, 2008.
- [25] G. Rodriguez. Measurement of the UHECR energy spectrum using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 630:91--94, 2011.
- [26] T. Abu-Zayyad et al. The energy spectrum of Telescope Array's Middle Drum detector and the direct comparison to the High Resolution Fly's Eye experiment. *Astroparticle Physics*, 39:109--119, 2012.

- [27] The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318:938--943, 2007.
- [28] T. K. Gaisser and A. M. Hillas. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. In 15th International Cosmic Ray Conference Proc., 1977.
- [29] J. Linsley. Structure of large air showers at depth 834 G/sq cm. III Applications. In *15th International Cosmic Ray Conference Proc.*, 1977.
- [30] K. Shinozaki et al. Chemical Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays Observed by AGASA. In *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, 2003.
- [31] J. Linsley and L. Scarsi. Arrival Times of Air Shower Particles at Large Distances from the Axis. *Phys. Rev.*, 128:2384--2392, 1962.
- [32] J. Linsley. The Structure Function of EAS Measured at Volcano Ranch. In *Proceedings of the 13th International Conference on Cosmic Rays*, 1973.
- [33] S. J. Sciutto. Air Shower Simulations with the AIRES System. In *26th International Cosmicray Conference*, 1999.
- [34] M. T. Dova et al. A reinterpretation of Volcano Ranch lateral distribution measurements to infer the mass composition of cosmic rays. *arXiv:astro-ph/0210464v2*, 2002.
- [35] R.N. Coy et al. The lateral distribution of extensive air showers produced by cosmic rays above 10¹⁹ eV as measured by water-Cherenkov detectors. *Astroparticle Physics*, 6:263--270, 1997.
- [36] S. Yoshida et al. Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1 EeV observed by AGASA . *Journal of Physics G*, 20:651, 1994.
- [37] D. Bastieri. Development and Performance of the MAGIC Telescope. In Villa Olmo, 2001.
- [38] H. Tokuno. New airfluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 676:54, 2012.
- [39] A. Castellina. Comparison of data from the Pierre Auger Observatory with predictions from air shower simulations: testing models of hadronic interactions. In *PROCEEDINGS OF THE 31st ICRC*, 2009.
- [40] M. S. Longair. High-Energy Astrophysics. Cambridge, 2 edition, 1992.
- [41] R. Cester et al. Atmospheric aerosol monitoring at the Pierre Auger Observatory. 29th International Cosmic Ray Conference, 8:347, 2005.

- [42] V. Rizi et al. Atmospheric monitoring with LIDARs at the Pierre Auger Observatory. *Eur. Phys. J. Plus*, 127:92, 2012.
- [43] T. Tomida et al. Atmospheric monitor for Telescope Array experiment. EPJ Web of Conferences, 53:10003, 2013.
- [44] L. Font et al. Monitoring and calibration of the atmosphere in MAGIC. In 33th ICRC, 2013.
- [45] A. Bucholtz. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Appl. Opt.*, 34:2765, 1995.
- [46] G. Mie. Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen. ANNALEN DER PHYSIK, 25:377, 1908.
- [47] Van der Hulst. Light Scattering by Small Particles. Dover Publications, 1957.
- [48] E. J. McCartney. *Optics of the atmosphere: Scattering by molecules and particles*. New York, Wiley, 1976.
- [49] C. Weitkamp. Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere. Springer, 2005.
- [50] E. D. Hinkley. Laser monitoring of the atmosphere. Springer-Verlag, 1976.
- [51] S.Y. BenZvi et al. The Lidar system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 574:171, 2008.
- [52] T. Tomida et al. The atmospheric transparency measured with a LIDAR system at the Telescope Array experiment. *Nuc. Inst. & Meth. in Phys. Res. A*, 654:653, 2011.
- [53] R. Schwarz. Development of a LIDAR Measuring the atmospheric Transmission for GeV-TeV Gamma-astronomy with the 17m MAGIC telescope. PhD thesis, Ludwig Maximilians Universitat, 2002.
- [54] G. Vasileiadis. A New/Old LIDAR for the HESS Experiment. In ATMON, 2008.
- [55] J.R. Mumford. A Steerable Laser System for Atmospheric Monitoring at The High Resolution Fly's Eye. In *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [56] Vladimir A. Kovalev. Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods. A JOHN WILEY & SONS, INC., 2004.
- [57] W. Hitschfeld and J. Bordan. Errors Inherent in the Radar Measurement of Rainfall at Attenuating Wavelengths. *Journal of Atmospheric Sciences*, 11:58, 1954.
- [58] F.G. Fernald et al. Determination of Aerosol Height Distributions by Lidar. *Journal of Applied Meteorology*, 11:482, 1972.

- [59] J.D. Klett. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Opt.*, 20:211, 1981.
- [60] http://www.cta-observatory.org/.
- [61] D.A. Leonard. Observation of Raman Scattering from the Atmosphere using a Pulsed Nitrogen Ultraviolet Laser . *Nature*, 216:142, 1967.
- [62] J.A. Cooney. Measurements On The Raman Component Of Laser Atmospheric Backscatter . *Appl. Phys. Lett.*, 12:40, 1968.
- [63] J. Cooney, J. Orr, and C. Tomasetti. Measurements Separating the Gaseous and Aerosol Components of Laser Atmospheric Backscatter. *Nature*, 224:1098, 1969.
- [64] S.H. Melfi, J.D. Lawrence Jr, and M.P. McCormick. Observation Of Raman Scattering By Water Vapor In The Atmosphere . *Appl. Phys. Lett.*, 15:295, 1969.
- [65] J. Cooney. Measurement of Atmospheric Temperature Profiles by Raman Backscatter. J. *Appl. Meteorol.*, 11:108, 1972.
- [66] S.H. Melfi. Remote Measurements of the Atmosphere Using Raman Scattering. *Appl. Opt.*, 11:1605, 1972.
- [67] H. Inaba. Laser Monitoring of the Atmosphere. Springer, 1976.
- [68] A. Ansmann et al. Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar. *Opt. Lett.*, 15:746, 1990.
- [69] A. Ansmann et al. Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar. *Appl. Opt.*, 31:7113, 1992.
- [70] G. Fiocco and J. B. DeWolf. Frequency Spectrum of Laser Echoes from Atmospheric Constituents and Determination of the Aerosol Content of Air. *J. Atmos. Sci.*, 25:488, 1968.
- [71] J.N. Forkey et al. Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using Filtered Rayleigh Scattering . *Experiments in Fluids*, 24:151, 1998.
- [72] J.T. Sroga et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 2: Calibration and data analysis. *Appl. Opt.*, 22:3725, 1983.
- [73] P. Fetfatzis et al. Towards Comparison of RAMAN and HSRL LIDAR technique for CTA type Atmospheric Monitoring. In *ATMON*, 2010.
- [74] S. Maltezos et al. ATMOSPHERIC MONITORING FOR CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CTA: DEVELOPMENT OF A HSRL PROTOTYPE FOR SYNERGY WITH RA-MAN LIDAR. In XXIX Workshop on Recent Advances in Particle Physics and Cosmology, 2011.

- [75] S.T. Shipley et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation. *Appl. Opt.*, 22:3716, 1983.
- [76] M. Imaki et al. Ultraviolet High-Spectral-Resolution Lidar with Fabry Perot Filter for Accurate Measurement of Extinction and Lidar Ratio. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44:3063, 2005.
- [77] N. Maragos. UHECR detection and the use of Fabry-Perot interferometer for Atmospheric Monitoring (Title translated from Greek). *Diploma thesis - SAMPS-NTUA*, 2005.
- [78] N. Maragos et al. Design Aspects and Characterization Tests of a Multi-Wavelength Beam HSRL for Atmospheric Monitoring in Ultra High Energy Observatories. In PROCEEDINGS OF THE 32nd ICRC, 2011.
- [79] S. Maltezos et al. High-Accuracy Determination of Fabry-Perot Effective Mirror Spacing used for the Receivers of Atmospheric Monitoring in VHE Gamma Ray Astronomy. In *ICATPP*, 2010.
- [80] S. Maltezos et al. Atmospheric Monitoring for Very High Energy Gamma Energy Cherenkov Telescopes based on HSRL: Development of High Accuracy Non-Invasive Etalon Characterization Techniques. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 215:265, 2011.
- [81] K. Meissner. Interference Spectroscopy. Part I. J. Opt. Soc. Am. A, 31:405, 1941.
- [82] N. Barakat and M. Medhat. An Accurate Method for Calculating the Central Fractional Order of Interference in the Fabry-Perot Interferometer. *OPTICA ACTA*, 33:939, 1986.
- [83] E. G. Michaelis. A Modification of Benoit's Method of Exact Fractions. Proc. Phys. Soc., 61:194, 1948.
- [84] K.P. Birch and M.J. Downs. Correction to the Updated Edlen Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia*, 31:315, 1994.
- [85] E.B. Saloman. Wavelengths, Energy Level Classifications, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Mercury. J. Phys. Chem. Ref. Data, 35:1519, 2006.
- [86] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonator. IEEE J PROC, 54:1312, 1966.
- [87] W. Koechner. Solid-State Laser Engineering. Springer, 6 edition, 2006.
- [88] A.E. Siegman. Lasers. Univ Sci Books, 1986.
- [89] S. Orazio. Principles of Lasers. Springer, 2010.
- [90] V.V. Antsiferov and G.I. Smirnov. *Physics of Solid-State Lasers*. Cambridge International Science Publishing Ltd, 2005.

- [91] J. Yao and Y. Wang. Nonlinear Optics and Solid-State Lasers Advanced Concepts Tuning-Fundamentals and Applications. Springer, 2012.
- [92] M.J. Yarrow. Power Scaling of Laser Oscillators and Amplifiers Based on Nd:YVO4 (Part A). PhD thesis, UNIVERSITY OF SOUTHAMPTON, 2006.
- [93] A.E. Siegman. How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality . OSA TOPS, 17:184, 1998.
- [94] P.B. Chapple. Beam waist and M^2 measurement using a finite slit. *Opt. Eng.*, 33:2461, 1994.
- [95] L.R. O'Connor. Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO₄
 :Nd. Appl. Phys. Lett., 9:407, 1966.
- [96] R.A. Fields et al. Highly efficient Nd:YVO₄ diode-laser end-pumped laser. Appl. Phys. Lett., 51:1885, 1987.
- [97] O. Svelto. Principles of Lasers. Springer, 5 edition, 2010.
- [98] A.I. Zagumennyi et al. Crystals for End-Diode-Pumped Lasers. Laser Physics, 6:582, 1996.
- [99] L. M. Frantz and J. S. Nodvik. Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. *Journal* of Applied Physics, 34(8):2346, August 1963.
- [100] J.A. Armstrong et al. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. Phys. Rev., 127:1918, 1962.
- [101] X. Delen, F. Balembois, O. Musset, and P. Georges. Characteristics of laser operation at 1064 nm in Nd:YVO4 under diode pumping at 808 and 914 nm. J. Opt. Soc. Am. B, 28(1):52, January 2011.
- [102] T. Yoshino, H. Seki, Y. Tokizane, K. Miyamoto, and T. Omatsu. Efficient high-quality picosecond Nd:YVO4 bounce laser system. *Opt. Soc. Am. B*, 30:894--897, 2013.
- [103] N. Maragos et al. SLM Laser Side-pump Amplification Design for HSRL Atmospheric Monitoring in UHE Cosmic Ray Observatories. In *ICATPP*, 2013.
- [104] M. Araujo et al. Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Appl. Opt.*, 48:393, 2009.