



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διπλωματική εργασία

Μελέτη ανάπτυξης νέας γενιάς επιταχυντή XFEL

Συγγραφέας : Αικατερίνη Σ. Τζανέτου  
Επιβλέπων Καθηγητής : Ευάγγελος Γαζής

Αθήνα, Ελλάδα, 2020





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διπλωματική εργασία

Μελέτη ανάπτυξης νέας γενιάς επιταχυντή XFEL

Συγγραφέας: Αικατερίνη Σ. Τζανέτου

Επιβλέπων Καθηγητής: Ευάγγελος Γαζής

Εγκρίθηκε από την τριμελή επιτροπή

.....  
Ε. Γαζής  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Θ. Αλεξόπουλος  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Σ. Μαλτέζος  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ελλάδα, 2020





.....  
Αικατερίνη Τζανέτου  
Φυσικός Εφαρμογών Ε.Μ.Π.

© (2020) Αικατερίνη Τζανέτου  
All rights reserved.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

## Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία απευθύνεται σε όσους ενδιαφέρονται για το πεδίο της φυσικής των επιταχυντών, ανεξάρτητα από τη συνάφεια του ακαδημαϊκού τους υποβάθρου ή σχετική εμπειρία. Σε αυτή την κατεύθυνση, επιχειρήθηκε μια πλήρης παρουσίαση της δουλειάς μου συνοδευόμενη από απλές και κατανοητές εξηγήσεις.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή Ευάγγελο Γαζή (ΕΜΠ) για την εμπιστοσύνη του και την ευκαιρία που μου έδωσε να δουλέψω στα πρότζεκτ της ομάδας Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, στο ΕΜΠ αλλά και στο CERN, ούσα ακομη προπτυχιακή φοιτήτρια Φυσικής.

Ακόμα, είμαι πραγματικά ευγνώμων στον Δρ. M. Ferrario (INFN) και την A. Giribono (INFN) για την παροχή των βασικών επιταχυντικών και εστιαστικών στοιχείων για τη μελέτη μου αλλά και την εισαγωγή στις προσομοιώσεις με τη χρήση του προγράμματος ASTRA. Αισθάνομαι επίσης υπόχρεη στον Δρ. A. Bacci (INFN), για τη γενναιόδωρη κίνησή του να προμηθεύσει την ομάδα μας με τον κώδικα Giotto που έχει αναπτύξει ο ίδιος, ενώ θέλω να εκφράσω τη βαθιά εκτίμησή μου στον Καθηγητή A. Aksoy (Ankara University Institute of Accelerator Technologies) για την προθυμία του να με προμηθεύσει με τα X-band επιταχυντικά στοιχεία συνοδευόμενα από τα αντίστοιχα σωληνοειδή.

Η κατάθεση της παρούσας εργασίας σηματοδοτεί το τέλος των σπουδών μου στη Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Αισθάνομαι βαθιά ευγνώμων στους Καθηγητές και συμφοιτητές, που με στήριξαν και ενέπνευσαν.

Κλείνοντας, το να κυνηγήσω τα όνειρά μου θα ήταν αδύνατο χωρίς την ανιδιοτελή στήριξη των δικών μου ανθρώπων. Θα ήθελα να ευχαριστήσω τη μητέρα και τις αδελφές μου και θα ήθελα να αφιερώσω αυτην την εργασία στον πατέρα και τον αδερφό μου, που έφυγαν από τη ζωή κατά τη διάρκεια των σπουδών μου.



## Περιεχόμενα

Περίληψη	1
Abstract	2
1. Η Φυσική των Επιταχυντών και το Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων	3
1.1 Βασικά στοιχεία της Φυσικής των επιταχυντών	4
1.2 Τα δομικά στοιχεία μιας επιταχυντικής γραμμής	6
1.2.1 Δομικά στοιχεία επιτάχυνσης	7
1.2.2 Δομικά στοιχεία εστίασης και οδήγησης	12
1.3 Χρήσιμες έννοιες της φυσικής των επιταχυντών	18
1.4 Το Λέιζερ ελεύθερων ηλεκτρονίων	22
1.5 Σκοπός εργασίας	25
2. Στόχοι και Εφαρμογές	26
2.1 Ακτίνες Χ και εφαρμογές	26
2.2 Μεθοδολογία	27
3. Ο φωτοεγχυτής	29
3.1 Κύρια φαινόμενα	30
3.2 Παράμετροι και περιορισμοί	36
4. Εργαλεία προσομοίωσης	39
4.1 Ο κώδικας Astra	39
4.2 Κώδικας Giotto	40
5. Παραγωγή της δέσμης ηλεκτρονίων και φωτοκάθοδος	45
5.1 Η διαδικασία της φωτοεκπομπής	45
5.2 Αγωγοί, ημιαγωγοί και μονωτές	46
5.3 Εγγενής εκπεψιμότητα, κβαντική απόδοση και συναφή φαινόμενα	49
5.4 Μεθοδολογία	52
5.5 Κριτήρια επιλογής υλικού φωτοκαθόδου	54
5.6 Παρουσίαση βιβλιογραφικής πρότασης αναφοράς	56

6. Η παραγωγή της δέσμης ηλεκτρονίων και το σύστημα LASER	61
6.1 Βασικές έννοιες της φυσικής των LASER	61
6.2 Παράμετροι του laser	65
6.3 Τα χαρακτηριστικά των παλμών laser, τα σχετιζόμενα φαινόμενα και οι προσομοιώσεις	68
6.3.1 Το εγκάρσιο προφίλ του παλμού	68
6.3.2 Το καθρευτικό φορτίο χώρου και το ελάχιστο εγκάρσιο πλάτος παλμού	70
6.3.3 Το 3D προφίλ του παλμού και η συνεισφορά φορτίου χώρου	73
6.3.4 Σχήμα δέσμης και κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμπιμότητα	75
6.3.5 Το “κενό” σχήμα παλμού και τα πεδία φορτίου χώρου	76
6.3.6 Χρονική διάρκεια παλμού και συνεισφορά πεδίων φορτίου χώρου	78
6.4 Πρόταση αναφοράς συστήματος LASER	79
7. Προσομοιώσεις και βελτιστοποίηση της δυναμικής της δέσμης	82
7.1 Τα RF πυροβόλα ηλεκτρονίων και οι παράμετροι φωτοεκπομπής	83
7.2 Προκαταρκτικά αποτελέσματα και βελτιστοποίηση	88
7.3 Γενετική βελτιστοποίηση	101
8. Συμπεράσματα	105
Βιβλιογραφία	108
Παράρτημα Α: IEEE Ζώνες Συχνοτήτων	114
Παράρτημα Β: Διεθνείς επιστημονικοί όροι	115

## Περίληψη

Μία από τις σημαντικότερες επιταχυντικές διατάξεις, το Λείζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων (Free Electron Laser ή FEL), είναι μια ειδικά σχεδιασμένη επιταχυντική γραμμή, που δρα ως πηγή σύμφωνης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Εντός των FEL, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες και διαδοχικά εισέρχονται σε μια συστοιχία διπολικών μαγνητών με εναλλάσσουσες πολικότητες που ονομάζεται undulator. Καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται εντός του undulator οι τροχιές τους ταλαντώνονται, οδηγώντας στην εκπομπή της σύμφωνης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας συγχρότρου του ενδιαφέροντός μας.

Οι δέσμες φωτονίων που παρέχονται από τα Λείζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων μπορούν να διαθέτουν μήκη κύματος σε ολόκληρο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και χαρακτηρίζονται από εντυπωσιακή λαμπρότητα και ποιότητα. Τα FEL εμφανίζουν μοναδικά πλεονεκτήματα έναντι της συμβατικής τεχνολογίας LASER και διαθέτουν ένα ανεξερεύνητο δυναμικό για νέες επιστημονικές και τεχνολογικές εφαρμογές.

Η παρούσα διπλωματική εργασία περιγράφει τη δημιουργία της δέσμης των ηλεκτρονίων και το πρώτο στάδιο της επιτάχυνσής τους εντός του αρχικού τμήματος μιας FEL διάταξης, που ονομάζεται φωτοεγχυτής. Πιο συγκεκριμένα, αποτελείται από δύο μέρη: α) την περιγραφή της μεθοδολογίας για την επιλογή του υλικού της φωτοκαθόδου και του κατάλληλου συστήματος λείζερ για την αρχική εξαγωγή των ηλεκτρονίων β) τη μελέτη δυναμικής της δέσμης με χρήση προσομοιωτικού κώδικα και εστιάζοντας στη βελτιστοποίηση των παραμέτρων της διάταξης του φωτοεγχυτή.

Μια μεταλλική φωτοκάθοδος που συνοδεύεται από ένα σύστημα λείζερ UV είναι η βασική πρόταση για μια μελλοντική διάταξη υποστηριζόμενη από πειραματικά και υπολογιστικά δεδομένα της τρέχουσας βιβλιογραφίας. Επίσης, έξι διαφορετικές διατάξεις φωτοεγχυτή που χρησιμοποιούν S-band (3GHz) και X-band (12 GHz) επιταχυντικά στοιχεία, προσομοιώνονται με τη χρήση του κώδικα δυναμικής δέσμης ASTRA. Εν τέλει οι διατάξεις βελτιστοποιούνται με τη χρήση του κώδικα Giotto, ενός κώδικα βασισμένου σε γενετικούς αλγορίθμους. Τιμές κανονικοποιημένης εγκάρσιας εκπεψιμότητας χαμηλότερες των 0.2 π mm mrad καταγράφονται για κάθε βελτιστοποιημένη διάταξη.

Αξίζει να σημειωθεί πως μέρος των συμπερασμάτων της παρούσας διατριβής παρουσιάστηκαν στις συναντήσεις του προγράμματος CompactLight από την ομάδα των ΕΜΠ/ΙΕΣΕ. Το πρόγραμμα CompactLight χρηματοδοτείται από το μεγαλύτερο πρόγραμμα πλαίσιο της ΕΕ για την έρευνα και την καινοτομία, "Ορίζοντας 2020", συγκεντρώνοντας εμπειρογνώμονες από 24 διεθνή εργαστήρια, με σκοπό να παραδώσουν τη σχεδιαστική μελέτη μιας νέας, συμπαγούς και χαμηλού κόστους διάταξης XFEL.

## Abstract

One of the most important accelerator facilities, the Free Electron Laser (FEL), is a specially designed accelerator beamline, that acts as a source of coherent electromagnetic radiation. Inside FELs, electrons get accelerated to relativistic speeds and successively enter an array of dipole magnets with alternating polarities, called undulator. While traveling through the undulator, the electron trajectories oscillate, leading to the production of the synchrotron electromagnetic radiation of our interest.

The high-intensity photon beams provided by FELs can span wavelengths across the entire electromagnetic spectrum and are characterized by impressive brilliance and quality. The FEL facilities present unique advantages compared to conventional LASER technology and they display an unexplored potential for scientific and technological applications.

The present diploma thesis describes the generation of the electrons and the first stage of their acceleration inside the initial part of an FEL facility, called photoinjector. More specifically, it consists of two main parts: a) the description of the methodology toward the selection of the photocathode material and the suitable drive laser for the initial extraction of electrons, and b) the beam dynamics study using simulation codes and focusing on a photoinjector optimal configuration.

A metallic photocathode accompanied by a UV laser system is the baseline proposal for a future facility supported by experimental and simulation results of current literature. Also, six different photoinjector layouts, employing S-band (3GHz) and X-band (12 GHz) accelerating structures, are simulated with the use of the ASTRA beam dynamics code and are optimized using the Giotto code, a code based on genetic algorithms. Transverse normalized emittance values below  $0.2 \pi$  mm mrad are reported for every optimized layout.

It is worth mentioning that part of this thesis conclusions were presented in the CompactLight project meetings by the NTUA/IASA team. The CompactLight project is a european project, funded by the EU H2020 plan, that gathers experts from 24 international laboratories in order to deliver the conceptual design report-CDR for a novel compact and cost-efficient X-FEL facility.

## Κεφάλαιο 1

### Η Φυσική των Επιταχυντών και το Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων

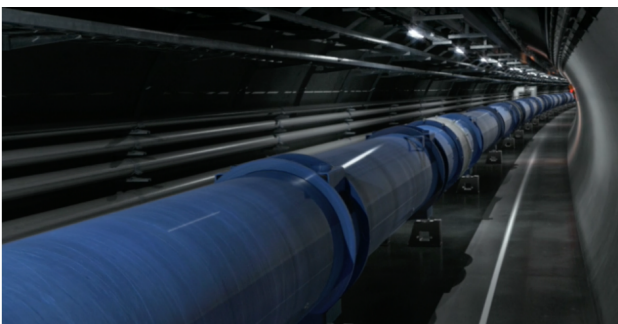
Ο επιταχυντής σωματιδίων (particle accelerator)<sup>[1]</sup> συνιστά μια επιστημονική διάταξη που χρησιμοποιεί ηλεκτρομαγνητικά πεδία ώστε να επιταχύνει και να κατευθύνει φορτισμένα σωματίδια. Ο κύριος στόχος ενός επιταχυντή είναι να δώσει στα σωματίδια την απαιτούμενη ενέργεια προκειμένου να συμμετάσχουν αποτελεσματικά στα φυσικά φαινόμενα του ενδιαφέροντός μας.

Οι κύριες ιδέες πίσω από τη λειτουργία μιας επιταχυντικής διάταξης<sup>[2]</sup> είχαν ήδη εμφανιστεί από τα μέσα του 19ου αιώνα, αλλά το πεδίο της φυσικής των επιταχυντών άρχισε να εξελίσσεται ραγδαία τις πρώτες δεκαετίες του εικοστού. Έκτοτε, η επιστήμη και η τεχνολογία χρησιμοποιούν τις επιταχυντικές διατάξεις ως ένα εργαλείο που συμβάλλει σε νέες επιστημονικές ανακαλύψεις και εξελιγμένες τεχνολογικές εφαρμογές. Σήμερα, περισσότεροι από 30.000 επιταχυντές<sup>[3]</sup> διαφόρων τύπων λειτουργούν παγκοσμίως εξυπηρετώντας πλήθος εφαρμογών, συμπεριλαμβανομένων των σκοπών της βασικής έρευνας. Η υψηλή τους χρησιμότητα, που καλύπτει μια πληθώρα πεδίων, έχει οδηγήσει στην άνθηση της έρευνας γύρω από τη φυσική και τεχνολογία των επιταχυντών και στη συνεχή εξέλιξη του πεδίου.

Ένας από τους σημαντικότερους τύπους επιταχυντικής διάταξης, το Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων (*Free Electron Laser* ή *FEL*)<sup>[4]</sup>, συνιστά μια ειδικά σχεδιασμένη, σύγχρονη επιταχυντική γραμμή, που δρα ως πηγή σύμφωνης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Εντός των διατάξεων FEL, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες και διαδοχικά εισέρχονται σε μια συστοιχία διπολικών μαγνητών με εναλλάσσουσες πολικότητες. Τα μαγνητικά πεδία των διπόλων οδηγούν τις τροχιές των ηλεκτρονίων σε ταλαντωτική κίνηση με άμεσο επακόλουθο την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τα ηλεκτρόνια, αναφερόμενης και ως ακτινοβολία συγχρότρου.

Οι παλμοί σύμφωνης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ή με άλλα λόγια, οι σύμφωνες δέσμες φωτονίων που παράγονται, μπορούν να καλύψουν ολόκληρο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και χαρακτηρίζονται από εντυπωσιακή λαμπρότητα (brilliance) και ποιότητα. Τα FEL παρουσιάζουν μοναδικά πλεονεκτήματα έναντι της συμβατικής τεχνολογίας LASER και έχουν μετατραπεί σε μια απαραίτητη, σύγχρονη πηγή φωτός, που συμβάλλει στη μελέτη της ύλης μέσω νέας χρωχρονικής ανάλυσης.

Στο πρώτο κεφάλαιο, ο αναγνώστης εισάγεται στις βασικές αρχές της φυσικής των επιταχυντών, καθώς και στα κύρια δομικά στοιχεία μιας επιταχυντικής γραμμής δέσμης (accelerator beamline). Στη συνέχεια, παρουσιάζεται η γενική αρχιτεκτονική μιας FEL διάταξης, συνοδευόμενη από σύντομες περιγραφές σχετικά με τις κύριες λειτουργίες των εξαρτημάτων της.



Εικόνα 1.1: Αναπαράσταση <sup>[6]</sup> μικρού τμήματος της γραμμής δέσμης του Large Hadron Collider (LHC) στο CERN. Ο LHC είναι ο μεγαλύτερος επιταχυντής σωματιδίων στον κόσμο. Αποτελείται από έναν δακτύλιο επιτάχυνσης 27 χιλιομέτρων που βρίσκεται περίπου 100 μέτρα υπογείως στην περιοχή των γαλλο-ελβετικών συνόρων.



## 1.1 Βασικά στοιχεία της Φυσικής των επιταχυντών

Η φυσική των επιταχυντών βασίζεται στις αλληλεπιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων με ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Τα ηλεκτρικά πεδία χρησιμοποιούνται κυρίως για την επιτάχυνση των σωματιδίων, ενώ τα μαγνητικά πεδία κατευθύνουν τα σωματίδια κατά μήκος των επιθυμητών τροχιών.

### Κύριες εξισώσεις ηλεκτρομαγνητικών πεδίων<sup>[7]</sup>

Η εξίσωση κίνησης ενός σωματιδίου φορτίου  $q$ , που κινείται υπό την επίδραση ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων,  $E$  και  $B$ , δίνεται από τη σχέση της δύναμης Lorentz

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_L = q (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

όπου  $\vec{u}$  είναι η ταχύτητα του σωματιδίου,  $\vec{p} = \gamma m \vec{u}$  η ορμή του σωματιδίου και  $m$  η αναλλοίωτη μάζα του.

Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία ικανοποιούν τις εξισώσεις του Maxwell,

$$\nabla (\epsilon \vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4)$$

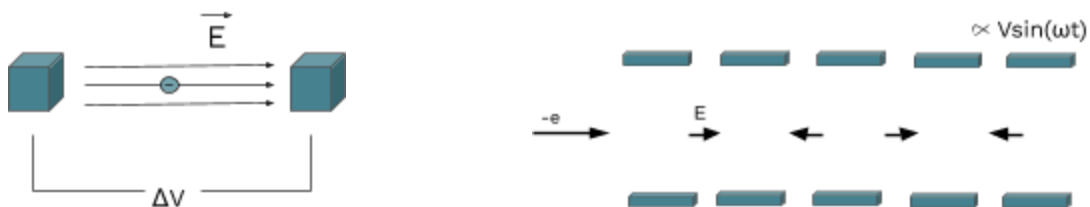
$$\nabla \times (\frac{1}{\mu} \vec{B}) = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t} \quad (1.5)$$

όπου οι ποσότητες  $j$  και  $\rho$  δείχνουν την πυκνότητα ρεύματος και φορτίου, αντίστοιχα. Οι σταθερές  $\epsilon_0$  και  $\mu_0$  αντιστοιχούν σε  $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} C / Vm$  και  $\mu_0 = 1,2566 \times 10^{-6} Vs / Am$ , ενώ οι σταθερές  $\epsilon$  και  $\mu$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά και η μαγνητική διαπερατότητα του περιβάλλοντος υλικού, αντίστοιχα.

### Διαμήκης επιτάχυνση σωματιδίων<sup>[8]</sup>

Η επιτάχυνση ενός φορτισμένου σωματιδίου πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας ηλεκτρικά πεδία στην κατεύθυνση της κίνησης, που συνήθως θεωρείται η κατεύθυνση  $z$ . Σύμφωνα με την εξίσωση της δύναμης Lorentz, εστιάζοντας στη συνεισφορά του ηλεκτρικού πεδίου, η εξίσωση της διαμήκου κίνησης γίνεται

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = q\vec{E} \quad (1.6)$$



Εικόνα 1.2: Η επιτάχυνση των φορτισμένων σωματιδίων μπορεί να πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας στατικά (αριστερά) ή χρονικά μεταβαλλόμενα (δεξιά) πεδία.

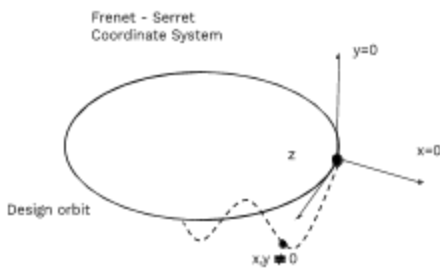
Όσον αφορά την κινητική ενέργεια που αποκτάται κατά μήκος της διαδρομής στον z-άξονα δίνεται ως

$$K = \int F_z dz = q \int E_z dz \quad (1.7)$$

Τα *διαμήκη* χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία παρουσιάζουν σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι των στατικών, με αποτέλεσμα η χρήση τους να κυριαρχεί στην τρέχουσα τεχνολογία. Όπως θα περιγραφεί στην επόμενη ενότητα, διαμήκη χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία προς μια κατεύθυνση της επιλογής μας διαμορφώνονται εντός σύγχρονων, γεωμετρικών δομών που ονομάζονται RF κοιλότητες.

### Εγκάρσια κίνηση σωματιδίων [9], [7]

Εκτός της διαμήκου κίνησης ενός φορτισμένου σωματιδίου, η κίνησή του στις *εγκάρσιες* κατευθύνσεις, x και y, είναι καθοριστικής σημασίας για τις εφαρμογές μας. Για να οδηγηθεί και να εστιαστεί ένα σωματίδιο σε μια καθορισμένη τροχιά σχεδιασμού (design orbit), απαιτείται η χρήση *μαγνητικών πεδίων*. Η συλλογή των μαγνητικών στοιχείων που έχουν εγκατασταθεί κατά μήκος μιας επιταχυντικής γραμμής ώστε να καθοδηγούν και να εστιάζουν τα φορτισμένα σωματίδια ονομάζεται μαγνητικό πλέγμα (magnet lattice). Το πλήρες οπτικό σύστημα που περιλαμβάνει επίσης τις παραμέτρους κάμψης και εστίασης είναι το σύστημα μεταφοράς της δέσμης (beam transport system). Οι σωληνοειδείς, οι διπολικοί και οι τετραπολικοί μαγνήτες αποτελούν κάποια από τα συχνά χρησιμοποιούμενα εξαρτήματα για τη δημιουργία των απαιτούμενων μαγνητικών πεδίων και περιγράφονται στην επόμενη ενότητα.



Εικόνα 1.3: Η τροχιά ενός σωματιδίου μπορεί να αποκλίνει από την τροχιά σχεδιασμού. Η εστίαση και καθοδήγηση του σωματιδίου λαμβάνει χώρα με τη χρήση μαγνητικών πεδίων.

### Συνεισφορά φορτίου χώρου<sup>[10]</sup>

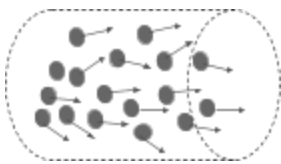
Συνήθως τα πειράματά μας απαιτούν την κίνηση πολλών φορτισμένων σωματιδίων προς την ίδια κατεύθυνση με αποτέλεσμα το σχηματισμό μιας *δέσμης σωματιδίων*. Τα φορτισμένα σωματίδια δημιουργούν ηλεκτρομαγνητικά πεδία που επηρεάζουν τη συμπεριφορά της δέσμης τόσο στη διαμήκη όσο και στην εγκάρσια διεύθυνση. Ως αποτέλεσμα, η πλήρης μελέτη της κίνησης ενός σωματιδίου απαιτεί να ληφθούν υπόψη οι δυνάμεις που επιβάλλονται από άλλα φορτισμένα σωματίδια, που είτε ανήκουν στη δέσμη είτε προέρχονται από άλλες πηγές. Υποθέτοντας μια ομοιόμορφη κυλινδρική κατανομή φορτίου και εφαρμόζοντας τις εξισώσεις του Maxwell, τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία φορτίου χώρου δίνονται ως

$$E_r(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (1.8) \quad \text{και} \quad B_\phi(r) = \frac{\beta\lambda}{2\pi\epsilon_0 r c} \quad (1.9)$$

όπου  $\lambda$  είναι η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα μήκους.

Η εγκάρσια δύναμη που δρα σε ένα σωματίδιο δέσμης δίνεται ως

$$F_r = q (E_r - \beta c B_\phi) = \frac{q\lambda}{\gamma^2 2\pi\epsilon_0 r} \quad (1.10)$$



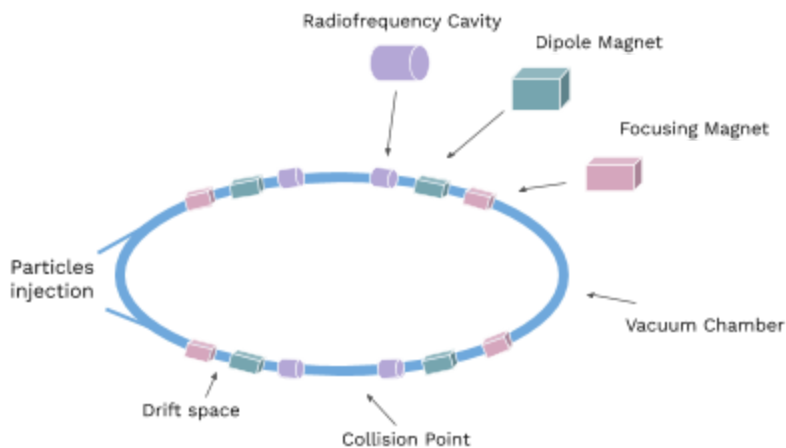
Εικόνα 1.4: Δέσμη φορτισμένων σωματιδίων θεωρούμενη ως μια ομοιόμορφη κυλινδρική κατανομή φορτίου.

Όπως είναι εμφανές από τις παραπάνω σχέσεις, η ακτινική συνεισφορά φορτίου χώρου τείνει να μηδενιστεί όταν η δέσμη σωματιδίων γίνεται σχετικιστική.

Όσον αφορά τη διαμήκη συνεισφορά του φορτίου χώρου, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη όταν μελετώνται δέσμες μη ομοιόμορφης διαμήκους πυκνότητας φορτίου.

## 1.2 Τα δομικά στοιχεία μιας επιταχυντικής γραμμής

Μια σειρά στοιχείων επιτάχυνσης και εστίασης, σε γραμμική ή κυκλική στοίχιση, αποτελούν μια *επιταχυντική γραμμή δέσμης*. Τα στοιχεία χωρίζονται συνήθως με μικρά διαστήματα ολίσθησης (*drift spaces*), όπου δεν υπάρχουν εξωτερικά ηλεκτρικά ή μαγνητικά πεδία. Οι φορτισμένες δέσμες σωματιδίων ταξιδεύουν εντός των επιταχυντικών γραμμών, όπου διατηρούνται *συνθήκες κενού* με σκοπό να αποφεύγεται η αλληλεπίδραση της δέσμης με ξένα σωματίδια. Οφείλεται να τονιστεί πως δεν υπάρχει μια αυστηρά καθορισμένη διάταξη για κάθε τύπο επιταχυντικής γραμμής, με την τελική της διαμόρφωση να αποφασίζεται με βάση τους στόχους απόδοσης της δέσμης και φυσικά τις ιδέες των ειδικών επιστημόνων.



Εικόνα 1.5:

Μια χαρακτηριστική διάταξη επιταχυντικής γραμμής κυκλικού τύπου που βασίζεται στη διάταξη του επιταχυντή LEP στο CERN.<sup>[14]</sup>

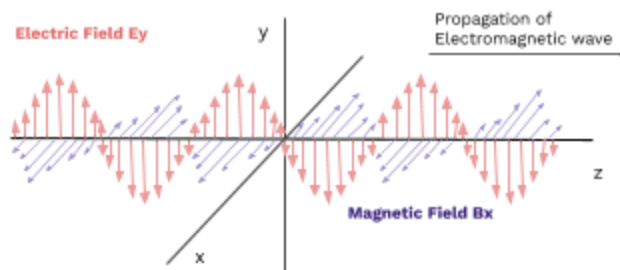


Εικόνα 1.6: Χαρακτηριστική γραμμική επιταχυντική διάταξη που βασίζεται σε ένα μέρος του γραμμικού επιταχυντή LINAC4 στο CERN. Η πηγή ιόντων και κάθε επιταχυντικό γραμμικό στοιχείο συνοδεύονται από μια σειρά στοιχείων εστίασης που συμπεριλαμβάνουν σωληνοειδείς μαγνήτες εστίασης, ηλεκτρομαγνητικά ή μόνιμα τετράπολα.<sup>[12],[13]</sup>

Στην ενότητα, παρουσιάζονται τα κύρια δομικά στοιχεία μιας επιταχυντικής γραμμής, συνοδευόμενα από περιγραφές των βασικών τους λειτουργιών. Αξίζει να αναφερθεί πως μια πληθώρα από διαφορετικούς τύπους στοιχείων έχουν αναπτυχθεί τον τελευταίο αιώνα, εμπνεόμενοι από διαφορετικές αρχές λειτουργίας και φέροντες ποικίλα τεχνολογικά χαρακτηριστικά. Η παρουσίαση μιας εξαντλητικής λίστας δεν είναι εφικτή στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, με αποτέλεσμα ορισμένα αντιπροσωπευτικά στοιχεία να περιγράφονται παρακάτω, δίνοντας έμφαση σε εκείνα που πρόκειται να χρησιμοποιηθούν στη μελέτη μας.

### 1.2.1 Δομικά στοιχεία επιτάχυνσης

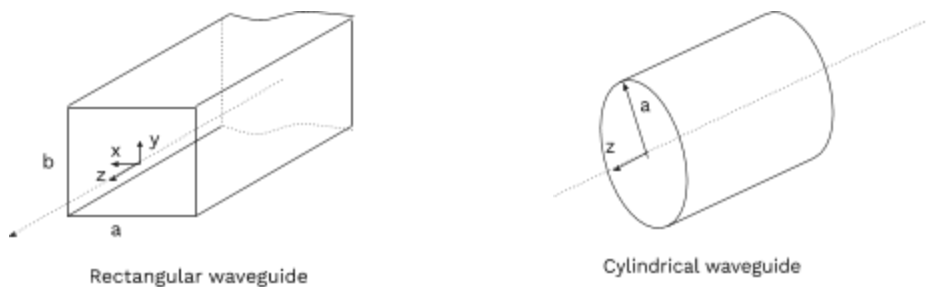
Σύμφωνα με τη θεωρία, τα *ηλεκτρομαγνητικά κύματα* διαδίδονται στον ελεύθερο χώρο διαθέτοντας διανύσματα ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου κάθετα προς την διεύθυνση διάδοσης. Η καθοδήγηση των ηλεκτρικών συνιστωσών σε μια διαμήκη διεύθυνση της επιλογής μας γίνεται με τη χρήση αγωγίμων, κενών, γεωμετρικών κοιλιοτήτων. Τα τοιχώματα της κοιλότητας δρουν ανακλαστικά και συνιστούν τις απαραίτητες συνοριακές συνθήκες ώστε να δημιουργηθούν μοτίβα διάδοσης επιθυμητής μορφής για τα πεδία. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της δομής μπορούν να ποικίλουν, καθώς σχετίζονται άμεσα με τους στόχους απόδοσης αλλά και τον τύπο των σωματιδίων που απαιτείται να επιταχυνθούν.



Εικόνα 1.7: Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται στον ελεύθερο χώρο έχουν διανύσματα ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου κάθετα προς την κατεύθυνση διάδοσης.

#### RF κυματοδηγός <sup>[14],[15], [7]</sup>

Ο RF κυματοδηγός (RF waveguide) είναι ένας αγωγίμος, κούλος σωλήνας εντός του οποίου τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μπορούν να διαδίδονται περιορισμένα στην κατεύθυνση  $x$  και  $y$  από τα τοιχώματά του. Δύο δομές κυματοδηγού, ορθογώνιου και κυλινδρικού σχήματος, παρουσιάζονται παρακάτω ως παραδείγματα αναφοράς.



Εικόνα 1.8: Κυματοδηγοί ορθογωνικής και κυλινδρικής δομής.

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαδίδονται εντός του κυματοδηγού ικανοποιώντας τους νόμους του Maxwell και δύο συνοριακές συνθήκες. Στα εσωτερικά τοιχώματα θα ισχύει  $E_{\parallel} = B_{\perp} = 0$ , αφού σύμφωνα με τη θεωρία, μέσα σε έναν τέλειο αγωγό, όπως το περίβλημα του κυματοδηγού, ισχύει  $E = B = 0$ . Μια γενική μορφή του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να θεωρηθεί ως η  $E = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$ . Θεωρώντας ότι το πεδίο έχει 3 συνιστώσες με  $E_0 = E_0(x, y, z)$ , οι διαφορικές εξισώσεις του Maxwell επιλύονται λαμβάνοντας υπόψη και τις συνοριακές συνθήκες. Αποτέλεσμα είναι η εξαγωγή μιας σειράς λύσεων που συνιστούν τους πιθανούς τρόπους διάδοσης των πεδίων εντός του συστήματός μας. Οι πιθανοί τρόποι μπορούν να χωριστούν σε αυτούς με  $E_z = 0$  ( $B_z \neq 0$ ) που αποτελούν την κατηγορία των εγκάρσιων ηλεκτρικών τρόπων (TE) και σε αυτούς με  $B_z = 0$  ( $E_z \neq 0$ ) που αποτελούν την κατηγορία των εγκάρσιων μαγνητικών τρόπων TM. Προφανώς, η διαμήκης επιτάχυνση του ενδιαφέροντός μας, επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός TM μοτίβου πεδίου. Η έλλειψη τοιχώματος στον άξονα z επιτρέπει στα κύματα να διαδίδονται ελεύθερα προς αυτήν την κατεύθυνση και η δομή μπορεί να θεωρηθεί *τρέχοντος κύματος*.

Πίνακας 1.1 : Εκφράσεις για το ηλεκτρικό διαμήκες πεδίο για έναν κυλινδρικό και ορθογώνιο κυματοδηγό.

$E_z = E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e^{i(\omega t - k_z z)}$	<p>Ορθογώνιος κυματοδηγός εγκάρσιων διαστάσεων a, b. Οι εκφράσεις για το ηλεκτρικό πεδίο στην κατεύθυνση z. Ονομασία: <math>TM_{mn}</math></p>
<p>Συχνότητα αποκοπής, <math>k_c</math>:</p> $k_c^2 = k_x^2 + k_y^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$ $k_z^2 = k^2 - k_c^2$	<p>Για <math>k &gt; k_c</math> το κύμα μπορεί να διαδοθεί., Όταν <math>k &lt; k_c</math> το κύμα εξασθενεί εκθετικά.</p>
$E_z = E_0 J_m(k_c r) e^{i(\omega t - m\phi - k_z z)}$	<p>Κυλινδρικός κυματοδηγός ακτίνας a. Η έκφραση για το ηλεκτρικό πεδίο στην κατεύθυνση z. Το <math>J_m</math> συνιστά τη συνάρτηση Bessel τάξης m.</p>
<p>Συχνότητα αποκοπής, <math>k_c</math>:</p> $k_z^2 = k^2 - k_c^2$	<p>Για <math>k &gt; k_c</math> το κύμα μπορεί να διαδίδεται ενώ εάν <math>k &lt; k_c</math> το κύμα εξασθενεί εκθετικά. Η τιμή του <math>k_c</math> συνδέεται άμεσα με την ακτίνα του κυματοδηγού.</p>

Σχετικές εκφράσεις με αυτές του πίνακα μπορούν να προκύψουν και για τα μαγνητικά πεδία.

Η ταχύτητα φάσης ενός ορθογώνιου κυματοδηγού δίνεται ως

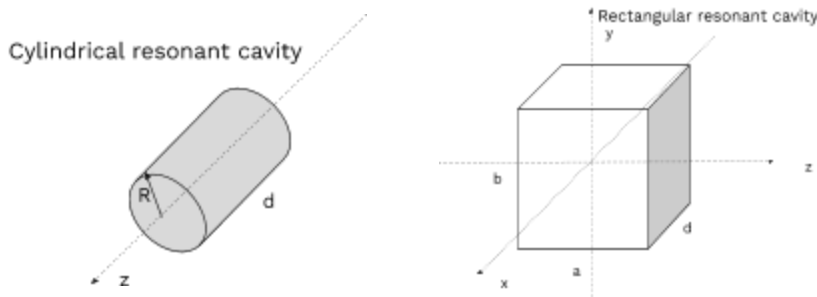
$$u_{\text{φάσης}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu} \sqrt{1 - \left(\frac{k_c}{k}\right)^2}} \quad (1.11)$$

υπερβαίνοντας την ταχύτητα του φωτός όταν  $k > kc$ . Για να λάβει χώρα αποτελεσματικά η επιτάχυνση ενός σωματιδίου, η ταχύτητά του πρέπει να ταυτίζεται με την ταχύτητα φάσης του τρέχοντος κύματος. Προφανώς αυτό καθίσταται αδύνατο όταν η ταχύτητα φάσης υπερβαίνει εκείνη του φωτός. Ως αποτέλεσμα, οι δομές κυματοδηγού που περιγράφηκαν δε χρησιμοποιούνται για σκοπούς επιτάχυνσης σωματιδίων παρότι αποτελούν εξαρτήματα των επιταχυντικών διατάξεων εξυπηρετώντας κυρίως τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων.

### RF κοιλότητα [7], [16]

Η RF κοιλότητα είναι μια κοίλη γεωμετρική δομή κατασκευασμένη από αγωγίμο υλικό που περιορίζει τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία με τη χρήση των τοιχωμάτων της, δημιουργώντας νέα μοτίβα διάδοσης. Διαφέρει από έναν κυματοδηγό λόγω της επιπλέον συνοριακής συνθήκης που επιβάλλεται από τα τοιχώματα στον άξονα z. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία ανακλώνται στα τοιχώματα των αξόνων x, y και z, σχηματίζοντας *στάσιμα κύματα*.

Εντός της κοιλότητας, τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία μεταδίδονται ικανοποιώντας τους νόμους του Maxwell και δύο συνοριακές συνθήκες που επιβάλλονται από τα τέλεια αγωγίμα τοιχώματα της κοιλότητας,  $E_{\parallel} = B_{\perp} = 0$ . Ως αποτέλεσμα, εξάγεται μια σειρά λύσεων που συνιστούν πιθανούς τρόπους διάδοσης των πεδίων εντός του συστήματός μας. Οι τρόποι χωρίζονται σε 3 κύριους τύπους: *TE* τρόπος όταν  $E_z = 0$  ( $B_z \neq 0$ ), *TM* τρόπος όταν  $B_z = 0$  ( $E_z \neq 0$ ) και *TEM* τρόπος όταν  $E_z = B_z = 0$ . Προφανώς, ένας τρόπος *TM* απαιτείται για τη διαμήκη επιτάχυνση του ενδιαφέροντός μας.



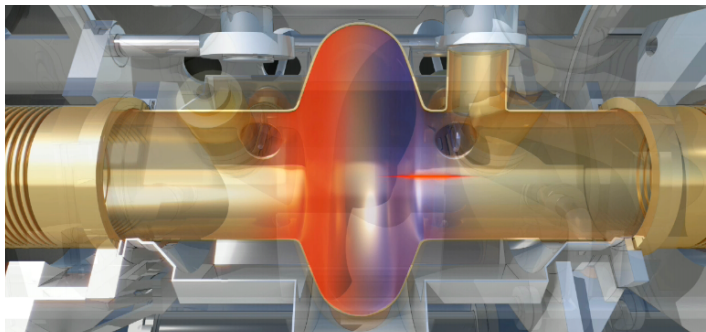
Εικόνα 1.9: Ορθογώνια και κυλινδρική δομή κοιλότητας.

Πίνακας 1.2 : Εκφράσεις ηλεκτρικού πεδίου στην κατεύθυνση z για ορθογώνια και κυλινδρική κοιλότητα.

$E_z = 2E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) e^{i\omega t}$	<p>Ορθογώνια κοιλότητα RF διαστάσεων a, b, d. Η έκφραση του ηλεκτρικού πεδίου στον άξονα-z. Ονομασία: <math>TM_{mnp}</math></p>
$k_{mnp}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2$ $k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$	<p>Η συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας σχετίζεται στενά με τα γεωμετρικά της χαρακτηριστικά.</p>

$E_z = E_0 J_m(k_{mn}r) \cos(m\theta) \cos(pk_z z) e^{i(\omega t + \phi)}$	Κυλινδρική κοιλότητα RF ακτίνας R. Έκφραση για το ηλεκτρικό πεδίο στην κατεύθυνση z. Ο όρος $J_m$ συνιστά τη συνάρτηση Bessel τάξης m.
$k^2 = k_{nm}^2 + \frac{p^2 \pi^2}{d^2}$ όπου d είναι το μήκος της κοιλότητας	Η συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας σχετίζεται στενά με τα γεωμετρικά της χαρακτηριστικά.

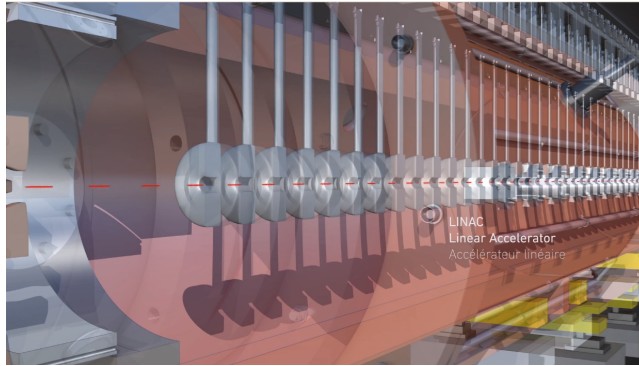
Οι κοιλότητες RF χρησιμοποιούνται ευρέως για την επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων και αποτελούν τα κύρια δομικά στοιχεία των περισσότερων επιταχυντικών διατάξεων. Αξίζει να σημειωθεί πως παρότι το μέγιστο πλάτος του πεδίου έχει καθορισμένη τιμή κατά μήκος του άξονα z, η τρέχουσα τιμή του αυξομειώνεται στο χρόνο όπως λογικά αναμένεται για ένα στάσιμο κύμα. Με δεδομένη την χρονοεξαρτώμενη συμπεριφορά του πεδίου, υψηλής σημασίας καθίσταται η χρονική στιγμή εισαγωγής του σωματιδίου στην κοιλότητα. Η φάση  $\phi_0$  θα καθορίσει το πλάτος του πεδίου που θα επιταχύνει, τουλάχιστον αρχικά, το σωματίδιο.



Εικόνα 1.10: Αναπαράσταση<sup>[6]</sup> μιας κοιλότητας RF που χρησιμοποιείται στην επιταχυντική γραμμή δέσμης του LHC στο CERN. Τα χρονικά μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία συνεισφέρουν στη διαμήκη επιτάχυνση των φορτισμένων σωματιδίων.

### Γραμμικός επιταχυντής (Linear Accelerator ή LINAC) <sup>[2], [7]</sup>

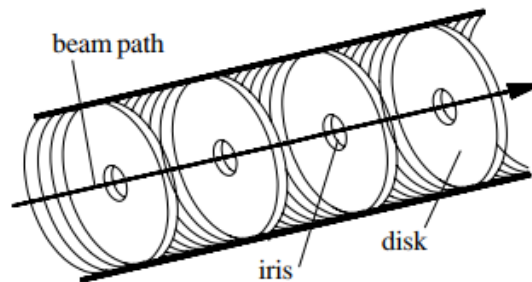
Οι γραμμικοί επιταχυντές, ή Linacs, αντιπροσωπεύουν μια ευρεία κατηγορία επιταχυντικών στοιχείων γραμμικής διάταξης. Μπορούν να λειτουργούν με τη χρήση στατικών ή χρονικά μεταβαλλόμενων πεδίων, με τα δεύτερα να εμφανίζουν συγκριτικά πλεονεκτήματα και να κυριαρχούν στην τρέχουσα τεχνολογία. Οι απλούστερες δομές που χρησιμοποιούν χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία, στάσιμου (RF κοιλότητα) ή τρέχοντος (RF κυματοδηγός) τύπου έχουν περιγραφεί. Σπάνια παρέχουν την απαιτούμενη τελική ενέργεια, με αποτέλεσμα συνήθως πολλαπλές ή πιο εξελιγμένες κατασκευές να σχηματίζουν έναν γραμμικό επιταχυντή, όπου τα σωματίδια περνούν μόνο μία φορά από κάθε σημείο του. Όσον αφορά την αγωγιμότητα του υλικού τους, οι επιταχυντές μπορούν να αποτελούνται από αγωγή ή υπεραγωγή υλικό.



Εικόνα 1.11: Αναπαράσταση<sup>[6]</sup> μικρού μέρους ενός γραμμικού επιταχυντή που χρησιμοποιείται στο CERN.

### Δομή τρέχοντος κύματος (Travelling Wave Structure)<sup>[7]</sup>

Η disc-loaded δομή τρέχοντος κύματος είναι ένας τύπος γραμμικού επιταχυντή που λειτουργεί με τρέχοντα κύματα. Ένα τρέχον κύμα μπορεί να επιταχύνει αποτελεσματικά φορτισμένα σωματίδια, όταν αυτά αποκτούν κοινές ταχύτητες με την ταχύτητα φάσης του κύματος. Στις δομές κυματοδηγού που έχουν ήδη περιγραφεί, η ταχύτητα φάσης των πεδίων υπερβαίνει την ταχύτητα φωτός, καθιστώντας αδύνατη της χρήση τους για σκοπούς επιτάχυνσης σωματιδίων. Η επίλυση της εν λόγω πρακτικής τροχοπέδης γίνεται με τη χρήση τεχνικών που επιφέρουν μείωση της ταχύτητας φάσης του κύματος. Μία από τις πιο δημοφιλείς μεθόδους, ειδικά όταν σκοπός είναι η επιτάχυνση ηλεκτρονίων, είναι η περιοδική εισαγωγή μεταλλικών δίσκων στο εσωτερικό του κυματοδηγού. Μια προσεκτική επιλογή των γεωμετρικών διαστάσεων και αποστάσεων των δίσκων μπορεί να προσαρμόσει τη συχνότητα του πεδίου και, κατά συνέπεια, την ταχύτητα φάσης, σε μια επιθυμητή τιμή.



Εικόνα 1.12: Disk-loaded δομή τρέχοντος κύματος. <sup>[7]</sup>



## 1.2.2 Δομικά στοιχεία εστίασης και οδήγησης

Τα μαγνητικά πεδία<sup>[7]</sup> χρησιμοποιούνται για να καθοδηγήσουν και να εστιάσουν τα σωματίδια της δέσμης κατά τη διάρκεια της πορείας τους εντός των επιταχυντικών γραμμών. Οι γενικές εκφράσεις των μαγνητικών πεδίων αναμένεται να ικανοποιούν τους νόμους του Maxwell, ενώ μπορούν να προέρχονται από μια συνάρτηση δυναμικού  $V(x, y, z)$ . Στον ελεύθερο χώρο, η συνάρτηση δυναμικού είναι μια λύση της εξίσωσης Laplace σε χώρο ελεύθερο φορτίου

$$\Delta V \equiv 0 \quad (1.12)$$

όπου η συνάρτηση μαγνητικού δυναμικού υπονοείται, αν και η σχέση ισχύει επίσης για το ηλεκτρικό δυναμικό.

Αγνοώντας για απλότητα τα διαμήκη πεδία και χρησιμοποιώντας κυλινδρικές συντεταγμένες, διαμορφώνεται μια σειρά δοκιμαστικών λύσεων

$$V(r, \varphi, z) = -\frac{\rho}{\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} A_n(z) r^n e^{in\varphi} \quad (1.13)$$

ενώ οι όροι του μαγνητικού πεδίου μπορούν προκύπτουν ως

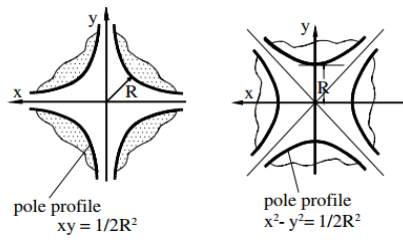
$$B_r = -\frac{\partial V(r, \varphi)}{\partial r} \quad (1.14)$$

$$B_\phi = -\frac{1}{r} \frac{\partial V(r, \varphi)}{\partial \phi} \quad (1.15)$$

Οι εκφράσεις ισχύουν χρησιμοποιώντας επίσης τις καρτεσιανές συντεταγμένες  $x, y, z$ . Δύο ανεξάρτητες λύσεις προκύπτουν για το μαγνητικό πεδίο, προερχόμενες από το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της συνάρτησης. Οι δύο λύσεις θα αντιπροσωπεύουν την ίδια γεωμετρία του πεδίου στραμμένη στο επίπεδο κατά μια γωνία περιστροφής.

Πίνακας 1.3: Οι πρώτοι 5 όροι της συνάρτησης δυναμικού,  $V(x,y,z)$ , παρατίθενται εκφρασμένοι στο καρτεσιανό σύστημα, μαζί με τα ευθέα (upright) προκύπτοντα μαγνητικά πεδία. Στην πρώτη και τη δεύτερη στήλη, δίνεται ο αριθμός και το όνομα κάθε όρου.<sup>[7]</sup>

n	Όνομα	Όρος συνάρτησης δυναμικού	Μαγνητικά πεδία (ευθύς προσανατολισμός)
n = 1	Δίπολο	$V(x, y) = -\frac{\rho}{\epsilon} k (x + iy) = -\frac{\rho}{\epsilon} (-k_y x + k_x y)$	$B(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} (0, k_x, 0)$
n = 2	Τετράπολο	$V(x, y) = -\frac{\rho}{\epsilon} k \frac{1}{2} (x^2 - y^2 + i2xy) = \frac{\rho}{\epsilon} (\frac{1}{2} k' (x^2 - y^2) - kxy)$	$B(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} (ky, kx, 0)$
n = 3	Εξάπολο	$V(x, y) = -\frac{\rho}{\epsilon} (-\frac{1}{6} m' (x^3 - 3xy^2) + \frac{1}{6} m (3x^2y - y^3))$	$B_x(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} mxy$ $B_y(x, y) = \frac{\rho}{2\epsilon} m (x^2 - y^2)$
n = 4	Οκτάπολο	$V(x, y) = -\frac{\rho}{\epsilon} (-\frac{1}{24} r' (x^4 - 6x^2y^2 + y^4) + \frac{1}{24} r (x^3y - xy^3))$	$B_x(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} \frac{1}{24} r (3x^2y - y^3)$ $B_y(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} \frac{1}{24} r (x^3 - 3xy^2)$
n = 5	Δεκάπολο	$V = -\frac{\rho}{\epsilon} (-\frac{1}{120} d' (x^5 - 10x^3y^2 + 5xy^4) + \frac{1}{120} d (5x^4y - 10x^2y^3 + y^5))$	$B_x(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} \frac{1}{6} d (x^3y - xy^3)$ $B_y(x, y) = \frac{\rho}{\epsilon} \frac{1}{24} d (x^4 - 6x^2y^2 + y^4)$



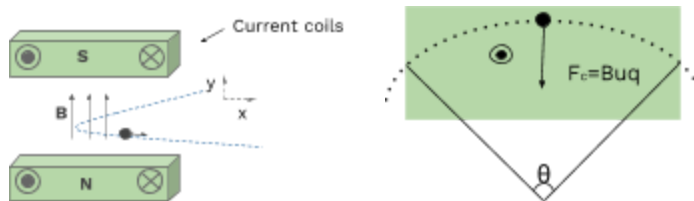
Εικόνα 1.13: Οι δύο ανεξάρτητες λύσεις της εξίσωσης Laplace για  $n=2$  παρουσιάζουν κοινή γεωμετρία στραμμένη κατά γωνία  $\phi = 45^\circ$ . Η γεωμετρία του αντίστοιχου τετραπολικού μαγνήτη φαίνεται στην εικόνα. Ο ευθύς και περιστραμμένος προσανατολισμός απεικονίζεται στα αριστερά και δεξιά αντίστοιχα. Συνήθως προτιμάται η χρήση του ο ευθέος προσανατολισμού ώστε να αποσυνδέεται η κίνηση στις κατευθύνσεις των αξόνων  $x$  και  $y$ .<sup>[7]</sup>

Η πολυπολική επέκταση παρέχει μια βολική, γενική παρουσίαση των πιθανών μοτίβων μαγνητικού πεδίου που αντιστοιχούν σε κάθε όρο. Κάθε μαγνητικό στοιχείο σχεδιάζεται ώστε να παράγει έναν κατάλληλο όρο της επέκτασης, καθορίζοντας την πορεία των σωματιδίων της δέσμης. Ορισμένοι όροι δρουν κατευθυντικά ενώ άλλοι εστιαστικά, με το σύνολο των μαγνητικών στοιχείων να στοχεύει στην προσέγγιση της τροχιάς σχεδιασμού από τα σωματίδια.

Σε τεχνικό επίπεδο, τα μαγνητικά στοιχεία μπορούν να αποτελούνται από μόνιμους μαγνήτες ή ηλεκτρομαγνήτες, που απαιτούν τη χρήση κατάλληλα τοποθετημένων πηνίων μεταφοράς ρεύματος. Μπορούν να είναι υπεραγωγίου ή αγωγίου υλικού, με τους υπεραγωγούς να επιτρέπουν την παραγωγή υψηλότερων μαγνητικών πεδίων. Σε γενικές γραμμές, οι τεχνικές ιδιότητες και η μέθοδος που επιλέγεται για την παραγωγή του μοτίβου του μαγνητικού πεδίου, εξαρτώνται από τις πρακτικές απαιτήσεις της κάθε εφαρμογής. Στην παρούσα ενότητα, συζητούνται τρεις δημοφιλείς τύποι στοιχείων εστίασης και οδήγησης.

#### Διπολικός μαγνήτης <sup>[7],[18]</sup>

Οι διπολικοί μαγνήτες χρησιμοποιούνται ευρέως τόσο σε γραμμικές όσο και σε κυκλικές επιταχυντικές γραμμές. Σε επιταχυντές με σχήμα δακτυλίου, η χρήση τους στοχεύει στην καθοδήγηση των φορτισμένων σωματιδίων στην επιθυμητή κυκλική τροχιά. Από την άλλη μεριά, σε γραμμικές επιταχυντικές διατάξεις, ακολουθίες διπολικών μαγνητών σχηματίζουν συστήματα συμπίεσης της δέσμης ή εξελιγμένα εξαρτήματα όπως οι undulators.



Εικόνα 1.14 : Πλάγια όψη και κάτοψη της οδήγησης ενός φορτισμένου σωματιδίου σε κυκλική τροχιά με τη χρήση ενός διπολικού μαγνήτη.

Ο όρος του πολυπολικού αναπτύγματος για  $n = 1$  αντιστοιχεί στη λειτουργία ενός διπολικού μαγνήτη, και δίνεται ως  $V(r, \phi) = -\frac{p}{e} A_1 r e^{i\phi}$  ή  $V(x, y) = -\frac{p}{e} A_1 (x + iy)$  σε κυλινδρικές και καρτεσιανές συντεταγμένες αντίστοιχα. Το μαγνητικό πεδίο διαμορφώνεται ως  $B(x, y) = \frac{p}{e} (A_{10}, A_{01}, 0)$ , με τον προσανατολισμό του άξονα να είναι συνήθως κατάλληλος ώστε  $A_{01} = 0$  ή  $A_{10} = 0$  και την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου μόνο στον έναν άξονα.

Όπως υποδεικνύεται σαφώς από την έκφραση δύναμης Lorenz,

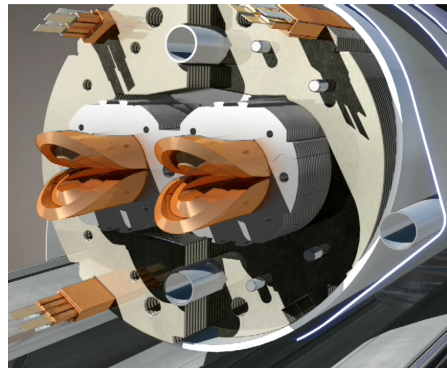
$$\overline{F}_L = q\overline{u} \times \overline{B} = \frac{\gamma m u^2}{\rho} = \overline{F}_{\text{φυγόκεντρος}} \quad (1.16)$$

η εγκάρσια κάμψη στην διεύθυνση  $x$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 1.14, απαιτεί η δέσμη να κινείται στον άξονα- $z$  "βλέποντας" μαγνητικό πεδίο με διεύθυνση στον άξονα- $y$ . Σε αυτήν την περίπτωση, το μαγνητικό πεδίο χαρακτηρίζεται από  $A_{10} = 0$ ,  $A_{01} = \frac{eB_y}{p} = k_x$  και το σωματίδιο ακολουθεί κυκλική τροχιά καμπυλότητας  $k_x$ .

Η διαμόρφωση ενός ηλεκτρομαγνητικού διπολικού μαγνήτη, πραγματοποιείται με τη χρήση ρευματοφόρων πηνίων που φέρουν ρεύμα και περιβάλλουν τους πόλους παράγοντας μαγνητικό πεδίο  $B$ . Η τιμή του μαγνητικού πεδίου εξαρτάται από την τιμή του ρεύματος ως

$$I_{\text{coil}} = \frac{1}{\mu_0} B_{\perp} G \quad (1.17),$$

όπου το  $2G$  είναι η απόσταση μεταξύ μαγνητικών πόλων.

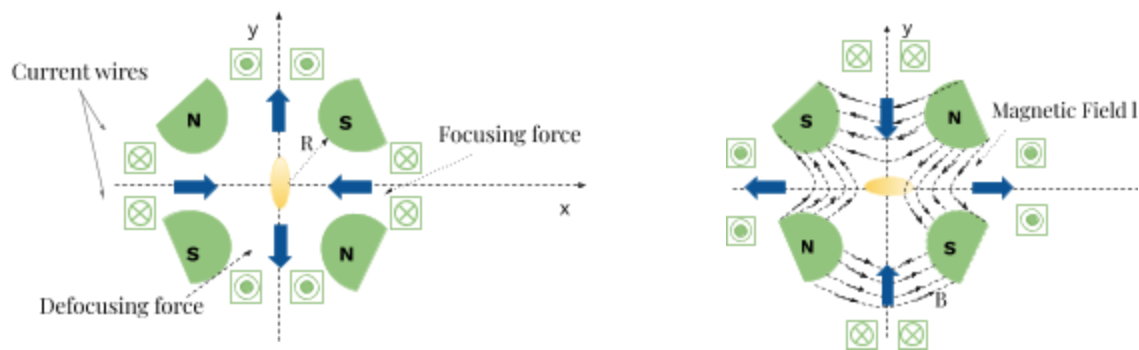


Εικόνα 1.15: Αναπαράσταση<sup>[6]</sup> διπολικών μαγνητών που χρησιμοποιούνται στη γραμμή δέσμης του LHC. Ο Large Hadron Collider αποτελείται από δύο παράλληλους, κυκλικούς θαλάμους κενού όπου δέσμες σωματιδίων κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις. Ο κάθε μαγνήτης του σχήματος άπτεται του αντίστοιχου θαλάμου κενού, με σκοπό να οδηγηθούν οι δύο δέσμες σε κυκλική τροχιά.

#### Τετραπολικός μαγνήτης <sup>[7], [8]</sup>

Ο στόχος ενός τετραπολικού μαγνήτη είναι να παράσχει τα απαραίτητα μαγνητικά πεδία για την εστίαση ενός φορτισμένου σωματιδίου στην τροχιά σχεδιασμού, όπου  $x = y = 0$ . Τα πεδία του αντιστοιχούν στον όρο του αναπτύγματος δυναμικού για  $n=2$ , με  $V(x, y) = -\frac{e}{c} A_2 \frac{1}{2}(x^2 - y^2 + i2xy)$ . Οι δύο ανεξάρτητες λύσεις του μαγνητικού πεδίου, προερχόμενες από το φανταστικό και το πραγματικό μέρος της συνάρτησης, αντιστοιχούν σε έναν ευθύ ή περιστραμμένο τετραπολικό προσανατολισμό.

Κάθε τετράπολο αποτελείται από τέσσερις μαγνητικούς πόλους που εστιάζουν τη δέσμη στην επιλεγμένη εγκάρσια διεύθυνση ενώ την αποπροσανατολίζουν στη δεύτερη. Όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα, το πρώτο τετράπολο λειτουργεί ως φακός εστίασης στον  $x$ -άξονα ενώ αποπροσανατολίζει τη δέσμη στον άξονα- $y$ . Το αντίθετο αποτέλεσμα μπορεί να επιτευχθεί με περιστροφή των μαγνητικών πόλων όπως φαίνεται στα δεξιά.

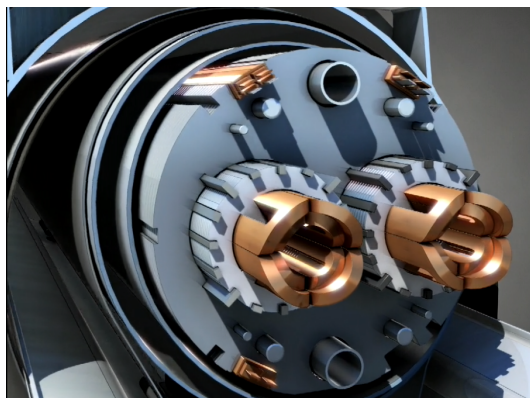


Εικόνα 1.16: Δύο τετράπολα αντίθετης πολικότητας και ευθέος προσανατολισμού. Τα μαγνητικά πεδία παράγονται από ρευματοφόρα σύρματα και απεικονίζονται προσεγγιστικά για το δεύτερο τετράπλευρο.

Το μαγνητικό πεδίο είναι μηδέν στο κέντρο του τετραπόλου και εξαρτάται από την απόσταση από το κέντρο ως

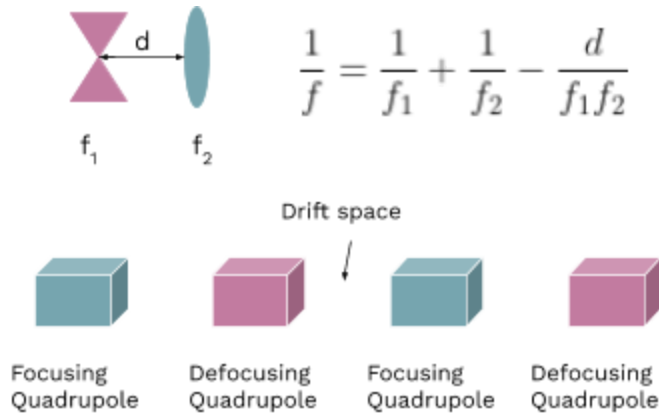
$$B(x) = g \times x \text{ και } B(y) = g \times y \text{ (1,18 i, ii)}$$

όπου η ποσότητα  $g$  αντιπροσωπεύει τη βαθμίδα του μαγνητικού πεδίου. Η δύναμη εστίασης του τετραπόλου δίνεται ως  $k = \frac{e}{p}g = \frac{ec}{\beta E}g$  (1.19), όπου  $e$  είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και  $p$  η ορμή του.



Εικόνα 1.17: Αναπαράσταση<sup>[6]</sup> τετραπολικών μαγνητών που χρησιμοποιούνται στην κυκλική επιταχυντική γραμμή του LHC.

Μια ακολουθία τετραπολικών μαγνητών με εναλλασσόμενες πολικότητες μπορεί να λειτουργήσει ως ολικός μαγνήτης εστίασης. Μια διαμόρφωση αυτού του τύπου ονομάζεται πλέγμα FODO.

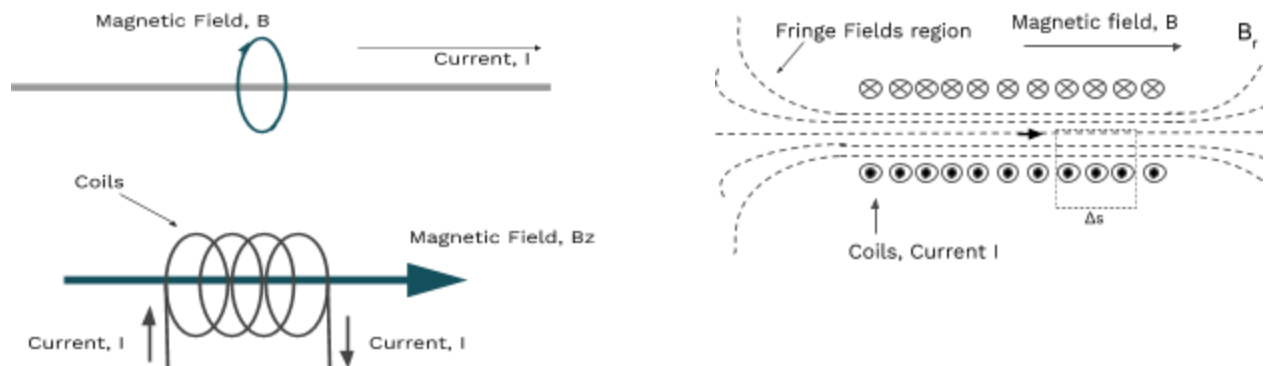


Εικόνα 1.18: Το πλέγμα FODO δρα ως ολικός μαγνήτης εστίασης της δέσμης.

### Σωληνοειδές εστίασης [7],[8]

Έχοντας θεωρήσει το  $A_0 = 0$ , τα διαμήκη μαγνητικά πεδία έχουν αγνοηθεί στη πολυπολική ανάπτυξη της συνάρτησης δυναμικού. Στην πραγματικότητα, τα διαμήκη πεδία χρησιμοποιούνται ευρέως σε συστήματα μεταφοράς δέσμης για εξειδικευμένους σκοπούς. Καταφεύγοντας στην εξίσωση Laplace, και τις πιο γενικές της λύσεις οι οποίες δεν έχουν αναφερθεί αναλυτικά, ο όρος  $A_0$  θεωρείται πλέον μη μηδενικός, ενώ δύο επιπλέον όροι περιγράφουν τα πεδία στα άκρα του σωληνοειδούς. Η πιθανή συνάρτηση διαμορφώνεται ως  $V = -\frac{e}{e} A_0 + \frac{1}{4} \frac{e}{e} A_0''(x^2 + y^2)$ . Το στοιχείο του διαμήκους μαγνητικού πεδίου γίνεται  $B_z = \frac{e}{e} A'$ , ενώ τα εγκάρσια πεδία διαμορφώνονται ως  $B_r = -\frac{1}{2} B'_z r$  και  $B_\phi = 0$  όπου  $B'_z$  είναι η παράγωγος του διαμήκους μαγνητικού πεδίου.

Το επιθυμητό μοτίβο του πεδίου σχηματίζεται με τη χρήση σωληνοειδών πηνίων. Σύμφωνα με τον ηλεκτρομαγνητισμό, ένα σύρμα που διαρρέεται από ρεύμα δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο γύρω του. Χρησιμοποιώντας μια διαφορετική γεωμετρική διάταξη που αποτελείται από ένα μακρύ σωληνοειδές πηνίο κατά μήκος του άξονα z, επιτυγχάνεται η παραγωγή ενός διαμήκους μαγνητικού πεδίου,  $B_z$ .



Εικόνα 1.19: Αριστερά: Το μαγνητικό πεδίο που παράγεται από ένα μακρύ γραμμικό σύρμα και το διαμήκες μαγνητικό πεδίο που παράγεται από ένα σωληνοειδές πηνίο. Δεξιά: Διατομή σωληνοειδούς πηνίου. Εμφανίζονται τα διαμήκη και τα ακτινικά μαγνητικά πεδία στα άκρα.

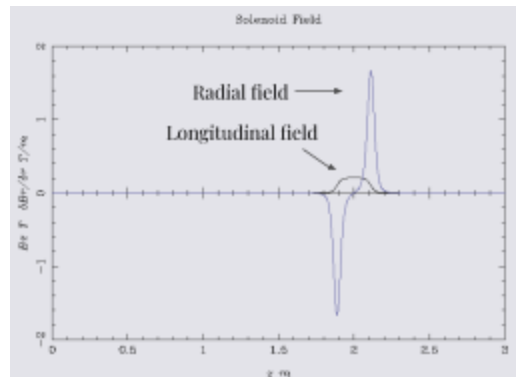
Το διαμήκες μαγνητικό πεδίο του άξονα z μπορεί προσεγγιστικά να υποτεθεί σταθερό σε όλο το μήκος του σωληνοειδούς. Η ισχύς του σωληνοειδούς πεδίου βρίσκεται χρησιμοποιώντας το θεώρημα του Stokes,

$$\int B dz = B_0 \Delta s = \mu_r \mu_0 J \Delta s \Rightarrow B_0 = \mu_r \mu_0 J \quad (1.20)$$

όπου J είναι το ρεύμα σωληνοειδούς ανά μονάδα μήκους.

Από την άλλη πλευρά, το ολοκλήρωμα των ακτινικών μαγνητικών πεδίων,  $B_r$ , εμφανίζει εξάρτηση από την εγκάρσια απόσταση r.

$$\int_0^{\infty} B_r dz = -\frac{1}{2} B_0 r \quad (1.21)$$



**Εικόνα 1.20:** Το διαμήκες μαγνητικό πεδίο μπορεί να θεωρηθεί σταθερό κατά μήκος ενός σωληνοειδούς εστίασης. Η τιμή του αυξάνεται και μειώνεται έντονα στα άκρα του σωληνοειδούς (fringe fields). Το γράφημα περιλαμβάνει επίσης την παράγωγο του ακτινικού μαγνητικού πεδίου όντας αναμενόμενα ισχυρή στα άκρα του στοιχείου.

Το μη μηδενικό ακτινικό μαγνητικό πεδίο στην είσοδο του σωληνοειδούς, μεταβάλλει την αζιμουθιακή ταχύτητα κάθε σωματιδίου με τρόπο εξαρτώμενο από την απόσταση του σωματιδίου r από το διαμήκη άξονα του σωληνοειδούς. Στη συνέχεια, το διαμήκες πεδίο στο εσωτερικό του σωληνοειδούς παρέχει μια φυγοκεντρική δύναμη στο σωματίδιο που το οδηγεί σε ελικοειδή κίνηση. Τα σωματίδια τελικά αφήνουν το σωληνοειδές αντιμέτωπα με τα ακτινικά πεδία της εξόδου γραμμικής εξάρτησης από την εγκάρσια απόσταση r. Μέσω αυτής της περίπλοκης ακολουθίας φαινομένων, η δέσμη των σωματιδίων εστιάζεται στην περιοχή του κενού χώρου μετά το σωληνοειδές. Το εστιακό μήκος<sup>[6]</sup> του σωληνοειδούς, σύμφωνα με την προσέγγιση των μικρής γωνίας όπου  $\sin\theta \approx \theta$ , είναι

$$\frac{1}{f} = \left( \frac{B_0}{2p/q} \right)^2 l \quad (1.22)$$

η παράμετρος l είναι το μήκος του σωληνοειδούς και το p είναι η ορμή των σωματιδίων.

Οι σωληνοειδείς μαγνήτες χρησιμοποιούνται κυρίως για την εστίαση των χαμηλοενεργειακών δεσμών σωματιδίων, ενώ μπορούν επίσης να αποτελέσουν μέρη ανιχνευτών στοιχειωδών σωματιδίων.

### 1.3 Χρήσιμες έννοιες της φυσικής των επιταχυντών

Τα βασικά δομικά στοιχεία μιας επιταχυντικής γραμμής παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη ενότητα. Φορτισμένα σωματίδια, όπως τα ηλεκτρόνια, ταξιδεύουν εντός των επιταχυντικών γραμμών ερχόμενα αντιμέτωπα με εξωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία, καθώς και με τις δυνάμεις φορτίου χώρου που δρουν ανάμεσά τους. Μια σειρά από χρήσιμες έννοιες έχουν αναπτυχθεί με σκοπό την αποτελεσματική περιγραφή της κίνησης των σωματιδίων και των γενικών χαρακτηριστικών της δέσμης, με μια σύντομη λίστα να παρουσιάζεται παρακάτω. Αξίζει να σημειωθεί πως οι δέσμες ταξιδεύουν συνήθως χωρισμένες σε μικρά πακέτα σωματιδίων (bunches) που διαθέτουν πανομοιότυπη ενέργεια και γενικά χαρακτηριστικά. Η μελέτη της συμπεριφοράς της δέσμης μπορεί συνεπώς να πραγματοποιηθεί στα πλαίσια ενός αντιπροσωπευτικού πακέτου.

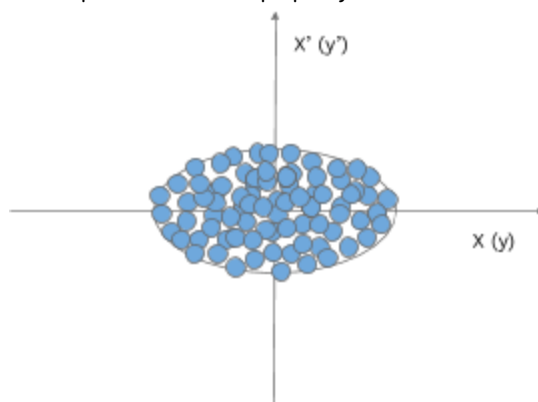
#### Εκπεμψιμότητα <sup>[19], [16]</sup>

Με απλά λόγια, η Εκπεμψιμότητα (Emittance) μιας δέσμης μπορεί να οριστεί ως η ποσότητα που δείχνει το βαθμό ομοιότητας των θέσεων και των ταχυτήτων των σωματιδίων της δέσμης.

Τα χαρακτηριστικά της δέσμης, συμπεριλαμβανομένης της εκπεμψιμότητας, περιγράφονται με τη χρήση ενός εξαδιάστατου φασικού χώρου (6D phase space) που περιγράφει τη θέση και την ορμή κάθε σωματιδίου ως  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ . Η αρχή του ορθογωνίου συστήματος συντεταγμένων προσαρτάται σε ένα σωματίδιο αναφοράς (reference particle) που θεωρείται ότι ακολουθεί την τροχιά αναφοράς (reference trajectory) και έχει τιμές συντεταγμένων,  $x = y = z = 0$ ,  $p_x = p_y = 0$ ,  $p_z = p_0$  όπου  $p_0$  είναι η "ενέργεια σχεδιασμού" (design energy) για τα σωματίδια. Ο φασικός χώρος για κάθε σωματίδιο σχηματίζεται ως  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$  όπου οι  $x, y, z$  συντεταγμένες δείχνουν τη θέση ενός σωματιδίου σε σχέση με εκείνη του σωματιδίου αναφοράς, οι  $p_x, p_y$  συντεταγμένες τη σχετική εγκάρσια ορμή, ενώ η  $p_z$  συντεταγμένη είναι η διαμήκης ορμή.

Συχνά χρησιμοποιούνται κανονικοποιημένες τιμές της ορμής, με το φασικό χώρο να γίνεται χώρος ιχνών (trace space) που αντιστοιχεί σε  $(x, y, z, x', y', \delta / \rho_0)$ , όπου  $x' = p_x / p_z$ ,  $y' = p_y / p_z$  με  $p_z = p_0$  και  $\delta / \rho = p_z - p_0 / p_0$ . Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι εκφράσεις των συντεταγμένων, καθώς και η συνθήκη κανονικοποίησης μπορούν να ποικίλουν σύμφωνα με τη βιβλιογραφία.

Για τη δέσμη συνολικά ορίζεται μια συγκεκριμένη κατανομή που χαρακτηρίζεται από τα κεντροειδή της δέσμης  $\langle x \rangle$ ,  $\langle y \rangle$ ,  $\langle z \rangle$  και τη μέση ορμή  $\langle x' \rangle$ ,  $\langle y' \rangle$ ,  $\langle \delta \rangle$ , εκφρασμένα σε σχέση με το σωματίδιο αναφοράς.



Εικόνα 1.21: Γράφημα εγκάρσιας εκπεμψιμότητας.

Αξίζει να σημειωθεί ότι λόγω της χωρικής συμμετρίας που επιδιώκεται να χαρακτηρίζει τη δέσμη οι όροι που αναφέρθηκαν συχνά μηδενίζονται. Πιο σημαντικά μεγέθη προς τον χαρακτηρισμό της δέσμης μπορούν να θεωρηθούν οι όροι δεύτερης τάξης όπως δίνονται από  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (\sqrt{\langle x^2 \rangle}, \sqrt{\langle y^2 \rangle}, \sqrt{\langle z^2 \rangle})$  και  $(\sigma_{x'}, \sigma_{y'}, \sigma_{\delta}) = (\sqrt{\langle x'^2 \rangle}, \sqrt{\langle y'^2 \rangle}, \sqrt{\langle \delta^2 \rangle})$  με τα δύο μεγέθη να βρίσκονται στη διεθνή βιβλιογραφία ως rms beam size και rms beam divergence.

Ο προσδιορισμός της κατανομής των σωματιδίων στον εξαδιάστατο χώρο<sup>[6]</sup>, αν και φαίνεται θεωρητικά εφικτός, είναι πειραματικά μη πραγματοποιήσιμος. Αντίθετα, οι μετρήσεις των προβολών της κατανομής σε καθέναν από τους τρεις δυσδιάστατους χώρους  $(x, x')$ ,  $(y, y')$  ή  $(z, z')$  είναι εν δυνάμει εφικτές. Η κανονικοποιημένη εκπεμψιμότητα ιχνών (energy normalized trace space emittance) στον υποχώρο  $(x, x')$  ορίζεται ως

$$\varepsilon_{x,n} = \beta\gamma \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (1.23)$$

όπου  $\beta, \gamma$  είναι οι σχετικιστικοί όροι. Παρόμοιες εκφράσεις ισχύουν για τους άλλους δύο υπόχωρους. Στην ιδανική περίπτωση γραμμικής δυναμικής για τη δέσμη, η κανονικοποιημένη εκπεμψιμότητα μπορεί να θεωρηθεί σταθερά της κίνησης.

Ο υπολογισμός της εκπεμψιμότητας μπορεί να πραγματοποιηθεί με τη συμπερίληψη όλων των σωματιδίων της δέσμης, στην περίπτωση αυτή η εκπεμψιμότητα ονομάζεται **ολική εκπεμψιμότητα (projected emittance)**, ή τεμαχίζοντας τη δέσμη και υπολογίζοντας την τιμή κάθε "φέτας". Στην τελευταία περίπτωση, η εκπεμψιμότητα ονομάζεται τμηματική εκπεμψιμότητα (**slice emittance**) και ο προσδιορισμός της συμβάλλει στην ακριβέστερη κατανόηση της ποιότητας της δέσμης, ειδικά όταν υπάρχουν μεγάλα "στέφανα" (halos) σωματιδίων στα άκρα ή έντονες ανομοιομορφίες.

Επιπλέον, η εκπεμψιμότητα του πυρήνα της δέσμης (**core emittance**) χρησιμοποιείται όταν για τον υπολογισμό της εκπεμψιμότητας λαμβάνεται υπόψη μόνο ένα ποσοστό των φορτισμένων σωματιδίων. Μερικές φορές, η εκπεμψιμότητα της κεντρική φέτας θεωρείται η εκπεμψιμότητα του πυρήνα της δέσμης.

### Έλλειψη φασικού χώρου <sup>[7]</sup>

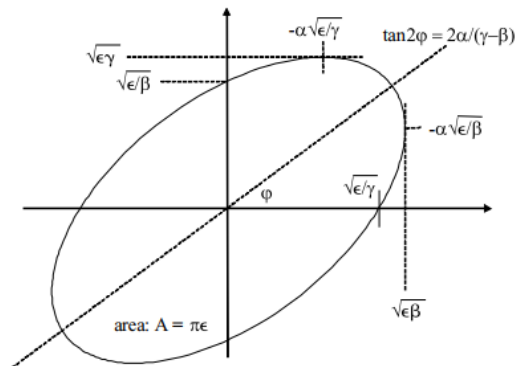
Ο φασικός χώρος των σωματιδίων μιας δέσμης μπορεί να περιβάλλεται από μια έλλειψη που ονομάζεται έλλειψη φασικού χώρου και περιγράφεται από

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2xx' + \beta x'^2 \quad (1.24)$$

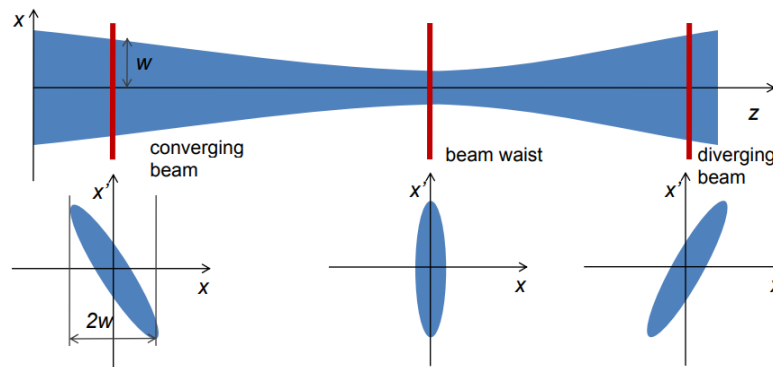
Η περιοχή που περικλείεται από την έλλειψη πολλαπλασιαζόμενη με τον παράγοντα  $\pi$  είναι η εκπεμψιμότητα της δέσμης. Οι παράμετροι  $\alpha, \beta$  και  $\gamma$ , ονομάζονται παράμετροι Twiss και καθορίζουν το σχήμα και τον προσανατολισμό της έλλειψης. Κατά τη διάρκεια της διαδρομής κατά μήκος μιας γραμμής μεταφοράς, η έλλειψη θα αλλάζει συνεχώς τη μορφή και τον προσανατολισμό της, αλλά όχι το μέγεθος της περιοχής της. Η τελευταία υπόθεση βασίζεται στο **θεώρημα του Liouville**, που υποστηρίζει ότι υπό την επίδραση συντηρητικών δυνάμεων η πυκνότητα σωματιδίων στον εξαδιάστατο χώρο φάσης παραμένει σταθερή. Το θεώρημα αφορά μη αλληλεπιδρώντα σωματίδια, αλλά μπορεί, υπό ορισμένες υποθέσεις, να εφαρμοστεί σε μια δέσμη φορτισμένων σωματιδίων. Ως αποτέλεσμα, απαιτείται να γνωρίζουμε τον τρόπο με τον οποίον οι παράμετροι της έλλειψης διαμορφώνονται κατά



μήκος της μιας επιταχυντικής γραμμής για να είμαστε σε θέση να περιγράψουμε ολόκληρη τη δέσμη σωματιδίων σε κάθε διαμήκη θέση.



Εικόνα 1.22: Η έλλειψη φασικού χώρου.<sup>[7]</sup>



Εικόνα 1.23: Η εξέλιξη του εγκάρσιου εύρους της δέσμης (beam envelope) κατά μήκος μιας επιταχυντικής γραμμής, συνοδευόμενη από την αντίστοιχη εκπεμψιμότητα του φασικού χώρου.<sup>[20]</sup>

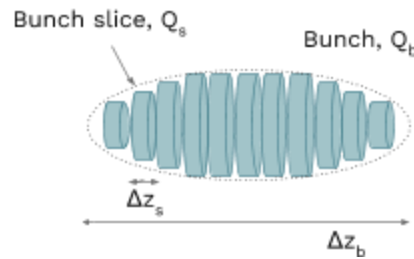
### Μέγιστο ρεύμα<sup>[19],[16]</sup>

Το ρεύμα ορίζεται ως το φορτίο της δέσμης διαιρούμενο με το χρονικό της μήκος, δηλαδή το χρονικό διάστημα που απαιτείται ώστε να περάσει το σύνολο της δέσμης από ένα σημείο παρατήρησης. Δίνεται ως

$$I_b = \frac{Q_b}{\Delta t_b} = \frac{Q_b \beta c}{z_b} \quad (1.25)$$

, όπου  $\beta c$  είναι η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων,  $z_b$  το μήκος της και  $Q_b$  το φορτίο της δέσμης. Τόσο οι ορισμοί του φορτίου όσο και του χρονικού μήκους της δέσμης μπορούν να ποικίλουν. Το χρονικό μήκος της δέσμης μπορεί να οριστεί ως το FWHM ή το Rms της χρονικής περιόδου. Από την άλλη πλευρά, το φορτίο μπορεί να υποδεικνύει το συνολικό φορτίο δέσμης ή το φορτίο του πυρήνα της. Συχνά, ο όρος τμηματικό ρεύμα (slice current,  $I_s$ ) χρησιμοποιείται και δίνεται επίσης από τη παραπάνω σχέση όπου το  $Q_s$  είναι πλέον το φορτίο της φέτας και  $\Delta t$  το χρονικό διάστημα στο οποίο η φέτα αναμένεται να περάσει

ολόκληρη από το σημείο παρατήρησης. Συχνά, το μέγιστο ρεύμα ( $I_{peak}$ ) μπορεί να θεωρηθεί ως το μέγιστο τμηματικό ρεύμα (slice current) της δέσμης.



Εικόνα 1.24: Διαμήκες προφίλ δέσμης. Η μελέτη των χαρακτηριστικών της δέσμης μπορεί να πραγματοποιηθεί με τον θεωρητικό της τεμαχισμό και την αξιολόγηση των χαρακτηριστικών κάθε φέτας.

#### Φωτεινότητα (Brightness) <sup>[16], [19]</sup>

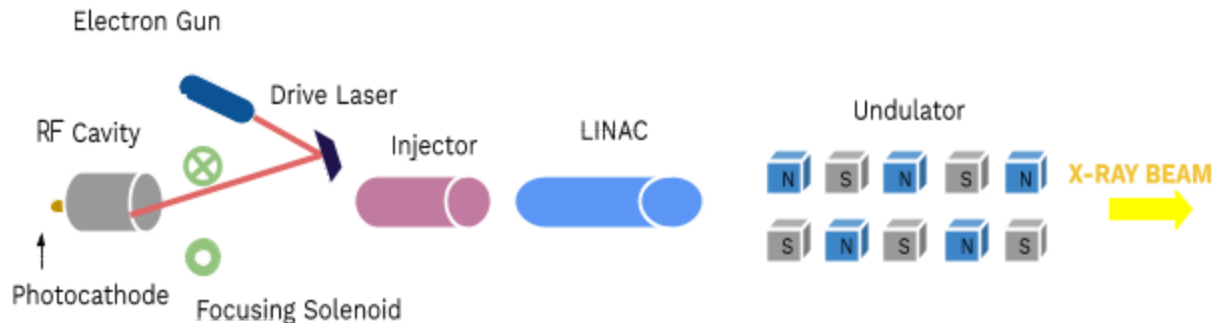
Ο όρος της φωτεινότητας συνδυάζει την εγκάρσια εκπεμψιμότητα και το μέγιστο ρεύμα της δέσμης σε μία παράμετρο. Υπάρχουν διάφοροι ορισμοί για τη φωτεινότητα, με έναν από τους πιο συχνά χρησιμοποιούμενους να δίνεται ως

$$B_n = \frac{2I_{peak}}{\pi^2 \epsilon_{n,x} \epsilon_{n,y}} \quad (1.26)$$

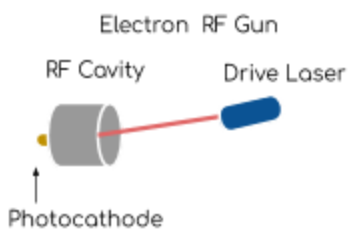
όπου  $I$  είναι το ρεύμα δέσμης και  $\epsilon_{n,x}$ ,  $\epsilon_{n,y}$  είναι οι τιμές της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας. Το  $I_s$  μαζί με τις τιμές των τμηματικών εγκάρσιων εκπεμψιμότητων της αντίστοιχης φέτας μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν ώστε να βρεθεί η φωτεινότητα για κάθε τμήμα της δέσμης, ενώ χρήσιμο μέγεθος μπορεί να θεωρηθεί και η μέση τιμή των τμηματικών εκπεμψιμότητων.

## 1.4 Το Λέιζερ ελεύθερων ηλεκτρονίων

Η πρώτη διάταξη Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων κατασκευάστηκε στο Stanford το 1970 από τον J. Madey και τους συνεργάτες του<sup>[21]</sup>. Έκτοτε, τα χαρακτηριστικά της διάταξης έχουν εξελιχθεί σε συμφωνία με τις πειραματικές και τεχνολογικές εξελίξεις. Στις μέρες μας, δεν υπάρχει μια αυστηρά καθορισμένη διάταξη για ένα Free Electron Laser, παρά ταύτα μια γενική αρχιτεκτονική<sup>[4], [16]</sup> επιχειρείται να παρουσιαστεί παρακάτω. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα τεχνολογικά και τεχνικά χαρακτηριστικά κάθε εξαρτήματος μπορούν να ποικίλουν.



**Εικόνα 1.25:** Η γενική αρχιτεκτονική μιας διάταξης FEL. Οι δέσμες ηλεκτρονίων δημιουργούνται μέσω φωτοεκπομπής εντός του RF πυροβόλου, επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες και τελικά εισέρχονται στον undulator όπου παράγεται η σύμφωνη ακτινοβολία του ενδιαφέροντός μας



**Πυροβόλο ηλεκτρονίων (RF Electron gun):** Σύντομοι παλμοί LASER χτυπούν το υλικό της φωτοκαθόδου εξαгонτας δέσμες ηλεκτρονίων μέσω της διαδικασίας της φωτοεκπομπής. Τα διαμήκη ηλεκτρικά πεδία της RF κοιλότητας επιταχύνουν τα εξαχθέντα ηλεκτρόνια και τα οδηγούν στην έξοδο του RF gun.



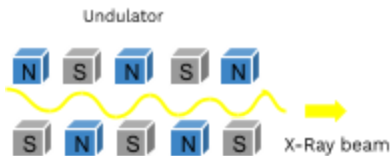
**Σωληνοειδή εστίασης (focusing solenoids):** ένα ή περισσότερα σωληνοειδή εστίασης περιτυλίγουν ή τοποθετούνται στην έξοδο του πυροβόλου δρώντας εστιαστικά για τη δέσμη.



**Φωτοεγχυτής (Photoinjector):** αποτελείται από το πυροβόλο ηλεκτρονίων και μια σειρά από γραμμικούς επιταχυντές συνοδευόμενους από μαγνητικά στοιχεία εστίασης όπως τα σωληνοειδή. Η κύρια λειτουργία του συνίσταται στην διαμόρφωση των κύριων χαρακτηριστικών της δέσμης και την επιτάχυνσή της πριν εισέλθει στον κύριο γραμμικό επιταχυντή.



**Γραμμικός επιταχυντής (Linac):** ειδικά σχεδιασμένος γραμμικός επιταχυντής που μπορεί να αποτελείται από μια επιταχυντική διάταξη ή πολλαπλές διαδοχικές επιταχυντικές δομές. Η κύρια λειτουργία του είναι να επιταχύνει τα ηλεκτρόνια σε ακόμη υψηλότερες ταχύτητες ενώ συχνά περιλαμβάνει κατά μήκος του σχήματα συμπίεσης του μήκους της δέσμης.



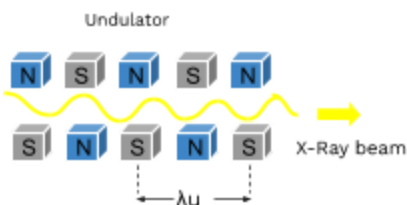
**Undulator:** αποτελείται από μια συστοιχία διπολικών μαγνητών με εναλλάσσουσες πολικότητες. Εντός του undulator, οι τροχιές των ηλεκτρονίων ταλαντώνονται εκπέμποντας την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία του ενδιαφέροντός μας.

Σε γενικές γραμμές<sup>[16]</sup>, η αρχική δέσμη ηλεκτρονίων εξάγεται από ένα μεταλλικό ή ημιαγωγικό υλικό μέσω της διαδικασίας της φωτοεκπομπής ή της θερμοϊονικής εκπομπής. Κατά τη διαδικασία της φωτοεκπομπής, παλμοί laser μικρής διάρκειας και γνωστού χωροχρονικού προφίλ προστίπτουν στο υλικό της φωτοκαθόδου παράγοντας δέσμες ηλεκτρονίων καθορισμένων χαρακτηριστικών. Από την άλλη μεριά, η θερμοϊονική εκπομπή λαμβάνει χώρα μέσω της αύξησης της θερμοκρασίας μιας μεταλλικής καθόδου, που εξάγει εν τέλει ηλεκτρόνια. Η φωτοεκπομπή είναι η συχνά προτιμώμενη διαδικασία όσον αφορά τις διατάξεις FEL, δημιουργώντας δέσμες χαμηλής εκπεμπιμότητας, ένα χαρακτηριστικό καίριας σημασίας για την απόδοση ενός Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων.

Η αρχική εξαγωγή της δέσμης μπορεί να λάβει χώρα εντός ενός DC ή RF πυροβόλου<sup>[16]</sup>. Λόγω των δυσμενών επιπτώσεων της υψηλής τάσης, το RF πυροβόλο ηλεκτρονίων είναι το κυρίαρχο τεχνολογικά εξάρτημα στις σύγχρονες διατάξεις. Αξίζει να σημειωθεί πως το πυροβόλο ηλεκτρονίων θεωρείται μέρος του εγχυτή αλλά περιγράφεται ξεχωριστά λόγω της υψηλής σημασίας και πολυπλοκότητας που διαθέτει.

Ο εγχυτής, ή φωτοεγχυτής, όταν η εξαγωγή των ηλεκτρονίων γίνεται με τη διαδικασία της φωτοεκπομπής, είναι το πρώτο μέρος της συνολικής διάταξης FEL, όπου τα κύρια χαρακτηριστικά της δέσμης διαμορφώνονται. Αποτελείται από το πυροβόλο ηλεκτρονίων, μια σειρά από επιταχυντικές διατάξεις και πολλαπλά μαγνητικά στοιχεία εστίασης της δέσμης. Ο κύριος στόχος του είναι να επιταχύνει τα ηλεκτρόνια διαμορφώνοντας παράλληλα τα χαρακτηριστικά της δέσμης προς μια επιθυμητή κατεύθυνση.

Ο κύριος επιταχυντής, Linac, είναι υπεύθυνος για την περεταίρω επιτάχυνση των ηλεκτρονίων. Αποτελείται από μια σειρά επιταχυντικών δομών γραμμικής διάταξης, ενώ κατά μήκος του συχνά βρίσκονται συστήματα συμπίεσης του μήκους της δέσμης.



Στο τελευταίο μέρος της διάταξης βρίσκεται μια σειρά από διπολικούς μαγνήτες με εναλλασσόμενες πολικότητες, που ονομάζεται undulator ή wiggler. Τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στον undulator όπου οι τροχιές τους εκτρέπονται λόγω των μαγνητικών πεδίων ακολουθώντας ταλαντωτική κίνηση. Σύμφωνα με τη θεωρία, όταν φορτισμένα σωματίδια διανύουν καμπύλη τροχιά

εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, αναφερόμενη και ως ακτινοβολία συγχρότρου. Η εν λόγω ακτινοβολία<sup>[22]</sup> απασχολεί για χρόνια την επιστημονική κοινότητα ως μια ανεπιθύμητη απώλεια ενέργειας μιας επιταχυνόμενης δέσμης. Η ανάδειξη των διατάξεων FEL επαναπροσδιόρισε τη χρήση της φέρνοντας μια επανάσταση στο αντίκτυπο και τη χρησιμότητά της.

Η ποιότητα της τελικής δέσμης φωτονίων που παράγεται ποσοτικοποιείται με τη βοήθεια του όρου της λαμπρότητας (*Brilliance, B<sub>n</sub>*)<sup>[23], [63]</sup> που ορίζεται ως ο αριθμός φωτονίων που φτάνουν ανα δευτερόλεπτο, ανα επιφάνεια, ανά γωνιακό άνοιγμα και για ένα συγκεκριμένο ποσοστό φάσματος συχνοτήτων.

$$Brilliance = \frac{d^4 N}{dt d\Omega dS d\lambda} \frac{[photons]/[second]}{[mrad]^2 [mm]^2 [0.1\% \text{ bandwidth}]} \quad (1.27)$$

Η ιδιότητα βρίσκεται στη βιβλιογραφία και ως Φασματική φωτεινότητα (Spectral Brightness).

Η απαίτηση της παραγωγής μιας δέσμης φωτονίων υψηλής λαμπρότητας, εισάγει μια σειρά από επιθυμητά χαρακτηριστικά για τη δέσμη των φωτονίων. Με δεδομένη την εξαρτητική σχέση, εισάγονται επίσης μια σειρά απαιτούμενα χαρακτηριστικά για τη δέσμη των ηλεκτρονίων που φτάνει στον undulator.

Αρχικά, η δέσμη φωτονίων απαιτείται να είναι σύμφωνη<sup>[9]</sup>, με μια δέσμη να θεωρείται σύμφωνη όταν τα φωτόνιά της ταξιδεύουν με την ίδια φάση και έχουν κοινό μήκος κύματος. Η συμφωνία της παραγόμενης δέσμης επιτυγχάνεται με τη βοήθεια του φαινομένου της Self-Amplified Spontaneous Emission (SASE). Το φαινόμενο βασίζεται στην ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ των ηλεκτρονίων της δέσμης και των φωτονίων που παράγονται ή κάποιας εξωτερικής πηγής φωτονίων. Η συνθήκη συντονισμού που απαιτείται να πληρείται δίνεται ως,

$$\lambda_{ph} = \lambda_u \frac{1 + \alpha_u^2}{2\gamma_0^2} \quad (1.28)$$

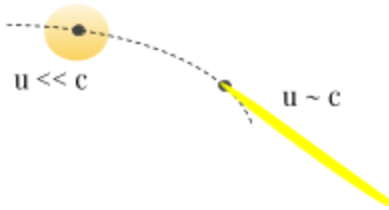
Η παραπάνω σχέση συνδέει το μήκος κύματος του παραγόμενου φωτονίου  $\lambda_{ph}$ , τις παραμέτρους του undulator,  $\lambda_u$  και  $\alpha_u$ , και τη μέση ενέργεια της δέσμης των ηλεκτρονίων όπως δηλώνεται με τον συντελεστή  $\gamma_0$ . Η παράμετρος  $\alpha_u$  δίνεται ως  $\alpha_u = \frac{K}{\sqrt{2}} = 0.934 B_u \lambda_u$  για έναν επίπεδο undulator, με το  $B_u$  να έχει μονάδες T και το  $\lambda_u$  να χρησιμοποιείται σε cm. Μια ισοδύναμη έκφραση είναι,

$$\frac{\lambda_u}{u_z} = \frac{\lambda_{ph}}{c - u_z} \quad (1.29) \text{ όπου } u_z \text{ είναι η ταχύτητα του ηλεκτρονίου.}$$

Την ίδια στιγμή, η δέσμη των φωτονίων απαιτείται να χαρακτηρίζεται από ένα μικρό εγκάρσιο εύρος και μια μικρή αποκλιση, με άλλα λόγια από μία χαμηλή συνολική τιμή εκπεψιμότητας.<sup>[23],[19]</sup> Η συνολική τελική τιμή της εκπεψιμότητας της δέσμης έχει αθροιστική φύση, περικλείοντας την εκπεψιμότητας της δέσμης των ηλεκτρονίων και της δέσμης των φωτονίων κατά την παραγωγή τους. Δίνεται ως,

$$\epsilon_{tot, ph} = \sqrt{\epsilon_e^2 + \epsilon_{ph}^2} \quad (1.30)$$

Η εκπεμψιμότητα της δέσμης των ηλεκτρονίων έχει βαρύνουσα συνεισφορά και ως αποτέλεσμα, απαιτείται η διαμόρφωση δεσμών ηλεκτρονίων χαμηλής εκπεμψιμότητας. Επιπρόσθετα, η δέσμη φωτονίων συγκεντρώνεται στην κατεύθυνση των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων δημιουργώντας έναν κώνο. Το εγκάρσιο εύρος του κώνου είναι αντιστρόφως ανάλογο των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων. Με δεδομένη την απαίτηση ενός μικρού εγκάρσιου πλάτους για τον τελικό παλμό φωτονίων, οι δέσμες ηλεκτρονίων είναι επιθυμητό να φτάνουν στον undulator με σχετικιστικές ταχύτητες.



Εικόνα 1.26: Η δέσμη φωτονίων εκπέμπεται εφαπτομενικά στην τροχιά του ηλεκτρονίου. Το εγκάρσιο εύρος της είναι αντιστρόφως ανάλογο της ταχύτητας του ηλεκτρονίου.

Όσον αφορά την ισχύ της ακτινοβολίας που παράγεται είναι άμεσα σχετιζόμενη με τον αριθμό των ηλεκτρονίων,  $N$ , <sup>[9]</sup> όπως καταδεικνύεται από τη σχέση  $p_{\gamma} \propto N^{4/3}$  (1.31).

Τέλος, μπορεί ναδειχθεί ότι ένα υψηλό ρεύμα για τη δέσμη των ηλεκτρονίων δρα ευεργετικά προς την παραγωγή μιας δέσμης ακτινοβολίας υψηλής έντασης από έναν μικρό σε μήκος undulator.

Είναι εμφανές πως τα χαρακτηριστικά της δέσμης ηλεκτρονίων που εισέρχονται στον undulator είναι στενά συνδεδεμένα με την ποιότητα της δέσμης φωτονίων που παράγεται. Η δημιουργία σχετικιστικών δεσμών ηλεκτρονίων, υψηλού φορτίου, χαμηλής εγκάρσιας εκπεμψιμότητας και υψηλού ρεύματος, καθίσταται καίριας σημασίας προς την τελική παραγωγή δεσμών φωτονίων που θα χαρακτηρίζονται από υψηλή ποιότητα.

## 1.5 Σκοπός εργασίας

Η παρούσα εργασία στοχεύει στην παρουσίαση των βασικών εννοιών και μεθόδων εργασίας γύρω από τη φυσική των επιταχυντών και τη σύγχρονη τεχνολογία των Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων.

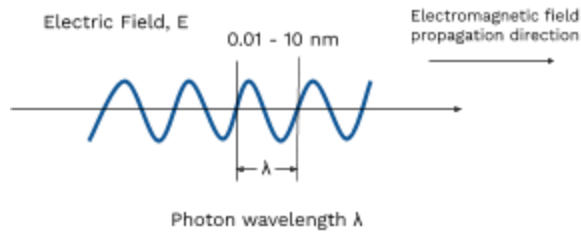
Ο κεντρικός άξονας της εργασίας συνίσταται στη θεωρητική μελέτη μιας νέας επιταχυντικής γραμμής φωτοεγχυτή που θα δύναται να παρέχει δέσμες ηλεκτρονίων υψηλής ποιότητας στην έξοδό της. Σε αυτή την κατεύθυνση, έξι διαφορετικές διατάξεις φωτοεγχυτή μελετώνται στα πλαίσια μιας σχεδιαστικής, προσομοιωτικής μελέτης που λαμβάνει χώρα με τη χρήση κώδικα δυναμικής δέσμης αλλά και γενετικών αλγορίθμων. Ιδιαίτερη βαρύτητα δίνεται στην επιλογή του υλικού της φωτοκαθόδου και του συνοδευτικού συστήματος LASER. Μια πλήρης περιγραφή των χαρακτηριστικών και των κριτηρίων επιλογής τους λαμβάνει χώρα με τελικό στόχο την πρόταση ενός λειτουργικού δυνάμει σχήματος φωτοεκπομπής.

Τα εξαχθέντα συμπεράσματα της συνολικής μελέτης, η οποία είναι βασισμένη σε ιδέες τεχνολογίας αιχμής, μπορούν να δράσουν ενθαρρυντικά προς την κατασκευή μιας νέας, σύγχρονης διάταξης FEL που θα συγκεντρώνει μια σειρά από επιθυμητά χαρακτηριστικά καινοτόμου φύσης.

## Κεφάλαιο 2 Στόχοι και Εφαρμογές

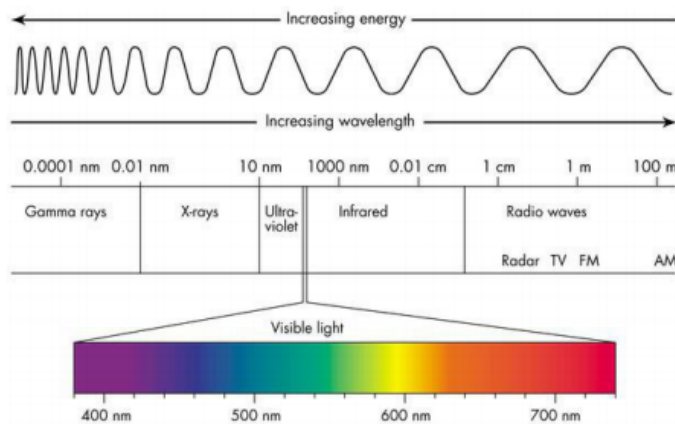
### 2.1 Ακτίνες X και εφαρμογές

Οι ακτίνες X αποτελούν μια μορφή αόρατης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με μήκος κύματος,  $\lambda$ , που κυμαίνεται μεταξύ των 0,01 με 10 nm. Τα Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων που παράγουν παλμούς ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο φάσμα των ακτίνων X ονομάζονται XFEL.



Εικόνα 2.1: Το μήκος κύματος των ακτίνων X.

Οι ακτίνες X ανακαλύφθηκαν το 1895 από τον Wilhelm Roentgen<sup>[27]</sup> στο εργαστήριό του στο Würzburg. Ο W. Roentgen προσέφερε στην παγκόσμια κοινότητα μια σημαντική επιστημονική ανακάλυψη και ένα ισχυρό, νέο εργαλείο που, το 1901, του χάρισε το πρώτο βραβείο Νόμπελ Φυσικής της ιστορίας. Λίγο μετά την ανακάλυψή τους, οι ακτίνες X χρησιμοποιήθηκαν για τη λήψη των πρώτων ακτινογραφιών οδηγώντας σε μια επανάσταση στη διαγνωστική ιατρική. Έκτοτε, η χρήση τους έχει εξαπλωθεί σχεδόν σε κάθε κλάδο των φυσικών επιστημών, έχοντας συνεισφέρει σε πλήθος επιστημονικών και τεχνολογικών επιτευγμάτων.



Εικόνα 2.2: Το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με έμφαση να δίνεται στο πεδίο του ορατού φωτός. Το διάστημα των ακτίνων X εμφανίζεται στα αριστερά καλύπτοντας μήκη κύματος μεταξύ 0,01 έως 10 nm. <sup>[28]</sup>

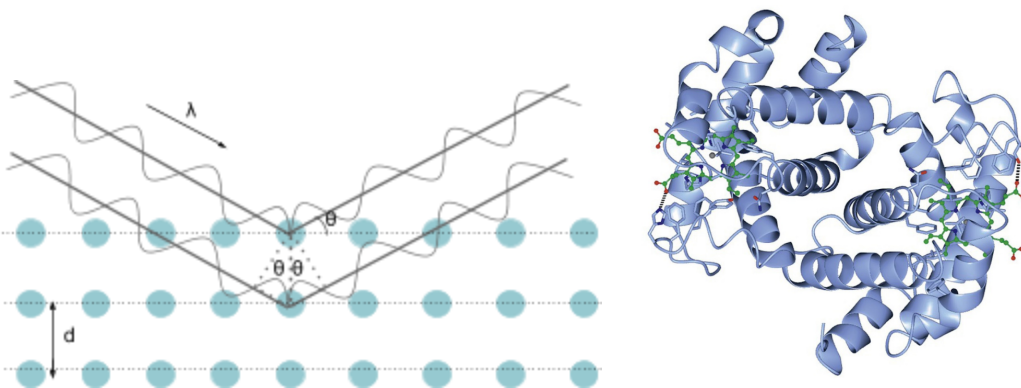
Οι ακτίνες X<sup>[4]</sup> μπορούν να χωριστούν σε τρεις κατηγορίες, τις μαλακές (soft x-rays) ακτίνες X που καλύπτουν μήκη κύματος μεταξύ 10 nm - 0,6 nm, τις σκληρές ακτίνες X (hard x-rays) με

μήκη κύματος μικρότερα από 0,3 nm και τις μέσες (tender x-rays) ακτίνες που καλύπτουν την περιοχή μήκους κύματος μεταξύ των δύο προαναφερθέντων κατηγοριών .

Η απάντηση στο τι είναι τόσο ξεχωριστό σχετικά με τις ακτίνες X σχετίζεται κυρίως με το μικρό μήκος κύματός τους. Τα μήκη κύματος των σκληρών ακτίνων X είναι συγκρίσιμα με τα μήκη των δεσμών μεταξύ των ατόμων, καθιστώντας τις έναν ισχυρό υποψήφιο για εφαρμογές περίθλασης με σκοπό τη διερεύνηση των ατομικών δομών. Επίσης, τα φωτόνια των σκληρών ακτίνων X έχουν ενέργειες παρόμοιες με τις ενέργειες των εσωτερικών ηλεκτρονίων των ατόμων, μια πολύτιμη ιδιότητα για τη φασματοσκοπία ακτίνων X και την κρυσταλλογραφία. Όσον αφορά τις μαλακές ακτίνες X, αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια των ελαφρών ατόμων ή τα εξωτερικά ηλεκτρόνια των βαρύτερων. Οι αλληλεπιδράσεις τους μπορούν να συμβάλλουν μεταξύ άλλων στη διερεύνηση των ηλεκτρονικών ιδιοτήτων των μετάλλων, των ημιαγωγών και των υπεραγωγών ή της χημικής σύνθεσης ετερογενών συστημάτων.

Γενικά, τα μικρά μήκη κύματος των ακτίνων X αντιστοιχούν σε μεγάλες ενέργειες φωτονίων που τις καθιστούν έντονα διεισδυτικές στην ύλη. Το επίπεδο διείσδυσης εξαρτάται από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων του υλικού του στόχου, μια ιδιότητα που επιτρέπει σειρά πρόσθετων εφαρμογών, όπως τη σάρωση στα μηχανήματα του αεροδρομίου ή χρήσεις στην ιατρική.

Τέλος, πρέπει να τονιστεί ότι οι διαδοχικοί παλμοί φωτονίων που παράγονται από τις διατάξεις XFEL έχουν προκαθορισμένα, σύντομα χρονικά μήκη. Ως αποτέλεσμα, ενεργοποιείται μια σειρά εφαρμογών που αφορούν τη διερεύνηση όχι μόνο των χωρικών, αλλά και των χρονικών χαρακτηριστικών ενός συστήματος.



Εικόνα 2.3:

Αριστερά: Η περίθλαση ακτίνων X συνιστά την ελαστική σκέδαση των ακτίνων X από τα άτομα ενός ατομικού πλέγματος. Παρατηρώντας τα μοτίβα συμβολής και χρησιμοποιώντας το νόμο του Bragg, οι επιστήμονες μπορούν να αντλήσουν πληροφορίες για τις αποστάσεις  $d$  του πλέγματος και επακόλουθα να προσδιορίσουν τη δομή του υπό μελέτη συστήματος.

Δεξιά: Η δομή της αιμοσφαιρίνης προσδιορίστηκε χρησιμοποιώντας περίθλαση ακτίνων X<sup>[25]</sup>.

## 2.2 Μεθοδολογία

Ο κύριος στόχος της υπό ανάπτυξη διάταξης XFEL είναι η παροχή σύμφωνων παλμών ακτινοβολίας X υψηλής λαμπρότητας και μικρής χρονικής διάρκειας της τάξης των

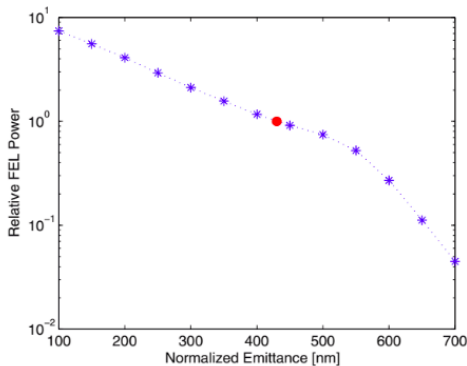


femtosecond. Η ποιότητα των παλμών φωτονίων που παράγονται στο τελευταίο μέρος της διάταξης σχετίζεται στενά με τα χαρακτηριστικά των δέσμων ηλεκτρονίων που φτάνουν στον undulator. Πιο συγκεκριμένα,<sup>[19]</sup> μια βασική απαίτηση για την αποτελεσματική παραγωγή συμφώνων παλμών φωτονίων δίνεται από την ανισότητα,

$$\frac{\epsilon_{x,n}}{\gamma} < \frac{\lambda_{ph}}{4\pi} \quad (2.1)$$

όπου  $\epsilon_{n,x}$  είναι η εγκάρσια κανονικοποιημένη εκπεμψιμότητα της δέσμης των ηλεκτρονίων, η ποσότητα  $\gamma$  αντιστοιχεί στον γνωστό σχετικιστικό παράγοντα και το  $\lambda_{ph}$  συμβολίζει το μήκος κύματος των παραγόμενων φωτονίων. Αξίζει να σημειωθεί πως ο ορισμός της εγκάρσιας κανονικοποιημένης εκπεμψιμότητας, όπως δίνεται από τη σχέση (1.23), αφορά τον υποχώρο ( $x, x'$ ). Με δεδομένη τη συμμετρία της δέσμης, ισχύει προσεγγιστικά  $\epsilon_{x,n} = \epsilon_{y,n}$ , κατά την κίνησή της εντός ενός φωτοεγχυτή. Ως αποτέλεσμα, ο όρος  $\epsilon_{x,n}$  χρησιμοποιείται συνήθως αντιπροσωπευτικά υποδεικνύοντας την εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης.

Γίνεται εμφανές πως ο στόχος διαμορφώνεται στο σχηματισμό δεσμών ηλεκτρονίων χαμηλής εγκάρσιας εκπεμψιμότητας με σκοπό την παραγωγή παλμών φωτονίων μικρού μήκους κύματος όπως αυτού των ακτίνων Χ. Όπως περιγράφεται στο πρώτο κεφάλαιο, οι δέσμες πρέπει επίσης να χαρακτηρίζονται από υψηλό φορτίο και ρεύμα, καθώς και να κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες φτάνοντας στον undulator.



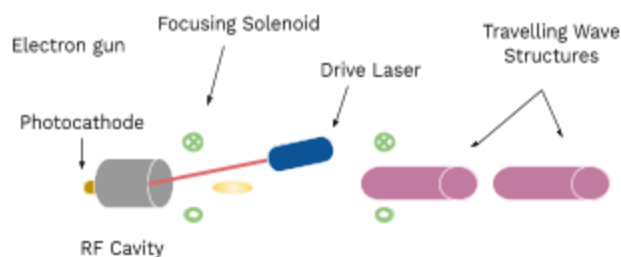
Εικόνα 2.4: Απεικονίζεται η αντίστροφη σχέση μεταξύ της κανονικοποιημένης εκπεμψιμότητας και της ισχύος της ακτινοβολίας που παράγεται από μια διάταξης FEL<sup>[30]</sup>.

Η μελέτη μας επικεντρώνεται στο πρώτο μέρος της διάταξης, τον φωτοεγχυτή, όπου σχηματίζονται τα κύρια χαρακτηριστικά της δέσμης. Το σύστημα διαθέτει πολυπλοκότητα που διαμορφώνεται από μια σειρά φαινομένων που ενεργούν συνεργιστικά ή ανταγωνιστικά, διαμορφώνοντας την απόδοση της δέσμης των ηλεκτρονίων. Τα εν λόγω φαινόμενα<sup>[31]</sup> αφορούν τον μηχανισμό της φωτοεκπομπής, συμπεριλαμβανομένων των χαρακτηριστικών της φωτοκαθόδου και του laser, παραμορφώσεις λόγω των RF πεδίων, τη συνεισφορά του φορτίου χώρου ή τις εκτροπές των οπτικών στοιχείων.

Μια πλήρης μελέτη της δυναμικής της δέσμης κρίνεται απαραίτητο να διενεργηθεί με τη χρήση εργαλείων προσομοίωσης και αναζητώντας μια βέλτιστη διάταξη φωτοεγχυτή που θα μπορεί να παράσχει δέσμες ηλεκτρονίων με επιθυμητά χαρακτηριστικά. Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα μαζί με το μήκος της δέσμης, ή με άλλα λόγια η *φωτεινότητα της δέσμης*, μπορούν να θεωρηθούν ως οι κύριες παράμετροι ποιότητας. Λόγω της υψηλής σημασίας της και του γεγονότος ότι δεν μπορεί να μειωθεί στα επόμενα μέρη της διάταξης, μεγαλύτερο βάρος θα δοθεί στην *ελαχιστοποίηση της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας*<sup>[19]</sup>.

## Κεφάλαιο 3 Ο φωτοεγχυτής

Δεν υπάρχει μια αυστηρά καθορισμένη διάταξη για έναν φωτοεγχυτή. Μια γενική περιγραφή<sup>[16]</sup> περιλαμβάνει μια RF κοιλότητα εντός της οποίας βρίσκεται μια φωτοκάθοδος όπου προσπίπτουν παλμοί laser με σκοπό την εξαγωγή των ηλεκτρονίων, μία ή περισσότερες επιταχυντικές δομές και πολλαπλά στοιχεία εστίασης της δέσμης.



Εικόνα 3.1: Μια γενική διάταξη φωτοεγχυτή.

Ο κύριος στόχος της παρούσας εργασίας συνίσταται στην πρόταση μιας λειτουργικής διάταξης φωτοεγχυτή που θα δύναται να παρέχει δέσμες ηλεκτρονίων υψηλής ποιότητας στην έξοδό της. Σε αυτήν την κατεύθυνση, μια πλήρης μελέτη δυναμικής δέσμης πραγματοποιείται, λαμβάνοντας υπόψη τις δυνατότητες της τεχνολογίας αιχμής, καθώς και τους υπάρχοντες περιορισμούς για τις παραμέτρους του συστήματος.

Ως κύριο μέτρο ποιότητας της απόδοσης της διάταξης ορίζεται η τιμή της *εγκάρσιας εκπεμψιμότητας*, η οποία θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν χαμηλότερη. Το *μήκος της δέσμης*, που σχετίζεται άμεσα με την τιμή του ρεύματος, είναι επίσης ωφέλιμο να ελαχιστοποιηθεί. Δεδομένου ότι η τιμή της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας σχηματίζεται στο εσωτερικό του φωτοεγχυτή και, σε αντίθεση με το μήκος, δεν μπορεί να μειωθεί στα ακόλουθα μέρη της διάταξης, η μελέτη μας θα εστιαστεί κυρίως στην ελαχιστοποίηση της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας.

Πίνακας 3.1: Πίνακας ενδεικτικών, επιθυμητών τιμών για τα χαρακτηριστικά της δέσμης στην έξοδο του φωτοεγχυτή.<sup>[27]</sup>

Παράμετρος	Τιμή στόχου
<i>Charge, Q</i>	75 pC
<i>Beam energy, E</i>	300 MeV
<i>Rms Bunch Length, <math>\sigma_t</math></i>	350 fs
<i>Peak current, <math>I_p = \frac{Q}{\sqrt{12}\sigma_t}</math></i>	60 A
<i>Rms Energy spread</i>	0.5%
<i>Projected rms normalized emittance</i>	< 0.2 $\mu\text{m}$
<i>Repetition rate</i>	100 – 1000 Hz

### 3.1 Κύρια φαινόμενα

Μια σειρά φαινομένων διαμορφώνει τα χαρακτηριστικά της δέσμης και την τιμή της συνολικής της εκπεμψιμότητας εντός της διάταξης υπό μελέτη. Τα εν λόγω φαινόμενα συνίστανται σε εκείνα που συνδέονται με τη φωτοεκπομπή και την τιμή της εγγενούς εκπεμψιμότητας, στα σχετιζόμενα με τα πεδία φορτίου χώρου, στις παραμορφώσεις λόγω των πεδίων RF ή στα φαινόμενα που σχετίζονται με τα μαγνητικά πεδία των οπτικών στοιχείων. Όλες οι αναφερόμενες συνιστώσες ενεργούν συνεργιστικά ή ανταγωνιστικά, διαμορφώνοντας την απόδοση της δέσμης και υπαγορεύοντας την τελική επιλογή των παραμέτρων της διάταξης.

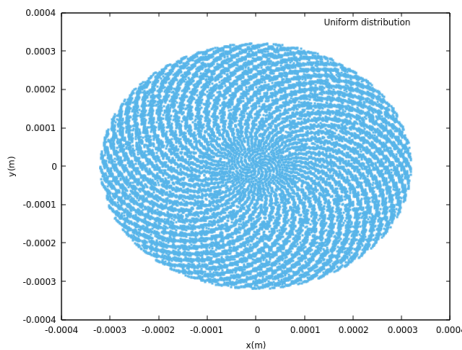
#### Εγγενής εκπεμψιμότητα

Η εγγενής (intrinsic) ή θερμική (thermal) εκπεμψιμότητα<sup>[6]</sup> προσδιορίζεται κατά την εξαγωγή των ηλεκτρονίων, υποδεικνύοντας την αρχική περιοχή έκτασης και την αρχική απόκλιση των ταχυτήτων της δέσμης των ηλεκτρονίων. Εξαρτάται από τη φύση του υλικού, την ενέργεια και το εγκάρσιο πλάτος των φωτονίων των παλμών laser που προσπίπτουν και από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο του πυροβόλου ηλεκτρονίων.

Κάτω από ορισμένες προσεγγίσεις η εγγενής εκπεμψιμότητα δίνεται ως

$$\epsilon_{thermal} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{\phi_{excess}}{3mc^2}} \quad (3.1)$$

όπου ο όρος MTE αντιπροσωπεύει τη μέση εγκάρσια ενέργεια (mean transverse energy), ο όρος  $mc^2$  είναι η μάζα του ηλεκτρονίου και το  $\sigma_{x,y}$  είναι το εγκάρσιο πλάτος της δέσμης.



Εικόνα 3.2: Εγκάρσιο ομοιόμορφο προφίλ της δέσμης. Η τιμή του  $\sigma_{x,y}$  αντιστοιχεί στο rms πλάτος της δέσμης. Για ομοιόμορφη κατανομή, ισχύει  $\sigma_{x,y} = \sigma_x = \sigma_y$  και  $\sigma_{x,y} = \frac{R}{2}$  με το rms πλάτος να ορίζεται ως το ήμισυ της ακτίνας της δέσμης.

#### Εκπεμψιμότητα φορτίου χώρου<sup>[6]</sup>

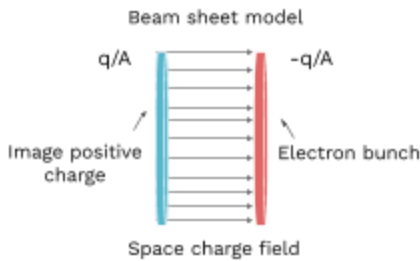
Η εκπεμψιμότητα που οφείλεται στην αμοιβαία απώθηση των ηλεκτρονίων της δέσμης, καθώς και στην έλξη της δέσμης από το καθρευτικό φορτίο της καθόδου είναι η εκπεμψιμότητα φορτίου χώρου. Σύμφωνα με τη θεωρία, η εγκάρσια και διαμήκης εκπεμψιμότητα φορτίου χώρου δίνεται από τη σχέση

$$\epsilon_i^{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k_z \sin(\phi_0)} \frac{I}{I_0} \mu_i(A) \quad (3.2)$$

όπου το  $i$  συμβολίζει την εγκάρσια  $r$  ή διαμήκη  $z$  συνιστώσα,  $I$  είναι το ρεύμα δέσμης,  $I_0 = 17 \text{ kA}$  είναι το χαρακτηριστικό ρεύμα και  $\mu$  είναι η τετραγωνική ρίζα της διακύμανσης

των κανονικοποιημένων εγκάρσιων και διαμήκων πεδίων, εξαρτώμενη άμεσα με το σχήμα της δέσμης.

Όσον αφορά την έλξη της δέσμης προς την κάθοδο, τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια απομακρύνονται από το υλικό αφήνοντας πίσω τους ένα θετικό έλλειμμα ίσου φορτίου. Αποτέλεσμα είναι η δημιουργία ενός ηλεκτρικού πεδίου αντίθετης φοράς από το εφαρμοζόμενο πεδίο του RF πυροβόλου, που δρα ελκτικά για τα εξαγόμενα ηλεκτρόνια.



Εικόνα 3.3: Τα ηλεκτρόνια αφήνουν το υλικό δημιουργώντας ένα ισόποσο θετικό φορτίο στην κάθοδο. Αποτέλεσμα είναι η ανάπτυξη ελκτικού πεδίου που προσεγγίζεται ποσοτικά με τη βοήθεια του μοντέλου "λεπτού φύλλου".

Όταν το ελκτικό πεδίο  $E_{SCL, mirror}$  ισούται με το  $E_{RF, Applied}$ , η εκπομπή των ηλεκτρονίων υφίσταται κορεσμό. Το αποτέλεσμα μπορεί να προκαλέσει την πλήρη διακοπή της διαδικασίας της εκπομπής ή μια εγκάρσια ανομοιομορφη εκπομπή, με ορισμένες μόνο περιοχές της καθόδου να εκπέμπουν ηλεκτρόνια. Αξίζει να επισημανθεί πως η τελευταία περίπτωση μπορεί να είναι πηγή ανομοιομορφιών και αύξησης της εκπεμπιμότητας της δέσμης.

Σε γενικές γραμμές, τα φαινόμενα φορτίου χώρου όταν είναι γραμμικής φύσης μπορούν να αποσβεστούν με τη χρήση μαγνητικών στοιχείων εστίασης. Η επιθυμητή γραμμικότητα των δυνάμεων επιτυγχάνεται με τη δημιουργία μιας ομοιόμορφης κατανομής για τη δέσμη εφαρμόζοντας υψηλά πεδία καθώς επίσης επιλέγοντας μια μεγάλη εγκάρσια περιοχή φωτοεκπομπής. Κατά την προσωμοιωτική μας μελέτη, έπειτα από την επιλογή μιας ικανά πλατιάς αρχικής περιοχής εκπομπής, θα αγνοηθούν πιθανές εγκάρσιες ανομοιομορφίες εστιάζοντας αποκλειστικά στην επίδραση του σχήματος της δέσμης.

### Εκπεμπιμότητα RF<sup>[16]</sup>

Τα ηλεκτρικά πεδία του πυροβόλου περιλαμβάνουν *διαμήκειες* αλλά και *ακτινικές συνιστώσες*. Οι ακτινικές συνιστώσες, μαζί με τα παρόντα μαγνητικά πεδία δρουν αποεστιαστικά για τη δέσμη. Τα φαινόμενα αποεστίασης ισοσταθμίζονται εντός του πυροβόλου λόγω της εναλλασσόμενης πολικότητας του πλάτους του πεδίου, αλλά είναι ιδιαίτερα έντονα στην ίριδα της εξόδου. Με δεδομένη την έκφραση της ακτινικής δύναμης  $F_r = q(E_r - \beta c B_\phi)$  και αντικαθιστώντας τις σχέσεις για το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο του τυπικά χρησιμοποιούμενου  $TM_{011}$  μοτίβου πεδίου, η ακτινική δύναμη δίνεται ως

$$F_r = -qE_0 \frac{k_z r}{2} \sin(\omega t + \phi - k_z z) \quad (3.3)$$

Η μεταβολή της εγκάρσιας ορμής στην έξοδο του πυροβόλου εκφράζεται από

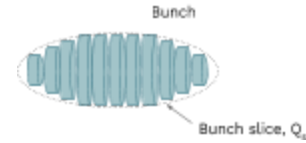
$$\Delta p_{transverse} = \frac{-qE_0}{2mc^2} r \sin(\phi_{exit}) \quad (3.4)$$

όπου  $\phi_{exit} = \omega t + \phi_0 - k_z z$ .

Δανειζόμενοι έννοιες από την κλασική οπτική, η RF αποεστίαση ποσοτικοποιείται με τη χρήση του όρου του εστιακού μήκους ως

$$f_{RF} = \frac{-2\beta\gamma mc^2}{eE \sin(\phi_e)} \quad (3.5)$$

Κάθε φέτα της δέσμης φθάνει στην εξωτερική ίριδα του πυροβόλου σε διαφορετικές φάσεις των RF πεδίων με αποτέλεσμα την ανομοιόμορφη αποεστίαση της και την επακόλουθη αύξηση της ολικής εκπεμψιμότητας της δέσμης.



Η RF εκπεμψιμότητα έχει όρους πρώτης και δεύτερης τάξης, που δίνονται από

$$\varepsilon_{RF}^{(1)} = \frac{eE \cos(\phi)}{2mc^2} \sigma_x^2 \sigma_\phi \quad (3.6)$$

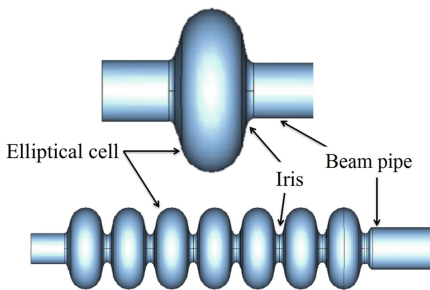
$$\varepsilon_{RF}^{(2)} = \frac{\varepsilon E |\sin(\phi)| \sigma_x^2 \sigma_\phi^2}{2\sqrt{2} mc^2} \quad (3.7)$$

όπου  $\sigma_x$  το πλάτος της δέσμης και  $\sigma_\phi$  η "διασπορά" των φάσεων εξόδου.

Συνδυάζοντας τις δύο εκφράσεις, η συνολική εκπεμψιμότητα μπορεί να γραφτεί ως

$$\varepsilon_{RF}^{total} = \frac{eE_0}{2mc^2} \sigma_x^2 \sigma_\phi \sqrt{\cos^2(\phi_e) + \frac{\sigma_\phi^2}{2} \sin^2(\phi_e)} \quad (3.8)$$

Τα φαινόμενα αποεστίασης λόγω των πεδίων RF μπορούν να ελαχιστοποιηθούν με τη χρήση μικρών μηκών για τη δέσμη καθώς επίσης με την προσεκτική επιλογή της φάσης των πεδίων RF κατά την εξαγωγή της δέσμης. Η έξοδος της δέσμης από το πυροβόλο όταν το πλάτος έντασης βρίσκεται σε μέγιστο αλλά και η εναλλαγή της πολικότητας των πεδίων εντός του πυροβόλου σε κατάλληλες θέσεις, συνήθως στην ίριδα που χωρίζει τα κελιά του, μπορεί επίσης να αποδειχθεί επωφελής.



Εικόνα 3.4: Η RF κοιλότητα ενός κελιού (άνω) και πολλαπλών κελιών (κάτω). Στην εικόνα φαίνονται τα κελιά ελλειπτικής γεωμετρίας αλλά και η ίριδα που αποτελεί τον ενδιάμεσο χώρο. [33]

Έχοντας εστιάσει κυρίως στα εγκάρσια φορτία χώρου, δε θα πρέπει να παραβλεφθεί η επίδραση των διαμήκων φορτίων χώρου στην τιμή της εκπεμψιμότητας που ποσοτικοποιείται προσεγγιστικά ως

$$\varepsilon_z^{RF} = \sqrt{3}(\gamma_f - 1) k_z^2 \sigma_z^3$$

όπου  $\gamma_f$  η τελική ενέργεια. Η φάση εξόδου είναι 90 μοιρών και η κατανομή είναι γκαουσιανή.

### Φαινόμενα εστίασης και εκπεμψιμότητα<sup>[16],[31]</sup>

Ένας ισχυρός φακός εστίασης είναι απαραίτητος για την απόσβεση τυχόν φαινομένων αποεστίασης προερχόμενης από τα πεδία RF και τα φορτία χώρου. Η εστίαση της δέσμης που συνεπάγεται τον εγκάρσιο ευθυγραμμισμό των φετών της, συνήθως πραγματοποιείται με τη χρήση σωληνοειδών μαγνητών. Το εστιακό τους μήκος δίνεται ως,

$$\frac{1}{f_{sol}} = K \sin(KL_{sol}) \quad (3.9) \text{ με } K = \frac{B}{2(B\rho)} = \frac{eB}{2p}$$

όπου  $B$  είναι το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς, το  $L_{sol}$  αποτελεί το μήκος του μαγνητικού στοιχείου, το  $B\rho$  είναι η μαγνητική ακαμψία και το  $p$  είναι η ορμή της δέσμης. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι κάτω από την προσέγγιση μικρής γωνίας,  $\sin(KL) \approx KL$ .

Ιδιαίτερη προσοχή οφείλεται να δοθεί στις χρωματικές, γεωμετρικές και τις ανώμαλες τετραπολικές παρεκκλίσεις του σωληνοειδούς εστίασης που δρουν ως πηγές αύξησης της εκπεμψιμότητας. Οι *χρωματικές εκτροπές* εμφανίζονται λόγω της διαφοροποίησης των ενεργειών των ηλεκτρονίων, που δημιουργεί διαφορετικά εστιακά μήκη για κάθε ηλεκτρόνιο. Η συνεισφορά της συνιστώσας στην εκπεμψιμότητα δίνεται ως

$$\epsilon_{n, chromatic} = \sigma_{x, sol}^2 K |\sin(KL) + KL \cos(KL)| \frac{\sigma_p}{p} \quad (3.10)$$

όπου  $\sigma_p$  είναι το "πλάτος" των ενεργειών των σωματιδίων της δέσμης.

Όσον αφορά τις *γεωμετρικές παρεκκλίσεις*, κάθε πεδίο προερχόμενο από σωληνοειδές εμφανίζει εκτροπές 3ης τάξης (σφαιρικές) οι οποίες είναι ιδιαίτερα έντονες στα άκρα του. Η γεωμετρική συνεισφορά στην τιμή της εκπεμψιμότητας δίνεται από την αναλογία

$$\epsilon_{n, geometric} \propto \sigma_{x, sol}^4 \quad (3.11).$$

Τέλος, τα παρατηρούμενα μικρά πεδία τετραπόλου στα άκρα του σωληνοειδούς επιφέρουν φαινόμενα ανώμαλης τετραπολικής φύσης με την εκπεμψιμότητα να αυξάνεται ως

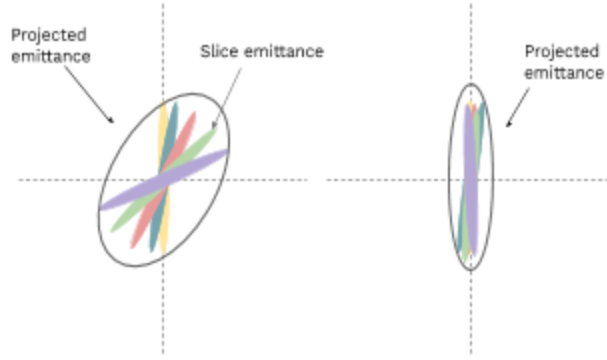
$$\epsilon_{n, qs} = \beta \gamma \sigma_x^2 \left| \frac{\sin(2KL)}{f_q} \right| \quad (3.12)$$

Γίνεται εμφανές πως η εκπεμψιμότητα λόγω των εκτροπών του σωληνοειδούς μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με τη διατήρηση ενός μικρού εγκάρσιου πλάτους δέσμης εντός του σωληνοειδούς.

### Εξισορρόπηση εκπεμψιμότητας (emittance compensation)<sup>[16]</sup>

Η μελέτη των χαρακτηριστικών μιας δέσμης φορτισμένων σωματιδίων όπως έχει περιγραφεί μπορεί να διεξαχθεί διαιρώντας τη δέσμη σε λεπτές χρονικές φέτες υποθέτοντας ότι δεν αλληλεπιδρούν. Παρά το ότι οι φέτες έχουν παρόμοιες τιμές εκπεμψιμότητας, χαρακτηρίζονται από διαφορετικές συναρτήσεις Twiss (εναλλακτικά ονομάζονται παράμετροι Courant-Snyder). Η παραπάνω ασυμμετρία, αποφέρει την άνοδο της ολικής (projected) τιμής της εκπεμψιμότητας. Ως επακόλουθο, γίνεται απαραίτητη η χρήση κατάλληλων οπτικών στοιχείων, όπως ένα σωληνοειδές εστίασης, που θα συμβάλουν στην ευθυγράμμιση των

φετών και την ελαχιστοποίηση της ολικής εκπεμψιμότητας, που αναμένεται να πλησιάσει την τιμή μιας μεμονωμένης φέτας.



Εικόνα 3.5: Αναπαράσταση του εγκάρσιου χώρου φάσεων και της εκπεμψιμότητας για κάθε φέτα της δέσμης. Η εξωτερική καμπύλη υποδηλώνει τη συνολική εκπεμψιμότητα. Στα δεξιά φαίνεται η δέσμη έπειτα από την ευθυγράμμιση των χαρακτηριστικών κάθε φέτας με άμεσο αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση της συνολικής εκπεμψιμότητας.

Εγκάρσιο πλάτος δέσμης, ταλαντώσεις εκπεμψιμότητας και το Ferrario σημείο εργασίας <sup>[6]</sup>  
 Η συνάρτηση του εγκάρσιου πλάτους δέσμης, ονομαζόμενη και ως συνάρτηση φακέλου της δέσμης, είναι δεύτερης τάξης και περιγράφει την εξέλιξη του μεγέθους της δέσμης κατά τον διαμήκη άξονα z. Παρέχει έναν βολικό φορμαλισμό για τη μελέτη της εξέλιξης των φαινομένων των φορτίων χώρου και εστίασης, παρέχοντας σημαντικές πληροφορίες σχετικά με την εξισορρόπηση των φαινομένων συνολικά.

$$\sigma''(z) + K\sigma(z) = \frac{I(z)}{2I_0(\beta\gamma)^3\sigma(z)} + \frac{\epsilon_n^2, intrinsic}{(\beta\gamma)^2\sigma(z)^3} \quad (3.13)$$

όπου  $\sigma(z)$  είναι το rms ακτινικό μέγεθος της δέσμης σε μια θέση z, το K είναι η ένταση του πεδίου εστίασης, η ποσότητα  $\epsilon_n$  είναι η κανονικοποιημένη εγγενής εκπεμψιμότητα, το I(z) είναι το ρεύμα της δέσμης και  $I_0=17$  kA είναι το χαρακτηριστικό ρεύμα. Οι όροι  $\beta$  και  $\gamma$  είναι οι γνωστές σχετικιστικές παράμετροι.

Όταν η αποεστίαση των φορτίων χώρου αντισταθμίζεται από το μαγνητικό εστιαστικό πεδίο, η δέσμη μετακινείται με μια στρωτή ροή, που ονομάζεται επίσης ροή Brillouin, στην οποία οι τροχιές ηλεκτρονίων δεν συναντώνται. Σε αυτήν την περίπτωση, η εξίσωση φακέλου σταθεροποιείται για ένα πλάτος ισορροπίας και λαμβάνοντας υπόψη ότι η συνεισφορά της εγγενούς εκπεμψιμότητας μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα σε σχέση με αυτή των φορτίων χώρου, διαμορφώνεται η ακόλουθη συνθήκη,

$$\sigma''_{eq}(z) = -K\sigma(z) + \frac{I(z)}{2I_0(\beta\gamma)^3\sigma_{eq}(z)} = 0 \quad (3.14)$$

$$\text{επακόλουθα } \sigma_{eq}(z) = \sqrt{\frac{I}{2I_0(\beta\gamma)^3K}} \quad (3.15)$$

Θεωρώντας ότι η μελέτη του εγκάρσιου πλάτους αφορά μια φέτα της δέσμης και θεωρώντας ότι για κάθε φέτα η ένταση K του μαγνητικού πεδίου είναι κοινή, εξάγεται το συμπέρασμα πως η μόνη πηγή διαφοροποίησης του πλάτους ισορροπίας των φετών είναι το ρεύμα. Όπως



αναμένεται ανομοιομορφίες στην τιμή του ρεύματος επάγουν αντίστοιχες ανομοιομορφίες στο πλάτος ισορροπίας και αύξηση της συνολικής εκπεμψιμότητας. Εισάγοντας μια μικρή διαταραχή στο πλάτος ισορροπίας της φέτας

$$\sigma(z) = \sigma_{eq}(z) + \delta\sigma(z) \quad (3.16)$$

θα ισχύει για την εξίσωση φακέλου,

$$\delta\sigma''(z) + 2K\delta\sigma(z) = 0 \quad (3.17)$$

Η σχέση δίνει λύσεις ημιτονικού τύπου πολλαπλασιαζόμενες με το αρχικό πλάτος και την απόκλιση της φέτας στο  $z=0$ ,

$$\delta\sigma(z) = \frac{\delta\sigma'_0}{\sqrt{2K}} \sin(\sqrt{2K}z) + \delta\sigma_0 \frac{\delta\sigma'_0}{\sqrt{2K}} \cos(\sqrt{2K}z) \quad (3.18)$$

Η παραπάνω σχέση υποδεικνύει την εξέλιξη του εγκάρσιου πλάτους της φέτας κατά μήκος του  $z$ -άξονα. Κάθε φέτα αναμένεται να εκτελεί μικρές ταλαντώσεις γύρω από το πλάτος ισορροπίας κατά την πορεία της κατά μήκος του άξονα  $z$

$$\sigma(z) = \sigma_{eq} + (\sigma_0 - \sigma_{eq}) \cos(\sqrt{2K}z) \quad (3.19).$$

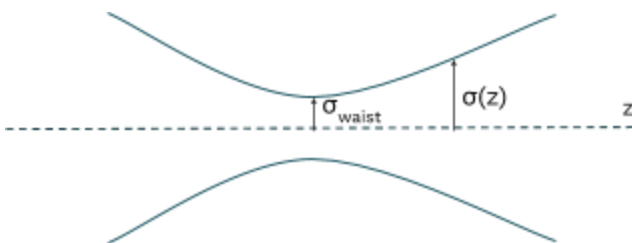
Μελετώντας πλέον συνολικά τη δέσμη και υπολογίζοντας την ολική εκπεμψιμότητα είναι

$$\varepsilon_{n, projected} = \frac{1}{2} \sigma_0 \sigma_{eq} (I_p) \sqrt{K} \frac{\delta I_{rms}}{I_p} |\sin(\sqrt{2K}z)| \quad (3.20)$$

όπου  $\delta I_{rms}$  είναι το rms ρεύμα όπως έχει προκύψει από την κατανομή των τμηματικών ρευμάτων  $I_s$  κάθε φέτας,  $\sigma_0$  το αρχικό εγκάρσιο πλάτος δέσμης στο  $z = 0$  που θεωρείται το ίδιο για όλες τις φέτες και  $I_p$  το μέγιστο ρεύμα.

Εμφανώς, η ολική εκπεμψιμότητα ταλαντώνεται ως συνάρτηση της απόστασης  $z$  από την κάθοδο. Εάν οι φέτες είναι ευθυγραμμισμένες στον εγκάρσιο χώρο φάσεων σε κάποια θέση  $z$ , αναμένεται η εκ νέου ευθυγράμμιση των φετών σε περιοδικές θέσεις, με την προβλεπόμενη εκπεμψιμότητα να φτάνει σε τοπικό ελάχιστο.

Μεγάλης σπουδαιότητας είναι η επιλογή του σημείου εισόδου της δέσμης στο επιταχυντικό στοιχείο που διαδέχεται το πυροβόλο ηλεκτρονίων ώστε η δέσμη να διατηρήσει μια χαμηλή τιμή εκπεμψιμότητας. Η απαιτούμενη συνθήκη βρίσκεται στη βιβλιογραφία και ως το σημείο εργασίας του Ferrario. Συνίσταται στην απαίτηση η δέσμη να βρίσκεται στο ελάχιστο του εγκάρσιου πλάτους της (beam waist) και σε ένα τοπικό μέγιστο της εκπεμψιμότητας, κατά την είσοδό της στην πρώτη επιταχυντική διάταξη μετά το πυροβόλο. Το επιθυμητό μέγεθος του ελάχιστου πλάτους καθορίζεται από την ισχύ των RF πεδίων του γραμμικού επιταχυντή.



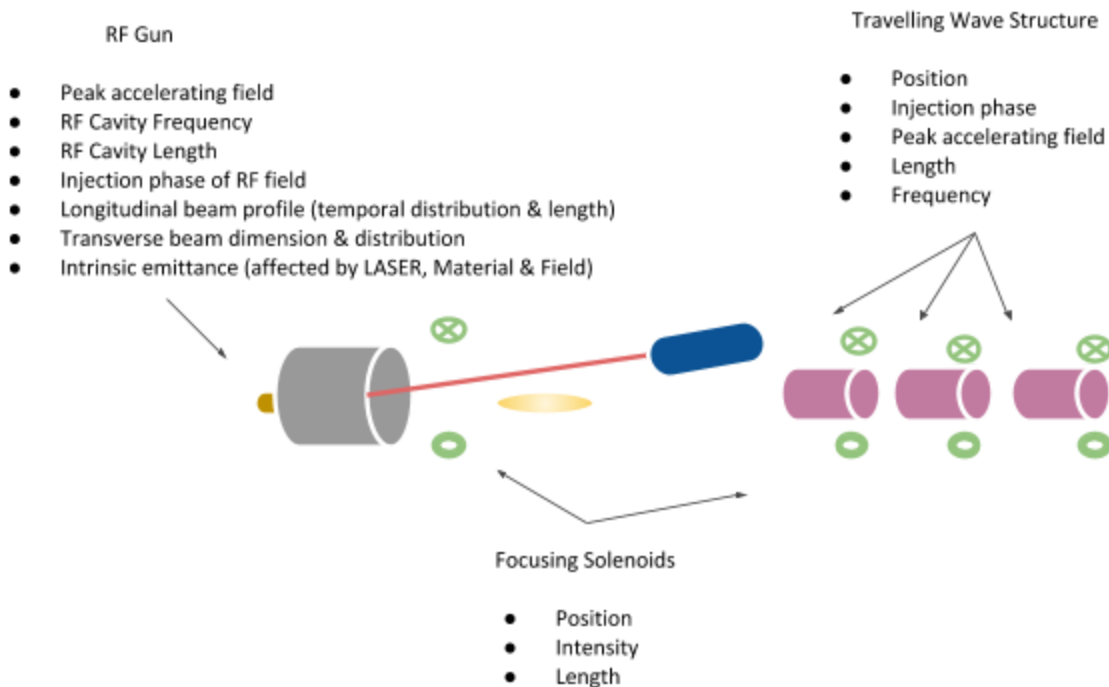
Εικόνα 3.6: Εγκάρσιο πλάτος της δέσμης συναρτήσει της απόστασης  $z$  από την κάθοδο. Έμφαση δίνεται στο σημείο του ελάχιστου πλάτους (beam waist).



Ολοκληρώνοντας την υποενότητα, τα κύρια φαινόμενα που διαπνέουν τη μεταφορά της δέσμης εντός του φωτοεγχυτή περιγράφηκαν σύντομα. Εκτεταμένες περιγραφές των φαινομένων που σχετίζονται με την φωτοεκπομπή παρουσιάζονται στα αντίστοιχα κεφάλαια.

### 3.2 Παράμετροι και περιορισμοί

Η μελέτη μας εστιάζει στη βελτιστοποίηση της δυναμικής της δέσμης εντός του φωτοεγχυτή λαμβάνοντας υπόψη τις δυνατότητες της τεχνολογίας αιχμής συνοδευόμενες από πιθανούς περιορισμούς για τα εξαρτήματα του φωτοεγχυτή. Οι κύριες παράμετροι που θα πρέπει να οριστούν ώστε να διαμορφωθεί η λειτουργία του φωτοεγχυτή συγκεντρώνονται παρακάτω συνοδευόμενες από σύντομες οδηγίες σχετικά με τα επιτρεπόμενα εύρη των τιμών τους.



Εικόνα 3.7: Οι παράμετροι που αντιστοιχούν σε κάθε στοιχείο του φωτοεγχυτή.<sup>[34]</sup>

Πλάτος ηλεκτρικού πεδίου και συχνότητας του πυροβόλου<sup>[16]</sup>: σε γενικές γραμμές υψηλότερες συχνότητες σχετίζονται με υψηλότερα πεδία. Η τιμή του ηλεκτρικού επιταχυντικού πεδίου επηρεάζει την απόδοση της δέσμης με πολυπαραγοντικό τρόπο. Από τη μία πλευρά, η εκπεψιμότητα φορτίου χώρου είναι αμελητέα όταν τα σωματίδια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες καθιστώντας ευεργετική τη χρήση υψηλών πεδίων επιτάχυνσης. Από την άλλη πλευρά, τα υψηλά πεδία και συχνότητες αυξάνουν την RF εκπεψιμότητα, με την ίδια τάση να ισχύει για τον παράγοντα ενίσχυσης πεδίου (field enhancement factor) στην κάθοδο που αυξάνει την εγγενή εκπεψιμότητα. Όσον αφορά τα όρια τιμών για το πεδίο, ένας ελάχιστος **περιορισμός** εισάγεται από τα διαμήκη RF φαινόμενα, με το κριτήριο να συνίσταται στην απαίτηση  $eE_0 \lambda_{RF} > 4\pi mc^2$ .

Ελάχιστο πλάτος πεδίου επιτάχυνσης, $E_0$	Συχνότητα $RF$ κοιλότητας
64 MV / m	3 GHz
256 MV / m	12 GHz

Από την άλλη πλευρά, επιπτώσεις που σχετίζονται με τη θερμική διαχείριση του συστήματος του πυροβόλου ορίσουν ένα *ανώτατο όριο* για τις τιμές του πεδίου. Πειραματικές δοκιμές κρίνονται απαραίτητες για τον έλεγχο της λειτουργικότητας κάθε υποψήφιου πυροβόλου.

Η τελική επιλεγόμενη τιμή του επιτάχυντικού πεδίου, που θα βρίσκεται εντός των επιτρεπτών ορίων και παράλληλα θα εξισορροπεί τα φαινόμενα κατά έναν βέλτιστο τρόπο, βρίσκεται κατά τη διαδικασία βελτιστοποίησης της διάταξης με τη χρήση προσωμοιωτικών εργαλείων.

**Μήκος  $RF$  κοιλότητας του πυροβόλου<sup>[16]</sup>:** η γεωμετρία της κοιλότητας, συμπεριλαμβανομένης της τιμής του μήκους του, ορίζεται κατά την κατασκευή του με τη χρήση κώδικα ηλεκτρομαγνητικού σχεδιασμού. Η γεωμετρία της κοιλότητας σχετίζεται στενά με τη συχνότητά της.

**Αρχική φάση του πυροβόλου<sup>[16]</sup>:** τα πεδία εντός της κοιλότητας ταλαντώνονται εισάγοντας μια χρονική εξάρτηση για το πλάτος των πεδίων ακόμη και όταν αυτά είναι στάσιμου τύπου. Η χρονική στιγμή που επιλέγεται για την εξαγωγή ηλεκτρονίων είναι μια σημαντική παράμετρος που καθορίζει το πλάτος του πεδίου στην κάθοδο κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής. Το πεδίο πρέπει να είναι αρκετά υψηλό για να ξεπεράσει την έλξη του καθρευτικού φορτίου της καθόδου (space charge limit), αλλά και για να ελαχιστοποιήσει την εκπεμπιμότητα  $RF$ . Η οριακή φάση για τα φαινόμενα του καθρευτικού φορτίου χώρου δίδεται από την ισότητα  $E_{peak\ field} \sin\phi_{(initial)} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{\pi R^2}$  για δεδομένη την αρχική ακτίνα της δέσμης  $R$ , το φορτίο της δέσμης  $q$  και το μέγιστο πλάτος του πεδίου του πυροβόλου.

Το μήκος της δέσμης μπορεί επίσης να επηρεαστεί από την επιλογή της αρχικής φάσης. Οι αρνητικές φάσεις προτιμώνται αφού δίνουν μεγαλύτερη επιτάχυνση στην “ουρά” της δέσμης δρώντας συμπιεστικά για το μήκος της.

Η αρχική φάση του πυροβόλου αποφασίζεται κατά τη διαδικασία της βελτιστοποίησης με τη χρήση προσωμοιωτικού κώδικα.

**Διαμήκες προφίλ δέσμης (μήκος και κατανομή)<sup>[16]</sup>:** Η μέγιστη αρχική διάρκεια του παλμού δε θα πρέπει να ξεπερνά μερικούς βαθμούς του  $RF$  κύκλου ώστε να υφίστανται μείωση τα φαινόμενα που σχετίζονται με τα  $RF$  πεδία. Οι γενικές οδηγίες για τη μέγιστη διάρκεια παλμού δίνονται προσεγγιστικά ως

<i>RF gun frequency 3 GHz</i>	10 ps
<i>RF gun frequency 12 GHz</i>	2,5 ps

Ένας περιορισμός ελάχιστης διάρκειας επιβάλλεται από τα πεδία καθρεφτικού φορτίου αλλά και το χρόνο διαδρομής της δέσμης ηλεκτρονίων. Για μεταλλικές καθόδους, ο τυπικός χρόνος διαδρομής ενός φωτοεκπεμπόμενου ηλεκτρονίου εντός του υλικού είναι της τάξης των εκατοντάδων fs. Ως αποτέλεσμα, μικρότεροι παλμοί δε δύνανται να παράγουν δέσμες ηλεκτρονίων μικρότερης διάρκειας.

Η χρονική κατανομή της δέσμης μπορεί να ποικίλει και αποφασίζεται με βάση δοκιμαστικές προσομοιώσεις. Η χρονική κατανομή flat-top κυριαρχεί στην τρέχουσα βιβλιογραφία<sup>[30]</sup> υποστηριζόμενη από πλήθος πειραματικών δεδομένων. Δεδομένης της άμεσης εξάρτησης του προφίλ της δέσμης από τα προφίλ των παλμών LASER, δίνεται ιδιαίτερη προσοχή στις τεχνικές, τρέχουσες δυνατότητες της συμβατικής τεχνολογίας LASER.

Το τελικό, συνολικό προφίλ της δέσμης επιλέγεται κατά τη διαδικασία βελτιστοποίησης της δυναμικής της δέσμης με χρήση προσομοιωτικού κώδικα.

**Διάσταση εγκάρσιας δέσμης<sup>[16]</sup>:** Δύο φαινόμενα παίζουν κεντρικό ρόλο στην επιλογή αρχικής εγκάρσιας διάστασης της δέσμης, σχετιζόμενα με φαινόμενα φορτίου χώρου αλλά και τις παραμορφώσεις των RF πεδίων. Από τη μία πλευρά, ένα μεγάλος εγκάρσιο πλάτος, ή με άλλα λόγια μια χαμηλή, αρχική πυκνότητα φορτίου ελαχιστοποιεί τα φαινόμενα φορτίου χώρου. Από την άλλη πλευρά, όταν η διάσταση της δέσμης υπερβαίνει την περιοχή όπου τα ηλεκτρικά πεδία είναι κάθετα στην επιφάνεια της καθόδου, δημιουργείται ο κίνδυνος στρεβλώσεων. Τέλος, ιδιαίτερη προσοχή οφείλεται να δοθεί στον όριο της ελάχιστης διάστασης όπως επιβάλλεται από το όριο φορτίου χώρου και τα σχετικά φαινόμενα κορεσμού που έχουν περιγραφεί. Το τελικό εγκάρσιο πλάτος της δέσμης καθορίζεται κατά τη διαδικασία της βελτιστοποίησης.

**Εγκάρσια κατανομή δέσμης:** Η εγκάρσια χωρική κατανομή δέσμης, γενικά επιλέγεται να είναι όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφη και συμμετρική όπως υποστηρίζεται από ευρήματα της βιβλιογραφίας<sup>[30]</sup>.

**Απόσταση επιταχυντικής δομής<sup>[16]</sup>:** η απόσταση μεταξύ του άκρου του πυροβόλου ηλεκτρονίων και της πρώτης TWS είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος που καθορίζεται από την περίοδο ταλάντωσης του πλάτους δέσμης. Όπως έχει ήδη περιγραφεί, υπάρχουν ορισμένες προϋποθέσεις που πρέπει να πληρούνται στην είσοδο της δομής TWS, που συνίστανται σε ένα ελάχιστο του πλάτους της δέσμης και ένα τοπικό μέγιστο της εκπεψιμότητας. Όπως μπορεί να δειχθεί με τη χρήση της συνάρτησης του φακέλου της δέσμης το εγκάρσιο πλάτος θα πρέπει να λαμβάνει την τιμή

$$\sigma_{\text{matched}} = \frac{1}{\gamma'} \sqrt{\frac{I}{2I_{A\gamma}}} \quad (3.21)$$

όπου  $\gamma' = \frac{eE_{\text{tip}}}{mc}$ .

Σε γενικές γραμμές, οι θέσεις, οι φάσεις και τα μέγιστα πλάτη των επιταχυντικών πεδίων για το πυροβόλο ηλεκτρονίων και τις επιταχυντικές διατάξεις που ακολουθούν, καθώς και οι θέσεις και οι εντάσεις των στοιχείων εστίασης, καθορίζονται κατά τη διάρκεια της βελτιστοποίησης με τη χρήση κώδικα δυναμικής της δέσμης. Φυσικά, τα πρακτικά όρια των εντάσεων και των μέγιστων πεδίων επιλέγονται σε συμφωνία με τις τεχνικές δυνατότητες της τεχνολογίας αιχμής.

## Κεφάλαιο 4

### Εργαλεία προσομοίωσης

#### 4.1 Ο κώδικας Astra

Η μελέτη της δυναμικής μιας δέσμης εστιάζει στην εξέλιξη της κίνησης των φορτισμένων σωματιδίων υπό την επίδραση εξωτερικών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων και πεδίων προερχόμενων από φορτία χώρου. Τα τελευταία χρόνια έχει αναπτυχθεί μια σειρά από προσομοιωτικούς κώδικες, που βασίζονται κυρίως σε μεθόδους αριθμητικής ανάλυσης και είναι προσανατολισμένοι στην προσομοίωση της κίνησης και των χαρακτηριστικών δεσμών σωματιδίων κατά μήκος μιας επιταχυντικής γραμμής. Ο κώδικας ASTRA<sup>[29]</sup> επιλέγεται ως ο κεντρικός κώδικας δυναμικής δέσμης που χρησιμοποιείται στη μελέτη μας. Ο κώδικας είναι γραμμένος σε Fortran 90 και έχει αναπτυχθεί από τον Δρ. K. Floetmann στο DESY.

Το πρόγραμμα ASTRA αποτελείται από πέντε μέρη:

1. Το πρόγραμμα *Generator* που χρησιμοποιείται για τη δημιουργία μιας αρχικής κατανομής σωματιδίων.
2. Το πρόγραμμα *Astra* που καταγράφει την κίνηση των σωματιδίων υπό την επίδραση εξωτερικών και εσωτερικών πεδίων.
3. Το γραφικό πρόγραμμα *Postpro* που χρησιμοποιείται για την γραφική αναπαράσταση των κατανομών των σωματιδίων στο χώρο των φάσεων σε μια διαμήκη θέση της επιλογής μας.
4. Το γραφικό πρόγραμμα *Lineplot* που χρησιμοποιείται για την απεικόνιση διαφόρων χαρακτηριστικών της δέσμης ως συνάρτηση της διαμήκου θέσης της ή μιας επιλεγόμενης παραμέτρου.
5. Το γραφικό πρόγραμμα *Fieldplot* που χρησιμοποιείται για την αναπαράσταση των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων των στοιχείων της επιταχυντικής γραμμής και των πεδίων φορτίου χώρου που δημιουργούνται από τις κατανομές των σωματιδίων.

Πιο συγκεκριμένα, το πρόγραμμα *Generator* είναι υπεύθυνο για τον ορισμό των χαρακτηριστικών και τη δημιουργία της αρχικής κατανομής των σωματιδίων. Παρέχει ένα αρχείο εξόδου που περιέχει τους τύπους, τις συντεταγμένες του φασικού χώρου, τις χρονικές συντεταγμένες και το φορτίο για όλα τα σωματίδια. Ο *Generator* μπορεί να μοντελοποιήσει σύνολα σωματιδίων προκαθορισμένων εγκάρσιων και διαμήκων χωρικών προφίλ και μπορεί επίσης να προσομοιώσει κατανομές που παράγονται μέσω φωτοεκπομπής, με τον ορισμό του χρονικού προφίλ της δέσμης να καθίσταται βαρύνουσας σημασίας. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το πακέτο ASTRA, όπως και οι περισσότεροι σύγχρονοι κώδικες δυναμικής δέσμης, δεν περιλαμβάνει δυνατότητες μοντελοποίησης της φωτοεκπομπής με βάση τα σχετικά φυσικά φαινόμενα. Μπορεί να προσεγγίσει τη διαδικασία, καθορίζοντας ένα εγκάρσιο χωρικό προφίλ συμβατό με το εγκάρσιο πλάτος και προφίλ του παλμού του λέιζερ και ένα κατάλληλο χρονικό προφίλ συμβατό με το διαμήκες προφίλ του παλμού και το αντίστοιχο διαμήκες προφίλ που αναμένεται για την εξαγόμενη δέσμη σωματιδίων. Ο *Generator* επιτρέπει επίσης την υπέρθεση πολλαπλών κατανομών ή τη δημιουργία δεσμών ανόμοιων τύπων σωματιδίων. Το πρόγραμμα *Astra* καταγράφει την κίνηση των σωματιδίων κατά τη διαδρομή τους εντός της γραμμής δέσμης, λαμβάνοντας υπόψη τα εξωτερικά πεδία που επιβάλλονται από τα στοιχεία της γραμμής αλλά και τις εσωτερικές δυνάμεις φορτίου χώρου. Η λειτουργία του

ASTRA βασίζεται υπολογιστικά στην αριθμητική μέθοδο Runge-Kutta 4ης τάξης, ενώ ο υπολογισμός των πεδίων φορτίου χώρου πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας έναν κυλινδρικά συμμετρικό ή έναν πλήρη 3D αλγόριθμο. Ο υπολογισμός των πεδίων φορτίου χώρου, εκτός της μοντελοποίησης των διαμήκων και εγκάρσιων συνιστωσών κατά μήκος της γραμμής, περιλαμβάνει επίσης τον υπολογισμό των καθρευτικών φορτίων στην κάθεδο. Η κατανομή σωματιδίων που χρησιμοποιείται από το ASTRA είναι συνήθως η κατανομή που παράγεται από τον Generator, αλλά κατανομές παραγόμενες από οποιοδήποτε εξωτερικό πρόγραμμα μπορούν επίσης να είναι κατάλληλες προς χρήση. Επιπλέον, οποιαδήποτε τελική κατανομή σωματιδίων εξόδου του ASTRA μπορεί να λειτουργήσει ως είσοδος, επιτρέποντας την παρακολούθηση εκτεταμένων επιταχυντικών γραμμών. Τα εξωτερικά πεδία των μαγνητικών και επιταχυντικών στοιχείων δημιουργούνται με τη χρήση εξωτερικών προγραμμάτων και ενσωματώνονται ως αρχεία δεδομένων που περιέχουν τις τιμές ηλεκτρικού ή μαγνητικού διαμήκου πεδίου κατά μήκος του άξονα z. Οι συνιστώσες του εγκάρσιου πεδίου υπολογίζονται εύκολα από τις παραγώγους των διαμήκων συνιστωσών.

Όσον αφορά τις δυνατότητες βελτιστοποίησης του κώδικα, θα μπορούσε να περιληφθεί η ρουτίνα SCAN, που επιτρέπει διαδοχικά τρεξίματα του ASTRA με αλλαγή μιας παραμέτρου της επιλογής μας σε ένα προκαθορισμένο διάστημα τιμών με ένα προκαθορισμένο βήμα. Η ρουτίνα παρέχει ιστογράμματα που απεικονίζουν την απόδοση της δέσμης ως συνάρτηση της επιλεγμένης παραμέτρου. Επιπρόσθετα, παρέχεται η επιλογή autophase που είναι υπεύθυνη για μια εσωτερική σάρωση φάσης για κάθε επιταχυντικό στοιχείο. Μέσω της σάρωσης, πραγματοποιείται η εύρεση της φάσης εισόδου των σωματιδίων στο στοιχείο που προκαλεί το μέγιστο κέρδος ενέργειας για τη δέσμη. Όταν είναι ενεργοποιημένη η επιλογή του autophase, η ευρισκόμενη φάση λειτουργεί ως εσωτερική τιμή αναφοράς, με τις φάσεις λειτουργίας κάθε στοιχείου που επιλέγονται από τον χρήστη να δηλώνονται σχετικά με αυτήν.

Ορισμένες επιπλέον δυνατότητες του κώδικα περιλαμβάνουν τον ορισμό της εξωτερικής γεωμετρίας των στοιχείων της επιταχυντικής γραμμής μαζί με τις ιδιότητες του υλικού τους, με σκοπό την προσομοίωση των δευτερογενών φαινομένων εκπομπής. Επίσης, είναι δυνατή η ομαδοποίηση στοιχείων της γραμμής που επιτρέπει την κοινή, ταυτόχρονη τροποποίηση των παραμέτρων τους.

Όσον αφορά την παραγωγή των γραφικών παραστάσεων, κάθε γραφικό πρόγραμμα παρέχει ένα φιλικό προς το χρήστη περιβάλλον και επιτρέπει τη δημιουργία πληθώρας γραφημάτων που αφορούν τα χαρακτηριστικά της δέσμης ή των στοιχείων της γραμμής. Το rostrgo είναι υπεύθυνο για την αναπαράσταση της κατανομής της δέσμης στο φασικό χώρο σε μια θέση z της επιλογής μας συμπεριλαμβανομένου του  $z = 0$  όπου πραγματοποιείται η αρχική εκπομπή. Το linerplot απεικονίζει την εξέλιξη των χαρακτηριστικών της δέσμης σε συνάρτηση με τη θέση της στον z άξονα, ενώ επίσης παρέχει τα ιστογράμματα που δημιουργούνται από τη ρουτίνα SCAN. Τέλος, το fieldplot αναπαριστά τα εξωτερικά και εσωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Μπορεί να απεικονίσει το πλάτος των πεδίων των κοιλοτήτων, των διπολικών μαγνητών, των σωληνοειδών ή οποιουδήποτε στοιχείου χρησιμοποιείται, έναντι του διαμήκου άξονα. Απεικονίζει επίσης τις δυνάμεις φορτίου χώρου μιας δεδομένης κατανομής στην ακτινική ή διαμήκη διεύθυνση.

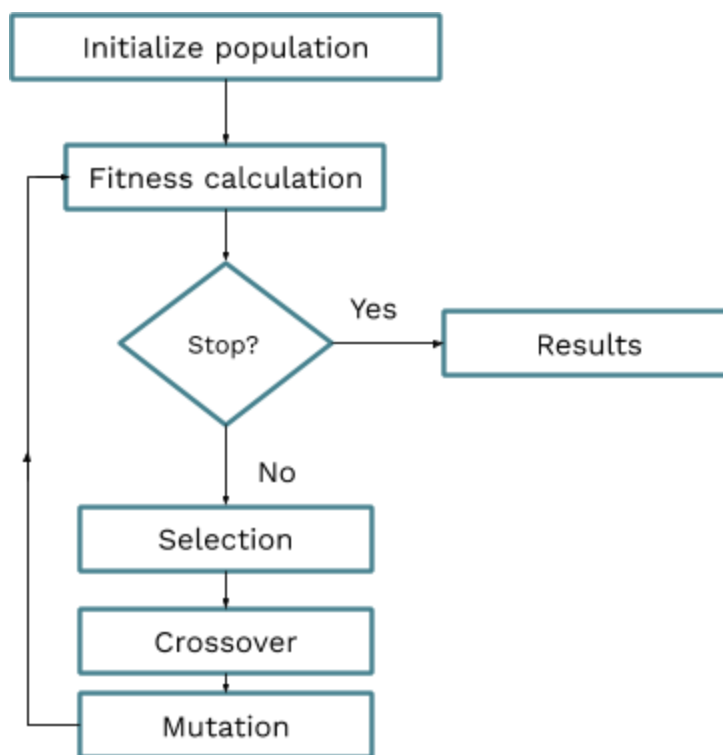
## 4.2 Κώδικας Giotto

Το πρόγραμμα Giotto<sup>[36],[37]</sup> είναι ένας κώδικας που βασίζεται σε γενετικούς αλγόριθμους και αναπτύχθηκε από τον Δρ. A. Bacci στο INFN. Στοχεύει στην παροχή μιας πλήρους βελτιστοποίησης των χαρακτηριστικών της υπό μελέτη δέσμης, εφαρμόζοντας μεθόδους εξελικτικής υπολογιστικής βελτιστοποίησης και στατιστικής ανάλυσης.

### Βασικά στοιχεία γενετικών αλγορίθμων<sup>[38]</sup>

Οι γενετικοί αλγόριθμοι (Genetic algorithms ή GAs) εισήχθησαν τη δεκαετία του 1960 από τον G. Holland και ανήκουν στο ευρύ πεδίο της εξελικτικής πληροφορικής και της τεχνητής νοημοσύνης. Είναι εμπνευσμένοι από τις ιδέες του Δαρβίνου για τη θεωρία της εξέλιξης, μεταφερόμενες σε ένα υπολογιστικό πλαίσιο.

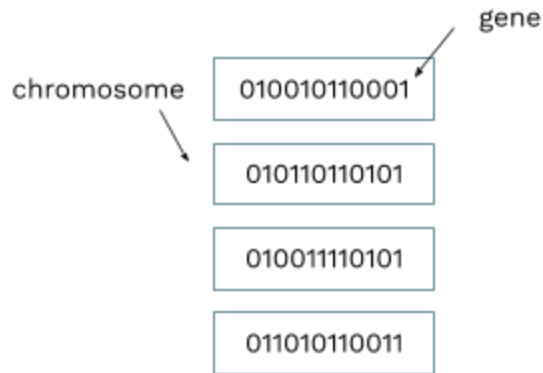
Εικόνα 4.1: Διάγραμμα ροής γενετικού αλγορίθμου <sup>[39]</sup>.



Ένας γενετικός αλγόριθμος ξεκινά με ένα σύνολο λύσεων  $x$ , τα χρωμοσώματα (chromosomes), που ονομάζεται πληθυσμός (population). Κάθε χρωμόσωμα αποτελείται από πολλαπλά γονίδια (genes) ή αλλιώς μεταβλητές (variables), που διαμορφώνουν τα χαρακτηριστικά του. Η ποιότητα κάθε χρωμοσώματος,  $x$ , καθορίζεται από την προσαρμογή του σε μια προκαθορισμένη, επιθυμητή συνθήκη  $f(x)$  που αποτελεί τη συναρτησιακή προσαρμογής (fitness function). Δύο από τα καλύτερα προσαρμοσμένα αρχικά χρωμοσώματα επιλέγονται (selection), ανταλλάσσουν γονίδια (crossover) και μεταλλάσσονται (mutation) προκειμένου να σχηματίσουν ένα νέο, βελτιωμένο χρωμόσωμα - απόγονο (offspring) που θα ενσωματωθεί σε έναν νέο πληθυσμό. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται έως ότου σχηματιστεί ένας νέος πληθυσμός. Μια ακολουθία

πληθυσμών χρωμοσωμάτων, ή αλλιώς γενιών (generations), με σταδιακά βελτιστοποιημένα χαρακτηριστικά, δημιουργείται ακολουθώντας την ίδια διεργασία. Η συνολική διαδικασία τερματίζεται όταν βρεθεί ένα χρωμόσωμα που η ποιότητά του ικανοποιεί τους στόχους που έχουμε θέσει ή όταν πραγματοποιηθεί η δημιουργία ενός προκαθορισμένου μέγιστου αριθμού γενεών.

Εικόνα 4.2: Πληθυσμός 4 χρωμοσωμάτων. Τα γονίδια έχουν κωδικοποίηση δυαδικού τύπου.



Πίνακας 4.1: Χαρακτηριστικά παραδείγματα των τελεστών ανταλλαγής και μετάλλαξης που δρουν σε γονίδια ενός χρωμοσώματος δυαδικής κωδικοποίησης.

Crossover		Mutation	
Χρωμόσωμα 1	11101 1000101	Αρχικός απόγονος 1	111011011001
Χρωμόσωμα 2	11100 1011001	Αρχικοί απόγονοι 2	111001000101
Απόγονος 1	11101 1011001	Μεταλλαγμένος απόγονος 1	111010011001
Απόγονος 2	11100 1000101	Μεταλλαγμένος απόγονος 2	111001000001

Υπάρχουν πολλοί τρόποι να εφαρμοστούν οι τελεστές ανταλλαγής και μετάλλαξης, μεταξύ των οποίων η εφαρμογή πολλαπλών σημείων ανταλλαγής στο χρωμόσωμα ή η ομοιόμορφη ανταλλαγή τους. Όσον αφορά την κωδικοποίηση του πληθυσμού των χρωμοσωμάτων, εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το πρόβλημα με πιθανές επιλογές να συνίστανται στη δυαδική, την αντιμεταθετική, τη δένδρικού τύπου ή αυτήν της τιμής. Ο τελευταίος τύπος κωδικοποίησης αφορά επίσης αριθμητικές τιμές και χρησιμοποιείται στον κώδικα Giotto όπου μια ακολουθία πραγματικών αριθμών σχηματίζει κάθε χρωμόσωμα.

**Πίνακας 4.2:** Ορισμένες σημαντικές παράμετροι του γενετικού αλγορίθμου ταξινομούνται στον πίνακα.

Ποσοστό ανταλλαγής	Το ποσοστό διασταύρωσης πρέπει να είναι υψηλό (80 - 90%)
Ποσοστό μετάλλαξης	Το ποσοστό μετάλλαξης πρέπει να είναι πολύ χαμηλό (0,5% -1%)
Μέγεθος πληθυσμού	Τα μεγέθη πληθυσμού συνήθως κυμαίνονται μεταξύ 20-100.
Κωδικοποίηση	Υπάρχουν πολλοί τύποι κωδικοποίησης. Η επιλογή εξαρτάται από το πρόβλημα.
Επιλογή	Υπάρχουν πολλές μέθοδοι για την επιλογή των καλύτερων χρωμοσωμάτων, καθεμία από τις οποίες παρουσιάζει πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Σημείωση: Το καλύτερο χρωμόσωμα κάθε γενιάς πρέπει οπωσδήποτε να επιβιώσει χωρίς τροποποιήσεις στη δομή του (ελιτισμός).

### Τα χαρακτηριστικά του Giotto

Ο κώδικας Giotto <sup>[36]</sup> είναι ένας γενετικός κώδικας που δρα ως διεπαφή για τον κώδικα ASTRA δημιουργώντας ένα συνολικό σχήμα βελτιστοποίησης της γραμμής δέσμης υπό μελέτη. Χειρίζεται τις μεταβλητές εισόδου του ASTRA ως γονίδια που σχηματίζουν χρωμοσώματα - λύσεις. Έπειτα από διαδοχικά τρεξίματα, για πολλαπλούς πληθυσμούς χρωμοσωμάτων, το πρόγραμμα συνήθως συγκλίνει σε ένα χρωμόσωμα που οι μεταβλητές του προσφέρουν απόδοση υψηλής ποιότητας για τη δέσμη.

Παρακάτω παρουσιάζονται οι κύριες παράμετροι του Giotto, συνοδευόμενες από τις αντίστοιχες των γενετικών αλγορίθμων.

*Γονίδια:* όλες οι μεταβλητές εισόδου του Generator και του ASTRA μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως μεταβλητές προς σχηματισμό χρωμοσωμάτων με κωδικοποίηση πραγματικής τιμής. Ο μέγιστος αριθμός γονιδίων είναι 40.

Παράδειγμα: χρωμόσωμα 4 γονιδίων με κωδικοποίηση πραγματικής τιμής

$$\begin{aligned} \text{sig}_x &= 0,15 \\ \text{maxB} (1) &= 0,30 \\ \text{MaxE} (1) &= 100 \\ \text{Phi} (1) &= - 2 \end{aligned}$$

*Πληθυσμός:* ο αριθμός των χρωμοσωμάτων κάθε γενιάς που επιλέγεται από το χρήστη. Πρέπει να είναι πολλαπλάσιοι του αριθμού των πυρήνων CPU του συστήματός μας.

*Συνάρτηση προσαρμογής (fitness ή idoneity function):* είναι ένα από τα πιο σημαντικά κομμάτια του Giotto. Η συνάρτηση μπορεί να επιλεγεί ελεύθερα από τον χρήστη και περιλαμβάνει μία ή περισσότερες παραμέτρους που δρουν ως μέτρα αξιολόγησης της απόδοσης της δέσμης. Η ποιότητα κάθε παραγόμενου χρωμοσώματος καθορίζεται από αυτήν τη συνάρτηση με το καλύτερο χρωμόσωμα κάθε πληθυσμού να διαθέτει τα γονίδια-παραμέτρους του ASTRA που συνεπάγονται την υψηλότερη τιμή της συνάρτησης. Η συνάρτηση δηλώνεται χρησιμοποιώντας την αντίστροφη γραφή *grn*.



Παράδειγμα →

$emitX \ 6.0 / sqr - 1 * exp \ 50 * sigZ \ 10.0 / sqr - 1 * exp \ 50 * +$  rpn γραφή

$50 \ exp^{-(emiX / 6)^2} + 50 \ exp^{-(sigZ / 10)^2}$  κλασική γραφή (δεν είναι αποδεκτή για το Giotto)

Προφανώς, το παράδειγμα συνάρτησης που παρατέθηκε στοχεύει στη βελτιστοποίηση της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας της δέσμης, καθώς και του μήκους της. Η μεγιστοποίηση της τιμής της συνάρτησης οδηγεί επακόλουθα στην ελαχιστοποίηση των δύο παραμέτρων της επιλογής μας.

*Αριθμός γενεών.* δηλώνει τον μέγιστο αριθμό παραγωγής γενεών πριν σταματήσει το πρόγραμμα. Η τιμή επιλέγεται συνήθως μεταξύ 300 - 500.

Κάθε γραμμή του αρχείου εξόδου RISULTATI του Giotto, περιλαμβάνει τα γονίδια του καλύτερου χρωμοσώματος κάθε γενιάς, όπως έχουν προκύψει από πολυάριθμους πιθανούς συνδυασμούς γονιδίων. Η τελευταία στήλη κάθε γραμμής υποδεικνύει την τιμή της παραμέτρου, ή των παραμέτρων όταν είναι περισσότερες της μιας, που αποτελεί το μέτρο ποιότητας της απόδοσης της δέσμης.

**Εικόνα 4.3:** Μέρος του αρχείου εξόδου RISULTATI. Κάθε γραμμή αντιστοιχεί στο καλύτερο χρωμόσωμα κάθε αντίστοιχης γενιάς, που στο αρχείο του παραδείγματος αποτελείται από 5 γονίδια. Η τιμή της παραμέτρου υπό βελτιστοποίηση για κάθε λύση, εν προκειμένω η εγκάρσια εκπεμψιμότητα, εμφανίζεται στο τέλος της γραμμής.

SIG_X	PHI(1)	PHI(2)	MAXE(2)	LT	***id_best***	***id_worst***	emitX
2.36981E-01	2.95340E+00	-1.20106E+01	1.73016E+01	1.40488E-02	9.87798E+01	4.25750E+01	2.75510E-01
2.33424E-01	-2.03122E+00	5.25819E+00	1.98600E+01	1.23398E-02	9.92962E+01	6.56937E+01	2.55710E-01
2.33424E-01	-1.71646E+00	-5.39555E+00	2.22666E+01	1.23398E-02	9.93676E+01	5.28475E+01	2.52440E-01
2.33424E-01	-1.71646E+00	-5.39555E+00	2.22666E+01	1.23398E-02	9.93676E+01	5.54324E+01	2.52440E-01

Το καλύτερο χρωμόσωμα όλων των γενεών, που μεγιστοποιεί τη συνάρτηση προσαρμογής, και κατά συνέπεια βελτιστοποιεί την παράμετρο ποιότητας, αποτελεί το σύνολο των μεταβλητών του ASTRA που επιλέγονται ως τελικές παράμετροι για τη γραμμή δέσμης μας.

Το πρόγραμμα εκτελείται με παράλληλο προγραμματισμό, με το χρόνο που απαιτείται για την πλήρη βελτιστοποίηση να εξαρτάται γραμμικά από τα χαρακτηριστικά της CPU του συστήματος.

## Κεφάλαιο 5

### Παραγωγή της δέσμης ηλεκτρονίων και φωτοκάθοδος

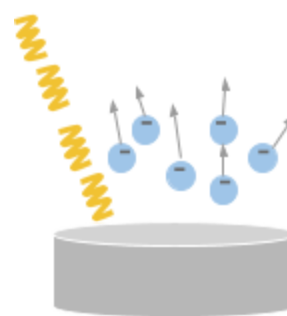
Οι τρεις κύριες διαδικασίες προς την εξαγωγή μιας δέσμης ηλεκτρονίων από ένα υλικό συνίστανται στη θερμιονική εκπομπή, τη φωτοεκπομπή και την εκπομπή πεδίου. Στις διατάξεις FEL, συνήθως προτιμώμενη επιλογή καθίσταται η *φωτοεκπομπή*, αφού παρέχει δέσμες ηλεκτρονίων χαμηλής εκπεμπιμότητας. Κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής, στο υλικό της επιλογής μας προσπίπτουν παλμοί ακτινοβολίας laser, που μεταφέρουν στα ηλεκτρόνια του υλικού την απαιτούμενη ενέργεια με σκοπό την εξαγωγή τους. Η διαδικασία λαμβάνει χώρα εντός μιας κοιλότητας RF που επιταχύνει άμεσα τα εξαγόμενα ηλεκτρόνια.

Στο παρόν κεφάλαιο, περιγράφεται η αρχική παραγωγή της δέσμης των ηλεκτρονίων, μαζί με τα κύρια φαινόμενα που διαμορφώνουν τη διαδικασία. Παρουσιάζονται επίσης αποτελέσματα προσομοιώσεων μικρής έκτασης, με χρήση του κώδικα ASTRA, που επιβεβαιώνουν ή προσαρμόζουν τις θεωρητικές προβλέψεις. Τα κύρια κριτήρια που χρησιμοποιούνται για την επιλογή του υλικού της φωτοκαθόδου συλλέγονται και παρατίθενται. Τέλος, γίνεται μια βασική πρόταση για το υλικό της φωτοκαθόδου, υποστηριζόμενη με πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα της τρέχουσας βιβλιογραφίας.

#### 5.1 Η διαδικασία της φωτοεκπομπής

Η διαδικασία της φωτοεκπομπής<sup>[16]</sup>, ή αλλιώς το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, εξηγήθηκε θεωρητικά από τον Α. Αϊνστάιν το 1905. Η θεωρία του εισήγαγε την κβάντωση της ενέργειας του φωτός, ή με άλλα λόγια, την υπόθεση πως η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συνίσταται σε διακριτά πακέτα ενέργειας που τελικά ονομάστηκαν *φωτόνια*. Ο Αϊνστάιν υποστήριξε επίσης ότι απαιτείται μια ελάχιστη ενέργεια φωτονίων για την αποτελεσματική εξαγωγή ηλεκτρονίων, η οποία εξαρτάται από το υπό μελέτη υλικό και που αργότερα ονομάστηκε *έργο εξόδου*.

Η επιστημονική πρόοδος που έχει πραγματοποιηθεί έκτοτε περιλαμβάνει όχι μόνο τον ορισμό του έργου εξόδου, αλλά υλικό της φωτοκαθόδου και τον ορισμό της ενεργειακής και της χωρικής κατανομής (angular distribution) των εξαγόμενων ηλεκτρονίων.



Εικόνα 5.1: Φωτόνια χτυπούν το υλικό της φωτοκαθόδου εξάγοντας ηλεκτρόνια.

#### Μοντέλο τριών βημάτων<sup>[16]</sup>

Το κυρίαρχο θεωρητικό μοντέλο περιγραφής της διαδικασίας της φωτοεκπομπής, είναι το μοντέλο τριών βημάτων (three step model). Σύμφωνα με το μοντέλο,

1. τα ηλεκτρόνια εντός του υλικού της φωτοκαθόδου διεγείρονται από λείζερ ενέργειας  $E = hf$ ,
2. τα ηλεκτρόνια ταξιθεύουν στην επιφάνεια ενώ ταυτόχρονα γεγονότα σκέδασης λαμβάνουν χώρα,
3. τα ηλεκτρόνια που φτάνουν στην επιφάνεια με ενέργεια ικανή ώστε να υπερκεράσουν το επιφανειακό φράγμα δυναμικού διαφεύγουν του υλικού.

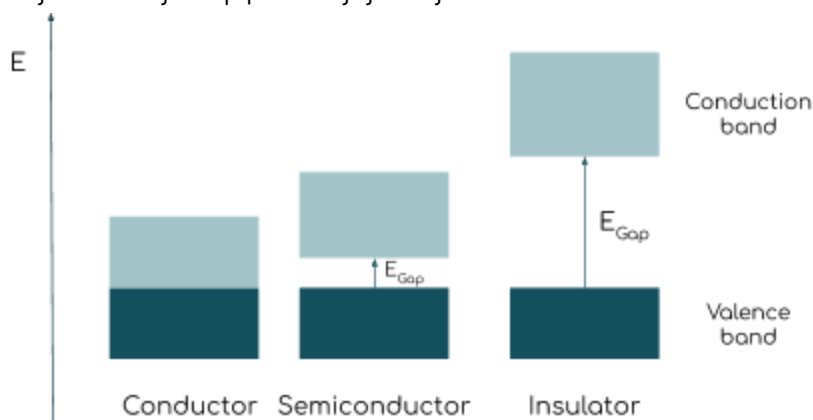
Η *Κβαντική Απόδοση (Quantum Efficiency)* ορίζεται ως η πιθανότητα εκπομπής ενός ηλεκτρονίου όταν ένα φωτόνιο χτυπά το υλικό και είναι το προϊόν των πιθανοτήτων των τριών βημάτων.

## 5.2 Αγωγοί, ημιαγωγοί και μονωτές

### Βασικά στοιχεία υλικών<sup>[16], [40]</sup>

Η έρευνα γύρω από τις ιδιότητες των υλικών έχει απασχολήσει την επιστημονική κοινότητα με αποτέλεσμα την ανάπτυξη πολλαπλών μοντέλων ώστε να εξηγηθούν τα βασικά τους χαρακτηριστικά.

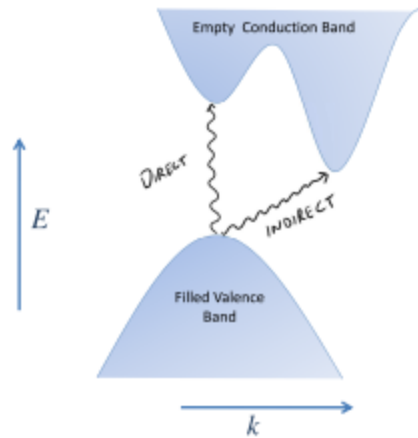
Η περιοδικότητα και η ισχύς του δυναμικού του ατομικού πλέγματος καθορίζουν πιθανές ή απαγορευμένες ζώνες ενέργειας που μπορούν να λάβουν τα ηλεκτρόνια κάθε υλικού. Η χαμηλότερη ενεργειακά κατειλημμένη ζώνη είναι γνωστή ως ζώνη σθένους. Τα ηλεκτρόνια που καταλαμβάνουν ενέργειες σε αυτό το φάσμα τιμών θεωρούνται περιορισμένα στο ατομικό πλέγμα. Η επόμενη ανώτερη ενεργειακά ζώνη είναι η ζώνη αγωγιμότητας και τα ηλεκτρόνια που διαθέτουν ενέργειες σε αυτή την περιοχή κινούνται δυνάμει ελεύθερα στο υλικό. Μια πιο συμπαγής παρουσίαση των τάσεων επιτυγχάνεται με τη χρήση ενεργειακών διαγραμμάτων που απεικονίζουν τις πιθανές ενεργειακές ζώνες.



Εικόνα 5.2: Απλοποιημένα τυπικά διαγράμματα ενεργειακών ζωνών για τρεις κατηγορίες υλικών. Η χαμηλότερη κατειλημμένη ζώνη είναι γνωστή ως ζώνη σθένους και η αμέσως ανώτερη ενεργειακά είναι η ζώνη αγωγιμότητας. Οι ενεργειακά απαγορευμένες ζώνες που ονομάζονται ενεργειακά χάσματα είναι εμφανείς για τους μονωτές και τους ημιαγωγούς.<sup>[41]</sup>

Τα υλικά μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες, τους μονωτές, τους αγωγούς και τους ημιαγωγούς με κριτήριο την αγωγιμότητά τους. Γενικά, τα μέταλλα παρουσιάζουν υψηλή ηλεκτρική αγωγιμότητα, λόγω των μη πλήρως κατειλημμένων ενεργειακών τους ζωνών, επιτρέποντας στα ηλεκτρόνια να ανακατανομονται κάτω από μια μικρή εξωτερική θερμική ή ηλεκτρική διέγερση και να δημιουργούν ρεύμα. Στους μονωτές, το ενεργειακό χάσμα είναι υψηλό και τα ηλεκτρόνια συνδέονται με τα άτομα, παρουσιάζοντας τυπικά μηδενική αγωγιμότητα. Οι ημιαγωγοί, δηλαδή τα υλικά που παρουσιάζουν ένα ενεργειακό χάσμα μικρότερο από 4 eV, παρουσιάζουν συνήθως αμελητέα αγωγή συμπεριφορά. Το ενδιαφέρον σημείο για αυτή την κατηγορία υλικών, συνίσταται στα μικρά χάσματα ζώνης που επιτρέπουν στα ηλεκτρόνια να αποκτήσουν, υπό θερμική ή οπτική διέγερση, επαρκή ενέργεια ώστε να ξεπεράσουν το ενεργειακό χάσμα και να κινηθούν ελεύθερα δημιουργώντας ρεύμα.

Όπως περιγράφηκε, η τιμή ενεργειακού χάσματος ζώνης είναι η ιδιότητα που καθορίζει την αγωγιμότητά ενός υλικού κατά έναν κρίσιμο αλλά όχι αποκλειστικό τρόπο. Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί και στη μεταφορά της ορμής<sup>[40]</sup>. Γενικά, το μέγιστο της ζώνης σθένους και το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας μπορούν να αντιστοιχούν στην ίδια τιμή κρυσταλλικής ορμής  $k$  (άμεση μετάβαση) ή σε ανόμοια (έμμεση μετάβαση). Αυτή η πτυχή είναι θεμελιώδους σημασίας για τη διαδικασία φωτοεκπομπής, αφού τα φωτόνια μπορούν να μεταφέρουν μικρή ορμή. Ως αποτέλεσμα, οι έμμεσες μεταβάσεις γενικά δεν ευνοούνται κατά τη διαδικασία της φωτοεκπομπής και οι έμμεσοι αγωγοί θεωρούνται ακατάλληλοι για σχετικές εφαρμογές.



Εικόνα 5.3: Άμεσες και έμμεσες μεταβάσεις. Διάγραμμα της ενέργειας έναντι του κρυσταλλικού κυματοδηγού.<sup>[40]</sup>

### Φωτοεκπομπή μετάλλων και ημιαγωγών<sup>[16]</sup>

Οι φωτοκάθοδοι που χρησιμοποιούνται στις εφαρμογές μας συνίστανται τυπικά από μεταλλικό ή ημιαγωγικό υλικό. Οι δύο τύποι υλικών διέπονται από παρόμοια φυσικά φαινόμενα όσον αφορά τη διαδικασία της εκπομπής, αλλά εμφανίζουν παράλληλα και κάποιες σημαντικές διαφορές που οδηγούν σε διαφοροποιημένα τελικά χαρακτηριστικά εκπομπής.

#### 1. Απορρόφηση φωτονίων και διέγερση ηλεκτρονίων

Οι δύο συνιστώσες που διαμορφώνουν το αρχικό στάδιο της φωτοεκπομπής συνίστανται i) στην ανακλαστικότητα,  $R$ , του υλικού που δείχνει πόσο πιθανό είναι ένα φωτόνιο να ανακλαστεί από την επιφάνεια του υλικού ή αντίθετα να απορροφηθεί με πιθανότητα  $T = 1 - R$ ,

ii) στην πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων, με την πιθανότητα διέγερσης από μια αρχική  $E_0$  έως μια τελική  $E = E_0 + hf$  κατάσταση, να είναι ανάλογη με τον αριθμό των αρχικών καταστάσεων,  $N(E_0)$ , και τον αριθμό των τελικών καταστάσεων,  $N(E)$ .

Οι δύο παραδοχές που γίνονται σε αυτό το βήμα συνίστανται στις i) οι καταστάσεις που βρίσκονται κάτω από την ενέργεια Fermi  $E_f$  είναι κατειλημμένες και οι υψηλότερες καταστάσεις είναι κενές, ii) είναι απαραίτητη μόνο η διατήρηση της ενέργειας και όχι της ορμής μεταξύ του φωτονίου και του ηλεκτρονίου. Το πρώτο βήμα είναι όμοιο τόσο για τα μέταλλα όσο και για τους ημιαγωγούς.

#### 2. Μεταφορά ηλεκτρονίων στην επιφάνεια της καθόδου

Το δεύτερο βήμα φωτοεκπομπής παρουσιάζει ουσιαστικές διαφορές για κάθε τύπο υλικού. Από τη μία πλευρά, εντός των φωτοκαθόδων μετάλλου ο ρυθμός σκέδασης

ηλεκτρονίων-ηλεκτρονίων είναι υψηλός, μειώνοντας τις ενέργειες των ηλεκτρονίων και εμποδίζοντας τη μετάβασή τους στην επιφάνεια. Εντός των μετάλλων υπάρχουν επίσης συγκρούσεις ηλεκτρονίων-πρωτονίων, αλλά προκαλούν κυρίως μεταφορά ορμής και όχι ενέργειας. Από την άλλη πλευρά, στις ημιαγωγίμες καθόδους, η σκέδαση ηλεκτρονίων-ηλεκτρονίων απαγορεύεται όταν η ενέργεια φωτονίων είναι μικρότερη του διπλάσιου του ενεργειακού χάσματος ζώνης. Τα ηλεκτρόνια εμφανίζουν μόνο συγκρούσεις ηλεκτρονίων-πρωτονίων που οδηγούν σε πολλαπλές κρούσεις και μια τυχαία κίνηση στο χώρο (random walk), αλλά επιφέρουν αμελητέα φαινόμενα μεταφοράς ενέργειας. Κατά συνέπεια, ένας μεγάλος αριθμός ηλεκτρονίων φτάνει στην επιφάνεια μεταφέροντας αρκετή ενέργεια ώστε να διαφύγει του υλικού, με την κβαντική απόδοση να ενισχύεται έντονα. Και στις δύο περιπτώσεις, το μέγιστο βάθος πιθανών αλληλεπιδράσεων ηλεκτρονίων - φωτονίων καθορίζεται από το μήκος απορρόφησης των φωτονίων.

### 3. Διαφυγή των ηλεκτρονίων

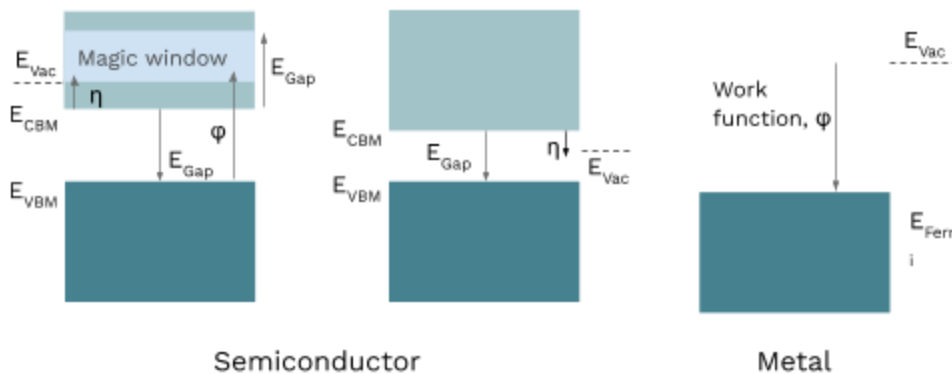
Μόνο τα ηλεκτρόνια που φτάνουν στην επιφάνεια με την απαιτούμενη ενέργεια διαφεύγουν από το υλικό. Το κριτήριο δίνεται από την ανισότητα

$$\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} \geq E_T \quad (5.1)$$

όπου  $k_{\perp}$  είναι η ορμή ηλεκτρονίων κάθετα στη διεύθυνση της επιφάνειας της καθόδου και το  $E_T$  είναι η ενέργεια που απαιτείται για τη διαφυγή ή το έργο εξόδου του υλικού. Υποθέτοντας μια ισοτροπική κατανομή ορμής, σχηματίζεται ένας κώνος διαφυγής που δίνεται από,

$$\cos(\theta) = \frac{k_{\perp}}{|k|} = \sqrt{\frac{E_T}{E - E_F}} \quad (5.2)$$

όπου  $\theta$  είναι η γωνία ανοίγματος.



Εικόνα 5.4: Τα ενεργειακά διαγράμματα ημιαγωγών, αρνητικής και θετικής συγγένειας (electron affinity) και μετάλλων. Για τους ημιαγωγούς, η ενέργεια χάσματος,  $E_{Gap}$ , αντιστοιχεί στην ενεργειακή διαφορά μεταξύ του ελαχίστου της ζώνης αγωγιμότητας και του μεγίστου της ζώνης σθένους. Ο όρος της συγγένειας αντιπροσωπεύει την ενεργειακή διαφορά μεταξύ του ελαχίστου της ζώνης αγωγιμότητας και του κενού ( $E_{vac}$ ) και μπορεί να έχει αρνητική ή θετική τιμή. Το οριακή ενέργεια ώστε να λάβει χώρα η φωτοεκπομπή σε έναν ημιαγωγό δίνεται ως  $E = E_{gap} + \eta$  ενώ το έργο εξόδου του μετάλλου δίνεται ως  $\phi = E_{vac} - E_{Fermi}$ .<sup>[16]</sup>

### 5.3 Εγγενής εκπεμψιμότητα, κβαντική απόδοση και συναφή φαινόμενα

#### Εγγενής (ή θερμική) εκπεμψιμότητα<sup>[6]</sup>

Τα ηλεκτρόνια διαφεύγουν από το υλικό εντός καθορισμένης εγκάρσιας περιοχής και φέρουν μια εγγενή διασπορά ταχυτήτων. Τα αρχικά χαρακτηριστικά της δέσμης των ηλεκτρονίων εξαρτώνται από την φύση του υλικού, το εγκάρσιο πλάτος και τις ενέργειες των παλμών φωτονίων που χτυπούν την κάθοδο και το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, όταν η εκπομπή λαμβάνει χώρα εντός ενός πυροβόλου ηλεκτρονίων. Η εγγενής εκπεμψιμότητας ενεργεί ως συνεισφορά στη συνολική εκπεμψιμότητα της δέσμης των ηλεκτρονίων, ορίζοντας τη χαμηλότερη δυνατή της τιμή. Η συνολική εκπεμψιμότητα εκφράζεται ως



$$\epsilon_{n,x} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle + \langle xx' \rangle^2} \quad (5.3)$$

χρησιμοποιώντας τη στατιστική της έκφραση, ενώ όταν τα  $x$  και  $x'$  είναι ανεξάρτητα, η σχέση γίνεται  $\epsilon_{n,x} = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \sqrt{\langle x'^2 \rangle}$ .

Υπό ορισμένες υποθέσεις, η εγγενής εκπεμψιμότητα υπακούει στην ακόλουθη σχέση, που συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα για μια πληθώρα υλικών,

$$\epsilon_{thermal} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{\phi_{excess}}{3mc^2}} \quad (5.4)$$

όπου  $MTE = \langle \frac{1}{2} m u_x^2 \rangle + \langle \frac{1}{2} m u_y^2 \rangle$ ,  $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV} / c^2$  και το  $\sigma_{x,y}$  είναι το πλάτος παλμού laser ή ισοδύναμα, η περιοχή φωτοεκπομπής.

Όσον αφορά τη μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων, αναμένεται να είναι το ήμισυ της περίσσειας ενέργειάς τους ( $\phi_{excess}$ ). Η τελευταία υπόθεση ισχύει προσεγγιστικά για μεταλλικές φωτοκαθόδους, αλλά όχι πάντα για εκείνες ημιαγωγίμου υλικού, με τη μέση ενέργεια ηλεκτρονίων να είναι συνήθως ίση με την αναμενόμενη  $\phi_{excess}$ <sup>[19]</sup>.

Πίνακας 5.1: Βασικές σχέσεις που αφορούν τις τυπικά χρησιμοποιούμενες κατηγορίες υλικών.

<i>Metal</i>	<i>Semiconductor</i>
$\phi_{excess\ energy} = \phi_{photon} - \phi_{work\ function}$	$\phi_{excess\ energy} = \phi_{photon} - \phi_{work\ function}$
$\phi_{effective} = \phi_{work\ function} - \phi_{Schottky}$ (παρουσία ηλεκτρικού πεδίου)	$\phi_{effective} = \phi_{work\ function} - \phi_{Schottky}$ (παρουσία ηλεκτρικού πεδίου)
$\phi_{excess\ energy} = \phi_{photon} - \phi_{effective}$ (παρουσία ηλεκτρικού πεδίου)	$\phi_{excess\ energy} = \phi_{photon} - \phi_{effective}$ (παρουσία ηλεκτρικού πεδίου)
$E_{mean, kinetic} \approx \frac{1}{2} \phi_{excess}$	$E_{mean, kinetic} \approx \phi_{excess}$ <b>or</b> $\frac{1}{2} \phi_{excess}$
$\epsilon_{thermal} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{\phi_{excess}}{3mc^2}}$	$\epsilon_{thermal} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}}$

### Κβαντική απόδοση<sup>[16]</sup>

Η κβαντική απόδοση ορίζεται ως η αναλογία του αριθμού των εξαγόμενων ηλεκτρονίων προς τον αριθμό προσπίπτοντων φωτονίων. Σε μια πειραματικά εξαγόμενη σχέση, μπορεί να δοθεί ως συνάρτηση των χαρακτηριστικών του παλμού laser και της δέσμης ηλεκτρονίων,

$$QE = \frac{n_e}{n_{\text{photon}}} = \frac{hf \text{ (eV)}}{E_{\text{Laser}} \text{ (Joule)}} q \text{ (C)} = \frac{I/e}{P/hf} \quad (5.5)$$

όπου  $E_{\text{Laser}}$  είναι η ενέργεια παλμού λέιζερ,  $hf$  η ενέργεια των φωτονίων του λέιζερ,  $q$  το εξαχθέν φορτίο,  $I$  είναι το ρεύμα και το  $P$  είναι η ισχύς του laser.

Η κβαντική απόδοση είναι μια παράμετρος εξαρτώμενη από τη φύση του υλικού, που ταυτόχρονα επηρεάζεται έντονα από την ενέργεια των φωτονίων που χτυπούν το υλικό και επακόλουθα την  $\phi_{\text{excess}}$ . Όπως προκύπτει από το μοντέλο τριών βημάτων, και υποθέτοντας μικρές ενέργειες περισσείας για τα ηλεκτρόνια, η κβαντική απόδοση δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση

$$QE \propto \int_{\phi + E_f}^{hf + E_f} D(E) dE \approx (hf - \phi)^2 = \phi_{\text{excess}}^2 \quad (5.6)$$

### Εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο και φαινόμενο Schottky<sup>[16]</sup>

Όπως μπορεί να αποδειχθεί αναλυτικά, όταν ένα ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζεται σε ένα υλικό, μειώνει την τιμή του έργου εξόδου του. Το φαινόμενο μπορεί να ποσοτικοποιηθεί ως

$$\phi_{\text{Schottky}} = e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} = 3,77947 \cdot 10^{-5} \sqrt{E \text{ (V/m)}} \quad (5.7)$$

Η νέα τιμή του έργου εξόδου επαναπροσδιορίζεται ως  $\phi_{\text{effective}} = \phi_{\text{work function}} - \phi_{\text{Schottky}}$ . Προφανώς, η περίσσεια ενέργειας των ηλεκτρονίων, η εγγενής εκπεψιμότητα και η κβαντική απόδοση επαναπροσδιορίζονται λόγω του φαινομένου ανάλογα.

### Επιφανειακή τραχύτητα<sup>[16]</sup>

Η επιφάνεια της καθόδου, αν και μακροσκοπικά επίπεδη, μπορεί να περιλαμβάνει μικροπροεξοχές ή επιφανειακούς ρύπους που λειτουργούν ενισχυτικά προς το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια της καθόδου. Ως αποτέλεσμα, ένας παράγοντας ενίσχυσης πεδίου,  $\beta_{FE}$ , απαιτείται να εισαχθεί ώστε να αναπροσαρμόσει την τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου στη ρεαλιστική του τιμή.

Τα σχετικά με την τραχύτητα της επιφάνειας φαινόμενα μπορούν να έχουν σημαντικό αντίκτυπο στην τιμή της εγγενούς εκπεψιμότητας, εισάγοντας μια χωρική εξάρτηση για την πυκνότητα του φορτίου, την αρχική ενέργεια και την εγκάρσια ταχύτητα. Από την άλλη πλευρά, δε φαίνεται να έχουν ουσιώδη επίπτωση στην κβαντική απόδοση, εκτός από τις περιπτώσεις όπου οι ενέργειες των φωτονίων προσεγγίζουν το έργο εξόδου, οπότε και το εφαρμοσμένο πεδίο στην επιφάνεια καθίσταται ζωτικής σημασίας για την αποτελεσματικότητα της εξαγωγής. Προφανώς, το φαινόμενο Schottky αναπροσαρμόζεται ανάλογα,

$$\phi_{\text{Schottky}} = 3.7947 \cdot 10^{-5} \sqrt{\beta_{FE} E \text{ (V/m)}} \quad (5.8)$$



## Προσομοίωση φαινομένου Schottky

Τίθεται υπό μελέτη ένα σύστημα που αποτελείται από μια φωτοκάθοδο τοποθετημένη μέσα σε μια RF κοιλότητα και ένα σύστημα λέιζερ προκαθορισμένης ενέργειας παλμού και μήκους κύματος φωτονίων. Το φαινόμενο Schottky, που προκαλείται από το πεδίο της RF κοιλότητας στην κάθοδο, αναμένεται να μειώσει το έργο εξόδου και να αυξήσει το φορτίο δέσμης που τελικά θα εξαχθεί. Στα πλαίσια ενός προσεγγιστικού υπολογισμού, θεωρούμε φωτόνια μήκους κύματος  $\lambda = 260 \text{ nm}$  και  $E = hf = 4,77 \text{ eV}$ , μια φωτοκάθοδο χαλκού με τυπικό έργο εξόδου  $\phi = 4.6 \text{ eV}$ , παλμούς φωτονίων ενέργειας που αναμένεται να εξαγάγει ένα προκαθορισμένο φορτίο δέσμης των  $75 \text{ pC}$  και ένα επιταχυντικό πεδίο των  $100 \text{ MV/m}$ . Μία προσέγγιση της επίπτωσης του φαινομένου Schottky δίνεται ως

$$\frac{Q_1}{Q_2} \propto \frac{QE_1}{QE_2} \propto \frac{(hf - \phi_0)^2}{(hf - \phi_{\text{effective}})^2} = \frac{(4.77 - 4.6)^2}{(4.77 - 4.6 + 0.0379\sqrt{100})^2} \approx 0.096$$
, με το φορτίο της δέσμης να αναμένεται να αυξηθεί δέκα φορές.

Σε γενικές γραμμές, για μια δεδομένη τιμή ενέργειας παλμού laser, ή με άλλα λόγια αριθμού φωτονίων που χτυπούν το υλικό,

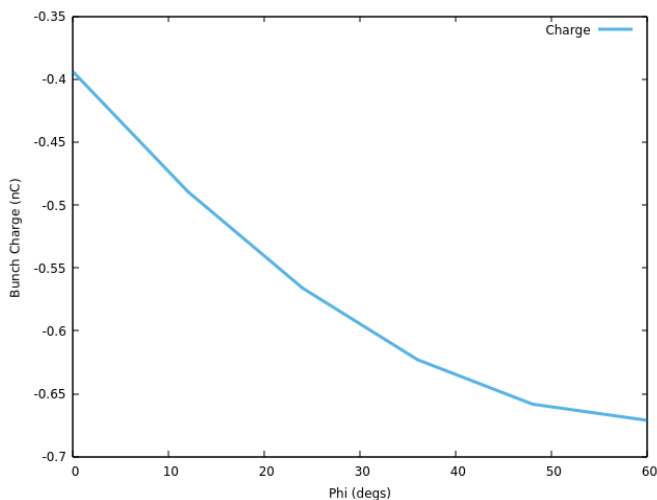
$$QE_{\text{no field}} = \frac{N_{\text{emitted}}}{N_{\text{photons}}} \text{ and } Q = eN_{\text{emitted}} = eQE_{\text{no field}} N_{\text{photons}} \propto eN_{\text{photons}}(hf - \phi_0)^2 \quad (5.9)$$

$$QE_{\text{applied field}} = \frac{N_{\text{emitted}}}{N_{\text{photons}}}, Q_{\text{schottky}} = eN_{\text{emitted}} = eQE_{\text{applied field}} N_{\text{photons}} \propto eN_{\text{photons}}(hf - \phi_0 + a\sqrt{E})^2 \quad (5.10)$$

Διαιρώνοντας τις σχέσεις (5.9) και (5.10), το τελικά εκπεμπόμενο φορτίο δίνεται από

$$Q_{\text{Schottky}} = Q + c_1\sqrt{E} + c_2E \text{ όπου } c_1 = 2Qa / (hf - \phi) \text{ και } c_2 = a^2Q / (hf - \phi)^2 \quad (5.11)$$

Η τάση μπορεί να μοντελοποιηθεί κατά προσέγγιση χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA και τη ρουτίνα SCAN. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο υπολογισμός προέρχεται από προσεγγιστικές σχέσεις που ισχύουν υπό προϋποθέσεις και χρήζει πειραματικής επιβεβαίωσης και ποσοτικής αναπροσαρμογής. Αξίζει να αναφερθεί πως η επίδραση του φαινομένου αυξάνεται δραματικά για υψηλά πεδία, γεγονός που οφείλεται να αξιολογηθεί με δεδομένη την προοδευτική αύξηση των επιταχυντικών πεδίων στις σύγχρονες διατάξεις. Η εξαγωγή του ακριβούς αναμενόμενου φορτίου της επιλογής μας μπορεί να επιτευχθεί με την προσεκτική ρύθμιση της ενέργειας του παλμού λέιζερ σε μια προσεκτικά επιλεγμένη τιμή.

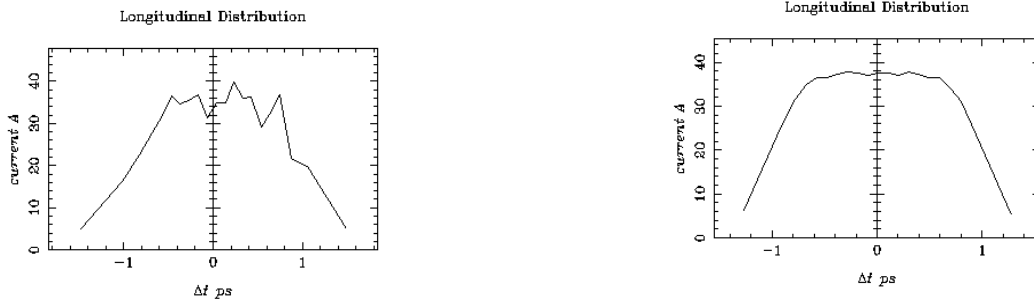


Γράφημα 5.1: Το γράφημα παρουσιάζει το φορτίο της δέσμης, ως συνάρτηση της φάσης φωτοεκπομπής των ηλεκτρονίων. Η φάση δηλώνεται σε σχέση με μια τιμή αναφοράς που έχει βρεθεί με χρήση εσωτερικής ρουτίνας βελτιστοποίησης. Το μέγιστο επιταχυντικό πεδίο στην κάθοδο κλιμακώνεται φτάνοντας στη μέγιστη τιμή των  $100 \text{ MV/m}$  για  $\phi_{\text{relative}} = 60 \text{ degs}$  όπου το φορτίο της δέσμης φτάνει στη μέγιστη αρνητική τιμή του όπως αναμένετο.



## Προσομοίωση καθυστέρησης φωτοεκπομπής

Σε πολλές ημιαγώγιμες φωτοκαθόδους παρατηρείται το φαινόμενο καθυστέρησης της φωτοεκπομπής λόγω των ασθενών συγκρούσεων ηλεκτρονίων-ηλεκτρονίων, των πολλαπλών συγκρούσεων ηλεκτρονίων-πρωτονίων και της τυχαίας διαδρομής (random walk) των ηλεκτρονίων πριν φτάσουν στην επιφάνεια της καθόδου. Η καθυστέρηση μπορεί να έχει σημαντικό αντίκτυπο στα χαρακτηριστικά της εκπομπής και μπορεί να μοντελοποιηθεί χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA. Παρακάτω παρουσιάζεται το ρεύμα ηλεκτρονίων ως συνάρτηση του χρόνου για δύο RF πυροβόλα ηλεκτρονίων. Τα δύο πυροβόλα είναι πανομοιότυπα, αλλά το πρώτο φιλοξενεί μια  $Cs_2Te$  κάθοδο με αναμενόμενη καθυστέρηση εκπομπής των 0,4 ps [42], ενώ το δεύτερο χρησιμοποιεί μια μεταλλική κάθοδο από Χαλκό που αναμένεται να παρουσιάσει αμελητέα χρονική καθυστέρηση. Και για τις δύο καθόδους η Full Width Half Maximum τιμή του χρόνου εκπομπής είναι προκαθορισμένη ως 2 ps. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης, προκύπτουν συνολικοί χρόνοι εκπομπής τα 4,94 ps για την  $Cs_2Te$  κάθοδο και τα 3,40 ps για την κάθοδο του Χαλκού. Επίσης, υπολογίζεται ένα μέσο πεδίο φορτίου χώρου των 3,0024 MV/m και 3,1743 MV/m για την  $Cs_2Te$  και την κάθοδο Χαλκού, αντίστοιχα.



**Γράφημα 5.5:** Απεικόνιση του ρεύματος της δέσμης ως συνάρτηση του χρόνου. Το προφίλ της εκπομπής που παρατηρείται για τη  $Cs_2Te$  φωτοκάθοδο (αριστερά), συνίσταται σε μια αρχική χρονική καθυστέρηση και μια απότομη αύξηση του φορτίου. Από την άλλη πλευρά, ένα προφίλ γραμμικού τύπου αύξησης του φορτίου εμφανίζεται για την κάθοδο του Χαλκού.

## 5.4 Μεθοδολογία

Όπως έχει ήδη περιγραφεί, η εγκάρσια εκπεμψιμότητα,  $\epsilon_{n,x}$ , αποτελεί το κύριο μέτρο ποιότητας για την απόδοση μιας διάταξης φωτοεγχευτή. Τα φαινόμενα που καθορίζουν την τελική της τιμή συνίστανται στην αρχική ανάπτυξη της εγγενούς εκπεμψιμότητας, στην εκπεμψιμότητα φορτίου χώρου, σε αυτή που οφείλεται σε οπτικές παραμορφώσεις, στην εκπεμψιμότητα σχετιζόμενη με τα RF πεδία και τέλος στην εκπεμψιμότητα που προκαλείται από την τραχύτητα του υλικού.

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{intrinsic}^2 + \epsilon_{sc}^2 + \epsilon_{RF}^2 + \epsilon_{opt}^2} = \sqrt{\epsilon_{intrinsic}^2 + \epsilon_{other}^2} \quad (5.12)$$

Η εγγενής εκπεμψιμότητα θεωρείται ότι ενεργεί προσθετικά<sup>[31], [19]</sup> και όχι συνεργιστικά με τις υπόλοιπες συνεισφορές. Όσον αφορά την εκπεμψιμότητα τραχύτητας επιφάνειας καθορίζεται από πειραματικούς, όχι εύκολα προβλέψιμους παράγοντες, και μπορεί, είτε να

θεωρηθεί αμελητέα, είτε να απορροφηθεί από την πειραματική τιμή της εγγενούς εκπεμψιμότητας.

### Ελαχιστοποίηση εκπεμψιμότητας και κβαντική απόδοση

Η εγγενής εκπεμψιμότητα διαιρούμενη με το εγκάρσιο πλάτος του παλμού λέιζερ δίνεται ως

$$\frac{\epsilon_{thermal}}{\sigma_{x,y}} = \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}} = \sqrt{\frac{\phi_{excess}}{3mc^2}}. \text{ Όπως είναι εμφανές, εξαρτάται αποκλειστικά από την αρχική}$$

περίσσεια ενέργειας των ηλεκτρονίων, ή με άλλα λόγια, από το υλικό της επιλογής μας, το μήκος κύματος λέιζερ και το εφαρμοσμένο πεδίο στην κάθοδο που επαναπροσδιορίζει το έργο εξόδου μέσω του φαινομένου Schottky. Γίνεται σαφές πως το πρώτο βήμα προς μια βελτιστοποιημένη απόδοση χαμηλής ολικής εκπεμψιμότητας συνίσταται στην ελαχιστοποίηση της εγγενούς εκπεμψιμότητας. Δυστυχώς, η μείωση της περίσσειας ενέργειας και επακόλουθα της εγγενούς εκπεμψιμότητας συνοδεύεται από μείωση της κβαντική απόδοσης (σχέση 5.6). Ο κύριος στόχος<sup>[43]</sup> διαμορφώνεται συνεπώς στην προσπάθεια εύρεσης μιας κατάλληλης, και για τα δύο φαινόμενα, τιμής της  $\phi_{excess}$ , που θα επιτρέπει την αποτελεσματική εξαγωγή μιας δέσμης ηλεκτρονίων υψηλού φορτίου, αλλά ταυτόχρονα και χαμηλής εκπεμψιμότητας.

Laser photon energy
Cathode accelerating field

$$\frac{\epsilon_{intrinsic}}{\sigma_{x,y}} = \sqrt{\frac{\phi_{excess}}{3mc^2}} = \sqrt{\frac{\phi_{photon} - \phi_{workfunction} + a\sqrt{E_{acc,cath}}}{3mc^2}}$$

Όπως φαίνεται παραστατικά παραπάνω, η εκπεμψιμότητα είναι συνάρτηση παραμέτρων που οφείλεται να ρυθμιστούν ευνοϊκά. Το έργο εξόδου αποτελεί μια γνωστή κατά προσέγγιση παράμετρο του υλικού. Από την άλλη μεριά, το πεδίο επιτάχυνσης στην κάθοδο μπορεί να ρυθμιστεί, είτε με αλλαγή του μέγιστου επιταχυντικού πεδίου του πυροβόλου, είτε με την επιλογή μιας κατάλληλης αρχικής φάσης εκπομπής. Όσον αφορά τις ενέργειες φωτονίων του συστήματος λέιζερ, μπορούν να επιλεγούν με εφαρμογή τεχνικών διαμόρφωσης του μήκους κύματος. Η προσαρμογή της ενέργειας φωτονίων του λέιζερ, του έργου εξόδου του υλικού μας και του επιταχυντικού πεδίου στην κάθοδο μπορεί να λειτουργήσει ως ρυθμιστής της περίσσειας ενέργειας, ευθυγραμμίζοντάς την με τις απαιτήσεις μας.

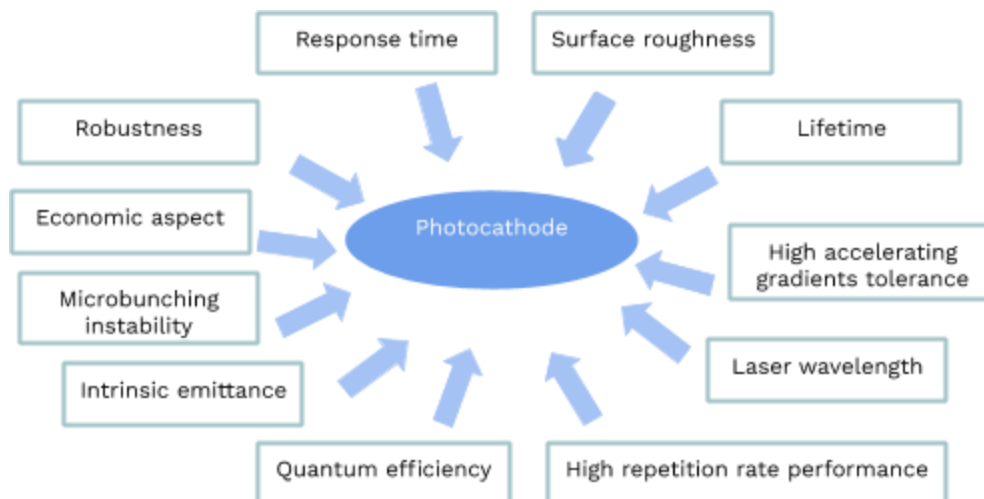
### Πειραματική τιμή της εγγενούς εκπεμψιμότητας

Η εγγενής εκπεμψιμότητα ανά εγκάρσιο πλάτος εκπομπής μπορεί εύκολα να υπολογιστεί για ένα σύστημα γνωστού υλικού, ενέργειας φωτονίων του laser και επιταχυντικού πεδίου στην κάθοδο. Αν και ο υπολογισμός μπορεί να λειτουργήσει ως θεωρητική πρόβλεψη, το αποτέλεσμα της πειραματικής μέτρησης δε μπορεί να προβλεφθεί με ακρίβεια.

Τόσο το έργο εξόδου όσο και ο παράγοντας ενίσχυσης του πεδίου,  $\beta_{FE}$ , αποτελούν μη εύκολα καθοριζόμενες παραμέτρους<sup>[44]</sup>. Για παράδειγμα, το έργο εξόδου μιας φωτοκαθόδου Χαλκού μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 4,13-4,8 eV ενώ εκείνης του Καισίου-Τελλουρίου μπορεί να έχει τιμές μεταξύ 3,5-4,1 eV. Ταυτόχρονα, ο παράγοντας ενίσχυσης του πεδίου μπορεί να εκτείνεται σε ένα ευρύ φάσμα, οδηγώντας σε αναπροσαρμοσμένο έργο εξόδου ποικίλων τιμών, και επακόλουθα σε διαφορετική εγγενή εκπεμψιμότητα. Συνέπεια των προαναφερθέντων, είναι η απαίτηση *πειραματικού προσδιορισμού* της τιμής εκπεμψιμότητας ανά πλάτος παλμού laser για το σύστημα της επιλογής μας.

## 5.5 Κριτήρια επιλογής υλικού φωτοκαθόδου

Μια σειρά χαρακτηριστικών της φωτοκαθόδου διαμορφώνουν τη βέλτιστη επιλογή υλικού. Στην παρακάτω εικόνα, οι κύριες παράμετροι συλλέγονται και παρουσιάζονται.



Εικόνα 5.6: Σειρά από ποιοτικά κριτήρια που διαμορφώνουν την ποιότητα της φωτοκαθόδου.

### Διάρκεια ζωής (*lifetime*)

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία<sup>[16]</sup>, η διάρκεια ζωής της φωτοκαθόδου μπορεί να οριστεί ως η χρονική περίοδος που απαιτείται ώστε ένα υλικό να μειώσει την κβαντική του απόδοση κατά  $1/e$ . Η διάρκεια ζωής είναι μια παράμετρος του υλικού, αλλά επηρεάζεται έντονα από το περιβάλλον λειτουργίας. Προφανώς, μια μακρά διάρκεια ζωής είναι επιθυμητή σε πρακτικό αλλά και οικονομικό επίπεδο.

### Επιφανειακή τραχύτητα (*Surface roughness*)

Η τραχύτητα της επιφάνειας του υλικού πρέπει να διατηρείται όσο το δυνατόν χαμηλότερη. Ευρήματα της βιβλιογραφίας<sup>[45]</sup> υποστηρίζουν ότι τα φαινόμενα που σχετίζονται με την επιφανειακή τραχύτητα ενισχύονται έντονα, με μη γραμμικό τρόπο, για αυξανόμενα πεδία. Με τις παρούσες διατάξεις να χρησιμοποιούν προοδευτικά υψηλότερα πεδία, είναι απαραίτητη η προσεκτική εξέταση των χαρακτηριστικών της επιφάνειας. Ειδικές διαδικασίες προετοιμασίας της επιφάνειας της φωτοκαθόδου εμφανίζονται στη βιβλιογραφία με σκοπό την ελαχιστοποίηση της τελικής τραχύτητας του υλικού.

### Εύρος μηκών κύματος απορρόφησης (*Absorption spectrum*)<sup>[16]</sup>

Όπως έχει αναφερθεί, κάθε υλικό χαρακτηρίζεται από ένα έργο εξόδου, και ένα συγκεκριμένο εύρος μηκών κύματος φωτονίων που μπορεί να απορροφήσει. Ένα βέλτιστο υλικό φωτοκαθόδου έχει φασματική απόκριση σε ένα ευρύ διάστημα μηκών κύματος, έτσι ώστε η ρύθμιση της  $\phi_{excess}$  να μπορεί να πραγματοποιηθεί εύκολα. Η φασματική απόκριση κατά προτίμηση κυμαίνεται στο ορατό φάσμα, όπου συστήματα λέιζερ υψηλής ισχύος είναι εύκολα προσβάσιμα.

### **Αντοχή σε υψηλές επιταχύνσεις (*High accelerating gradients tolerance*)<sup>[16]</sup>**

Η τεχνολογία αιχμής χρησιμοποιεί σταδιακά υψηλότερες συχνότητες και επιταχυντικά πεδία, δημιουργώντας νέες προκλήσεις σχετικά με την καταλληλότητα του υλικού της καθόδου. Οι πειραματικές δοκιμές είναι υποχρεωτικές για τη διασφάλιση της ομαλής απόδοσης της φωτοκαθόδου και μιας εύλογης διάρκειας ζωής.

### **Κβαντική απόδοση (*Quantum efficiency*)<sup>[16]</sup>**

Η κβαντική απόδοση συνιστά μια κρίσιμη παράμετρο για την αποτελεσματική εξαγωγή μιας δέσμης υψηλού φορτίου. Η τιμή της είναι παράμετρος του υλικού αλλά ταυτόχρονα έχει άμεση αναλογική εξάρτηση από την τετραγωνική τιμή της περίσσειας ενέργειας των ηλεκτρονίων.

### **Χρόνος απόκρισης (*Responses time*)<sup>[16]</sup>**

Ο χρόνος απόκρισης συνίσταται ως η χρονική διαφορά μεταξύ της στιγμής που το λέιζερ χτυπά το υλικό και της εξαγωγής ηλεκτρονίων. Ο χρόνος απόκρισης είναι αμελητέος για τις περισσότερες μεταλλικές φωτοκαθόδους, αλλά οφείλεται να λαμβάνεται υπόψη για εκείνες από ημιαγωγικό υλικό. Γενικά, απαιτείται ένας γρήγορος χρόνος απόκρισης, αν και ορισμένα θετικά αποτελέσματα που συνδέονται με τη χρονική καθυστέρηση αναφέρονται στη βιβλιογραφία<sup>[19]</sup> και σχετίζονται με την εξομάλυνση των ασταθειών του προφίλ του παλμού λέιζερ που προσπίπτει στο υλικό και των επακόλουθων διακυμάνσεων στην πυκνότητα φορτίου της αρχικής δέσμης.

### **Εγγενής εκπεμπιμότητα (*Intrinsic emittance*)<sup>[16],[44]</sup>**

Είναι προφανές ότι η τιμή της εγγενούς εκπεμπιμότητας συνιστά μια πολύ σημαντική παράμετρο για την φωτοκάθοδο. Η επιλογή των τιμών της ενέργειας των φωτονίων και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου μπορούν να δράσουν ρυθμιστικά, αλλά οφείλεται να τονιστεί πως τα αρχικά χαρακτηριστικά της κατανομής και η μέση εγκάρσια ενέργεια παραμένουν παράμετροι εξαρτώμενες και από τη φύση του υλικού.

### **Οικονομική πτυχή (*Economic aspect*)**

Για εφαρμογές μεγάλης κλίμακας και μακροχρόνια λειτουργία, συνιστάται η επίτευξη μιας καλής απόδοσης με τη χρήση ενός συστήματος φωτοεκπομπής χαμηλού κόστους.

### **Ανθεκτικότητα (*Robustness*)<sup>[16]</sup>**

Ένα στιβαρό υλικό επιτρέπει την ομαλή λειτουργία της φωτοκαθόδου σε κακές συνθήκες κενού. Γενικά, οι μεταλλικές φωτοκάθοδοι παρουσιάζουν υψηλότερη ανοχή σε φτωχές συνθήκες κενού έναντι των ημιαγωγικών.

### **Απόδοση υπό υψηλό ρυθμό επαναληψιμότητας (*High repetition rate performance*)<sup>[16]</sup>**

Ο ρυθμός επαναληψιμότητας ορίζεται ως ο αριθμός των δεσμών που εκπέμπονται ανά δευτερόλεπτο και μπορεί δυνητικά να επηρεάσει την απόδοση και τη διάρκεια ζωής της φωτοκαθόδου. Απαιτούνται πειραματικές δοκιμές για την αξιολόγηση της ομαλής απόδοσης του υλικού και της επικράτησης μιας εύλογης διάρκειας ζωής κάτω από έναν υψηλό ρυθμό εκπομπής.

### **Μικροδεσμική αστάθεια (*Microbunching Instability*)<sup>[19]</sup>**

Η μικροδεσμική αστάθεια ορίζεται ως μια αρχική μικρή διαμήκης διακύμανση της πυκνότητας φορτίου που προκαλείται από ένα ατελές προφίλ έντασης της επίπεδης

κορυφής του λέιζερ της φωτοκαθόδου. Οι αστάθειες του παλμού επάγουν αστάθειες στην πυκνότητα φορτίου της δέσμης. Τα φαινόμενα αστάθειας μπορούν να βελτιωθούν με τη χρήση θερμαντήρα λέιζερ.

## 5.6 Παρουσίαση βιβλιογραφικής πρότασης αναφοράς

Η τεχνολογία Χ\_FEL έχει εδραιωθεί με πλήθος διατάξεων να λειτουργούν παγκοσμίως, ενώ οι σχετικές ερευνητικές προσπάθειες γνωρίζουν άνθηση. Στην τελευταία ενότητα αυτού του κεφαλαίου, γίνεται μια πρόταση αναφοράς για το υλικό της φωτοκαθόδου, με βάση την τρέχουσα βιβλιογραφία και τα δεδομένα τεχνολογίας αιχμής. Η πρόταση συνοδεύεται από μερικά καινοτόμα ευρήματα που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για πρώτη φορά στα πλαίσια μιας διάταξης Χ\_FEL.

### Σύγχρονες διατάξεις

Παρακάτω, παρουσιάζεται μια σύντομη λίστα διατάξεων Χ\_FEL που λειτουργούν ανά τον κόσμο. Βάρος δίνεται στο υλικό της φωτοκαθόδου και το μήκος κύματος του λέιζερ που χρησιμοποιείται.

Πίνακας 5.2: Υλικά φωτοκαθόδου που χρησιμοποιούνται σε διατάξεις εν λειτουργία.<sup>[46]</sup>

<i>Facility</i>	<i>Cathode</i>	<i>Drive Laser wavelength</i>
<i>SwissFEL</i>	<i>Copper/Cs<sub>2</sub>Te</i>	<i>260 nm</i>
<i>European XFEL</i>	<i>Cs<sub>2</sub>Te</i>	<i>262 nm</i>
<i>ELETRA</i>	<i>Copper</i>	<i>261 nm</i>
<i>LCLS</i>	<i>Copper</i>	<i>253 nm</i>
<i>TESLA</i>	<i>Cs<sub>2</sub>Te</i>	<i>263 nm</i>
<i>ELSA</i>	<i>K<sub>2</sub>CsSb</i>	<i>532 nm</i>
<i>PAL</i>	<i>Copper</i>	<i>253 nm</i>
<i>FLASH</i>	<i>Cs<sub>2</sub>Te</i>	<i>262 nm</i>

### Συγκριτική μελέτη: Μεταλλικές φωτοκάθοδοι έναντι ημιαγωγίων

Οι δύο κατηγορίες, των μεταλλικών και ημιαγωγίων καθόδων, χρησιμοποιούνται ευρέως, παρουσιάζοντας θετικές αλλά και αρνητικές ιδιότητες<sup>[16]</sup>.

Σε γενικές γραμμές, οι μεταλλικές φωτοκάθοδοι παρουσιάζουν τα πλεονεκτήματα μιας μακράς διάρκειας ζωής ακόμη και σε φτωχές συνθήκες κενού, της άμεσης φωτοεκπομπής αμελητέας χρονικής καθυστέρησης και των υψηλών έργων εξόδου που συμβάλλουν σε χαμηλά σκοτεινά ρεύματα. Τα κύρια μειονεκτήματα των μεταλλικών καθόδων συνίστανται στη χαμηλή κβαντική τους απόδοση και την αρνητική επίπτωση του υψηλού έργου εξόδου τους που επιβάλλει τη χρήση ενός συστήματος λέιζερ UV έναντι του προτιμητέου ορατού. Ο Χαλκός και το Μαγνήσιο αποτελούν δύο καλά μελετημένες επιλογές φωτοκαθόδου που

ανήκουν στην κατηγορία των μεταλλικών φωτοκαθόδων. Όταν απαιτείται υψηλό ρεύμα, οι κάθοδοι Νιοβίου ή Μολύβδου μπορούν να είναι επίσης αποτελεσματικές.

Από την άλλη πλευρά, οι ημιαγώγιμες φωτοκάθοδοι παρουσιάζουν πολύ υψηλή κβαντική απόδοση αλλά ταυτόχρονα σημαντική χρονική καθυστέρηση, μικρή διάρκεια ζωής και ευαισθησία στα εναπομένοντα αέρια, με αποτέλεσμα την απαίτηση συνθηκών υψηλού κενού. Τυπικά, παρουσιάζουν φασματική απόκριση στο UV ή το ορατό φάσμα. Εντός της κατηγορίας ξεχωρίζει το καλά μελετημένο υλικό του Καισίου - Τελλουρίου ( $Cs_2Te$ ) που αντιστοιχεί σε έναν ημιαγωγό θετικής συγγένειας που παρουσιάζει υψηλή κβαντική απόδοση και αποδεκτή χρονική καθυστέρηση των 0,4 ps προσεγγιστικά. Το Καισίο-Τελλούριο διαθέτει επίσης σχετικά χαμηλή ευαισθησία στη νόθευση, μια ποιότητα που ενισχύει έντονα την αξιοπιστία του. Όσον αφορά τις φωτοκάθόδους αρνητικής συγγένειας, επιλέγονται τυπικά όταν απαιτείται μικρή εγγενής εκπεψιμότητα. Η φωτοκάθοδος Αρσενιούχου Γαλλίου (GaAs) ξεχωρίζει παρουσιάζοντας μέση εγκάρσια ενέργεια τιμών 34 meV στα 840 nm έως 103 meV στα 514 nm και εγγενή εκπεψιμότητα τιμών 0,23 - 0,45 mm mrad/mm αντίστοιχα. Ατυχώς, έχει χρόνο απόκρισης που εκτείνεται από μερικά δέκατα του ps έως 100 ps ανάλογα με το μήκος κύματος λέιζερ που προσπίπτει. Για μήκος κύματος 840 nm ο χρόνος απόκρισης μπορεί να υπερβεί τα 10 ps και ενώ διάρκεια ζωής της φωτοκάθόδου είναι πολύ σύντομη όταν χρησιμοποιείται σε εφαρμογές υψηλού ρεύματος.

#### Πρόταση αναφοράς 1: Η φωτοκάθοδος χαλκού και οι πειραματικές τιμές αναφοράς

Ένα καλά μελετημένο μεταλλικό υλικό όπως του χαλκού, που παρουσιάζει μια σειρά σημαντικών συγκριτικών πλεονεκτημάτων, επιλέγεται ως η βασική πρόταση για μια μελλοντική διάταξη. Όπως ήδη περιγράφηκε, το έργο εξόδου και ο παράγοντας ενίσχυσης του πεδίου μπορούν να κυμαίνονται σε ευρέα πεδία τιμών με αποτέλεσμα να είναι απαραίτητη η χρήση πειραματικής τιμής για την καθορισμό της εγγενούς εκπεψιμότητας. Μια σειρά από πειραματικές τιμές της βιβλιογραφίας συλλέγονται και αναφέρονται στον πίνακα 5.3.

**Πίνακας 5.3:** Στον πίνακα παρουσιάζονται πειραματικές τιμές εγγενούς εκπεψιμότητας φωτοκάθόδου χαλκού όπως βρίσκονται στην τρέχουσα βιβλιογραφία.

Material	$\lambda$ (nm)	Cathode field (MV/m)	$\Phi_{\text{work function}}$ (eV)	Theoretical prediction	$\epsilon_{\text{intrinsic}}/\sigma_x$ mm mrad mm <sup>-1</sup>	QE
Copper <sup>[16]</sup>	282	25	4.13-4.80	0.55-0.75	0.41	1 10 <sup>-5</sup>
Copper <sup>[16]</sup>	262	25	4.65	0.42	0.68	5 10 <sup>-6</sup>
Copper <sup>[47]</sup>	266	50	4.16	0.42	0.92	1.5 10 <sup>-4</sup>
Copper <sup>[48]</sup>	260	49.9	4.65	0.50	0.55	~ 10 <sup>-4</sup>
Copper <sup>[48]</sup>	267.6	49.9	4.65	0.40	0.51	~ 10 <sup>-4</sup>
Copper <sup>[48]</sup>	262	49.9	4.65	0.47	0.43	~ 10 <sup>-4</sup>
Copper <sup>[48]</sup>	262	34.8	4.65	0.44	0.37	~ 10 <sup>-4</sup>
Copper <sup>[48]</sup>	262	16.4	4.65	0.39	0.35	~ 10 <sup>-4</sup>

Copper <sup>[48]</sup>	262	49.9	4.65	0.47	0.43	$\sim 10^{-4}$
Copper <sup>[44]</sup>	267.6	50	4.65	0.40	0.57	$\sim 10^{-4}$
Copper <sup>[44]</sup>	262	50	4.65	0.47	0.44	$\sim 10^{-4}$
Copper <sup>[44]</sup>	260.1	50	4.65	0.50	0.53	$\sim 10^{-4}$
Copper <sup>[44]</sup>	262	50	4.65	0.47	0.40	$\sim 10^{-4}$
Copper <sup>[44]</sup>	262	76	4.65	0.52	0.54	$\sim 10^{-4}$

Οι τιμές που συλλέγονται στον πίνακα αντιστοιχούν σε πρόσφατα πειραματικά ευρήματα και στις αποδεκτές τιμές αναφοράς από την επιστημονική κοινότητα. Το υλικό της φωτοκάθοδου συνίσταται στον πολυκρυσταλλικό χαλκό που βρίσκεται εντός ενός πυροβόλου ηλεκτρονίων. Η τιμή αναφοράς εκπεμψιμότητας των 0,55 mm mrad/mm που χρησιμοποιείται στις προσομοιώσεις μας αντιστοιχεί σε αρχική κινητική ενέργεια για τα ηλεκτρόνια των 0,23 eV. Ιδιαίτερη προσοχή οφείλεται να δοθεί στα πρόσφατα ευρήματα για φωτοκάθοδο χαλκού <sup>[49]</sup> με γεωμετρία κρυσταλλικού πλέγματος (100). Η φωτοκάθοδος παρουσιάζει μέση εγκάρσια ενέργεια (MTE) των 6 meV, σε περιβάλλον θερμοκρασίας 30 K, μια τιμή αντιστοιχεί σε εγγενή εκπεμψιμότητα των 0,09 mm mrad για το μονοκρύσταλλο. Η αξιολόγηση των λοιπων χαρακτηριστικών της θεωρείται ελπιδοφόρα και συνιστάται.

**Πρόταση αναφοράς 2:** Η φωτοκάθοδος από Καίσιο-Τελλούριο και οι πειραματικές τιμές αναφοράς

Η φωτοκάθοδος Cs<sub>2</sub>Te είναι η δεύτερη πρόταση αναφοράς για μια μελλοντική διάταξη. Είναι μια ευρέως χρησιμοποιούμενη και καλά μελετημένη κάθοδος, που προσφέρει μια αξιόπιστη απόδοση μέχρι στιγμής, χαρακτηριζόμενη από υψηλή κβαντική απόδοση και χαμηλή εγγενή εκπεμψιμότητα.

**Πίνακας 5.4:** Οι τρέχουσες πειραματικές τιμές αναφοράς για την εγγενή εκπεμψιμότητα των φωτοκαθόδων Καϊσίου-Τελλουρίου όπως αναφέρονται στη βιβλιογραφία.

Material	Wavelength (nm)	Cathode field (MV/m)	$\Phi_{\text{work function}}$ (eV)	$\epsilon_{\text{intrinsic}}/\sigma_x$ mm mrad mm <sup>-1</sup> Theor. prediction	$\epsilon_{\text{intrinsic}}/\sigma_x$ mm mrad mm <sup>-1</sup>	QE
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[48]</sup>	262	49.9	3.5	0.99	0.71	$2 \cdot 10^{-3}$
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[48]</sup>	262	49.9	3.5	0.99	0.55	$2 \cdot 10^{-3}$
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[44]</sup>	262	50	3.5	0.99	0.54	$\sim 0.1 \cdot 10^{-2}$
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[44]</sup>	266.6	76	3.5	0.98	0.54	$\sim 0.1 \cdot 10^{-2}$
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[44]</sup>	266.6	76	3.5	0.98	0.51	$\sim 0.1 \cdot 10^{-2}$
Cs <sub>2</sub> Te <sup>[44]</sup>	266.6	76	3.5	0.98	0.53	$\sim 0.1 \cdot 10^{-2}$

Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί στη σταδιακή αύξηση των επιταχυντικών πεδίων στις σύγχρονες διατάξεις, που δημιουργεί νέες προκλήσεις για το υλικό της φωτοκαθόδου. Η απουσία πειραματικών δεδομένων σχετικά με την συμπεριφορά του υλικού του Καισίου-Τελλουρίου σε υψηλά επιταχυντικά πεδία καθιστά τις πειραματικές δοκιμές απαραίτητες για την τελική αξιολόγηση της καταλληλότητάς του.

### Έρευνα αιχμής και φωτοκάθοδος

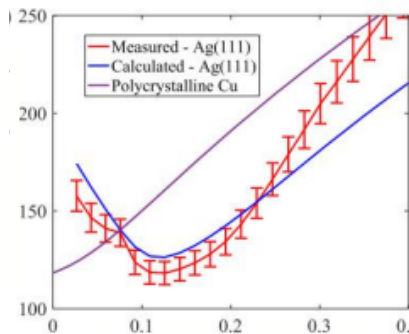
Η έρευνα γύρω με τα υλικά φωτοκαθόδου και τις επιθυμητές ιδιότητές τους ευδοκίμει παγκόσμια. Στόχος είναι να βρεθεί ένα βέλτιστο υλικό που θα συγκεντρώνει το σύνολο των επιθυμητών ιδιοτήτων για τις εφαρμογές μας.

Η τυπική ευαισθησία των ημιαγωγικών φωτοκαθόδων στο περιβάλλον και η σύντομη διάρκεια ζωής τους, συνιστούν ισχυρά μειονεκτήματα παρά το ισχυρό πλεονέκτημά της υψηλής κβαντικής τους απόδοσης. Ενδιαφέροντα ευρήματα <sup>[50]</sup> υποστηρίζουν πως η επίστρωση μιας ημιαγωγικής φωτοκαθόδου, με χρήση λεπτών νανοϋλικών 2D, μπορεί να ενισχύσει τη διάρκεια ζωής της εμποδίζοντας τις χημικές αντιδράσεις με κατάλοιπα αερίων. Ταυτόχρονα, η τιμή του έργου εξόδου δύναται να επαναπροσδιοριστεί προς μια επιθυμητή κατεύθυνση.

Όπως έχει ήδη περιγραφεί, η διαμόρφωση μιας χαμηλής τιμής μέσης εγκάρσιας ενέργειας (MTE) είναι επιθυμητή, αφού παρέχει μια χαμηλή τιμή εγγενούς εκπεμπιμότητας για τη δέσμη. Σύμφωνα με την πρόσφατη βιβλιογραφία, <sup>[45]</sup> υπάρχει μικρή αλλά υπαρκτή πρόοδος προς την ελαχιστοποίηση της MTE και την εξαγωγή μιας “ψυχρής” δέσμης. Τα χαρακτηριστικά της επιφάνειας του υλικού είναι κρίσιμης σημασίας προς αυτήν την κατεύθυνση.

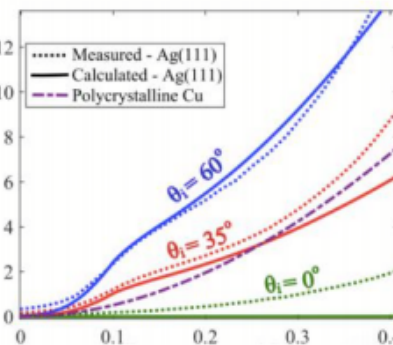
Ενδιαφέροντα ευρήματα <sup>[45]</sup> σχετικά με μια μεταλλική φωτοκάθοδο Αργύρου Ag (111) που παρουσιάζει χαμηλότερη MTE από εκείνη του πολυκρυσταλλικού χαλκού, υποδεικνύουν μια πιθανή μελλοντική επιλογή υλικού φωτοκαθόδου. Προφανώς, η αξιολόγηση και των υπόλοιπων επιθυμητών χαρακτηριστικών στα πλαίσια των εφαρμογών μας κρίνεται απαραίτητη.

RMS transverse momentum (eV/c)



Excess energy ( eV)

QE (10<sup>-5</sup>)



Excess energy ( eV)

Εικόνα 5.7: Η εγγενής εκπεμπιμότητα και η κβαντική απόδοση της φωτοκαθόδου Ag έναντι της περίσσειας ενέργειας,  $\phi_{\text{excess}}$ .<sup>[45]</sup>

Η πλειονότητα των υλικών που χρησιμοποιούνται ως υλικά φωτοκαθόδου έχουν ανακαλυφθεί μέσω εμπειρικών μεθόδων. Σύμφωνα με την τρέχουσα βιβλιογραφία<sup>[51]</sup>, μια συντονισμένη προσπάθεια πραγματοποιείται, βασισμένη σε υπολογιστικούς πόρους που περιλαμβάνουν



εφαρμογές της θεωρίας πυκνότητας συναρτησιακού (DFT) και βιβλιογραφικές βάσεις δεδομένων υλικών, προς την ταυτοποίηση υλικών με δυνητικά βέλτιστα χαρακτηριστικά.

Μελέτες σε μεταϋλικά<sup>[52]</sup> προσφέρουν νέα ευρήματα για τα φορτία χώρου κατά την εκπομπή αναπροσαρμόζοντας τα γνωστά όρια και δημιουργώντας νέες δυνατότητες για τα προφίλ εκπομπής.

Ευρήματα της βιβλιογραφίας<sup>[53]</sup> για τη φωτοεκπομπή από τοπολογικούς μονωτές έχουν εισαγάγει καινοτόμα χαρακτηριστικά σε σχέση με το σπιν των δεσμών ηλεκτρονίων που παράγονται μέσω της διαδικασίας. Σε γενικές γραμμές, οι τοπολογικοί μονωτές αποτελούν μια ενδιαφέρουσα κατηγορία υλικών που θα μπορούσε να αποδειχθεί μια ελπιδοφόρα επιλογή προς τη διαμόρφωση νέων, πιο εκλεπτυσμένων προφίλ εκπομπής.

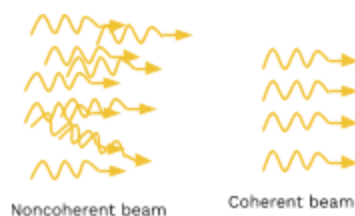
## Κεφάλαιο 6 Παραγωγή της δέσμης ηλεκτρονίων και σύστημα LASER

Στις διατάξεις FEL, η συνήθως προτιμώμενη μέθοδος για την εξαγωγή των ηλεκτρονίων είναι η φωτοεκπομπή. Η εν λόγω διαδικασία απαιτεί τη χρήση παλμών ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, που παράγονται από κατάλληλο σύστημα laser και προσπίπτουν στο υλικό της φωτοκαθόδου. Το ενδιαφέρον σημείο γύρω από τη διαδικασία της φωτοεκπομπής συνίσταται στο γεγονός πως η διαμόρφωση των χωροχρονικών χαρακτηριστικών των παλμών του laser αποτελεί έναν άμεσο τρόπο ελέγχου των παραγόμενων χωροχρονικών χαρακτηριστικών της δέσμης των ηλεκτρονίων. Ως αποτέλεσμα, τα επιλεγόμενα προφίλ των προσπίπτοντων παλμών καθίσταται καίριας σημασίας για την τελική απόδοση της διάταξης.

Στο έκτο κεφάλαιο παρουσιάζονται κάποια βασικά στοιχεία γύρω από τη φυσική και τεχνολογία των laser, καθώς και οι επιθυμητές παράμετροι για το laser της εφαρμογής μας. Εκθέτονται τα αποτελέσματα σύντομων προσομοιώσεων που σχετίζονται στενά με τα χαρακτηριστικά των παλμών του laser και της αρχικής δέσμης, με σκοπό την επιβεβαίωση ή την προσαρμογή των θεωρητικών προβλέψεων. Τέλος, γίνεται μια πρόταση αναφοράς για ένα σύστημα laser κατάλληλο για το υλικό της φωτοκαθόδου που έχει επιλεγεί, υποστηριζόμενη από την τρέχουσα βιβλιογραφία.

### 6.1 Βασικές έννοιες της φυσικής των LASER

Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που παράγεται από ένα σύστημα laser, διαφέρει από εκείνη που παράγεται από άλλες πηγές, λόγω της μονοχρωματικότητας, συμφωνίας και κατευθυντικότητας που εμφανίζει <sup>[54],[55]</sup>.



Εικόνα 6.1: Ένα ασύμφωνο και σύμφωνο προφίλ δέσμης.

Η μονοχρωματικότητα της δέσμης υποδεικνύει πως αποτελείται από φωτόνια ταυτόσημης ή ασθενώς διαφοροποιούμενης συχνότητας. Ο όρος της συμφωνίας (coherence) μιας ηλεκτρομαγνητικής δέσμης περιλαμβάνει πολλαπλές έννοιες που σχετίζονται με χρονικά ή χωρικά χαρακτηριστικά. Ένα σήμα ονομάζεται "χρονικά σύμφωνο" (temporally coherent) όταν υπάρχει σταθερή συσχέτιση μεταξύ του πλάτους ή της φάσης του ίδιου ή άλλου σήματος, σε προγενέστερους ή μεταγενέστερους χρόνους. Όταν η χρονική σχέση αφορά το ίδιο σήμα, ο βαθμός συσχέτισης υποδεικνύει επίσης τον βαθμό μονοχρωματικότητας του σήματος. Η χωρική συμφωνία (spatial coherence) υποδηλώνει τη συσχέτιση των στιγμιαίων πλάτων, και ιδίως των φάσεων, μεταξύ οποιωνδήποτε δύο σημείων ενός μετώπου της δέσμης. Αν οι φάσεις τους ταυτίζονται

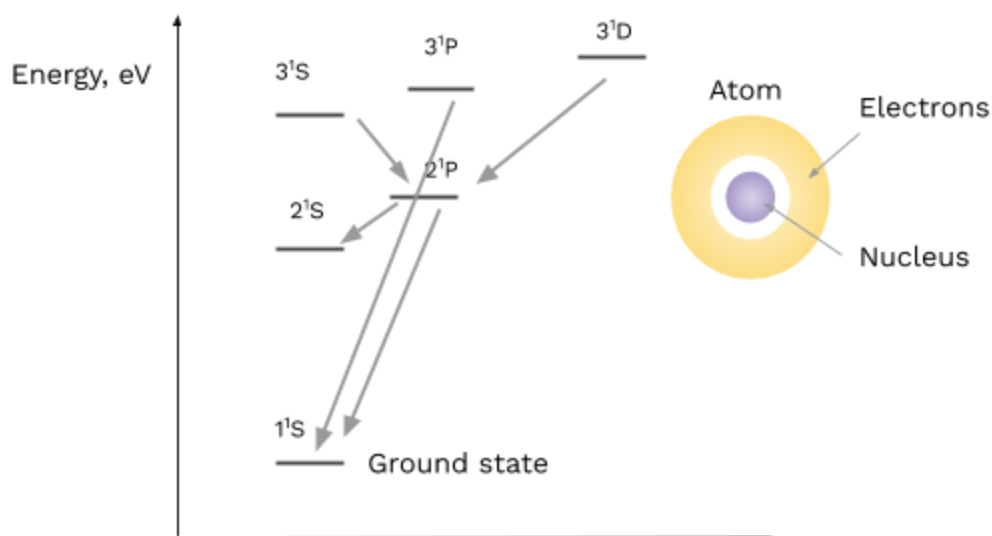
για κάθε χρονική στιγμή τότε μπορεί να ειπωθεί πως υπάρχει τέλεια χωρική συμφωνία για τα σημεία.

Η ακτίνα μιας δέσμης laser αναμένεται επίσης να είναι πολύ κατευθυντική (collimated), με καθορισμένο, μικρό πλάτος. Μπορεί να παρουσιάσει μικρή διαπλάτυνση λόγω φαινομένων περίθλασης. Τα φαινόμενα ποσοτικοποιούνται ως γωνιακή απόκλιση με  $\theta_d = \frac{1,22\lambda}{D}$ , όπου  $\lambda$  το μήκος κύματος και D η αρχική οπή εξαγωγής της δέσμης.

### Ενεργειακές καταστάσεις και μεταβάσεις<sup>[54]</sup>

Το πρώτο βήμα προς την κατανόηση της θεωρίας πίσω από την εκπομπή ακτινοβολίας laser, είναι να αποδεχθούμε ότι κάθε άτομο, μόριο, ή κρύσταλλος έχει ένα χαρακτηριστικό σύνολο διακριτών (κβαντικών) ενεργειακών επιπέδων. Το χαμηλότερο επίπεδο ενέργειας ονομάζεται βασική κατάσταση (ground ή vacuum state), ενώ τα υψηλότερα ενεργειακά επίπεδα ονομάζονται διεγερμένες καταστάσεις (excited states).

Η μετάβαση σε υψηλότερο επίπεδο ενέργειας (excitation) γίνεται συνήθως με την απορρόφηση ενός φωτονίου κατάλληλου μήκους κύματος ή με τη σύγκρουση με ενεργητικά ηλεκτρόνια. Οι επιτρεπόμενες μεταβάσεις από υψηλότερες σε χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις (relaxation ή deexcitation) μπορούν να πραγματοποιηθούν κυρίως με εκπομπή φωτονίων, ενώ σε κρυστάλλους, μπορούν επίσης να πραγματοποιηθούν με θέρμανση του περιβάλλοντος πλέγματος.



Εικόνα 6.2: Ένα χαρακτηριστικό διάγραμμα των κβαντικών ενεργειακών επιπέδων ενός ατόμου. Τα βέλη υποδεικνύουν τις επιτρεπόμενες μεταβάσεις μεταξύ των ενεργειακών καταστάσεων.

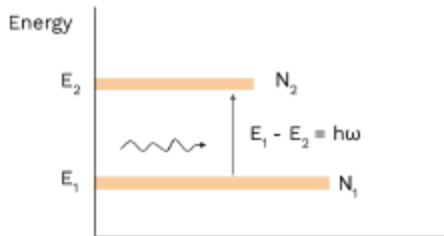
Στη συνέχεια περιγράφονται τρεις βασικοί μηχανισμοί που σχετίζονται με την αλληλεπίδραση της ύλης με φωτόνια. Για απλότητα, μελετάται υλικό που αποτελείται από μεγάλο αριθμό ατόμων που χαρακτηρίζονται από δύο διακριτά επίπεδα ενέργειας.

**Απορρόφηση φωτονίων.** ένα άτομο μπορεί να απορροφήσει ένα φωτόνιο και να διεγερθεί σε υψηλότερο επίπεδο ενέργειας μόνο όταν το φωτόνιο φέρει ενέργεια ακριβώς ίση με την ενεργειακή διαφορά των αρχικών και τελικών επιπέδων του ατόμου. Η αλληλεπίδραση διέπεται από τη θεωρία της Κβαντομηχανικής, με την

αλληλεπίδραση φωτονίου-ατόμου να θεωρείται διαταραχή στην αρχική ατομική κατάσταση. Όπως μπορεί να αποδειχθεί αναλυτικά, υπάρχει πεπερασμένη πιθανότητα η απορρόφηση του φωτονίου να πραγματοποιηθεί αποτελεσματικά.

Σε μακροσκοπικό επίπεδο, ο αριθμός των διεγερμένων μεταβάσεων ανά μονάδα χρόνου, όταν φωτόνια χτυπούν ένα υλικό, δίνεται ως

$$\frac{dN_2}{dt} = Kn(t)N_1(t), \quad (6.1)$$



όπου  $N_2(t)$  είναι ο αριθμός των ατόμων που καταλαμβάνει την  $E_2$  ενεργειακή κατάσταση,  $N_1(t)$  είναι ο αριθμός των ατόμων στην  $E_1$  κατάσταση και  $n(t)$  είναι ο αριθμός των φωτονίων ανά όγκο που χτυπά το υλικό.

Εικόνα 6.3: Οι πληθυσμοί  $N_1$  και  $N_2$  αντιστοιχούν στον αριθμό των ατόμων στην  $E_1$  και την  $E_2$  κατάσταση αντίστοιχα. Ένα φωτόνιο που φέρει ακριβώς την ενεργειακή διαφορά μεταξύ των αρχικών και τελικών επιπέδων ενέργειας μπορεί να απορροφηθεί.

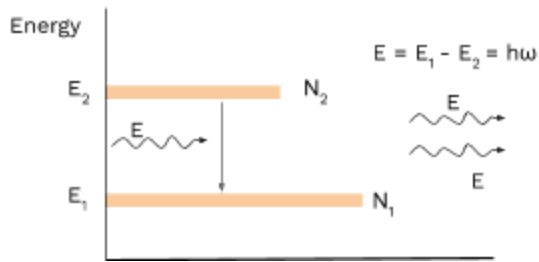
**Εξαναγκασμένη εκπομπή:** κάθε φωτόνιο που προσπίπτει σε ένα διεγερμένο άτομο μπορεί να προκαλέσει τη μετάβασή του σε ένα χαμηλότερο επίπεδο, εκπέμποντας ένα δεύτερο φωτόνιο. Για να γίνει πιο κατανοητό το φαινόμενο, θα πρέπει κάποιος να επικεντρωθεί στην κυματική φύση των φωτονίων. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία του προσπίπτοντος κύματος προκαλούν την ταλάντωση των ατομικών ηλεκτρονίων σε συντονισμό με το προσπίπτον "σήμα". Προκειμένου η διαδικασία να πραγματοποιηθεί αποτελεσματικά, το προσπίπτον φωτόνιο πρέπει να φέρει ενέργεια ίση με την ενεργειακή διαφορά των δύο ατομικών καταστάσεων. Το αποτέλεσμα της διαδικασίας είναι ένα παραγόμενο φωτόνιο που αναμένεται να έχει την ίδια ενέργεια επίσης.

Ένα σημαντικό στοιχείο για το μηχανισμό, αποτελεί το γεγονός ότι το παραγόμενο φωτόνιο εκτός του ότι μεταφέρει την ενεργειακή διαφορά μεταξύ των καταστάσεων για λόγους διατήρησης της ενέργειας, κινείται επίσης προς την ίδια ακριβώς κατεύθυνση με το προσπίπτον φωτόνιο, με χωρικά και χρονικά σύμφωνο τρόπο. Το φαινόμενο διέπεται από την κβαντομηχανική και μπορεί να αντιμετωπιστεί χρησιμοποιώντας τη θεωρία διαταραχών, με την αλληλεπίδραση ατόμου-φωτονίου να θεωρείται ως διαταραχή της αρχικής ατομικής κατάστασης.

Σε μακροσκοπικό επίπεδο ο ρυθμός μετάβασης μπορεί να περιγραφεί με την έκφραση

$$\frac{dN_2}{dt} = -Kn(t)N_2(t) \quad (6.2)$$

Γίνεται εμφανές πως η σχέση μεταξύ του ρυθμού μετάβασης και της προσπίπτουσας πυκνότητας φωτονίων είναι ανάλογη, ενώ οι συντελεστές πιθανότητας  $K$  για τη εξαναγκασμένη εκπομπή και την απορρόφηση φωτονίων είναι ταυτόσημοι. Η εξαναγκασμένη εκπομπή αποτελεί τον θεμέλιο μηχανισμό για την παραγωγή ακτινοβολίας λέιζερ.



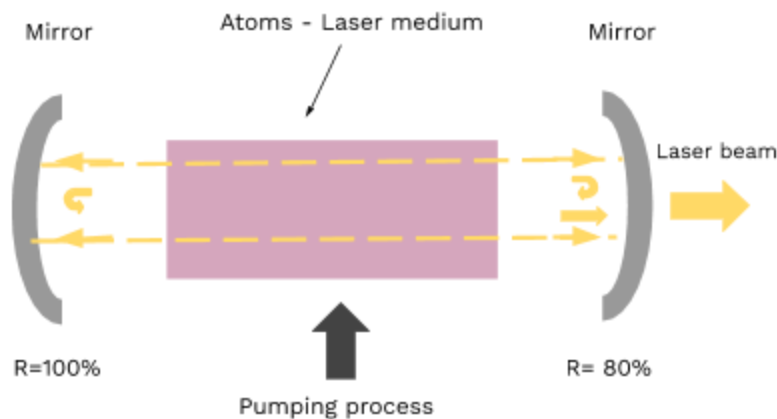
Εικόνα 6.4: Οι πληθυσμοί  $N_1$  και  $N_2$  αντιστοιχούν στον αριθμό των ατόμων στην κατάσταση  $E_1$  και  $E_2$  αντίστοιχα. Η εξαναγκασμένη εκπομπή πραγματοποιείται όταν φωτόνιο χτυπά ένα διεγερμένο άτομο και προκαλεί τη μετάβασή του σε μια κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας με την εκπομπή ενός δεύτερου φωτονίου.

**Αυθόρμητη εκπομπή:** ονομάζεται επίσης φθορισμός (fluorescence), ενεργειακή διάσπαση (spontaneous energy-decay rate) ή ενεργειακή χαλάρωση (relaxation) και συμβαίνει όταν ένα άτομο που καταλαμβάνει μια διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση "πηδά" σε μια χαμηλότερη εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Το εκπεμπόμενο φωτόνιο μεταφέρει ενέργεια ίση με την ενεργειακή διαφορά των καταστάσεων. Η αυθόρμητη διαφέρει από τη διεγερμένη εκπομπή, λόγω της απουσίας εξωτερικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που θα μπορούσε να λειτουργήσει ως σήμα. Συμβαίνει με αυθόρμητο τρόπο παράγοντας φωτόνια γνωστής ενέργειας αλλά μη προβλέψιμη κατεύθυνσης στο χώρο. Όπως και οι προηγούμενες διαδικασίες, η αυθόρμητη εκπομπή μπορεί να αντιμετωπιστεί χρησιμοποιώντας έννοιες και φορμαλισμό της κβαντικής μηχανικής. Μακροσκοπικά, ο ρυθμός μετάβασης δίνεται ως

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma_{21}N_2(t). \quad (6.3)$$

#### Το σύστημα LASER<sup>[54]</sup>

Τα συστήματα λέιζερ είναι επιστημονικές διατάξεις που παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, χαρακτηριζόμενη από υψηλή συμφωνία, ένταση, κατευθυντικότητα και φασματική καθαρότητα. Διαθέτουν μια ποικιλία πιθανών διατάξεων, με τους δύο κυριότερους τύπους να συνίστανται στους ενισχυτές, όπου η ακτινοβολία περνά εντός τους μία φορά και διαφεύγει ενισχυμένη και στους ταλαντωτές όπου η ακτινοβολία ανακλάται και διασχίζει πολλαπλώς το εσωτερικό, μέχρι να διαφύγει ενισχυμένη. Μια αντιπροσωπευτική αρχιτεκτονική της κοιλότητας ταλαντωτή περιγράφεται παρακάτω.



Εικόνα 6.5: Διάταξη ενός τυπικού ταλαντωτή Laser.

Τα βασικά στοιχεία ενός ενός ταλαντωτή συνίστανται

- σε ένα ενεργό μέσο (active medium) που αποτελείται από άτομα, μόρια, ιόντα ή έναν ημιαγώγιμο κρύσταλλο,
- μια διαδικασία άντλησης ενέργειας που χρησιμοποιείται για να διεγείρει τα άτομα του ενεργού μέσου σε υψηλότερα επίπεδα ενέργειας
- σε οπτικά στοιχεία που ανακλούν τη δέσμη της ακτινοβολίας ώστε να περάσει διαμέσου του ενεργού μέσου επανειλημμένα.

Η συνολική διάταξη είναι γνωστή και ως κοιλότητα laser (laser cavity).

Για να εκπεμφθεί ακτινοβολία λέιζερ επιτυχώς, πρέπει να πραγματοποιηθεί αρχικά συνθήκη *αναστροφής πληθυσμού (population inversion)*. Η συνθήκη συνεπάγεται ότι ο αριθμός των διεγερμένων ατόμων του ενεργού μέσου είναι μεγαλύτερος από αυτών σε καταστάσεις χαμηλότερης ενέργειας. Μόλις πραγματοποιηθεί η άντληση του συστήματος και επιτευχθεί η αναστροφή του πληθυσμού, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μπορεί να ενισχυθεί *σύμφωνα* εντός μιας συγκεκριμένης, στενής ζώνης συχνοτήτων, καθώς διέρχεται από το μέσο. Οι καθρέπτες σε κάθε άκρο του ταλαντωτή λέιζερ ευθυγραμμίζονται προσεκτικά έτσι ώστε τα κύματα να μπορούν να ανακλώνται μεταξύ τους με πολύ μικρή απώλεια ανά διαδρομή. Εάν η καθαρή ενίσχυση του λέιζερ μεταξύ των καθρεπτών υπερβαίνει την καθαρή απώλεια ανακλάσεων στους καθρέπτες, τότε θα δημιουργηθούν σύμφωνες οπτικές ταλαντώσεις εντός του συστήματος. Το αποτέλεσμα της συνολικής διαδικασίας είναι η δημιουργία μιας εξαιρετικά κατευθυντικής και μονοχρωματικής σύμφωνης δέσμης που εξέρχεται από το σύστημα λέιζερ.

## 6.2 Παράμετροι του laser

Πριν από την επιλογή του κατάλληλου συστήματος laser, οι κύριες επιθυμητές παράμετροι προσδιορίζονται σε συμφωνία με τις απαιτήσεις της εφαρμογής μας.

### Μήκος κύματος του laser

Το μήκος κύματος<sup>[16],[54]</sup> συνήθως απαιτείται να διαθέτει τιμή κοντά στο έργο εξόδου του υλικού της φωτοκαθόδου προκειμένου να παραχθούν δέσμες ηλεκτρονίων χαμηλής περίσσειας ενέργειας και επακόλουθα χαμηλής εγγενούς εκπεμπιμότητας, όπως φαίνεται στον πίνακα 5.1. Σε τεχνικό επίπεδο, συνδέεται με το ενεργό μέσο του λέιζερ, όχι πάντα άμεσα, καθώς το αρχικό μήκος κύματος της δέσμης που παράγεται από το σύστημα λέιζερ μπορεί να αναδιαμορφωθεί με τη χρήση κατάλληλων τεχνικών.

### Διάρκεια παλμού<sup>[16]</sup>

Επιλέγεται ώστε να επιτρέπει μία ομοιόμορφη εκπομπή που μετριάζει την επίδραση των πεδίων φορτίου χώρου και ταυτόχρονα επιτρέπει την διαμόρφωση του προφίλ του παλμού. Η χαμηλότερη δυνατή διάρκεια παλμού καθορίζεται από το χρόνο διέλευσης των ηλεκτρονίων εντός του υλικού της φωτοκαθόδου, που ενδεικτικά εκτιμάται στα 300 fs για μεταλλικές καθόδους και τυπικές ενέργειες ηλεκτρονίων φωτοεκπομπής. Η υψηλότερη δυνατή διάρκεια του παλμού συνίσταται να είναι μερικοί βαθμοί του κύκλου RF. Όσον αφορά η χρονική ολίσθηση (jitter) του παλμού, θα πρέπει να είναι μικρότερη του ενός βαθμού του κύκλου RF για τη διατήρηση της διαμήκους εκπεμπιμότητας της δέσμης ηλεκτρονίων.

Συχνότητα κοιλότητας	Κύκλος RF	Μέγιστη διάρκεια παλμού	Μέγιστο Jitter
3 GHz	333 ps	~ 10 ps	~ 1 ps
12 GHz	83 ps	~ 2,5 ps	~ 0,25 ps

Σε τεχνικό επίπεδο<sup>[54]</sup>, η μακρύτερη διάρκεια παλμού Laser καθορίζεται από τη διάρκεια ζωής φθορισμού του υλικού.

Πρέπει να τονιστεί ότι υπάρχουν πολλά στάδια για το σχηματισμό των τελικών παλμών ακτινοβολίας, με πληθώρα τεχνικών να είναι δυνατόν να εφαρμοστεί για την επιμήκυνση ή τη σμίκρυνση της αρχικής διάρκειας του παλμού.

#### Η ενέργεια του παλμού<sup>[16]</sup>

Η επιθυμητή τιμή της ενέργειας του παλμού καθορίζεται με βάση την κβαντική απόδοση του υλικού για δεδομένο μήκος κύματος λέιζερ και το απαιτούμενο εξαχθέν φορτίο της δέσμης.

$$QE = \frac{n_e}{n_{\text{photon}}} = \frac{hf \text{ (eV)}}{E_{\text{Laser}} \text{ (Joule)}} q \text{ (C)} \quad (6.4)$$

Για την εξαγωγή μιας δέσμης φορτίου 75 pC χρησιμοποιώντας ακτινοβολία λέιζερ γνωστού μήκους κύματος και γνωρίζοντας την πειραματική τιμή κβαντικής απόδοσης, μπορεί άμεσα να εκτιμηθεί η απαιτούμενη ενέργεια παλμού.

Πίνακας 6.1: Σύντομη λίστα με υλικά φωτοκαθόδου, το αντίστοιχο μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας λέιζερ, τη κβαντική απόδοση και την ενέργεια παλμού που απαιτείται για την απελευθέρωση 75 pC φορτίου από την κάθοδο.

Υλικό	QE	Φωτόνιο λ (nm)	Ενέργεια φωτονίου (eV)	Ενέργεια παλμού
Χαλκός	$1,4 \times 10^{-4}$	250	4,96	26,6 μJ
Μαγνήσιο	$5 \times 10^{-4}$	266	4,66	6,9 μJ
Μόλυβδος	$2,7 \times 10^{-3}$	214	5,8	1,65 μJ
Cs <sub>2</sub> Te	0,092	266	4,66	38,3 nJ
K <sub>2</sub> CsSb	0,1	532	2,33	17,5 nJ
GaAs: Cs, πολωμένο	0,01	843	1,47	110,3 nJ
GaAs: Cs, μη πολωμένο	0,1	532	2,33	17,5 nJ

Σε πρακτικό επίπεδο<sup>[54]</sup>, η διάρκεια ζωής και η αποθηκευμένη ενέργεια της διεγερμένης κατάστασης του ενεργού μέσου του λέιζερ, καθώς και το πρακτικό όριο βλάβης των οπτικών στοιχείων τη κοιλότητας, καθορίζουν τη μέγιστη ενέργεια και ισχύ που μπορεί να παραχθεί.

#### Υλικό με ευρεία μεταβολή μήκους κύματος

Για την αποτελεσματική ρύθμιση των φαινομένων, είναι επιθυμητό το ενεργό μέσο του λέιζερ να μπορεί να παρέχει παλμούς σε ένα ευρύ διάστημα μηκών κύματος.

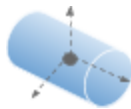
#### Ο ρυθμός επαναληψιμότητας<sup>[16]</sup>

Ο ρυθμός επαναληψιμότητας (repetition rate) πρέπει να είναι προσαρμοσμένος, είτε στη θεμελιώδη συχνότητα RF του φωτοεγχυτή στο διάστημα MHz - GHz, είτε σε μια αρμονική/υπο-αρμονική συχνότητά του.

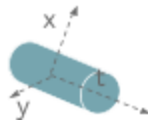
#### Εγκάρσιο και διαμήκες προφίλ δέσμης<sup>[16],[54]</sup>

Η εκπεψιμότητα της δέσμης ηλεκτρονίων μπορεί να ελαχιστοποιηθεί διαμορφώνοντας το εγκάρσιο και διαμήκες προφίλ του παλμού λέιζερ που προσπίπτει. Τα συνήθη προφίλ που επιλέγονται συνίστανται στο Κυλινδρικό (Cylindrical ή Beer-can), το Γκαουσιανό (truncated Gaussian) και στο Ελλειψοειδές (Ellipsoidal).

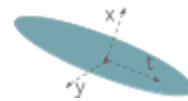
Gaussian



Flat-Top temporal - Cylinder



Ellipsoidal



Σε τεχνικό επίπεδο, το εγκάρσιο προφίλ μπορεί να διαμορφωθεί από τη γεωμετρία του ταλαντωτή, την κατάλληλη τοποθέτηση των καθρεπτών και την επικάλυψη του προφίλ της άντλησης με τα εγκάρσια ηλεκτρομαγνητικά πεδία που διαμορφώνονται εντός της κοιλότητας συντονισμού. Μια σειρά από τεχνικές διαμόρφωσης του προφίλ μπορούν επίσης να εφαρμοστούν έπειτα στην έξοδο του παλμού από την κοιλότητα του laser<sup>[16]</sup>.

#### Σταθερότητα στόχευσης (Pointing stability)<sup>[56]</sup>

Ο όρος δηλώνει πόσο καλά εστιασμένη παραμένει η δέσμη του λέιζερ στο αρχικό σημείο που έχει τεθεί ως στόχος. Συνήθως, διατηρείται εντός λίγων εκατοστών του μεγέθους της κηλίδας.

#### Αξιοπιστία

Το σύστημα Laser που θα επιλεγθεί ως σύστημα αναφοράς θα ήταν ωφέλιμο να έχει ήδη λειτουργήσει ομαλά και αποτελεσματικά σε υπάρχουσα διάταξη.

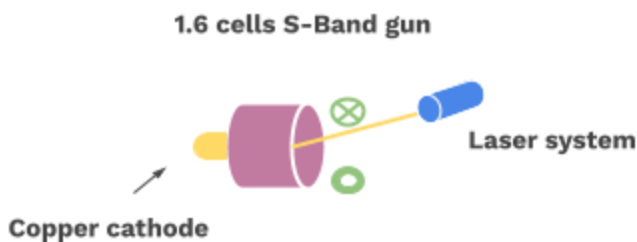


### 6.3 Τα χαρακτηριστικά των παλμών laser, τα σχετιζόμενα φαινόμενα και οι προσομοιώσεις

Μια σειρά από φαινόμενα λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής αλλά και κατά την αρχική επιτάχυνση της δέσμης, καθορίζοντας το επιθυμητό σχήμα της δέσμης των σωματιδίων και συνεπακόλουθα τα επιθυμητά χαρακτηριστικά των παλμών λέιζερ.

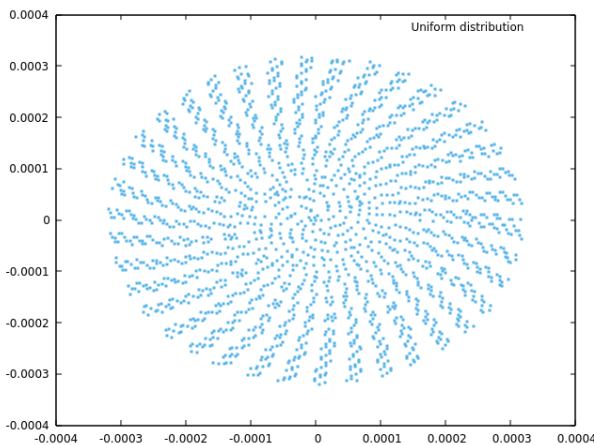
#### 6.3.1 Το εγκάρσιο προφίλ του παλμού

Το εγκάρσιο προφίλ του παλμού λέιζερ σχετίζεται άμεσα με το εγκάρσιο προφίλ της δέσμης και εμπλέκεται σε πολλαπλά φαινόμενα που διαμορφώνουν την τελική απόδοση της διάταξης. Δύο συχνά χρησιμοποιούμενα προφίλ 2D μελετώνται με τη χρήση του προσωμοιωτικού κώδικα ASTRA. Ως σύστημα μελέτης επιλέγεται ένα s-band (3 GHz) πυροβόλο ηλεκτρονίων 1.6 τμημάτων, που διαθέτει μια κάθοδο χαλκού.

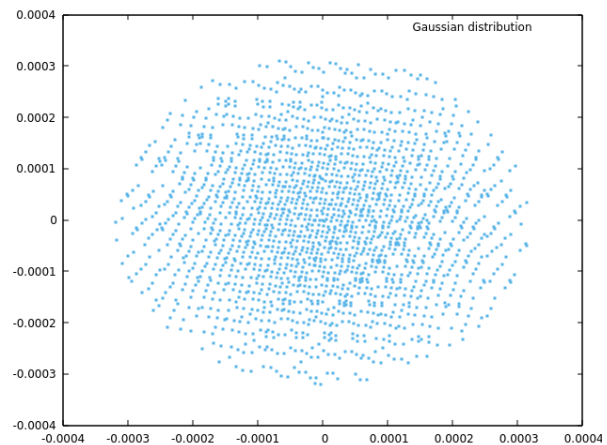


Εικόνα 6.6: Το σύστημα που επιλέγεται να προσομοιωθεί για τα δύο εγκάρσια προφίλ παλμού laser.

Ομοιόμορφη (2D Uniform) κατανομή

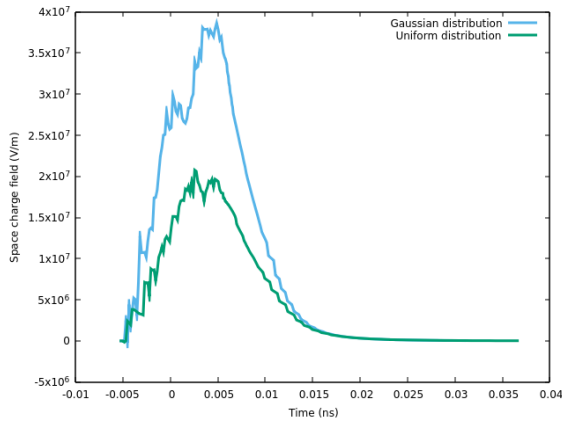


Γκαουσιανή (Gaussian) 2D κατανομή

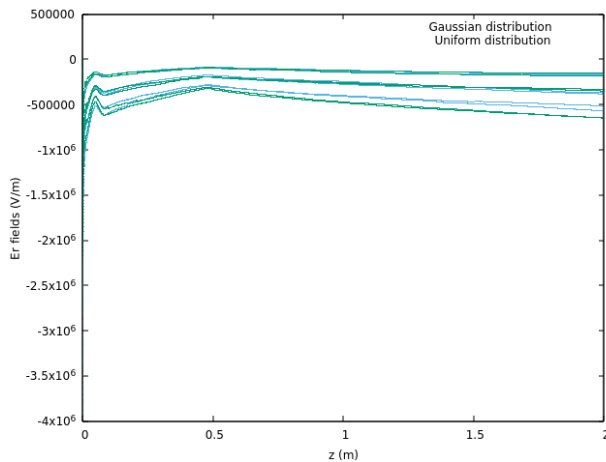


Και τα δύο προφίλ παλμού επιλέγονται να έχουν παρόμοια τιμή rms πλάτους 0,16 mm. Τα πεδία φορτίων χώρου και οι τιμές εκπεψιμότητας συγκρίνονται για τα δύο προφίλ. Το διαμήκες προφίλ είναι ταυτόσημο για τις δύο κατανομές και συνίσταται σε ένα flat-top προφίλ με διάρκεια FWHM των 10 ps.

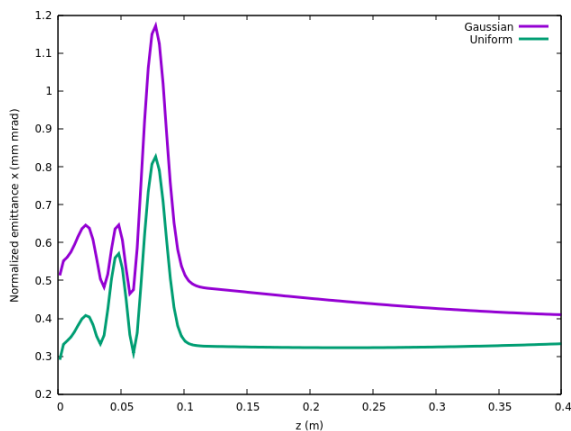
## Εγκάρσια κατανομή και προσομοίωση ASTRA



Γράφημα 6.1: Το διαμήκες πεδίο φορτίου χώρου στο κέντρο της καθόδου του χαλκού συναρτήσει του χρόνου. Εμφανώς, η ομοιόμορφη κατανομή παρουσιάζει χαμηλότερα πεδία φορτίου χώρου.



Γράφημα 6.2: Τα ακτινικά πεδία έναντι της απόστασης  $z$ . Δεν εμφανίζονται σημαντικές διαφορές στις τιμές πεδίου που καταγράφονται και για τις δύο κατανομές.

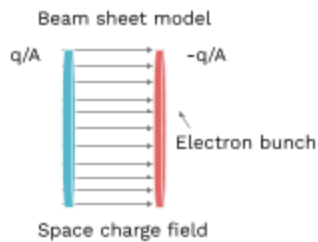


Γράφημα 6.3: Η κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεψιμότητα έναντι της διαμήκουσ απόστασης από τη φωτοκάθοδο. Προφανώς η ομοιόμορφη εγκάρσια κατανομή παρέχει χαμηλότερη τελική τιμή εκπεψιμότητας.

Γίνεται εμφανές πως το ομοιόμορφο εγκάρσιο προφίλ προσφέρει σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι του γκαουσιανού, που σχετίζονται τόσο με τα φαινόμενα χωρικού φορτίου όσο και με την τελική κανονικοποιημένη τιμή εκπεψιμότητας.

### 6.3.2 Το καθρευτικό φορτίο χώρου και το ελάχιστο εγκάρσιο πλάτος παλμού

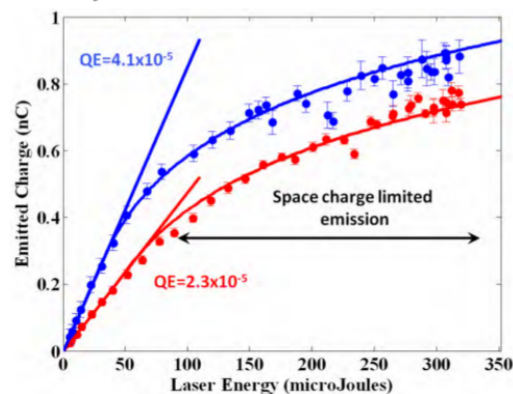
Κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής, τα ηλεκτρόνια βιώνουν την επίδραση του δικού τους θετικού καθρευτικού φορτίου<sup>[16]</sup> από την επιφάνεια της καθόδου. Ως αποτέλεσμα, αναπτύσσεται ένα πεδίο,  $E_{SC}$ , που δρα ελκτικά προς την κάθοδο για τη δέσμη και έχει αντίθετη φορά από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο RF. Όταν το  $E_{SC}$  ισούται με το  $E_{Applied}$ , η εκπομπή των ηλεκτρονίων υφίσταται κορεσμό. Το αποτέλεσμα μπορεί να προκαλέσει την πλήρη διακοπή της διαδικασίας της φωτοεκπομπής ή την μη ομοιόμορφη εγκάρσια εκπομπή, με ορισμένες μόνο περιοχές καθόδου να εκπέμπουν ηλεκτρόνια.



Εικόνα 6.7: Τα ηλεκτρόνια αφήνουν το υλικό δημιουργώντας μια θετικά φορτισμένη περιοχή που έλκει τη δέσμη ηλεκτρονίων. Το πεδίο που αναπτύσσεται λόγω της καθρευτικού φορτίου αναπαρίσταται στην εικόνα. Το πλάτος του εκτιμάται σύμφωνα με το μοντέλο του λεπτού φύλλου και θεωρώντας τη δέσμη των ηλεκτρονίων ως ένα πολύ λεπτό φύλλο φορτίου.

Η οριακή κατάσταση κατά την οποία ταυτίζονται το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο του πυροβόλου και το αναπτυσσόμενο ελκτικό, δίνεται ως  $E_{SC} = \frac{q}{A\epsilon_0} = \frac{\sigma_{SC}}{\epsilon_0} = E_0 \cos(\phi_0) = E_{Applied}$  όπου  $q$  ισούται με το φορτίο δέσμης,  $A$  είναι η εκπεμπόμενη περιοχή δέσμης, το  $E_0$  είναι το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο RF και  $\phi_0$  η φάση RF κατά την εκπομπή.

Όπως φαίνεται στο παρακάτω γράφημα, για μια σταθερή περιοχή εκπομπής, υπάρχει ένα διάστημα πυκνοτήτων φορτίου όπου η εκπομπή πραγματοποιείται ομαλά. Σε αυτό το διάστημα, το φορτίο που εκπέμπεται είναι μια γραμμική συνάρτηση της ενέργειας παλμού λέιζερ  $q_{bunch} = \frac{eE_{Laser}QE}{h\nu}$ . Όταν το φορτίο δέσμης που εξάγεται δημιουργεί πεδίο καθρευτικού φορτίου συγκρίσιμο με το εφαρμοζόμενο RF ηλεκτρικό πεδίο, προκύπτουν φαινόμενα κορεσμού. Ως αποτέλεσμα, το φορτίο δέσμης δεν αυξάνεται πλέον με την αύξηση της ενέργειας παλμού λέιζερ.

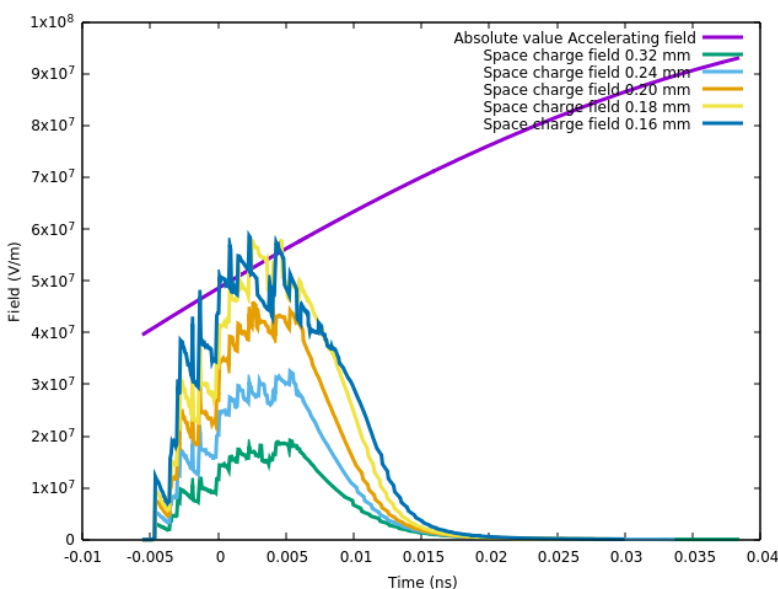


Σχήμα 6.8: Το μετρούμενο φορτίο δέσμης έναντι της ενέργειας του παλμού λέιζερ.<sup>[16]</sup>

### Προσομοίωση οριακής τιμής επιφανειακής πυκνότητας φορτίου

Ως σύστημα μελέτης επιλέγεται ένα s-band (3 GHz) πυροβόλο ηλεκτρονίων, 1.6 τμημάτων, που διαθέτει μια κάθοδο χαλκού και συνοδεύεται από ένα σωληνοειδές εστίασης. Η δέσμη που εξάγεται συνίσταται σε 75 pC, το μέγιστο επιταχυντικό πεδίο της κοιλότητας είναι 100 MV/m, ενώ η φάση της εκπομπής αντιστοιχεί σε επιταχυνόμενο πεδίο  $E_{cath} = E_0 \sin(\phi) = -48 \text{ MV/m}$  στην κάθοδο.

Το παρακάτω γράφημα απεικονίζει τα διαμήκη πεδία φορτίου χώρου και επιτάχυνσης στην κάθοδο κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής για διάφορες τιμές εγκάρσιου πλάτους παλμού laser. Πραγματοποιείται μια σειρά προσομοιώσεων, χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA και μεταβάλλοντας μόνο την εγκάρσια περιοχή εκπομπής, A. Τα πεδία RF και φορτίου χώρου έχουν αντίθετες φορές που οδηγούν στα φαινόμενα κορεσμού. Η απόλυτη τιμή του αρνητικού πεδίου RF εμφανίζεται για ευκολότερη σύγκριση των συνεισφορών.



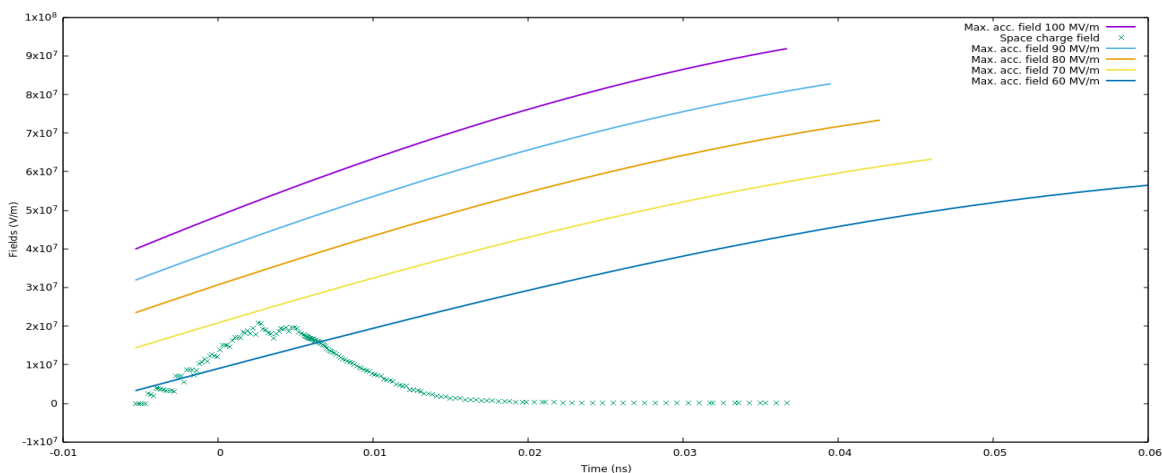
**Γράφημα 6.4:** Το γράφημα απεικονίζει το σταθερό διαμήκες εφαρμοζόμενο πεδίο RF της κοιλότητας στην κάθοδο και τα διαμήκη πεδία φορτίου χώρου κατά τη διάρκεια της φωτοεκπομπής. Οι πολλαπλές προσομοιώσεις αντιστοιχούν σε περιοχές εκπομπής διαφορετικής ακτίνας. Η περιοχή της εκπομπής συνίσταται σε μια ομοιόμορφη 2D κατανομή με  $\sigma_x = \sigma_y = R/2$  όπως δηλώθηκε στο πρόγραμμα ASTRA.

Το σύστημά μας αναμενόταν να παρουσιάσει αποτελέσματα κορεσμού για οποιαδήποτε περιοχή εκπομπής κάτω από  $A = 0,18 \text{ mm}^2$ , ή  $r_{min} = 0,24 \text{ mm}$ , σύμφωνα με την ισότητα  $E_{SC} = \frac{q}{A\epsilon_0} = E_0 \sin(\phi_0) = E_{Applied}$  όπου  $E_{Applied} = 48 \text{ MV/m}$  και  $q = 75 \text{ pC}$ .

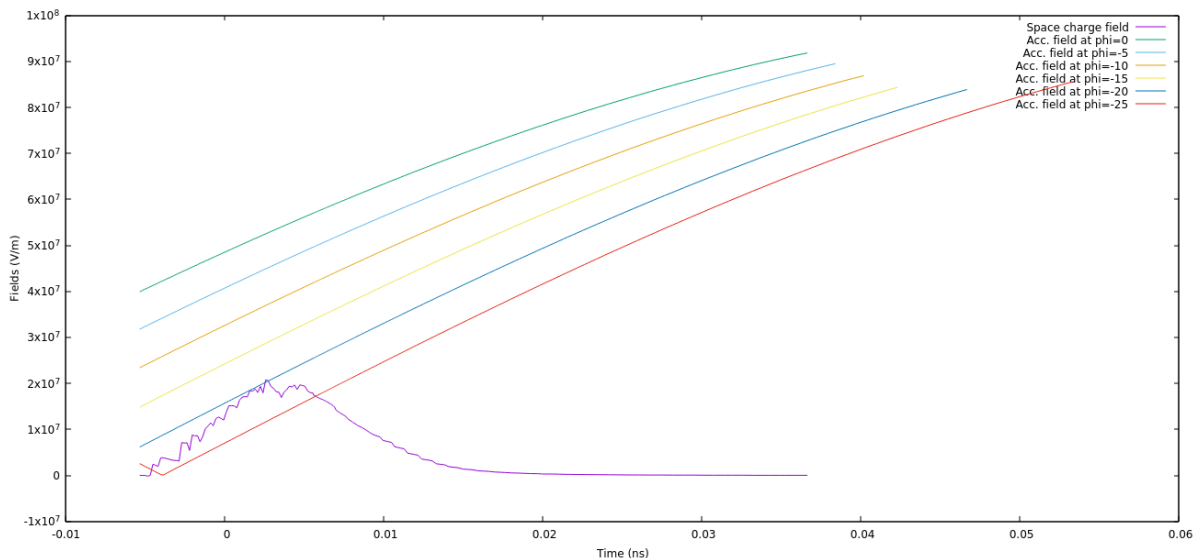
Τα αποτελέσματα των προσομοιωσεων μας ευθυγραμμίζονται με την αναμενόμενη τάση, παρουσιάζοντας όμως μια μικρή ποσοτική απόκλιση για το όριο εκπομπής. Συγκεκριμένα, τα πεδία φορτίου χώρου γίνονται συγκρίσιμα με την τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου για μια περιοχή εκπομπής ακτίνας  $r = 0,18 \text{ mm}$ , όταν το 0,08% του φορτίου δέσμης χάνεται στην κάθοδο. Αυτή η μικρή απόκλιση μπορεί να αποδοθεί στην προσεγγιστική φύση του μοντέλου του λεπτού φύλλου της δέσμης. Το μοντέλο αγνοεί την χρονική διάσταση της φωτοεκπομπής και το μη αμελητέο διαμήκες προφίλ της

εξαχθείσας δέσμης αλλά και τις απωστικές ακτινικές δυνάμεις που αυξάνουν άμεσα τη εγκάρσια περιοχή της δέσμης μειώνοντας την πυκνότητα του φορτίου.

Σε μια εναλλακτική προσέγγιση, εξετάζεται το φαινόμενο με το αρχικό πλάτος παλμών λέιζερ να διατηρείται σταθερό ενώ το εφαρμοζόμενο πεδίο να λαμβάνει μια σειρά τιμών. Πρέπει να αναφερθεί ότι το πεδίο φορτίου χώρου είναι ελαφρώς χαμηλότερο ενώ αυξάνει το εφαρμοζόμενο πεδίο, αλλά η διαφορά μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα στο πλαίσιο των συγκριτικών τάσεων που απεικονίζονται.



**Γράφημα 6.5:** Το πλάτος του παλμού λέιζερ διατηρείται σταθερό λαμβάνοντας την τιμή των 0,16 mm. Το πεδίο φορτίου χώρου στην κάθοδο απεικονίζεται με τη χρήση του κώδικα ASTRA. Μπορεί να θεωρηθεί περίπου σταθερό καθώς συγκρίνεται με την συνεισφορά του εφαρμοζόμενου πεδίου. Όπως φαίνεται για μέγιστα επιταχυντικά πεδία μικρότερα των 70 MV/m φαινόμενα κορεσμού είναι πιθανό να εμφανιστούν.



**Γράφημα 6.6:** Το πεδίο φορτίου χώρου στην κάθοδο απεικονίζεται για εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο 100 MV/m και μια βέλτιστη τιμή φάσης εκπομπής των ηλεκτρονίων που βρέθηκε κατά την εσωτερική σάρωση (autophase option) και θεωρείται ως  $\phi = 0$ . Το πλάτος του παλμού λέιζερ διατηρείται σταθερό λαμβάνοντας τιμή 0,16 mm. Η φάση

εκπομπής εκτείνεται σε ένα προκαθορισμένο διάστημα από -25 έως 0 βαθμούς αναφερόμενο ως προς την βέλτιστη τιμή φάσης που βρέθηκε. Η αλλαγή της φάσης συνεπάγεται αλλαγή και του πεδίου που "βλέπουν" τα ηλεκτρόνια εκπεμπόμενα με φαινόμενα κορεσμού να εμφανίζονται όταν η φάση έχει τιμή χαμηλότερη ή ίση με -20 degs.

Στην παρούσα υποενότητα διερευνήθηκαν τα φαινόμενα κορεσμού και η συνεξαρτώμενη σχέση πλάτους παλμού και εφαρμοσμένων πεδίων. Για ένα δεδομένο εφαρμοζόμενο πεδίο υπάρχει μια ελάχιστη τιμή πλάτους παλμού που μπορεί να χρησιμοποιηθεί, διατηρώντας μια ομαλή απόδοση. Υιοθετώντας μια εναλλακτική προσέγγιση, για ένα δεδομένο πλάτος παλμού υπάρχουν συγκεκριμένα διαστήματα τιμών που μπορεί να λάβει το εφαρμοζόμενο πεδίο στην κάθοδο.

### 6.3.3 Το 3D προφίλ του παλμού και η συνεισφορά φορτίου χώρου [16]

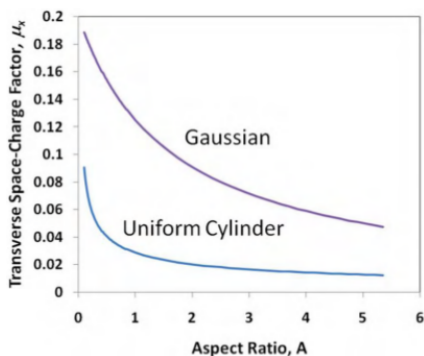
Τα δύο προφίλ δέσμης υπό μελέτη αποτελούνται από μια γκαουσιανή τρισδιάστατη και μια κυλινδρική τρισδιάστατη γεωμετρία. Σύμφωνα με τη θεωρία του Kim, η εκπεμπιμότητα φορτίου χώρου, εστιάζοντας στα εγκάρσια φαινόμενα, σχετίζεται στενά με το σχήμα δέσμης όπως υποδεικνύεται από τις ακόλουθες σχέσεις

$$\epsilon_x^{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k_z \sin(\phi_0)} \frac{I}{I_0} \mu_x(A) \quad (6.5) \quad \text{και} \quad \epsilon_z^{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k_z \sin(\phi_0)} \frac{I}{I_0} \mu_z(A) \quad (6.6)$$

όπου  $I$  είναι το μέγιστο ρεύμα στο κέντρο της δέσμης και το  $I_0$  είναι το χαρακτηριστικό ρεύμα των 17 kA.

Οι παράμετροι  $\mu$  και  $A$  ποικίλλουν ανάλογα με το σχήμα της δέσμης.

Gaussian 3D	$A_{\text{gaussian}} = \frac{\sigma_x}{\sigma_z}$	$\mu_x = \frac{1}{3A+5}$
Cylinder 3D	$A_{\text{cylinder}} = \frac{a}{L}$	$\mu_x = \frac{1}{35\sqrt{A}}$



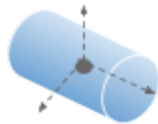
Εικόνα 6.9: Ο εγκάρσιος συντελεστής φορτίου χώρου έναντι του λόγου διαστάσεων  $A$ . [16]

Σύμφωνα με την εικόνα 6.9, ο συντελεστής φορτίου χώρου ενός ομοιόμορφα φορτισμένου κυλίνδρου είναι περίπου τέσσερις φορές χαμηλότερος από αυτόν ενός γκαουσιανού σχήματος δέσμης. Κατά συνέπεια, το κυλινδρικό σχήμα παλμού είναι σε θέση να παράγει δέσμες χαμηλότερης εκπεμπιμότητας φορτίου χώρου. Επίσης, η ελαχιστοποίηση των παραγόντων  $\mu$ , ευνοεί τη χρήση σχήματος “τηγανίτας” παρά “πούρου”, ή με άλλα λόγια μιας εγκάρσια πλατιάς έναντι μιας μακρόστενης κατανομής.

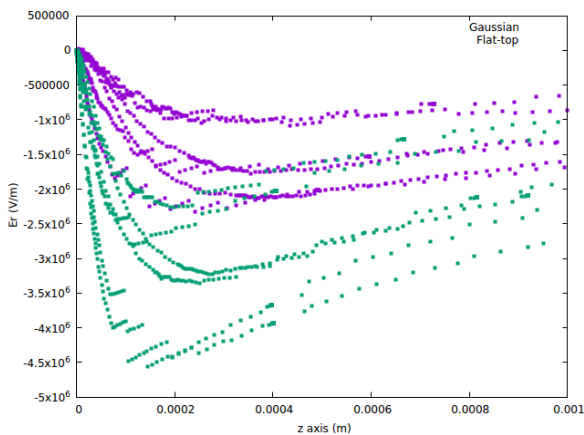
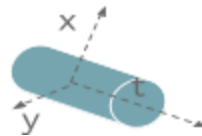
### Προσομοίωση ASTRA - Χωροχρονικό προφίλ δέσμης και πεδία φορτίου χώρου στην φωτοκάθοδο

Ένα S-band πυροβόλο ηλεκτρονίων με 1.6 τμήματα και με μια κάθοδο χαλκού αποτελεί το σύστημα μελέτης μας. Προσομοιώνονται δύο ανόμοια χωροχρονικά προφίλ γκαουσιανού και κυλινδρικού τύπου. Τα δύο προφίλ χαρακτηρίζονται από παρόμοιο συνολικό χρόνο εκπομπής και εγκάρσιο πλάτος και η προσομοίωση πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA.

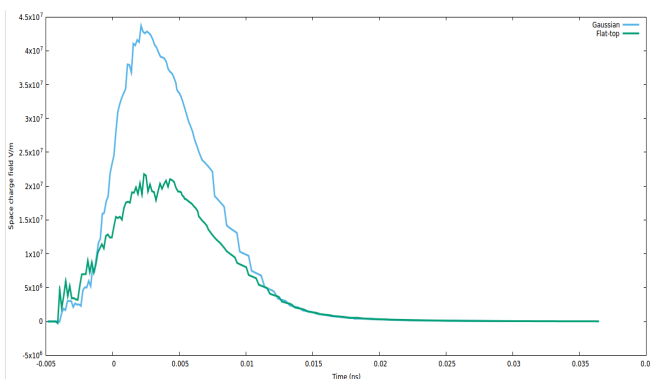
Gaussian  
Gaussian χρονικό και χωρικό



Cylinder  
Flat-top χρονικό - Uniform χωρικό



Γράφημα 6.7: Τα εγκάρσια πεδία φορτίου χώρου ως συνάρτηση της απόστασης του άξονα z από την κάθοδο. Εμφανώς, το γκαουσιανό προφίλ (πράσινο) παρουσιάζει υψηλότερες, απόλυτες τιμές φορτίων χώρου σε σύγκριση με τις τιμές για το κυλινδρικό (μωβ).



Γράφημα 6.8: Το πεδίο διαμήκους φορτίου χώρου για τα δύο προφίλ. Το γκαουσιανό προφίλ παρουσίασε υψηλότερα πεδία φορτίου χώρου συγκρινόμενο με το κυλινδρικό. Οι μέσες τιμές φορτίου χώρου στον άξονα z εκτιμήθηκαν ως  $1,5732 \cdot 10^{+07}$  και  $8,5466 \cdot 10^{+06}$  V/m αντίστοιχα.

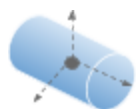
### 6.3.4 Σχήμα δέσμης και κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα

Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα επηρεάζεται άμεσα από το επιλεγμένο αρχικό σχήμα δέσμης και αντίστοιχα από το σχήμα του παλμού λέιζερ. Η ποσοτικοποίηση της επίδρασης κάθε προφίλ μπορεί να γίνει με τη χρήση κώδικα.

#### Προσομοίωση Astra: Χωροχρονικό προφίλ δέσμης και κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα

Μια σειρά πιθανών προφίλ δέσμης, που σχηματίστηκαν κατά την εκπομπή και εξαρτώνται άμεσα από το σχήμα του παλμού του λέιζερ διερευνήθηκαν χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA. Το σύστημα μελέτης συνίσταται σε ένα s-band πυροβόλο ηλεκτρονίων, 1.6 τμημάτων που περιέχει φωτοκάθοδο χαλκού. Η συγκριτική μελέτη υπαγόρευσε παρόμοια διάρκεια εκπομπής για τα δύο προφίλ.

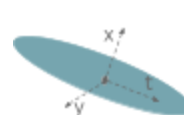
Gaussian



Flat-Top temporal  
Uniform transverse - Cylinder



Ellipsoidal



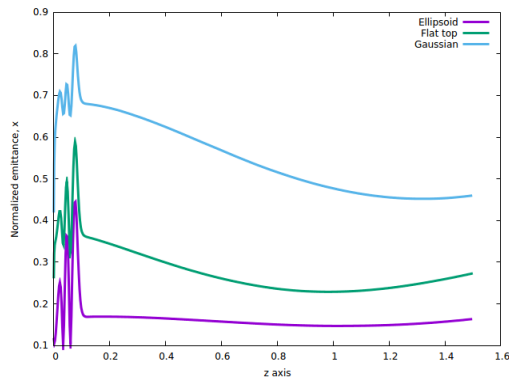
Το πρώτο προφίλ δέσμης εκτείνεται σε μια κυλινδρική περιοχή, αλλά η ένταση της δέσμης προσεγγίζεται ως μια γκαουσιανή κατανομή. Το δεύτερο προφίλ συνίσταται σε μια κυλινδρική περιοχή ομοιόμορφης έντασης. Η τελευταία εικόνα απεικονίζει μια ελλειψοειδή περιοχή με ομοιόμορφο προφίλ έντασης. Το ελλειψοειδές προφίλ δεν έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα μέχρι στιγμής σε διατάξεις αλλά εισάγεται διερευνητικά στη μελέτη μας θεωρώντας το υποσχόμενο με βάση την περιορισμένη βιβλιογραφία που άπτεται της μελέτης του.

Πίνακας 6.2: Τα αποτελέσματα που αφορούν τη δέσμη για τα τρία προφίλ εκπομπής.

Προφίλ	Χρόνος	Εγκάρσια εκπεμψιμότητα x	Εγκάρσια εκπεμψιμότητα y
Gaussian	9,69 ps	0,4599	0,4322
Flat-top	10,00 ps	0,2732	0,2732
Ellipsoidal	9,81 ps	0,1635	0,1595

Το ελλειψοειδές προφίλ δέσμης παρουσιάζει τις χαμηλότερες τιμές εκπεμψιμότητας. Δεν χρησιμοποιείται συνήθως σε τρέχουσες εγκαταστάσεις και υπάρχουν λίγες πειραματικές αναφορές σχετικά με την απόδοσή του. Ο σχηματισμός ελλειψοειδών παλμών λέιζερ, μπορεί να παρουσιάζει προκλήσεις, αλλά αποτελεί μια πολύ ελπιδοφόρα επιλογή χωροχρονικού προφίλ.





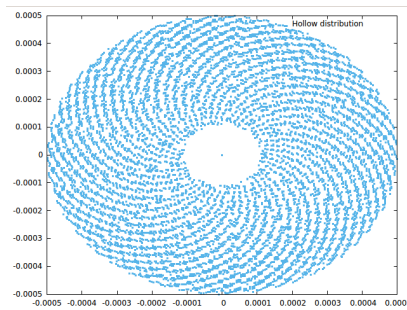
Γράφημα 6.9: Η κανονικοποιημένη εκπεμψιμότητα έναντι του άξονα z. Προφανώς, το ελλειψοειδές προφίλ είναι μια υποσχόμενη επιλογή για μια χαμηλή τιμή εκπεμψιμότητας για τη δέσμη.

### 6.3.5 Το “κενό” σχήμα παλμού και τα πεδία φορτίου χώρου

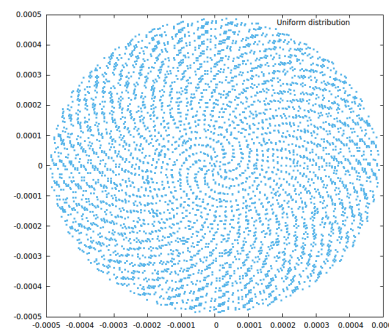
Η ομοιόμορφη εγκάρσια κατανομή παλμών λέιζερ κυριαρχεί στην τρέχουσα βιβλιογραφία παρέχοντας δέσμες χαμηλής εκπεμψιμότητας όπως συζητήθηκε και στην υποενότητα 6.4.1. Υιοθετώντας μια διαφορετική διερευνητική προσέγγιση, χρησιμοποιούμε μια “κενή” εγκάρσια κατανομή χρησιμοποιώντας ένα εξωτερικό πρόγραμμα για τη δημιουργία της. Η “κενή” κατανομή εισάγεται στο πρόγραμμα ASTRA όπου η απόδοσή της προσομοιώνεται και συγκρίνεται με αποδόσεις ομοιόμορφων κατανομών παρόμοιας πυκνότητας φορτίου ή ανόμοιας πυκνότητας αλλά παρόμοιας εξωτερικής περιμέτρου.

#### Προσομοίωση ASTRA

Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε αρχικά για δύο κατανομές παρόμοιας περιοχής εκπομπής και μια παρόμοια πυκνότητα φορτίου αλλά ένα ανόμοιο εγκάρσιο προφίλ.

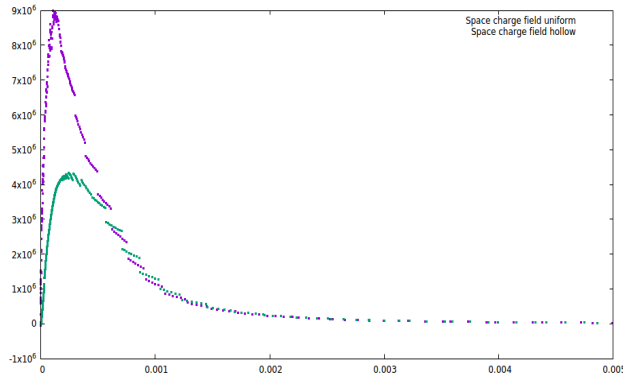


$R_{ext} = 0,5 \text{ mm}$   $R_{int} = 0,11 \text{ mm}$   
Εμβαδόν  $A = 0,747 \text{ mm}^2$

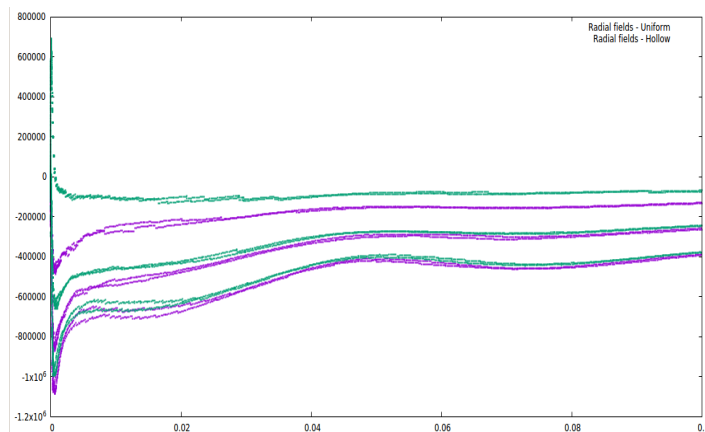


$R = 0,448 \text{ mm}$  ( $\text{sig}_x = 0,244 \text{ mm}$ )  
Εμβαδόν,  $A = 0,747 \text{ mm}^2$

Το σύστημα της μελέτης μας είναι ένα πυροβόλο ηλεκτρονίων 1,6 τμημάτων με συχνότητας στο διάστημα s-band, μια φωτοκάθοδος από χαλκό, ενώ το φορτίο της δέσμης καθορίζεται στα 75 pC.



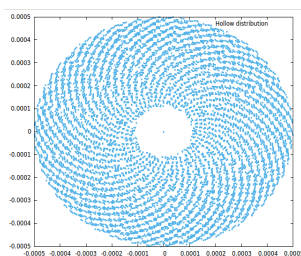
Γράφημα 6.10: Το μέσο διαμήκες πεδίο φορτίου χώρου  $E_z$  στην κάθοδο ήταν περίπου τέσσερις φορές υψηλότερο για την ομοιόμορφη σε σύγκριση με την κενή γεωμετρία. Οι τιμές ήταν  $E_z = 4.20$  και  $E_z = 1.70$  MV/m αντίστοιχα.



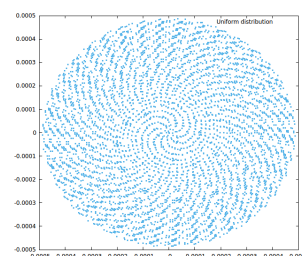
Γράφημα 6.11 : Τα ακτινικά πεδία (V/m) έναντι της θέσης  $z$  (m). Η “κενή” γεωμετρία (πράσινο) φαίνεται να παρουσιάζει χαμηλότερα πεδία φορτίου χώρου.

Είναι εμφανές πως τόσο τα διαμήκη όσο και τα ακτινικά πεδία παρουσίασαν χαμηλότερες τιμές πεδίου φορτίου χώρου. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα διαμήκη πεδία καταγράφονται στο κέντρο της καθόδου, καθιστώντας τη σύγκριση δύσκολη για τις δύο κατανομές αφού η κενή γεωμετρία διαθέτει μηδενική πυκνότητα φορτίου χώρου στα σημεία του κέντρου της καθόδου.

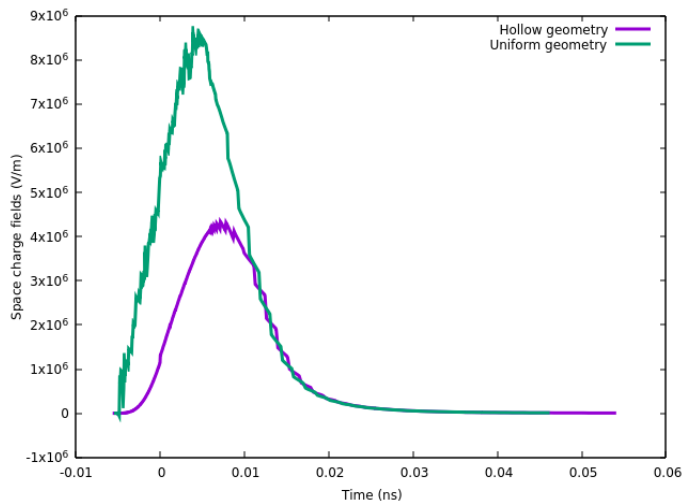
Μια δεύτερη συγκριτική μελέτη πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας το ίδιο σύστημα πυροβόλου rf και μελετώντας την απόδοση μιας “κενής” κατανομής έναντι μιας ομοιόμορφης κατανομής που χαρακτηρίζεται από το ίδιο περίγραμμα ακτίνας 0,5 mm. Προφανώς, οι κατανομές διαθέτουν διαφορετική πυκνότητα φορτίου.



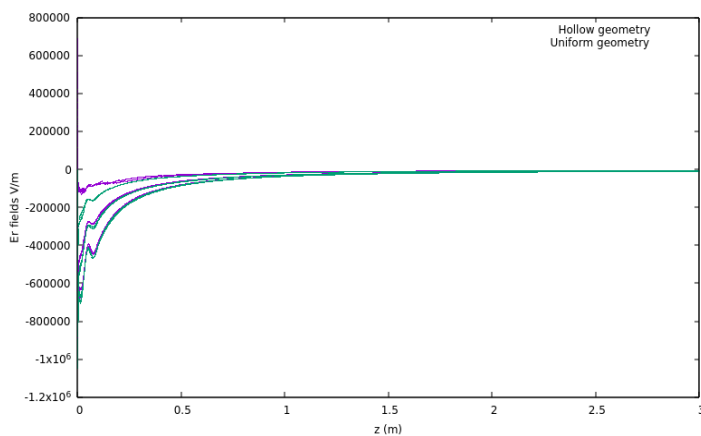
$R_{ext} = 0,5$  mm  $R_{int} = 0,11$ mm  
Εμβαδόν  $A = 0,747$  mm<sup>2</sup>



$R = 0,5$  mm ( $sig_x = 0,25$  mm)  
Περιοχή,  $A = 0,785$  mm<sup>2</sup>



**Γράφημα 6.12:** Το γράφημα απεικονίζει τα πεδία φορτίου χώρου στην κάθοδο, στο κέντρο της περιοχής εκπομπής. Προφανώς, το πεδίο φορτίου χώρου της κενής γεωμετρίας παρουσιάζει χαμηλότερες τιμές όπως αναμενόταν.



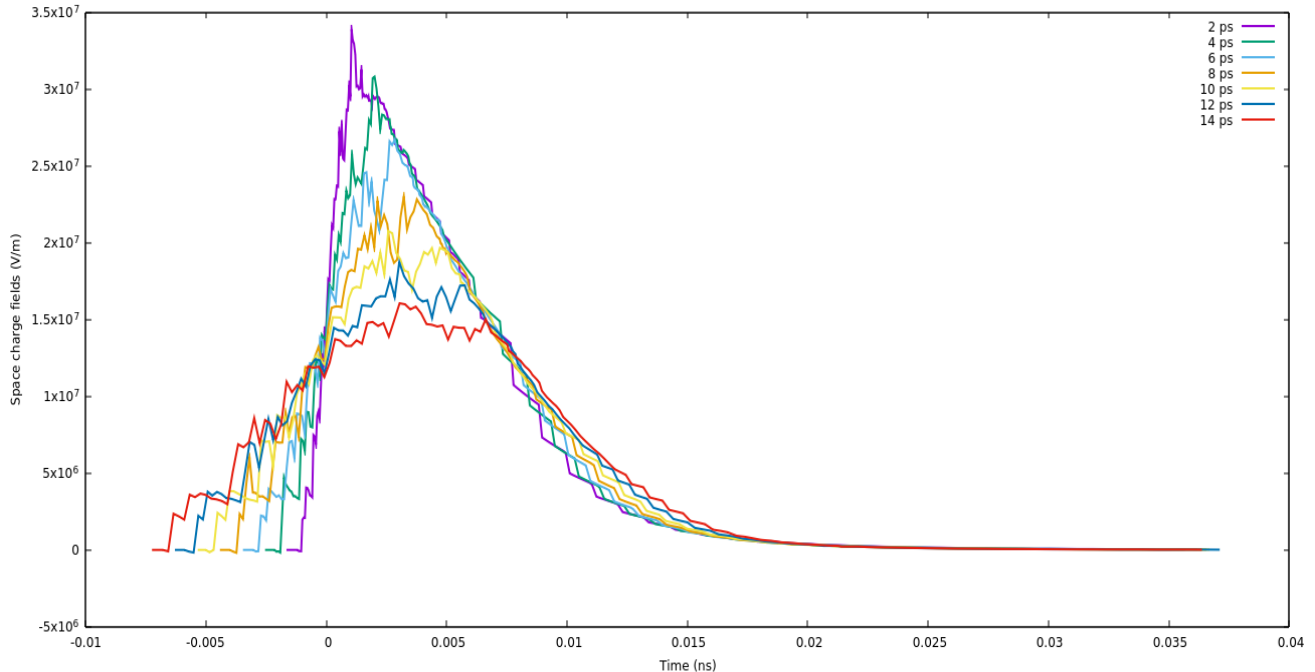
**Διάγραμμα 6.13:** Οι τιμές των ακτινικών πεδίων φορτίου χώρου παρουσιάζουν χαμηλότερες απόλυτες τιμές για την “κενή” γεωμετρία (μωβ).

Η “κενή” γεωμετρία συνιστά μια ενδιαφέρουσα προοπτική για χαμηλότερες τιμές πεδίων φορτίου χώρου και τιμών εκπεμπιμότητας. Λόγω των μικρών διαφορών στις τιμές των εγκάρσιων πεδίων μια πιο ενδελεχής διερεύνηση των τάσεων θα πρέπει να λάβει χώρα ώστε να φτάσουμε σε ασφαλή συμπεράσματα για τα όποια συγκριτικά πλεονεκτήματα του προφίλ.

### 6.3.6 Χρονική διάρκεια παλμού και συνεισφορά πεδίων φορτίου χώρου

Η διάρκεια του παλμού laser, άμεσα συνδεδεμένη με το αρχικό μήκος και ρεύμα της δέσμης λαμβάνει μέρος σε διάφορα φαινόμενα. Όπως προβλέπεται από τις τάσεις που παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 3, η συνεισφορά των πεδίων του φορτίου χώρου αναμένεται να μειωθεί όταν μειωθεί το μήκος και επακόλουθα το ρεύμα δέσμης.

**Φαινόμενα πεδίων φορτίου χώρου και προσομοίωση διάρκειας παλμού με το ASTRA**  
Ένα S-band πυροβόλο 1,6 τμημάτων με φωτοκάθοδο χαλκού προσομοιώνεται χρησιμοποιώντας τον κώδικα ASTRA. Πολλαπλά μήκη παλμού δοκιμάζονται στο διάστημα των 2-14 ps.



**Γράφημα 6.14:** Το γράφημα απεικονίζει τα πεδία φορτίου χώρου στην κάθοδο για μια σειρά από χρονικά μήκη παλμού. Η σταδιακή μείωση της συνεισφοράς πεδίων φορτίου χώρου, καθώς οι παλμοί επιμηκύνονται είναι εμφανής.

Η μείωση των πεδίων φορτίου χώρου επιβεβαιώνεται από τις προσομοιώσεις μας. Η τάση είναι κριτικής σημασίας να ληφθεί υπόψη αλλά δεν πρέπει να παραληφθούν τα υπόλοιπα φαινόμενα που σχετίζονται με το μήκος του παλμού και που θα απαιτήσουν την εύρεση ενός μήκους εξισορρόπησης των φαινομένων συνολικά.

## 6.4 Πρόταση αναφοράς συστήματος LASER

Στην τελευταία ενότητα, έπειτα από τη συγκέντρωση των επιθυμητών παραμέτρων ή καλύτερα των διαστημάτων εντός των οποίων θα πρέπει να βρεθούν τα χαρακτηριστικά του συστήματος λείζερ, μπορεί να γίνει η επιλογή ενός κατάλληλου συστήματος. Το σύστημα είναι ωφέλιμο να έχει αποδεδειγμένη λειτουργικότητα, έχοντας χρησιμοποιηθεί σε διάταξη για ένα εύλογο χρονικό διάστημα προσφέροντας μια ομαλή απόδοση.

### Παρούσες διατάξεις και συστήματα λείζερ

Δεδομένης της φύσης της μελέτης μας που συνίσταται σε μια μελέτη σχεδιασμού, το πρώτο μας μέλημα είναι να προτείνουμε ένα βασικό σχήμα αναφοράς που έχει ήδη χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε μια διάταξη υπό λειτουργία. Σε αυτή την κατεύθυνση, καταρτίζεται μια λίστα διατάξεων FEL που περιλαμβάνει το σύστημα laser που χρησιμοποιείται για την αρχική εξαγωγή των ηλεκτρονίων στο πυροβόλο.

Πίνακας 6.2: Λίστα φωτοκαθόδων και συστημάτων λέιζερ που χρησιμοποιούνται σε διατάξεις XFEL παγκοσμίως. [46]

Παράμετρος	SwissFEL	European XFEL	ELETTRA	LCLS	TESLA	ELSA	FLASH
Υλικό καθόδου	Cs <sub>2</sub> Te / Cu	Cs <sub>2</sub> Te	Cu	Cu	Cs <sub>2</sub> Te	K <sub>2</sub> CsSb	Cs <sub>2</sub> Te
Μήκος κύματος	260 nm	262 nm	261 nm	253 nm	263 nm	532 nm	262 nm
Μήκος παλμού	4-10 ps	6 ps	6-15 ps	3-20 ps	20 ps	30 ps	4.4 ps
Ενεργό υλικό	Yb: CaF <sub>2</sub>	Nd: YLF	Ti: Sapphire	Ti: Sapphire	Nd: YLF	Nd: YAG	Nd: YLF
Αρμονική	4th	4th	3rd	3rd	3rd & mixing	2nd	4th
Ρυθμός	≤ 100 Hz	1-5 Hz	≤ 50 Hz	30-120 Hz	10 Hz	1	≤ 10
Ενέργεια παλμού / IR	2 mJ	5 μJ	15 mJ	25 mJ	200 μJ	10 μJ	300 μJ

Με βάση το προηγούμενο κεφάλαιο, η βασική μας πρόταση για το υλικό της φωτοκαθόδου συνίσταται στον πολυκρυσταλλικό χαλκό. Όπως έχει ήδη περιγραφεί, τα χαρακτηριστικά του συστήματος λέιζερ επιλέγονται σε συμφωνία με τις προκαθορισμένες επιθυμητές παραμέτρους φωτοεκπομπής.

Το επιθυμητό σύστημα λέιζερ αναμένεται να εκπέμπει παλμούς στην περιοχή της **υπεριώδους ακτινοβολίας (UV)** κατάλληλους για την προσέγγιση της τιμής του έργου εξόδου του χαλκού. Το φορτίο της δέσμης είναι προεπιλεγμένο ως 75 pC και απαιτούμενη **ενέργεια παλμού** εκτιμάται στον πίνακα 6.1 για ένα πλήθος υλικών φωτοκαθόδου, συμπεριλαμβανομένου εκείνου του χαλκού για το οποίο παίρνει την τιμή των 26,6 μJ. Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί στο φαινόμενο Schottky. Το αντίκτυπο θα πρέπει να ληφθεί υπόψη, υπαγορεύοντας τον επαναπροσδιορισμό της τελικής ενέργειας του παλμού λέιζερ. Ευνοϊκά για τη μελέτη μας, η απαιτούμενη νέα ενέργεια του παλμού μειώνεται λόγω του φαινομένου άροντας τον προβληματισμό για τη μέγιστη δυνατή ενέργεια που θα μπορεί να παρέχει το σύστημα. Στη μελέτη μας θα χρησιμοποιηθούν πυροβόλα S-band και X-band συχνοτήτων, 3 GHz και 12 GHz αντίστοιχα, επιτρέποντας τη χρήση **παλμών λέιζερ διάρκειας** όχι μεγαλύτερη από 10 ps και 2,5 ps, αντίστοιχα. Προφανώς, απαιτείται η χρήση ενός συστήματος λέιζερ ικανού να παρέχει αντίστοιχους παλμούς μικρής διάρκειας αλλά ικανής ενέργειας. Το **προφίλ του παλμού** επιλέγεται να είναι κυλινδρικό, δεδομένης της πολύ καλής απόδοσης που προσφέρει και της ευρείας χρήσης του, που συμβάλλει στην αξιοπιστία του σχήματος εκπομπής. Όσον αφορά το **ρυθμό επαναληψιμότητας**, πρέπει να λαμβάνει τιμές μεταξύ 10-1000 Hz. Δεδομένης της προϋπόθεσης ενός υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, η χρήση δεύτερου συστήματος λέιζερ πιθανόν να αποδειχθεί επωφελής προκειμένου να

σχηματιστεί ένα συνδυαστικό χρονικό προφίλ υψηλού ρυθμού επανάληψης διατηρώντας παράλληλα μια ομαλή απόδοση για το κάθε σύστημα laser.

Μια βασική πρόταση που συγκεντρώνει τα περισσότερα από τα επιθυμητά χαρακτηριστικά με βάση τη βιβλιογραφία είναι ένα σύστημα laser με ενεργό υλικό Ti:sapphire<sup>[51]</sup>. Το σύστημα Ti:sapphire ανήκει στην ευρεία κατηγορία των λέιζερ στερεάς κατάστασης. Το υλικό του είναι ένας Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> κρύσταλλος εξαγωνικής δομής που αρχικά παρέχει παλμούς μήκους κύματος μεταξύ 650 nm έως 1180 nm. Η δεύτερη και η τρίτη αρμονική του συστήματος προσφέρουν παλμούς 325 nm έως 590 nm και 252 nm έως 267 nm αντίστοιχα. Η διάρκεια ζωής του φθορισμού εκτιμάται στα 3,2 μs. Ενδέχεται να απαιτείται η χρήση μιας σειράς ενισχυτών ισχύος για την αύξηση των ενεργειών που παρέχονται από τους παλμούς αρχικά. Επίσης, μια σειρά από τεχνικές για τον σχηματισμό του τελικού χωροχρονικού προφίλ της δέσμης έχουν αναπτυχθεί<sup>[6]</sup> και δύναται να εφαρμοστούν ώστε να σχηματιστούν τα επιθυμητά προφίλ παλμού. Συγκεντρωτικά, ο τελικός σχηματισμός παλμών που ευθυγραμμίζονται με τις απαιτήσεις της εφαρμογής μας θεωρείται εφικτός.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία<sup>[58]</sup> και το σχήμα λέιζερ του φωτοεγχυτή του LCLS, παλμοί μήκους κύματος 260 nm, με ρυθμό επαναληψιμότητας 120 Hz μπορούν να παραχθούν από ένα σύστημα λέιζερ Ti: Sapphire. Η παλμική ενέργεια στην κάθοδο φτάνει τιμές υψηλότερες από 500 μJ, η ακτίνα εγκάρσιας εκπομπής HWHM στην κάθοδο ορίζεται ως 0,9 mm και το μήκος των παλμών λαμβάνει τιμές μεταξύ 3 - 20 ps. Το εγκάρσιο προφίλ αναφέρεται ως ομοιόμορφο και τα διαμήκη προφίλ υιοθετούν διάφορους τύπους. Είναι προφανές πως το σύστημα λέιζερ που χρησιμοποιείται στο LCLS παρέχει παλμούς του επιθυμητού μήκους κύματος και ρυθμού επαναληψιμότητας για την εφαρμογή μας. Ταυτόχρονα, παρέχει μια πολύ υψηλή ενέργεια παλμού που μπορεί να ρυθμιστεί εύκολα ώστε να καλύπτει τις απαιτήσεις εξαγωγής δέσμης 75 pC. Τα χωροχρονικά προφίλ του παλμού, ήδη παρόμοια με αυτά που απαιτούνται για την εφαρμογή μας, μπορούν να προσαρμοστούν ακριβέστερα χρησιμοποιώντας μια σειρά υπαρχουσών τεχνικών.

Σύμφωνα με μια δεύτερη πηγή<sup>[59]</sup>, είναι δυνατή η παραγωγή παλμών από σύστημα Ti:sapphire με μήκος κύματος υπεριώδους ακτινοβολίας 263 nm ικανό να αποδώσει έως και 500 μJ στην κάθοδο. Η διάρκεια των παλμών μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 2-10 ps, με τους αρχικούς παλμούς μήκους 100 fs να επιμηκύνονται με τη χρήση ζεύγους πρισματών και οι προκύπτοντες παλμοί 1,5 ps να συσσωρεύονται από μια σειρά κρυστάλλων α-BBO. Το σχήμα των παλμών έχει σχεδόν επίπεδη κορυφή. Ο ρυθμός επανάληψης προσαρμόζεται σε τιμές χαμηλότερες των 100 Hz, συμβάλλοντας στην αύξηση της διάρκειας ζωής των στοιχείων του συστήματος λέιζερ.

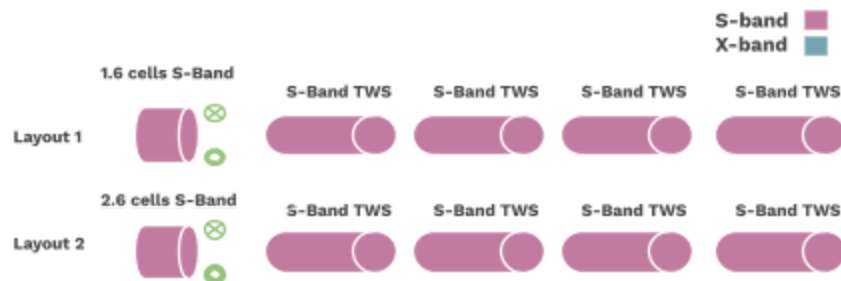
Σύμφωνα με μια τρίτη πηγή<sup>[60]</sup>, η δημιουργία παλμών με ένα UV μήκος κύματος των 253 nm ικανών να παράγουν έως 40 μJ στην κάθοδο, είναι δυνατός. Όσον αφορά τη διάρκεια του παλμού, μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 1.5 - 3.5 ps. Ο ρυθμός εκπομπής δίνεται ως 120 Hz.

Είναι εμφανές πως ένα Ti:sapphire σύστημα laser μπορεί να αποτελέσει την πρόταση αναφοράς μας για μια μελλοντική διάταξη, συνιστώντας μια υποσχόμενη επιλογή για την παροχή παλμών λέιζερ επιθυμητών χαρακτηριστικών. Θα πρέπει εκ νέου να τονιστεί πως καμία διάθεση καινοτομίας δεν εμπεριέχεται σε αυτή την πρόταση, αφού ήδη χρησιμοποιούμενα συστήματα μελετήθηκαν με σκοπό την πρόταση ενός ρεαλιστικού και αξιόπιστου σχήματος σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία.

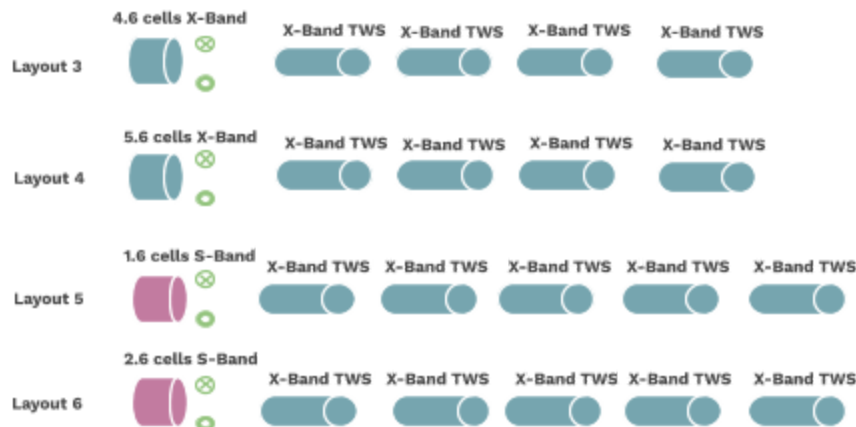
## Κεφάλαιο 7

### Προσομοιώσεις και βελτιστοποίηση της δυναμικής της δέσμης

Έξι διαφορετικές διατάξεις φωτοεγχυτή μελετώνται στο πλαίσιο μιας προσομοιωτικής μελέτης. Τα χαρακτηριστικά της δέσμης των ηλεκτρονίων καταγράφονται κατά μήκος κάθε φωτοεγχυτή με τη χρήση του κώδικα ASTRA. Ως κυρίαρχο μέτρο ποιότητας της απόδοσης της δέσμης ορίζεται η εγκάρσια εκπεμψιμότητα και ο στόχος διαμορφώνεται στην ελαχιστοποίηση της τιμής της στο τέλος καθεμιάς από τις έξι επιταχυντικές διατάξεις. Τα προκαταρκτικά ευρήματα των προσομοιώσεων ακολουθούνται από τη βελτιστοποίηση των παραμέτρων της κάθε διάταξης με τη χρήση γενετικών αλγορίθμων και συγκεκριμένα του κώδικα Giotto. Η μελέτη ολοκληρώνεται με την αξιολόγηση των αποτελεσμάτων και την καταγραφή των συγκριτικών πλεονεκτημάτων κάθε διάταξης.



Εικόνα 7.1: Οι διατάξεις 1 και 2 αποτελούνται από επιταχυντικά στοιχεία αποκλειστικά s-band συχνοτήτων.



Εικόνα 7.2: Οι διατάξεις 3 και 4 διαθέτουν επιταχυντικά στοιχεία x-band συχνοτήτων, ενώ οι διατάξεις 5 και 6 αποτελούν υβριδικές επιλογές, διαθέτοντας πυροβόλα ηλεκτρονίων s-band συχνοτήτων ακολουθούμενα από δομές τρεχόντων κυμάτων x-band συχνότητας.

## 7.1 Τα RF πυροβόλα ηλεκτρονίων και οι παράμετροι φωτοεκπομπής

Τέσσερα RF πυροβόλα ηλεκτρονίων χρησιμοποιούνται συνολικά στις 6 διατάξεις. Αυτά συνίστανται σε δύο s-band πυροβόλα, ένα των 1.6 και ένα των 2.6 κελιών (cells), και σε δύο x-band πυροβόλα που οι κοιλότητες τους διαθέτουν 4.6 και 5.6 κελιά αντίστοιχα. Δύο καλά μελετημένες φωτοκάθοδοι, από Χαλκό και Καίσιο-Τελλούριο, χρησιμοποιούνται στο πλαίσιο μιας παράλληλης συγκριτικής μελέτης για κάθε πυροβόλο. Καθεμιά συνοδεύεται από ένα κατάλληλο σύστημα λέιζερ UV. Ένα σωληνοειδές εστίασης τοποθετείται γύρω από κάθε πυροβόλο, με στόχο την διόρθωση των φαινομένων αποεστίασης της δέσμης, δεδομένης της αποτελεσματικότητάς του στην εστίαση χαμηλοενεργειακών δεσμών.

1.6 cells S-Band



Electron gun 1

4.6 cells X-Band



Electron gun 3

2.6 cells S-Band



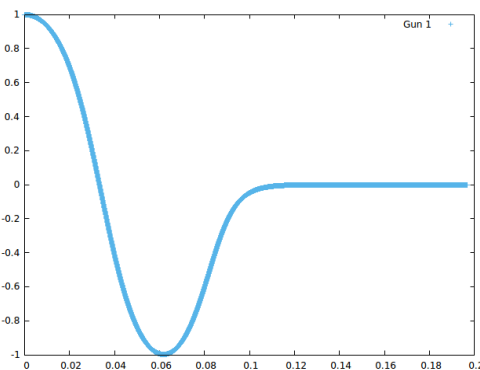
Electron gun 2

5.6 cells X-Band

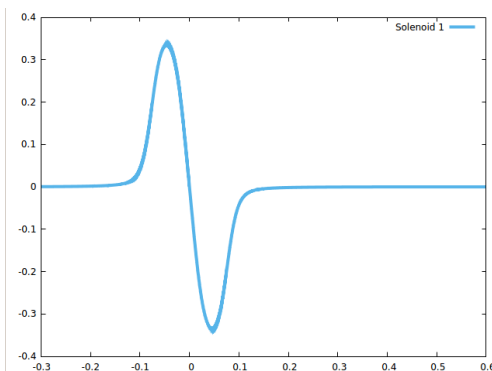


Electron gun 4

### Πυροβόλο ηλεκτρονίων 1: S-band 1.6 cell RF gun



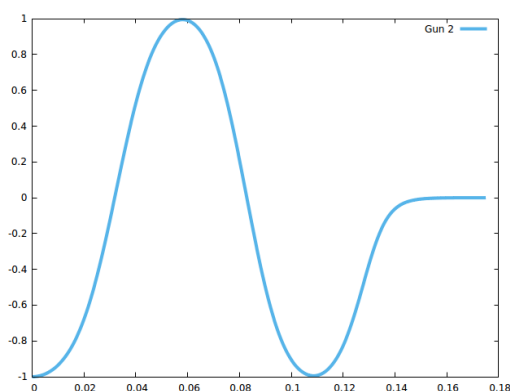
**Γράφημα 7.1.1** <sup>[61]</sup>: Το γράφημα απεικονίζει το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου της RF κοιλότητας στάσιμου κύματος 1.6 κελιών, έναντι της διαμήκου διεύθυνσης z. Το μήκος της κοιλότητας είναι 0,1968 m και η συχνότητα λειτουργίας του εκτιμάται στα 2,856 GHz. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, οι μέγιστες τιμές επιταχυντικού πεδίου που μπορούν πρακτικά να χρησιμοποιηθούν σε αυτή τη συχνότητα κυμαίνονται μεταξύ 100-120 MV/m.



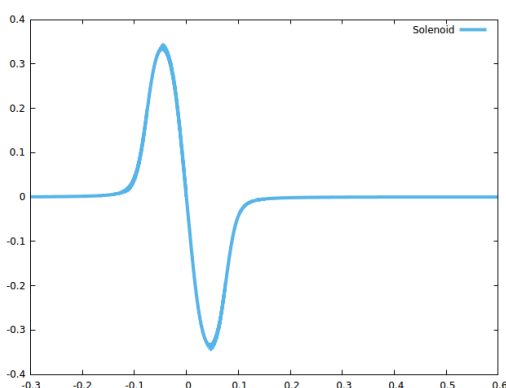
**Γράφημα 7.1.2** <sup>[61]</sup>: Ένα σωληνοειδές εστίασης με μέγιστο πεδίο των 0,312 T χρησιμοποιείται για την αντιστάθμιση της εκπεψιμότητας της δέσμης. Το σχήμα απεικονίζει το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς έναντι του διαμήκου άξονα z. Το σωληνοειδές όπως είναι εμφανές διαθέτει τιμές μαγνητικού πεδίου και στο πίσω μέρος της καθόδου, ενώ η τιμή του μαγνητικού πεδίου είναι μηδέν στο σημείο όπου έχει τοποθετηθεί η φωτοκάθοδος ώστε να αποφεύγεται η αποεστίαση της δέσμης κατά την φωτοεκπομπή.



## Πυροβόλο ηλεκτρονίων 2: S-band 2.6 cell RF gun



**Γράφημα 7.1.3<sup>[61]</sup>:** Το γράφημα απεικονίζει το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου  $E_z$  της RF κοιλότητας 2.6 κελιών έναντι της διαμήκου διεύθυνσης. Το μήκος της κοιλότητας είναι 0,1750 m ενώ η συχνότητα λειτουργίας εκτιμάται στα 2,856 GHz. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, η μέγιστη τιμή πεδίου επιτάχυνσης που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε πρακτικό επίπεδο, κυμαίνεται μεταξύ 100-120 MV/m

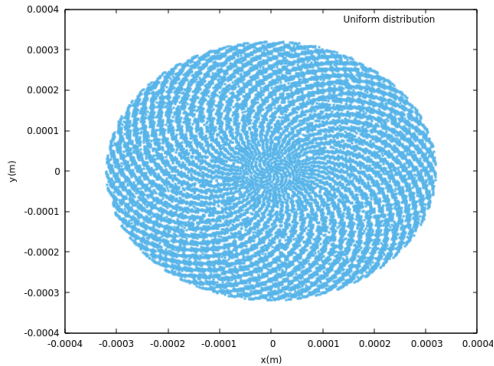


**Γράφημα 7.1.4<sup>[61]</sup>:** Χρησιμοποιείται ένα σωληνοειδές εστίασης με μέγιστο πεδίο των 0,312 T για την εστίαση της δέσμης και την εξισορρόπηση της εκπεμπιμότητας. Το σχήμα απεικονίζει το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς έναντι του διαμήκου άξονα z.

## Οι παράμετροι των πυροβόλων S-band

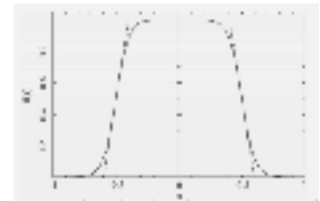
Σύμφωνα με τα προκαταρκτικά τρεξίματα του κώδικα ASTRA και την ρουτίνα εύρεσης της βέλτιστης αρχικής φάσης εκπομπής, οι φάσεις που οδηγούν σε μέγιστο ενεργειακό κέρδος για τη δέσμη συνίσταται σε 209 degs και 227 degs για τα πυροβόλα s-band 1.6 και 2.6 κελιών αντίστοιχα. Για μέγιστο επιταχυντικό πεδίο τιμής 100 MV/m, το πεδίο στην κάθοδο κατά την εκπομπή υπολογίζεται ως  $E_{\text{cath}, 1} = E_{\text{max}} * \sin(209) = 100 * (-0,48) = -48 \text{ MV/m}$  και  $E_{\text{cath}, 2} = -73 \text{ MV/m}$ . Όσον αφορά τη μέση επιταχυντική βαθμίδα, εκτιμάται στα 22,74 MV/m και 37,61 MV/m αντίστοιχα.

Το εγκάρσιο προφίλ της περιοχής εκπομπής θα πρέπει να παρουσιάζει συμμετρία και ομοιομορφία, με επακόλουθο να επιλέγεται η ομοιόμορφη ακτινική δισδιάστατη κατανομή και παράλληλα να εξισώνονται οι τιμές των εγκάρσιων πλατών με  $\text{sig}_x = \text{sig}_y$ . Λαμβάνοντας υπόψη την προϋπόθεση εξαγωγής δέσμης ηλεκτρονίων 75 pC και γνωρίζοντας τα πεδία στην κάθοδο κατά προσέγγιση, το μικρότερο δυνατό εγκάρσιο πλάτος της περιοχής εκπομπής με δεδομένα τα φαινόμενα φορτίων χώρου μπορεί εύκολα να υπολογισθεί κατά προσέγγιση (βλ. ενότητα 6.4). Σύμφωνα με τους υπολογισμούς μας, η ελάχιστη ακτίνα του εγκάρσιου πλάτους του παλμού λείζερ εκτιμάται ως  $r_{\text{min}} = 0,24 \text{ mm}$  και  $r_{\text{min}} = 0,19 \text{ mm}$  για κάθε πυροβόλο, που αντιστοιχεί σε ένα ελάχιστο  $\text{sig}_x = \text{sig}_y = 0,12 \text{ mm}$  και  $\text{sig}_x = \text{sig}_y = 0,10 \text{ mm}$  για την ακτινική κατανομή υπό προσομοίωση στο ASTRA.



Γράφημα 7.1.5: Ομοιόμορφη εγκάρσια κατανομή της δέσμης που απεικονίζεται χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα Gnuplot.

Για το χρονικό προφίλ εκπομπής, χρησιμοποιείται μια μονοδιάστατη χρονική κατανομή πλατώ (flat-top distribution), αφού παρέχει χαμηλές τιμές εκπεμπιμότητας σύμφωνα με τη βιβλιογραφία. Η διάρκεια του παλμού πρέπει να είναι μερικοί βαθμοί του κύκλου RF, επομένως ιδανικά δεν υπερβαίνει τη διάρκεια των 10 ps για ένα s-band πυροβόλο.



Γράφημα 7.1.6: Η flat-top 1D κατανομή που παρέχεται από τον κώδικα ASTRA και χρησιμοποιείται στη μελέτη μας ως το χρονικό προφίλ της δέσμης.

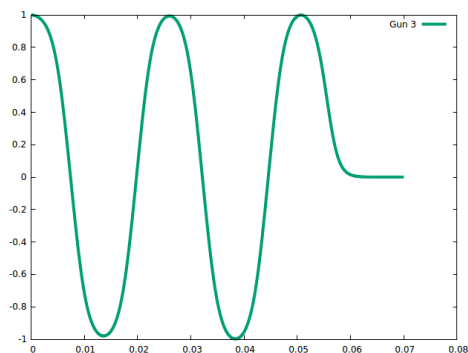
Όσον αφορά την τρισδιάστατη κατανομή της ορμής επιλέγεται να είναι ισοτροπική σε συμφωνία με τις υποθέσεις του μοντέλου τριών βημάτων.

Για τη διαδικασία της φωτοεκπομπής της δέσμης των ηλεκτρονίων χρησιμοποιούνται δύο καλά μελετημένα συστήματα, αποτελούμενα από φωτοκαθόδους Χαλκού και Καίσιου-Τελλουρίου, συνοδευόμενες από συστήματα λέιζερ UV. Και για τις δύο καθόδους μπορούν να επιλεγούν προσεγγιστικές τιμές αναφοράς για την εγγενή εκπεμπιμότητα των 0,55 mm mrad/mm υπό τις τυπικές παραμέτρους εξαγωγής. Η εν λόγω εκπεμπιμότητα αντιστοιχεί σε μια αρχική τιμή κινητικής ενέργειας ηλεκτρονίων  $K=0,23$  eV για τις προσομοιώσεις μας. Ο παράγοντας ενίσχυσης του πεδίου και τα αποτελέσματα που σχετίζονται με την τραχύτητα της επιφάνειας θεωρείται ότι "απορροφώνται" στην πειραματική τιμή αναφοράς.

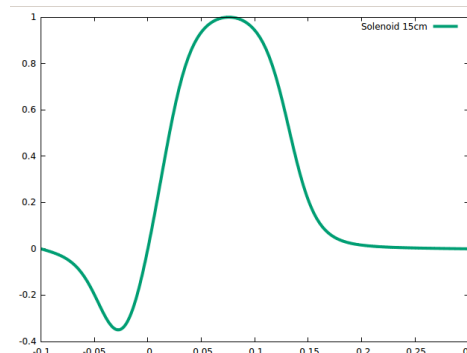
Πίνακας 7.1: Βασικές παράμετροι φωτοεκπομπής των δύο υλικών της επιλογής μας.

Υλικό	$\Phi_{\text{work func.}}$ (eV)	$E_{\text{cathode}}$ (MV/m)	$\Phi_{\text{Schottky}}$ (eV)	$\Phi_{\text{effective}}$ (eV)	$\lambda$ / Ενέργεια (nm/eV)	$\varepsilon_{\text{int}}/\sigma_x$ Θεωρητική mm mrad / mm	$\varepsilon_{\text{int}}/\sigma_x$ Πειραματική mm mrad / mm
Copper	4.13 - 4.8	48	0.26	3.87-4.54	260 / 4.77	0.39 - 0.77	0.55
Cs <sub>2</sub> Te	3.5 - 4.6	48	0.26	3.24-4.34	262 / 4.73	0.50 - 1.00	0.55
Copper	4.13 - 4.8	73	0.32	3.81-4.48	260 / 4.77	0.43 - 0.79	0.55
Cs <sub>2</sub> Te	3.5 - 4.6	73	0.32	3.18-4.28	266.6 / 4.65	0.49 - 0.98	0.55

### Πυροβόλο ηλεκτρονίων 3: X-band 4.6 cells RF gun

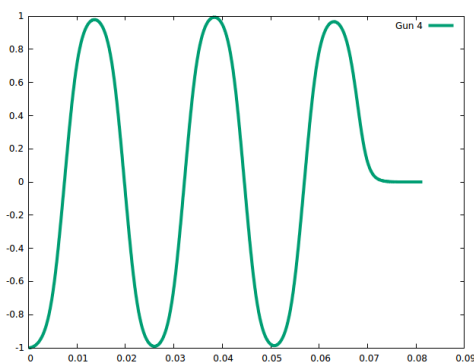


Γράφημα 7.1.7<sup>[61]</sup>: Το σχήμα απεικονίζει το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου  $E_z$  της RF κοιλότητας 4,6 κελιών έναντι της διαμήκουσ διεύθυνσης. Το μήκος της κοιλότητας είναι 0,07 m ενώ η συχνότητα λειτουργίας εκτιμάται στα 11,99 GHz. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, η μέγιστη τιμή επιταχυντικού πεδίου που μπορεί πρακτικά να χρησιμοποιηθεί για αυτήν τη συχνότητα κυμαίνεται μεταξύ 200-250 MV/m.

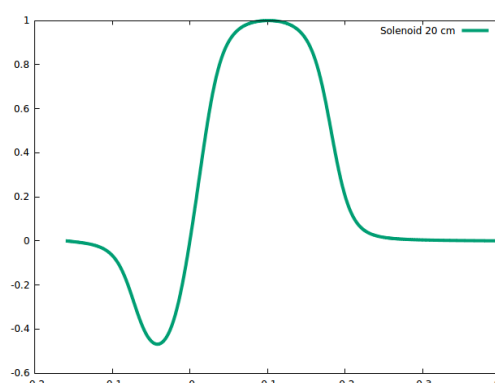


Γράφημα 7.1.8<sup>[61]</sup>: Ένα σωληνοειδές εστίασης με μέγιστο πεδίο εκτιμώμενο στα 0,4 T χρησιμοποιείται για την εξισορρόπηση της εκπεμψιμότητας της δέσμης. Το σχήμα απεικονίζει το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς έναντι του διαμήκουσ άξονα.

### Ηλεκτρικό όπλο 4: X-band 5.6 cells RF gun



Γράφημα 7.1.9<sup>[61]</sup>: Το σχήμα απεικονίζει το ηλεκτρικό πεδίο  $E_z$  της RF κοιλότητας 5.6 κελιών έναντι της διαμήκουσ διεύθυνσης. Το μήκος της κοιλότητας είναι 0,081 m ενώ η συχνότητα λειτουργίας εκτιμάται στα 11,99 GHz. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, η μέγιστη τιμή επιταχυντικού πεδίου που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε πρακτικό επίπεδο κυμαίνεται μεταξύ 200-250 MV/m.



Γράφημα 7.1.10<sup>[61]</sup>: Ένα σωληνοειδές εστίασης μέγιστου μαγνητικού πεδίου 0,4T χρησιμοποιείται για την εξισορρόπηση της εκπεμψιμότητας της δέσμης. Το σχήμα απεικονίζει το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς έναντι του διαμήκουσ άξονα z.

### Παράμετροι πυροβόλων X-band

Σύμφωνα με τις αρχικές προσομοιώσεις με τη χρήση του κώδικα ASTRA, οι φάσεις εκπομπής των 201,33 degs για το πρώτο και 202,44 degs για το δεύτερο πυροβόλο οδηγούν σε μέγιστο ενεργειακό κέρδος για τη δέσμη. Έτσι, για μέγιστο επιταχυντικό πεδίο τιμής 200 MV/m, το πεδίο στην κάθοδο κατά την εκπομπή υπολογίζεται ως  $E_{cath,1} = -73$  MV/m και  $E_{cath,2} = -76$  MV/m αντίστοιχα. Όσον αφορά τη μέση επιταχυντική βαθμίδα, εκτιμάται στα 81,45 MV/m και 84,40 MV/m αντίστοιχα.

Το εγκάρσιο προφίλ της περιοχής εκπομπής θα πρέπει να παρουσιάζει συμμετρία και ομοιομορφία, με επακόλουθο να επιλέγεται η ομοιόμορφη δισδιάστατη κατανομή και να εξισώνονται οι τιμές των  $\sigma_x = \sigma_y$ . Με δεδομένη την επιλογή εξαγωγής δέσμης ηλεκτρονίων 75 pC, η ελάχιστη ακτίνα του παλμού λέιζερ που μπορεί να χρησιμοποιηθεί εκτιμάται ως  $r_{min} = 0,19$  mm για κάθε πυροβόλο. Η τιμή αντιστοιχεί σε παραμέτρους  $\sigma_x = \sigma_y = 0,10$  mm για την ομοιόμορφη κατανομή του κώδικα ASTRA.

Όσον αφορά το χρονικό προφίλ εκπομπής, χρησιμοποιείται η πλατώ χρονική κατανομή παρέχοντας χαμηλές τιμές εκπεμψιμότητας. Η διάρκεια παλμού πρέπει να είναι μερικοί βαθμοί του κύκλου RF, επομένως ιδανικά δεν υπερβαίνει τη χρονική περίοδο των 2 ps.

Η τρισδιάστατη κατανομή ορμής επιλέγεται να είναι ισοτροπική σε συμφωνία με τις υποθέσεις του μοντέλου τριών βημάτων.

Για την εξαγωγή της δέσμης των ηλεκτρονίων χρησιμοποιούνται δύο καλά μελετημένες φωτοκάθοδοι Χαλκού και Καισίου-Τελλουρίου. Και οι δύο συνοδεύονται από συστήματα λέιζερ παλμών υπεριώδους ακτινοβολίας (UV). Η τιμή των 0,55 mm mrad/mm επιλέγεται ως τιμή αναφοράς για την εγγενή εκπεμψιμότητα κάθε φωτοκαθόδου. Η εν λόγω παράμετρος αντιστοιχεί σε μια αρχική τιμή κινητικής ενέργειας ηλεκτρονίων  $K=0,23$  eV για τις προσομοιώσεις μας. Ο παράγοντας ενίσχυσης πεδίου και τα αποτελέσματα που σχετίζονται με την τραχύτητα της επιφάνειας θεωρείται ότι "απορροφώνται" στην πειραματική τιμή αναφοράς της εγγενούς εκπεμψιμότητας.

Πίνακας 7.2: Βασικές παράμετροι εκπομπής για τα υλικά της επιλογής μας.

Υλικό	Έργο εξόδου $\Phi_w$ (eV)	$E_{cathode}$ (MV/m)	$\Phi_{Schottky}$ (eV)	$\Phi_{effective}$ (eV)	$\lambda$ / Ενέργεια (nm/eV)	$\varepsilon_{int}/\sigma_x$ mm mrad / mm θεωρητική	$\varepsilon_{int}/\sigma_x$ mm mrad / mm πειραματική
Χαλκός	4.13 - 4.8	73	0.32	3.81 - 4.48	260 / 4,77	0.43 - 0.79	0,55
Cs <sub>2</sub> Te	3,5 - 4,6	73	0.32	3.18 - 4.28	262 / 4,73	0.54 - 1.01	0,55
Χαλκός	4,13 - 4,8	76	0.33	3.17 - 4.47	260 / 4,77	0.44-0.80	0,55
Cs <sub>2</sub> Te	3,5 - 4,6	76	0.33	3.17 - 4.27	266,6 / 4,65	0.50-0.98	0,55

## 7.2 Προκαταρκτικά αποτελέσματα και βελτιστοποίηση

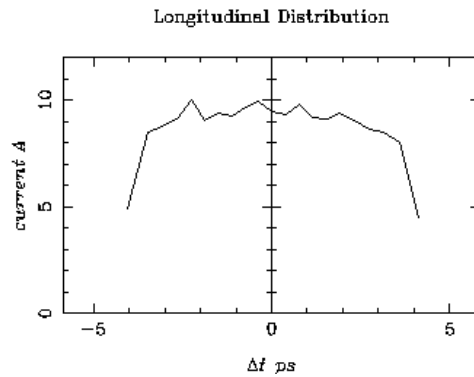
Μια σειρά από προσομοιώσεις πραγματοποιούνται χρησιμοποιώντας τον κώδικα Astra και στοχεύοντας σε μια χαμηλή τιμή εκπεμψιμότητας για τη δέσμη στην έξοδο του φωτοεγχυτή. Η προκαταρκτική βελτιστοποίηση των παραμέτρων πραγματοποιείται χειροκίνητα και με τη βοήθεια της ρουτίνας SCAN που παρέχεται από το ASTRA. Κατά τη διαδικασία, μία παράμετρος του συστήματος, όπως το μέγιστο πλάτος του επιταχυντικού πεδίου της RF κοιλότητας του πυροβόλου, η αρχική φάση, ή οποια άλλη παράμετρος δύναται να επηρεάσει την απόδοση, μεταβάλλεται με ένα προκαθορισμένο βήμα εντός ενός επιτρεπόμενου πεδίου τιμών που έχουμε ορίσει. Η απόδοση του συστήματος αξιολογείται, η ευνοϊκότερη τιμή υιοθετείται και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μεταβάλλοντας μια νέα παράμετρο.

Οι έξι διατάξεις που έχουν παρουσιαστεί υφίστανται χειροκίνητη βελτιστοποίηση. Η τελική ενέργεια που στοχεύεται να έχει αποκτήσει η δέσμη στο τέλος κάθε φωτοεγχυτή ορίζεται ως 300 MeV κατά προσέγγιση. Η διερεύνηση της απόδοσης κάθε διάταξης εκτυλίσσεται στα πλαίσια μιας παράλληλης συγκριτικής μελέτης με τη χρήση δύο ανόμοιων υλικών φωτοκαθόδου.

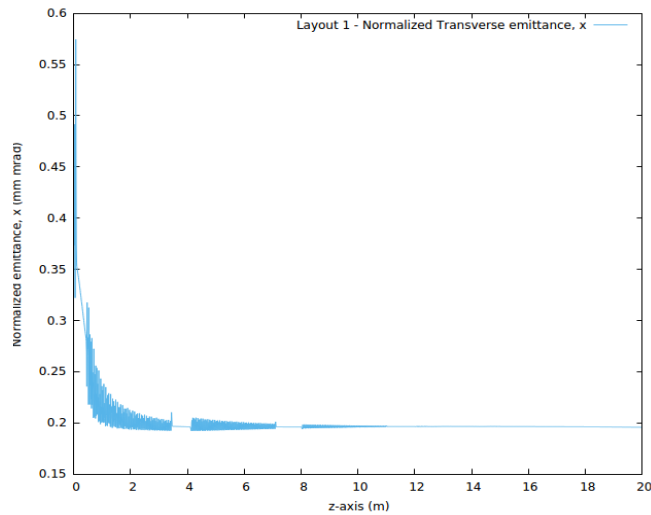
### Διάταξη 1 - Φωτοκάθοδος Χαλκού

Η αρχικά επιλεγόμενη διάταξη της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 15 μέτρων, παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 297,9 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας των 0,1886 π mrad mm και 0,1743 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,7010 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή των 171,7 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στους άξονες x και y είναι 0,1869 π mm mrad και 0,1745 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας εκτιμώνται ως 0,1339 π mm mrad, 0,1337 π mm mrad και 0,2022 π mm mrad στον άξονα x, y και z και στη διαμήκη θέση των 15.5 m.

Το τελικό μήκος της δέσμης στην έξοδο του φωτοεγχυτή συνδέεται στενά με την απόδοση της δέσμης στη διάταξη που ακολουθεί. Το χρονικό μήκος θα πρέπει να είναι ένα μικρό κλάσμα της περιόδου RF του επιταχυντή που διαδέχεται τη διάταξη με μια λογική οδηγία να συνίσταται σε τιμή μικρότερη των 10°. Η ποσοτικοποίηση της οδηγίας παρατίθεται στο τρίτο κεφάλαιο. Όπως απεικονίζεται παρακάτω, το τελικό συνολικό μήκος της δέσμης είναι ελαφρώς μικρότερο από 10 ps. Η εν λόγω τιμή επιτρέπει τη χρήση ενός γραμμικού επιταχυντή S-band συχνότητας λειτουργίας. Η χρήση στοιχείου υψηλότερης συχνότητας απαιτεί πρώτα την ενσωμάτωση ενός σχήματος συμπίεσης της δέσμης.



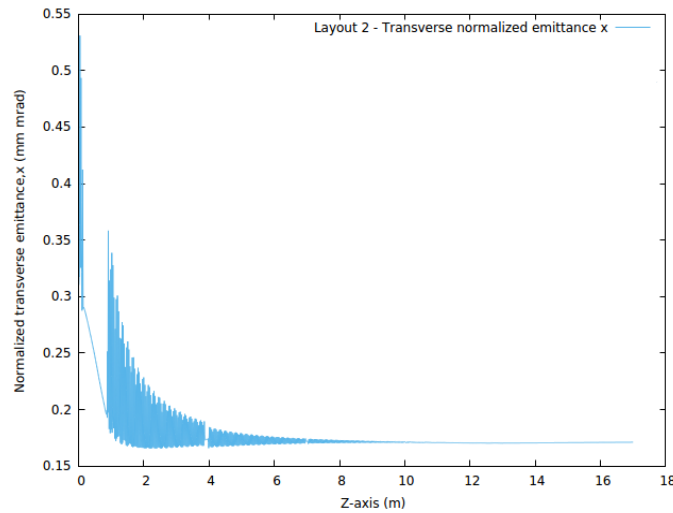
Γράφημα 7.2.1. : Το χρονικό προφίλ της δέσμης στην έξοδο του φωτοεγχευτή. Το ρεύμα της δέσμης έναντι του χρόνου.



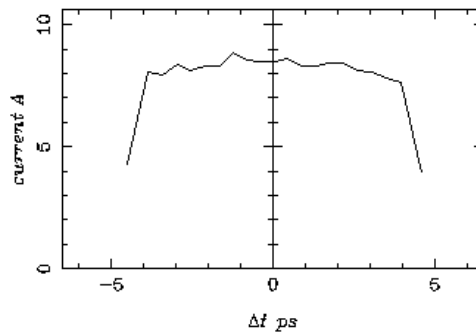
Γράφημα 7.2.2: Η κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα του φασικού υποχώρου (x,x'), έναντι του διαμήκους άξονα z. Η εικονιζόμενη παράμετρος λειτουργεί αντιπροσωπευτικά για την εγκάρσια εκπεμψιμότητα αφού η συμπεριφορά του (y,y') υποχώρου αποκλίνει ελάχιστα με δεδομένη τη συμμετρία της διάταξης.

## Διάταξη 2 - Φωτοκάθοδος χαλκού

Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 14 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 303 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν τελικές κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,1709 π mrad mm και 0,1673 π mm mrad στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,7803 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή 238,2 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι 0,1708 π mm mrad και 0,1673 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,1250 π mm mrad, 0,1273 π mm mrad και 0,2796 π mm mrad στους άξονες x, y και z.



Γράφημα 7.2.3. : Κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα του φασικού υποχώρου  $(x, x')$ , έναντι του διαμήκους άξονα  $z$  για τη διάταξη 2.



Γράφημα 7.2.4. : Το χρονικό προφίλ της δέσμης στην έξοδο του φωτοεγχυτή.

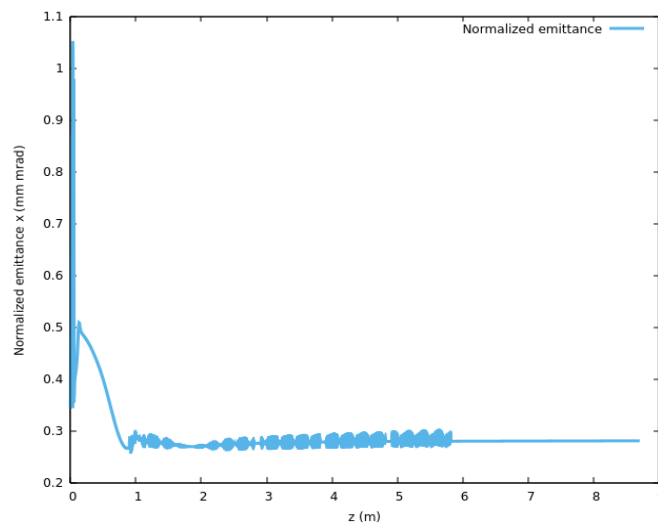
Το επιθυμητό χρονικό μήκος δέσμης στο τέλος του φωτοεγχυτή συνδέεται με τη συχνότητα RF του γραμμικού επιταχυντή που ακολουθεί. Το μήκος της δέσμης πρέπει να είναι ένα μικρό κλάσμα της περιόδου RF του ακολουθούμενου στοιχείου σύμφωνα με την αναφερθείσα οδηγία. Όπως απεικονίζεται παραπάνω, το τελικό συνολικό μήκος της δέσμης είναι ελαφρώς μικρότερο από 10 ps, επιτρέποντας τη χρήση ενός γραμμικού επιταχυντή S-band συχνότητας λειτουργίας. Η χρήση στοιχείου υψηλότερης συχνότητας απαιτεί πρώτα την ενσωμάτωση ενός σχήματος συμπίεσης της δέσμης.

### Διάταξη 3 - Φωτοκάθοδος χαλκού

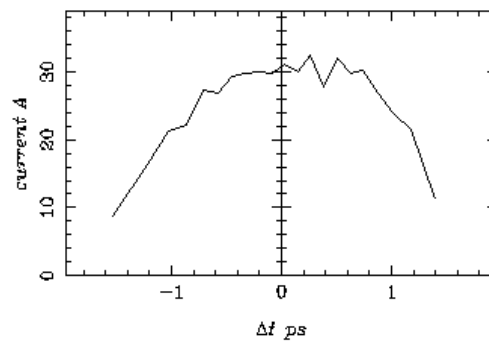
Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 302,3 MeV στο τέλος της. Η δέσμη λαμβάνει κανονικοποιημένη τιμή εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,2805 π mrad mm και 0,2805 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,2350 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή των 124,7 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στους άξονες  $x$  και  $y$  είναι 0,2829 π mm mrad

και 0,2827  $\pi$  mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμπιμότητας είναι 0,2124  $\pi$  mm mrad, 0,2119  $\pi$  mm mrad και 0,2469  $\pi$  mm mrad στους άξονες x, y και z.

Το επιθυμητό μήκος δέσμης στο τέλος του φωτοεγχυτή συνδέεται με τη συχνότητα RF του επιταχυντή που ακολουθεί σύμφωνα με την οδηγία που έχει διατυπωθεί. Όπως απεικονίζεται στο παρακάτω γράφημα, το συνολικό τελικό χρονικό μήκος δέσμης είναι περίπου 3 ps που επιτρέπει τη χρήση μιας διάταξης S-band, C-band ή ακόμα και X-band σε ακολουθία του φωτοεγχυτή. Η χρήση στοιχείου υψηλότερης συχνότητας απαιτεί πρώτα τη χρήση ενός σχήματος συμπίεσης της δέσμης.



Γράφημα 7.2.5: Η κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμπιμότητα του υποχώρου (x,x'), έναντι του διαμήκους άξονα z.



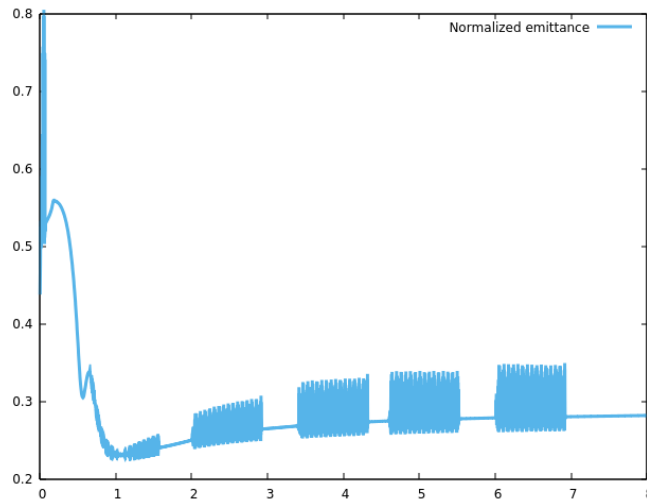
Γράφημα 7.26.: Το ρεύμα της δέσμης έναντι του χρόνου στην έξοδο του φωτοεγχυτή.

#### Διάταξη 4 - Φωτοκάθοδος χαλκού

Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 303 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμπιμότητας των 0,2809  $\pi$  mm mrad και 0,2728  $\pi$  mm mrad στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το

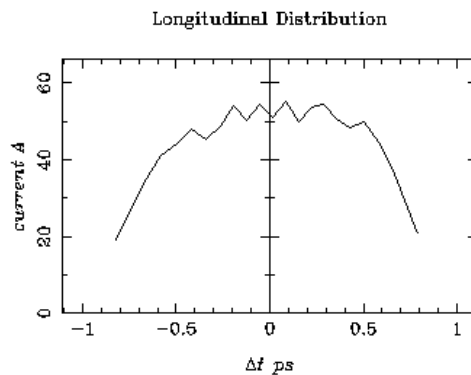


μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,1330 mm. Η διαμήκη εκπεμψιμότητα λαμβάνει την τιμή των 21,58  $\pi$  keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι 0,2798  $\pi$  mm mrad και 0,2717  $\pi$  mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,2072  $\pi$  mm mrad, 0,2003  $\pi$  mm mrad και 0,091  $\pi$  mm mrad στους άξονες x, y και z.



Γράφημα 7.2.7: Κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα του υποχώρου (x,x'), έναντι του διαμήκους άξονα z (m).

Όπως απεικονίζεται στο παρακάτω γράφημα, το συνολικό τελικό χρονικό μήκος δέσμης είναι περίπου 3 ps που επιτρέπει τη χρήση μιας διάταξης S-band, C-band ή ακόμα και X-band σε ακολουθία του φωτοεγχυτή. Η χρήση στοιχείου υψηλότερης συχνότητας απαιτεί πρώτα τη χρήση ενός σχήματος συμπίεσης της δέσμης.

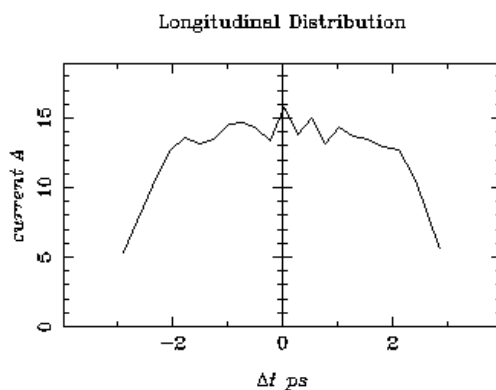


Γράφημα 7.2.8. : Το ρεύμα της δέσμης έναντι του χρόνου στην έξοδο του φωτοεγχυτή.

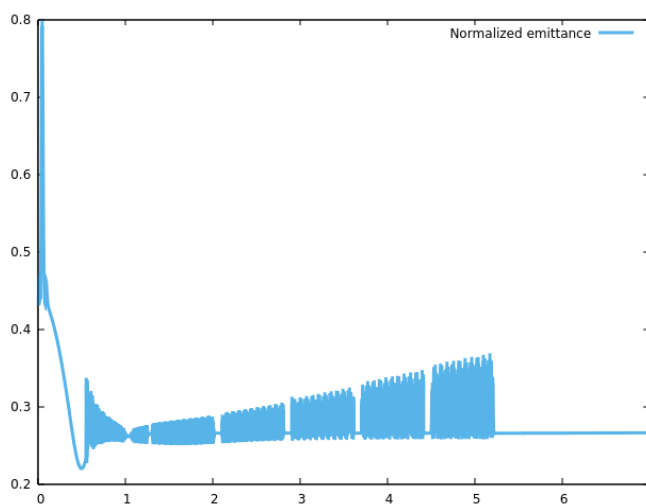
#### Διάταξη 5 - Φωτοκάθοδος χαλκού

Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 5,2 μέτρων παρέχοντας δέσμες ενέργειας ηλεκτρονίων 286,2 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας των 0,2654

$\pi$  mrad mm και  $0,2588 \pi$  mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα  $0,4774$  mm. Η διαμήκη εκπεμψιμότητα έχει τιμή  $939,2 \pi$  keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι  $0,2681 \pi$  mm mrad και  $0,2606 \pi$  mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι  $0,1640 \pi$  mm mrad,  $0,1624 \pi$  mm mrad και  $1,394 \pi$  mm mrad στον άξονα x, y και z.



Γράφημα 7.2.9 :Το ρεύμα της δέσμης έναντι του χρόνου στην έξοδο του φωτοεγχυτή.

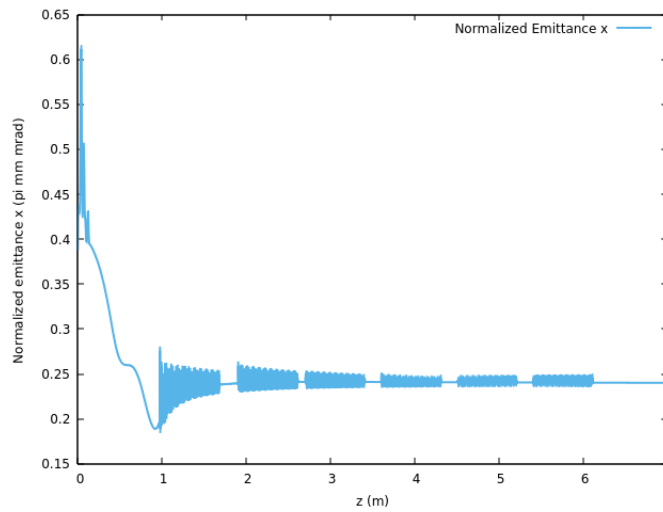


Γράφημα 7.2.10: Κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα του υποχώρου (x,x'), έναντι του διαμήκους άξονα z (m).

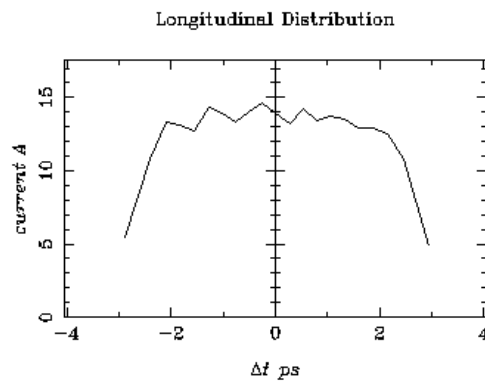
### Διάταξη 6 - Φωτοκάθοδος χαλκού

Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος  $6.125$  μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας  $288,7$  MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας των  $0,2402 \pi$  mrad mm και  $0,2375 \pi$  mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα  $0,4853$  mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή  $969,1 \pi$  keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι  $0,2432 \pi$

mm mrad και 0,2403  $\pi$  mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεψιμότητας είναι 0,1830  $\pi$  mm mrad, 0,1836  $\pi$  mm mrad και 1,348  $\pi$  mm mrad στον άξονα x, y και z.



Γράφημα 7.2.11: Κανονικοποιημένη εγκάρσια εκπεψιμότητα του υποχώρου (x,x'), έναντι του διαμήκους άξονα z (m).



Γράφημα 7.2.12. : Το ρεύμα της δέσμης έναντι του χρόνου στην έξοδο του φωτοεγχυτή. Το χρονικό μήκος της δεν ξεπερνά τα 6 ps.

## Η φωτοκάθοδος του Καισίου-Τελλουρίου

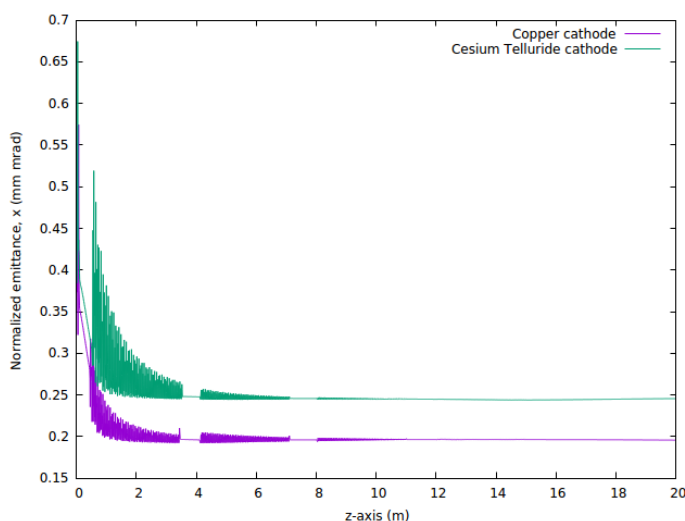
Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία <sup>[44]</sup>, μια φωτοκάθοδος Cs<sub>2</sub>Te αναμένεται να παρουσιάζει ελαφρώς υψηλότερη εγγενή εκπεμψιμότητα από εκείνη του χαλκού. Δεδομένης της φύσης της μέτρησης, η διαφορά στις τιμές μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Αντίθετα, απαιτείται να ληφθεί υπόψη η χρονική καθυστέρηση της εκπομπής, της τάξεως των 0,4 ps όπως προβλέπεται από προσομοιώσεις Monte Carlo, για τη φωτοκάθοδο από Καισίο-Τελλούριο.

Παρακάτω, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων έξι διατάξεων που διαθέτουν φωτοκάθοδο από Καισίο-Τελλούριο. Οι διατάξεις 1-6 αποτελούνται από ακριβώς τα ίδια στοιχεία με εκείνα της μελέτης με χρήση φωτοκαθόδου χαλκού, διαθέτοντας ελαφρώς διαφορετικές τιμές παραμέτρων θέσεων, φάσεων και αρχικής δέσμης όπως προέκυψαν κατά τη διαδικασία της χειροκίνητης βελτιστοποίησης.

Χρήσιμο θα ήταν να αναφερθεί πως η απόδοση και η αξιοπιστία της φωτοκαθόδου του Καισίου-Τελλουρίου κάτω από την εφαρμογή πολύ υψηλών πεδίων όπως αυτών που εφαρμόζονται στα πυροβόλα x-band δεν υποστηρίζεται βιβλιογραφικά. Παρα ταύτα η μελέτη διενεργείται διερευνητικά και σε αναμονή πειραματικών δεδομένων.

## Διάταξη 1 - Φωτοκάθοδος από Καισίο-Τελλούριο

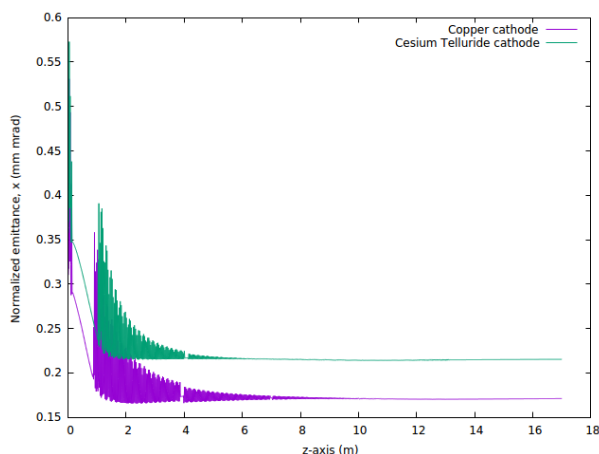
Η αρχικά επιλεγόμενη διαμόρφωση της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 15 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 298 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας των 0,2440 π mrad mm και 0,2155 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,7397 mm. Η διαμήκη εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή 204,5 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στους άξονες x και y είναι 0,2439 π mm mrad και 0,2154 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,1759 π mm mrad, 0,1664 π mm mrad και 0,2950 π mm mrad στον άξονα x, y και z.



**Γράφημα 7.2.13:** Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκου άξονα z για τη διάταξη 1. Επιλέγεται η παράμετρος να απεικονιστεί ταυτόχρονα για τις διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους Καισίου-Τελλουρίου και Χαλκού.

## Διάταξη 2 - Φωτοκάθοδος από Καίσιιο-Τελλούριο

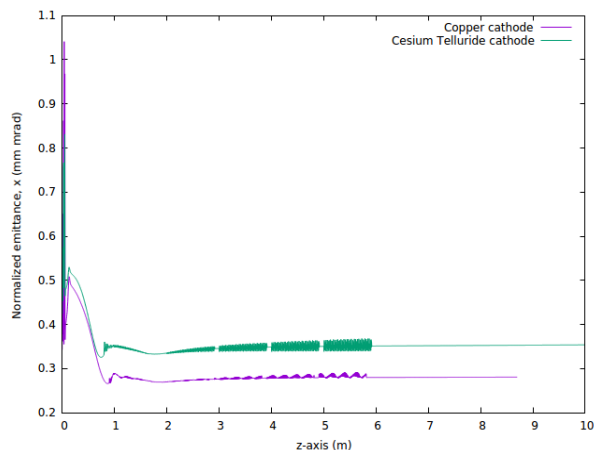
Η αρχικά επιλεγόμενη διάταξη της επιταχυντικής γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 13,5 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 303 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,2151 π mrad mm και 0,1238 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,7665 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα λαμβάνει την τιμή 231,1 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι 0,2151 π mm mrad και 0,2238 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,1568 π mm mrad, 0,1576 π mm mrad και 0,3274 π mm mrad στον άξονα x, y και z.



Γράφημα 7.2.14: Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκους άξονα z για τη διάταξη 2. Επιλέγεται να απεικονιστεί η παράμετρος για τις διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους από Καίσιιο-Τελλούριο αλλά και Χαλκό.

## Διάταξη 3 - Φωτοκάθοδος από Καίσιιο-Τελλούριο

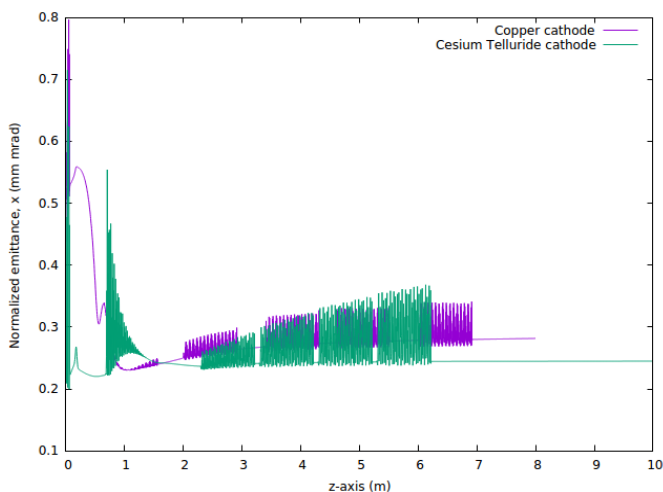
Η επιλεγμένη προκαταρκτική διαμόρφωση της γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 302,5 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,3634 π mrad mm και 0,4002 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,2060 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα λαμβάνει τιμή 85,04 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι 0,3633 π mm mrad και 0,3997 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,2487 π mm mrad, 0,2554 π mm mrad και 0,2228 π mm mrad στον άξονα x, y και z.



Γράφημα 7.2.15: Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκους άξονα z για τη διάταξη 3. Επιλέγεται να απεικονιστεί η παράμετρος για τις δύο διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους από Καίσιιο-Τελλούριο και Χαλκό.

#### Διάταξη 4 - Φωτοκάθοδος από Καίσιο-Τελλούριο

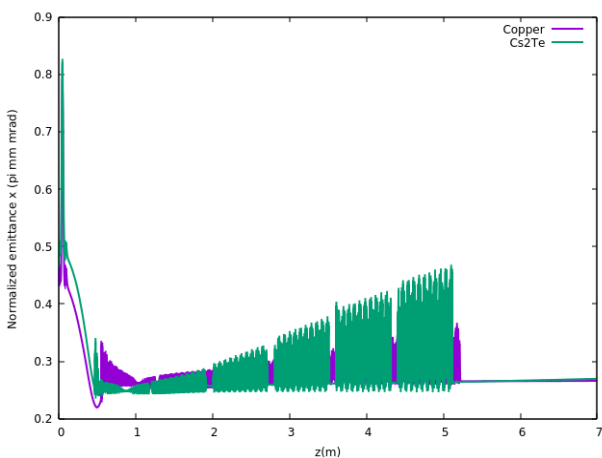
Η επιλεγμένη προκαταρκτική διαμόρφωση δέσμης δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 296,7 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,2449 π mrad mm και 0,2598 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,1923 mm. Η διαμήκης εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή των 63,64 π keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ίχνων στον άξονα x και y είναι 0,2462 π mm mrad και 0,2625 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,2088 π mm mrad, 0,2162 π mm mrad και 9,5516E-02 π mm mrad στον άξονα x, y και z.



**Γράφημα 7.2.16:** Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκους άξονα z για τη διάταξη 4. Επιλέγεται να απεικονιστεί η παράμετρος για τις δύο διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους από Καίσιο-Τελλούριο και Χαλκό.

#### Διάταξη 5 - Φωτοκάθοδος από Καίσιο-Τελλούριο

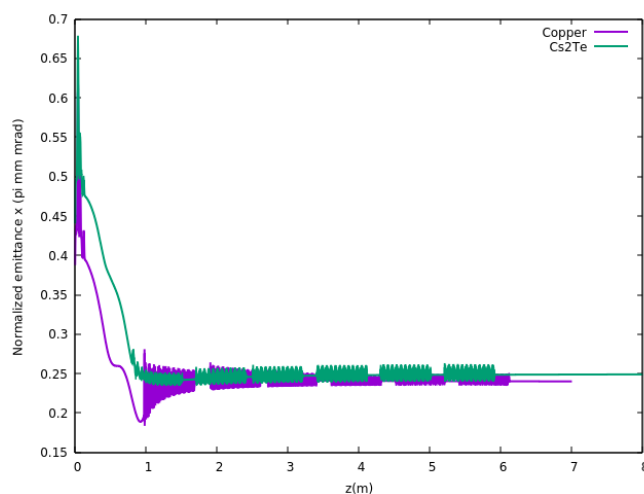
Η επιλεγμένη προκαταρκτική διαμόρφωση δέσμης δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 286,2 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας των 0,2646 π mrad mm και 0,2926 π mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,4836 mm. Η διαμήκη εκπομπή παίρνει μια τιμή 988,1 π keV mm. Οι τιμές εκπομπής χώρου ίχνους στον άξονα x και y είναι 0,2552 π mm mrad και 0,2805 π mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,1976 π mm mrad, 0,2057 π mm mrad και 1,674 π mm mrad στον άξονα x, y και z.



**Γράφημα 7.2.17:** Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκους άξονα z για τη διάταξη 4. Επιλέγεται να απεικονιστεί η παράμετρος για τις δύο διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους από Καίσιο-Τελλούριο και Χαλκό.

## Διάταξη 6 - Φωτοκάθοδος από Καίσιο-Τελλούριο

Η επιλεγμένη προκαταρκτική διαμόρφωση της γραμμής δέσμης εκτείνεται σε μήκος 6 μέτρων παρέχοντας δέσμες ηλεκτρονίων ενέργειας 289 MeV στο τέλος της. Οι δέσμες λαμβάνουν κανονικοποιημένες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας 0,2487  $\pi$  mrad mm και 0,2628  $\pi$  mrad mm στον οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα αντίστοιχα. Το μήκος της δέσμης εκτιμάται στα 0,4933 mm. Η διαμήκη εκπεμψιμότητα παίρνει την τιμή των 1052  $\pi$  keV mm. Οι τιμές εκπεμψιμότητας ιχνών στον άξονα x και y είναι 0,2498  $\pi$  mm mrad και 0,2654  $\pi$  mm mrad αντίστοιχα. Οι μέσες τιμές τμηματικής εκπεμψιμότητας είναι 0,2088  $\pi$  mm mrad, 0,2184  $\pi$  mm mrad και 2,859  $\pi$  mm mrad στον άξονα x, y και z.



Γράφημα 7.2.18: Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα της δέσμης κατά μήκος του διαμήκου άξονα z για τη διάταξη 6. Επιλέγεται να απεικονιστεί η παράμετρος για τις δύο διατάξεις που διαθέτουν φωτοκαθόδους από Καίσιο-Τελλούριο και Χαλκό.

### Προκαταρκτικά αποτελέσματα και συμπεράσματα

Η αρχική μας διερεύνηση μπορεί να ολοκληρωθεί με την σύγκριση των αποδόσεων των 6 διατάξεων. Θα πρέπει να αναφερθεί πως μια χειροκίνητη βελτιστοποίηση της δυναμικής της δέσμης δε μπορεί να παρέχει την πλήρη εξισορρόπηση των φαινομένων. Δεν αναμένεται να διαμορφωθούν δέσμες υψηλής ποιότητας, ικανές να παρουσιάσουν το σύνολο των επιθυμητών χαρακτηριστικών. Πράγματι, η τιμή της εκπεμψιμότητας εμφανίζει ταλαντωτική συμπεριφορά εντός κάθε επιταχυντικής διάταξης διαμορφώνοντας μια ασταθή απόδοση για το σύστημα. Παρά τις όποιες αστάθειες, χρήσιμα συμπεράσματα προκύπτουν σχετικά με τις πιθανές τιμές της τελικής εκπεμψιμότητας αλλά και τα συγκριτικά πλεονεκτήματα κάθε διάταξης.

Πίνακας 7.3: Η συγκριτική μελέτη απόδοσης των 12 διατάξεων έπειτα από χειροκίνητη βελτιστοποίηση.

Συγκριτική μελέτη απόδοσης των 12 διατάξεων στο αρχικό στάδιο					
Διάταξη	Μήκος (m)	Εγκάρσια εκπεμψιμότητα x,y (π mm mrad)		Μήκος δέσμης (mm)	Ενέργεια (MeV)
Cu 1	15	0.1866	0.1743	0.7010	297.9
Cs <sub>2</sub> Te 1	15	0.2440	0.2155	0.7397	298
Cu 2	13	0.1709	0.1673	0.7803	303.0
Cs <sub>2</sub> Te 2	13.5	0.2151	0.2238	0.7665	303.0
Cu 3	6	0.2805	0.2805	0.2350	302.3
Cs <sub>2</sub> Te 3	6	0.3634	0.4002	0.2060	302.5
Cu 4	7	0.2809	0.2728	0.1330	303.4
Cs <sub>2</sub> Te 4	6	0.3540	0.3593	0.2186	303.2
Cu 5	5.5	0.2654	0.2588	0.4774	286.2
Cs <sub>2</sub> Te 5	5	0.2646	0.2926	0.4836	286.2
Cu 6	6	0.2402	0.2375	0.4853	288.7
Cs <sub>2</sub> Te 6	6	0.2487	0.2628	0.4933	288.7

#### Δύο διαφορετικά υλικά

Προφανώς, οι διατάξεις που διαθέτουν φωτοκάθοδο χαλκού παρέχουν χαμηλότερες τιμές εγκάρσιας κανονικοποιημένης εκπεμψιμότητας σε σχέση με εκείνες του Καισίου-Τελλουρίου. Η τάση ισχύει σχεδόν σε κάθε διάταξη εκτός από την τέταρτη. Δεδομένης της ομοιότητας των εγγενών τιμών εκπεμψιμότητας που επιλέχθηκαν και για τα δύο υλικά, η καθυστέρηση εκπομπής της καθόδου Καισίου-Τελλουρίου παίζει προφανώς καθοριστικό ρόλο στην απόδοση της δέσμης και στη βέλτιστη τελική επιλογή διαμόρφωσης.

#### Διαφορετικές συχνότητες στοιχείων

Σαφώς, η διατάξεις x-band και υβριδικού φωτοεγχυτή προτείνουν ένα μικρότερο συνολικό μήκος διάταξης σε σύγκριση με τις επιλογές s-band. Το γεγονός προσφέρει ένα συγκριτικό πλεονέκτημα για τις διατάξεις 3 έως 6, δεδομένου του στόχου κατασκευής μιας όσο δυνατόν συμπαγούς διάταξης. Επίσης, οι διατάξεις των x-band συχνοτήτων χρησιμοποιούν πολύ μικρούς αρχικούς παλμούς, παρουσιάζοντας το



συγκριτικό πλεονέκτημα ενός πολύ μικρού μήκους δέσμης, και συνεπώς ενός υψηλού ρεύματος ακόμη και απουσία σχήματος συμπίεσης της δέσμης. Από την άλλη πλευρά, οι διατάξεις των s-band συχνοτήτων παρέχουν τις χαμηλότερες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας έναντι των υπολοίπων επιλογών.

### Προκαταρκτικά αποτελέσματα και συμπεράσματα - Φωτεινότητα

Η προκαταρκτική μας ανάλυση φτάνει στο τέλος της συγκρίνοντας την τελική φωτεινότητα της δέσμης των ηλεκτρονίων για τις 12 διατάξεις. Το τελικό συνολικό χρονικό μήκος υπολογίστηκε από τη σχέση  $t = \frac{\beta c}{\text{bunch length}}$ , όπου το  $\beta c$  αντιπροσωπεύει την τελική ταχύτητα. Στην έκτη στήλη, το μέγιστο ρεύμα δέσμης δίνεται ως

$I_{\text{peak current}} = \frac{Q_{\text{bunch}} (\text{ps})}{\text{Temporal bunch length} (\text{ps})}$  όπου το χρονικό μήκος έχει οριστεί ως  $\sqrt{12} \sigma_t$ .

Τέλος, η φωτεινότητα της δέσμης υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τον ορισμό,

$$B = \frac{I_{\text{peak current}}}{\varepsilon_{n,x} \varepsilon_{n,y}}.$$

Οι ορισμοί της φωτεινότητας, του μήκους ή του μέγιστου ρεύματος της δέσμης μπορούν να διαφέρουν σύμφωνα με τη βιβλιογραφία. Πιθανές ασυνέπειες αποφεύχθηκαν με τη χρήση πανομοιότυπων εκφράσεων κατά τη μελέτη κάθε διάταξης ώστε η συνολική μελέτη να λάβει χώρα ομαλά σε ένα πλαίσιο σύγκρισης.

Όπως φαίνεται σαφώς στον παρακάτω πίνακα, οι διατάξεις που χρησιμοποιούν φωτοκαθόδους χαλκού παρουσιάζουν υψηλότερες τιμές φωτεινότητας δέσμης, σε σύγκριση με τις υπόλοιπες επιλογές. Η διάταξη 4, όπου χρησιμοποιείται ένα πυροβόλο x-band συχνότητας και 5,6 κελιών παρουσιάζει υποσχόμενη απόδοση παρέχοντας την δέσμη με την υψηλότερη φωτεινότητα.

Πίνακας 7.4: Χαρακτηριστικά της δέσμης στην έξοδο κάθε μιας από τις έξι διατάξεις φωτοεγχυτή.

Διάταξη	Εγκάρσια εκπεμψιμότητα x & y (π mm mrad)		Μήκος δέσμης (mm)	Μήκος δέσμης (ps)	Φορτίο δέσμης (pC)	Μέγιστο ρεύμα $\frac{Q}{\sqrt{12}\sigma_t}$	Φωτεινότητα (A / m <sup>2</sup> ) * 10 <sup>12</sup>
Cu 1	0.1866	0.1743	0.7010	2.34	75	9.266	284.88
Cs <sub>2</sub> Te 1	0.2440	0.2155	0.7397	2.47	75	8.781	166.99
Cu 2	0.1709	0.1673	0.7803	2.60	75	8.324	291.13
Cs <sub>2</sub> Te 2	0.2151	0.2238	0.7665	2.56	75	8.474	176.03
Cu 3	0.2805	0.2805	0.2350	0.783	75	27.639	351.28
Cs <sub>2</sub> Te 3	0.3634	0.4002	0.2060	0.687	75	31.530	216.80
Cu 4	0.2809	0.2728	0.1330	0.443	75	48.836	637.30
Cs <sub>2</sub> Te 4	0.3540	0.3593	0.2186	0.729	75	29.713	233.60
Cu 5	0.2654	0.2588	0.4774	1.59	75	13.605	198.08
Cs <sub>2</sub> Te 5	0.2646	0.2926	0.4836	1.61	75	13.431	173.48
Cu 6	0.2402	0.2375	0.4853	1.62	75	13.384	234.61
Cs <sub>2</sub> Te 6	0.2487	0.2628	0.4933	1.64	75	13.167	201.46

### 7.3 Γενετική βελτιστοποίηση

Όπως αναφέρθηκε είναι πολύ δύσκολο να βρεθεί χειροκίνητα μια διάταξη που παρουσιάζει απόδοση σύμφωνη με τις απαιτήσεις μας συνολικά. Δεν πρέπει να παραβλέπεται πως η χειροκίνητη βελτιστοποίηση αποτελεί μια γραμμική διαδικασία που είναι δύσκολο να ευθυγραμμιστεί με την πολυδιάστατη φύση του προβλήματός μας. Με αυτό το δεδομένο, εξελιγμένες μέθοδοι βελτιστοποίησης εφαρμόζονται ώστε να διερευνηθεί αποτελεσματικά η επιθυμητή απόδοση για το σύστημα.

Μια συχνά επιλεγόμενη μέθοδος για συστήματα υπό μελέτη με τη χρήση του ASTRA είναι η ενσωμάτωση γενετικών αλγορίθμων στη μελέτη. Στην περίπτωση μας, ο κώδικας που επιλέγεται είναι το πρόγραμμα Giotto και ο στόχος μας διαμορφώνεται στην εύρεση των κατάλληλων βέλτιστων παραμέτρων για κάθε διάταξη εφαρμόζοντας ιδέες εξελικτικής υπολογιστικής βελτιστοποίησης.

Η συνάρτηση προσαρμογής που θα επιλεγεί να εισαχθεί στο πρόγραμμα Giotto, καθώς και τα γονίδια-παραμέτροι που θα χρησιμοποιηθούν, αποτελούν τους θεμέλιους λίθους

της διαδικασίας της βελτιστοποίησης. Η συνάρτηση αναμένεται να περιέχει τις κατάλληλες παραμέτρους ώστε να αποτελέσει ικανό μέτρο ποιότητας και να λειτουργήσει ως οδηγός για για το σύστημά μας. Όσον αφορά στα γονίδια, θα πρέπει να καλύπτουν έναν ικανό αριθμό μεταβλητών του συστήματος και να κυμαίνονται σε προκαθορισμένα, κατάλληλα και επιτρεπόμενα πεδία τιμών. Μία από τις συναρτήσεις που δοκιμάστηκαν στα πλαίσια των ερευνητικών προσπαθειών μας καθώς και τα γονίδια-μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται στον πίνακα 7.5.

**Πίνακας 7.5:** Παράμετροι του σχήματος βελτιστοποίησης που δηλώνεται στο πρόγραμμα Giotto.

Idoneity (fitness) function (RPN notation)	$f = emitX 0.1 / sqr - 1 * exp 100 *$
Idoneity (fitness) function (standard notation)	$f = 100 e^{-(emitX/0.1)^2}$
Αριθμός γονιδίων	~ 10 (sig_x, Lt, Phi (1), Phi (2), MaxE (1), MaxB (1) κ.λπ.)
Αριθμός γενεών	400
Μέγεθος πληθυσμού	32

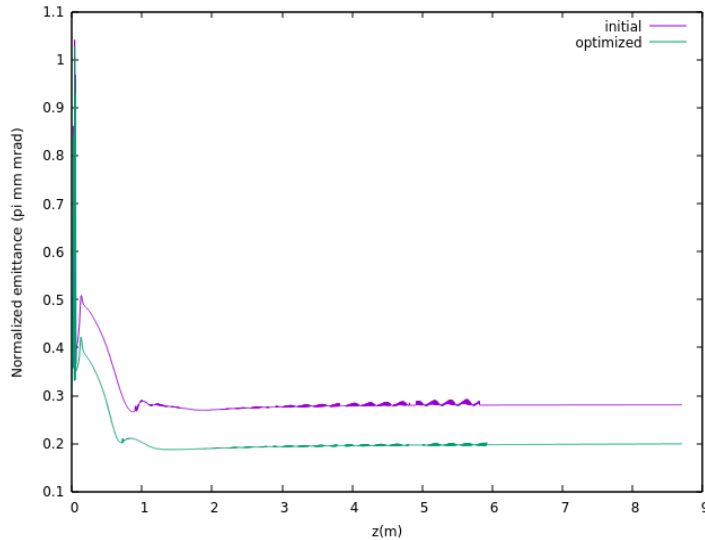
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της γενετικής βελτιστοποίησης υπό το σχήμα που περιέχεται στον πίνακα 7.5. Όπως γίνεται εμφανές για τη συνάρτηση προσαρμογής που επιλέγεται, το βάρος της βελτιστοποίησης δίνεται αποκλειστικά στην εγκάρσια εκπεψιμότητα. Η επιλογή αν και εύλογη παραμένει εστιασμένη σε έναν υπόχωρο του συστήματος. Θα πρέπει να τονιστεί πως αν και πράγματι η εγκάρσια εκπεψιμότητα αποτελεί το κύριο μέτρο ποιότητας της δέσμης, δεν αποτελεί ταυτόχρονα το μόνο. Τυχόν μη αναστρέψιμες αλλαγές στις τιμές των υπόλοιπων χαρακτηριστικών της δέσμης οφείλουν να ληφθούν προσεκτικά υπόψη στα πλαίσια μιας ολοκληρωμένης βελτιστοποίησης.

Αξίζει να αναφερθεί πως ο γενετικός μας κώδικας δίνει τη δυνατότητα εισαγωγής εξ αρχής, περισσότερων μέτρων ποιότητας, παρέχοντας πληρέστερη κάλυψη των φαινομένων που μας ενδιαφέρουν. Πιθανή επιλογή συνάρτησης αποτέλεσε, μεταξύ άλλων, η  $f = 80e^{-(\frac{emitX}{0.1})^2} + 20e^{-(\frac{sigZ}{0.02})^2}$ , ως μια συνάρτηση που προσφέρει ταυτόχρονη βελτιστοποίηση της εκπεψιμότητας και του μήκους. Η παρουσίαση των σχετικών αποτελεσμάτων κρίνεται εκτός των πλαισίων της παρούσας εργασίας.

Πίνακας 7.6: Παρουσιάζονται βασικές παράμετροι της δέσμης στην έξοδο του φωτοεγχυτή πριν και μετά την εξελικτική βελτιστοποίηση για κάθε διάταξη.

Διάταξη	Προκαταρκτική εγκάρσια εκπεμψιμότητα x,y (π mm mrad)		Βελτιστοποιημένη εγκάρσια εκπεμψιμότητα x & y (π mm mrad)		Αρχική Φωτεινότητα (A / m <sup>2</sup> ) * 10 <sup>12</sup>	Βελτιστοποιημένη Φωτεινότητα (A / m <sup>2</sup> ) * 10 <sup>12</sup>
Cu 1	0.1866	0.1743	0.1451	0.1423	284.88	276.91
Cs <sub>2</sub> Te 1	0.2440	0.2155	0.1809	0.1602	166.99	192.21
Cu 2	0.1709	0.1673	0.1323	0.1303	291.13	315.56
Cs <sub>2</sub> Te 2	0.2151	0.2238	0.1461	0.1438	176.03	312.38
Cu 3	0.2805	0.2805	0.1993	0.1985	351.28	714.76
Cs <sub>2</sub> Te 3	0.3634	0.4002	0.2056	0.2459	216.80	522.46
Cu 4	0.2809	0.2728	0.1769	0.1734	637.30	1196.30
Cs <sub>2</sub> Te 4	0.3540	0.3593	0.189	0.185	233.60	764.77
Cu 5	0.2654	0.2588	0.1571	0.1472	198.08	568.91
Cs <sub>2</sub> Te 5	0.2646	0.2926	0.1894	0.1834	173.48	302.42
Cu 6	0.2402	0.2375	0.1428	0.1427	234.61	494.10
Cs <sub>2</sub> Te 6	0.2487	0.2628	0.201	0.1993	201.46	264.46

Όπως φαίνεται στον παραπάνω πίνακα, η μείωση της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας που επιτυγχάνεται για κάθε διάταξη είναι εντυπωσιακή. Θα πρέπει να αναφερθεί εκ νέου, πως το σχήμα που χρησιμοποιήθηκε αγνοεί ορισμένες σημαντικές παραμέτρους υπό βελτιστοποίηση όπως το μήκος της δέσμης και η διαμήκης εκπεμψιμότητα. Δεν είναι βέβαιο ότι τα σημεία εργασίας που υιοθετούνται προσφέρουν ολιστικά τη βέλτιστη απόδοση για τη δέσμη. Δεδομένης της διερευνητικής φύσης της εργασίας μας αλλά και της ύπαρξης μεθόδων που μπορούν να μεταβάλλουν τα λοιπά χαρακτηριστικά της δέσμης σε επόμενα σημεία της διάταξης, η εστίαση στη βελτιστοποίηση της εκπεμψιμότητας αποτέλεσε ένα ικανό σημείο εκκίνησης για τη συγκριτική μας μελέτη και φυσικά ένα σημείο αναφοράς για περαιτέρω διερευνήσεις.



**Εικόνα 7.3.1:** Η εγκάρσια εκπεμψιμότητα του υποχώρου ( $x, x'$ ) έναντι της απόστασης  $z$  για τη διάταξη 3. Η αρχική απόδοση της δέσμης ( $\mu\text{wb}$ ) και η απόδοση έπειτα από τη γενετική βελτιστοποίηση (πράσινο) απεικονίζονται. Το γράφημα είναι αντιπροσωπευτικό του αντίκτυπου της γενετικής βελτιστοποίησης.

### Δύο διαφορετικά υλικά

Είναι εμφανές πως η τάση που υποδεικνύει χαμηλότερες τιμές εγκάρσιας κανονικοποιημένης εκπεμψιμότητας για τις διατάξεις που διαθέτουν φωτοκάθοδο χαλκού παραμένει και για τα βελτιστοποιημένα σχήματα. Δεδομένης της ομοιότητας των εγγενών τιμών εκπεμψιμότητας που επιλέχθηκαν και για τα δύο υλικά, η καθυστέρηση εκπομπής της καθόδου Καισίου-Τελλουρίου συνεχίζει να παίζει προφανώς καθοριστικό ρόλο στην απόδοση της δέσμης και στη βέλτιστη τελική διαμόρφωση της διάταξης.

### Διαφορετικές συχνότητες στοιχείων

Το συγκριτικό πλεονέκτημα του μικρού συνολικού μήκους διάταξης για τις επιλογές 3 έως 6 παραμένει. Οι διατάξεις των s-band συχνοτήτων αλλά πλέον και οι υβριδικές παρέχουν τις χαμηλότερες τιμές εγκάρσιας εκπεμψιμότητας έναντι των υπολοίπων επιλογών. Τέλος, οι διατάξεις των x-band συχνοτήτων χρησιμοποιούν πολύ μικρούς αρχικούς παλμούς, παρουσιάζοντας το συγκριτικό πλεονέκτημα ενός πολύ μικρού μήκους δέσμης, και συνεπώς ενός υψηλού ρεύματος δέσμης ακόμη και απουσία σχήματος συμπίεσης της δέσμης. Η εν λόγω τάση μεταφέρεται και στην τιμή της φωτεινότητας καθιστώντας τις διατάξεις x-band συχνοτήτων μια υποσχόμενη επιλογή για φωτοεγχυτές υψηλής φωτεινότητας..

Με την ολοκλήρωση του κεφαλαίου θα πρέπει να αναφερθούν τα όρια αυτής της μελέτης. Αρχικά, κατά τις προσομοιωτικές διαδικασίες έχει αγνοηθεί η γεωμετρία των τοιχωμάτων των επιταχυντικών στοιχείων και όσα δευτερογενή φαινόμενα σχετίζονται με αυτά. Επίσης, υιοθετήθηκαν ιδανικές εγκάρσιες και διαμήκεις κατανομές, μια προσέγγιση που δεν είναι πάντα αληθής σε πειραματικό επίπεδο. Τέλος, οι διατάξεις διαμορφώθηκαν χωρίς να ληφθεί υπόψη η ανάγκη τοποθέτησης στοιχείων που δρουν διαγνωστικά για τη δέσμη, με αποτέλεσμα τα μήκη των διατάξεων σε πρακτικό επίπεδο, να απαιτείται να λάβουν πιθανώς μια μεγαλύτερη τελική τιμή. Τα όρια που μόλις αναφέρθηκαν οφείλουν να ληφθούν υπόψη αλλά και να δράσουν ως οδηγοί για νέες, πληρέστερες μελέτες.

## Κεφάλαιο 8 Συμπεράσματα

Η παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε τη σχεδιαστική μελέτη μιας νέας επιταχυντικής διάταξης XFEL, εστιάζοντας στο αρχικό της μέρος που ονομάζεται φωτοεγχυτής. Στα πλαίσια της μελέτης, παρουσιάστηκαν θεμελιώδεις ιδέες της φυσικής των επιταχυντών και της τεχνολογίας των Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων καθώς και σημαντικά υπολογιστικά εργαλεία. Αναλύθηκαν τα όρια και τα κριτήρια για την επιλογή των παραμέτρων που διαμορφώνουν την απόδοση της δέσμης των ηλεκτρονίων, ενώ εξετάστηκαν το υλικό της φωτοκαθόδου και το κατάλληλο σύστημα Λέιζερ για την αρχική εκπομπή των ηλεκτρονίων. Τέλος, προσομοιώθηκαν έξι διαφορετικές πιθανές διατάξεις φωτοεγχυτή με σκοπό την εξαγωγή συμπερασμάτων με κριτήρια σύγκρισης.

Σχετικά με τη φωτοκάθοδο, μια σειρά από κριτήρια που διαμορφώνουν την καταλληλότητα ενός υλικού προς χρήση σε εφαρμογές φωτοεκπομπής συγκεντρώθηκαν και παρουσιάστηκαν. Σύμφωνα με τα τρέχοντα δεδομένα, απουσιάζει ένα υλικό που να συγκεντρώνει το σύνολο των επιθυμητών χαρακτηριστικών. Ως αποτέλεσμα, η επιλογή βασίστηκε στην κριτική σύγκριση των πλεονεκτημάτων κάθε υλικού σε συνάφεια με τους στόχους της εφαρμογής μας. Δεδομένης της φύσης της μελέτης μας, δύο προτάσεις αναφοράς πραγματοποιήθηκαν βασιζόμενες στην τρέχουσα βιβλιογραφία και τις διατάξεις FEL εν λειτουργία. Τα υλικά του Χαλκού και του Καισίου-Τελλουρίου αποτέλεσαν δύο ευρέως χρησιμοποιούμενες επιλογές που μπορούν να λειτουργήσουν επιτυχώς εντός διατάξεων FEL. Λόγω της μακράς διάρκειας ζωής, της στιβαρότητας και της αποδεδειγμένης αντοχής σε υψηλά πεδία, το υλικό του Χαλκού αποτέλεσε την πρώτη μας επιλογή για μια μελλοντική διάταξη. Η μελέτη έκλεισε με αναφορές στην παρούσα βιβλιογραφία που προσανατολίζεται στην εύρεση νέων υλικών ή στη βελτίωση των ιδιοτήτων των ήδη χρησιμοποιούμενων, ώστε να συγκεντρώνουν το σύνολο των επιθυμητών χαρακτηριστικών για τις εφαρμογές μας. Μια σειρά από νέες ιδέες και τεχνικές βρίσκονται υπό διερεύνηση, καθώς η έρευνα βρίσκεται σε εξέλιξη σε παγκόσμιο επίπεδο.

Σε στενή σχέση με τη μελέτη της φωτοκαθόδου, τα χαρακτηριστικά του Λέιζερ που θα τη συνοδεύει κατά τη διαδικασία της φωτοεκπομπής, συγκεντρώθηκαν και αξιολογήθηκαν. Σε υπολογιστικό επίπεδο, μια σειρά από προσομοιώσεις που αφορούσαν τα χωροχρονικά χαρακτηριστικά των παλμών του λέιζερ που προσπίπτουν στην κάθοδο έλαβαν χώρα. Αρχικά, εξήχθη το συμπέρασμα πως, σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία, ένα ομοιόμορφο εγκάρσιο προφίλ παλμού - δέσμης προσφέρει χαμηλότερα πεδία φορτίου χώρου καθώς και χαμηλότερη τιμή εκπεμψιμότητας στην έξοδο του πυροβόλου έναντι ενός γκαουσιανού. Στη συνέχεια, προσομοιώθηκε το φορτίο χώρου στην κάθοδο για διάφορες τιμές εγκάρσιου πλάτους παλμού αλλά και εφαρμοζόμενου πεδίου, αναπαριστώντας με σαφήνεια και ποσοτικοποιώντας τα φαινόμενα κορεσμού λόγω των καθρευστικών πεδίων. Η μελέτη συνεχίστηκε με την προσομοίωση δύο τρισδιάστατων συχνά χρησιμοποιούμενων προφίλ παλμού, του κυλινδρικού και του γκαουσιανού, επιβεβαιώνοντας τα αναμενόμενα συγκριτικά πλεονεκτήματα του κυλινδρικού όσον αφορά στα χαμηλά αναπτυσσόμενα φορτία χώρου. Η μελέτη επαναλήφθηκε εξετάζοντας την τιμή της εκπεμψιμότητας, προσθέτοντας ένα τρίτο ελλειψοειδές αυτή τη φορά προφίλ. Το ελλειψοειδές προφίλ παρουσίασε τη μικρότερη τιμή εκπεμψιμότητας στο τέλος του πυροβόλου έναντι του γκαουσιανού αλλά και του κυλινδρικού προφίλ. Τα συμπεράσματα ήταν πολύ

ενθαρρυντικά για το ελλειψοειδές προφίλ και σε συμφωνία με τη μικρή υπάρχουσα βιβλιογραφία. Στην επόμενη προσομοίωση διερευνήθηκαν τα φορτία χώρου στην φωτοκάθοδο για μια “κενή” εγκάρσια αρχική κατανομή λέιζερ-δέσμης έναντι μιας ομοιόμορφης. Χαμηλότερα εγκάρσια και διαμήκη πεδία παρατηρήθηκαν για την κενή κατανομή κρίνοντας την περαιτέρω διερεύνηση του προφίλ υποσχόμενη. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι στον κώδικά μας ο υπολογισμός του διαμήκους προφίλ στην κάθοδο γίνεται στο κέντρο της καθόδου, γεγονός που δίνει ένα ισχυρό πλεονέκτημα στην κενή κατανομή χωρίς να είναι απαραίτητα αληθές συνολικά. Στην τελευταία προσομοίωση διερευνήθηκε το μήκος του παλμού και η επίπτωση του στα διαμήκη φορτία χώρου στην κάθοδο. Το συμπέρασμα που προέκυψε ήταν πως ένας μακρύς χρονικά παλμός προσέφερε χαμηλότερα διαμήκη φορτία χώρου έναντι ενός βραχύτερου. Η παρατήρηση, αν και χρήσιμη, εστίασε σε έναν υπόχωρο του προβλήματος και δεν αποτέλεσε γενική οδηγία για τις περαιτέρω προσομοιώσεις μας. Η έρευνα γύρω από τα χαρακτηριστικά του Λέιζερ ολοκληρώθηκε με την πρόταση ενός συστήματος αναφοράς που συνίσταται σε ένα καλά μελετημένο σύστημα λέιζερ Ti:Sapphire ικανό να παρέχει παλμούς κατάλληλων χαρακτηριστικών για την εφαρμογή μας.

Στο τελευταίο μέρος της εργασίας, μια σειρά από ολοκληρωμένες προσομοιώσεις με τη χρήση κώδικα δυναμικής δέσμης και γενετικών αλγορίθμων έλαβαν χώρα για έξι διατάξεις φωτοεγχυτή. Οι έξι αυτές διατάξεις περιλάμβαναν δύο διατάξεις με στοιχεία συχνοτήτων λειτουργίας αποκλειστικά στο s-band φάσμα, δύο διατάξεις με στοιχεία αποκλειστικά στο x-band φάσμα και δύο υβριδικές επιλογές με στοιχεία μεικτών συχνοτήτων. Η συγκριτική μελέτη των διατάξεων έλαβε χώρα σε δύο επίπεδα. Αφενός, διενεργήθηκε σύγκριση των αποδόσεων της δέσμης εντός των τριών κατηγοριών διατάξεων που διαθέτουν στοιχεία ανόμοιας συχνότητας λειτουργίας. Αφετέρου συγκρίθηκαν οι αποδόσεις των δύο διαφορετικών υλικών της φωτοκαθόδου εντός κάθε μιας από τις έξι διατάξεις. Η συνολική ανάλυση περιείχε το στάδιο της χειροκίνητης βελτιστοποίησης της απόδοσης της δέσμης εντός κάθε φωτοεγχυτή ακολουθούμενο από τη χρήση μιας μη γραμμικής βελτιστοποιητικής μεθόδου βασισμένης σε γενετικούς αλγορίθμους.

Τα αποτελέσματα της προσομοιωτής ανάλυσης ανέδειξαν το συγκριτικό πλεονέκτημα ενός πολύ μικρού μήκους για τις υβριδικές και x-band διατάξεις έναντι αυτών των s-band. Παράλληλα, οι υβριδικές και οι s-band διατάξεις παρουσίασαν τις χαμηλότερες τιμές εκπεψιμότητας. Τέλος, οι πιο υψηλές τιμές φωτεινότητας προέκυψαν από τις διατάξεις x-band, οι οποίες διατήρησαν χαμηλές τιμές εκπεψιμότητας παράλληλα με το μικρό αρχικό μήκος του παλμού τους. Όσον αφορά το υλικό της φωτοκαθόδου, οι διατάξεις στις οποίες χρησιμοποιήθηκε εκείνο του Χαλκού, παρείχαν υψηλότερης ποιότητας δέσμες, μια τάση που επιβεβαιώθηκε για κάθε μια από τις έξι διατάξεις.

Συγκεντρωτικά, οι υβριδικές και x-band διατάξεις φωτοεγχυτή που μελετήθηκαν μπορούν να αποτελέσουν ελπιδοφόρες επιλογές για μια συμπαγή μελλοντική διάταξη με ισχυρά πρακτικά πλεονεκτήματα και μικρό κόστος. Οι αποδόσεις της δέσμης διατηρούνται σε υψηλά ή και υψηλότερα επίπεδα ποιότητας σε σχέση με τα καθιερωμένα s-band σχήματα και δημιουργούν προστιθέμενη αξία για τα τρέχοντα δεδομένα της τεχνολογίας των Λέιζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων. Όσον αφορά το σχήμα της φωτοεκπομπής, μια φωτοκάθοδος Χαλκού συνοδευόμενη από ένα κατάλληλο UV σύστημα Laser μπορεί να αποτελέσει μια αξιόπιστη επιλογή αναφοράς ικανή να παρέχει υψηλής ποιότητας δέσμες, υποστηριζόμενη από πειραματικά βιβλιογραφικά δεδομένα αλλά και από τις προσομοιώσεις μας.

## Επόμενα βήματα

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 7, το σχήμα βελτιστοποίησης που χρησιμοποιήθηκε εστίασε σε έναν υπόχωρο της συνολικής απόδοσης της δέσμης και συγκεκριμένα στην ελαχιστοποίηση της εγκάρσιας εκπεμψιμότητας. Η επιλογή αν και εύλογη επιδέχεται περαιτέρω διερευνήσεων. Οποιοσδήποτε μη αναστρέψιμες αλλαγές σε λοιπές παραμέτρους του συστήματος οφείλεται να αξιολογηθούν επισταμένως. Παράλληλα, διαδικασίες βελτιστοποίησης με διαφορετικές συναρτήσεις προσαρμογής περισσότερων παραμέτρων, βρίσκονται σε εξέλιξη με σκοπό την αξιολόγηση της καταλληλότερης διαχείρισης της διαδικασίας βελτιστοποίησης του συστήματος. Η παρουσίασή τους θεωρήθηκε εκτός των σκοπών αυτής της διπλωματικής εργασίας.

Θα πρέπει να αναφερθεί πως η διαδικασία της γενετικής βελτιστοποίησης ήταν χρονοβόρα με αποτέλεσμα να διακόπτεται συχνά πριν τη δημιουργία του συνόλου των γενεών που είχαν τεθεί ως στόχος. Ένα διαφορετικό υπολογιστικό σύστημα με υψηλότερο αριθμό πυρήνων θα μπορούσε να δράσει ως υποδομή για νέα αποτελέσματα υψηλότερης ποιότητας εντός ενός εύλογου χρονικού διαστήματος.

Κατά τη μελέτη των χαρακτηριστικών του παλμού του λέιζερ και της αντίστοιχης εξαγόμενης δέσμης καταγράφηκε μια ελπιδοφόρα απόδοση στην έξοδο του πυροβόλου με τη χρήση ενός ελλειψοειδούς προφίλ. Η τιμή εκπεμψιμότητας έδειξε μια σημαντική μείωση χωρίς αλλαγή των υπόλοιπων παραμέτρων. Τα βιβλιογραφικά δεδομένα είναι φτωχά για το ελλειψοειδές προφίλ, με επακόλουθο να χρήζει περαιτέρω διερεύνησης, που θα εκτείνεται σε ολοκληρωμένες προσομοιώσεις, στην καταγραφή των όποιων πρακτικών δυσκολιών διαμόρφωσής του, καθώς και σε πειραματικές μετρήσεις εντός διατάξεων εν λειτουργία. Με δεδομένη την ευρεία χρήση και αξιοπιστία των κυλινδρικών προφίλ δέσμης, τα εν λόγω προφίλ προτιμήθηκαν για τις τελικές προσομοιώσεις μας.

Η μελέτη θα μπορούσε να γίνει ακόμη πιο ρεαλιστική με την εισαγωγή της γεωμετρίας των τοιχωμάτων κάθε επιταχυντικού στοιχείου ώστε να ληφθούν υπόψη τα δευτερογενή φαινόμενα που σχετίζονται με αυτά. Η εισαγωγή των γεωμετρικών παραμέτρων στην ανάλυσή μας, παρότι θεωρείται εκτός των σκοπών αυτής της εργασίας, κρίνεται υψηλής σημασίας για την πλήρη αξιολόγηση των νέων εξαρτημάτων και την τελική κρίση της εφαρμοσιμότητάς τους.

Έμφαση χρήσιμο θα ήταν να δοθεί στο αντίκτυπο του φαινομένου Schottky, ενός φαινομένου εξαρτώμενου από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Σύμφωνα με προσεγγιστικούς υπολογισμούς, το φαινόμενο φάνηκε πως μπορεί να αλλάξει αισθητά τις παραμέτρους της φωτοεκπομπής όταν υψηλά πεδία είναι παρόντα. Με δεδομένη την προοδευτική αύξηση των επιταχυντικών πεδίων που χρησιμοποιούνται στις σύγχρονες διατάξεις, η συμπεριφορά του φαινομένου θα πρέπει να αξιολογηθεί σε πειραματικό επίπεδο.

Το υλικό της φωτοκαθόδου είναι κριτικής σημασίας για τη διαμόρφωση της αρχικής εκπεμψιμότητας της δέσμης και κατ' επέκταση της τελικής της τιμής. Η συνεχής επαφή με τη διεθνή σχετική βιβλιογραφία μπορεί να προσφέρει τη δυνατότητα χρήσης ενός νέου υλικού με βελτιωμένα χαρακτηριστικά.



## Βιβλιογραφία

- [1] <https://home.cern> n.d., *How an accelerator works*,  
<https://home.cern/science/accelerators/how-accelerator-works>
- [2] Edwards, D A & Syphers, M J 2004, *An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA
- [3] ] Sheehy, S 2014, *Applications of Accelerators*, CERN Introductory Accelerator School Prague, September 2014  
<http://cas.web.cern.ch/sites/cas.web.cern.ch/files/lectures/prague-2014/sheehyii.pdf>
- [4] Willmott, P *Synchrotrons and X-Ray Free Electron Lasers* [MOOC], EdX.  
<https://www.edx.org/course/synchrotrons-and-x-ray-free-electron-lasers>
- [5] <http://www.compactlight.eu/> n.d., *CompactLight project home page*,  
<http://www.compactlight.eu/Main/HomePage>
- [6] Copyright © 2015 CERN [copyright.web.cern.ch](http://copyright.web.cern.ch)
- [7] Wiedemann, H 2007, *Particle Accelerator Physics*, 3rd ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [8] Tecker, F 2019, 'Longitudinal dynamics', CAS@ESI: Basics of Accelerator Physics and Technology, Archamps, France, 7-11 October 2019  
<https://cas.web.cern.ch/sites/cas.web.cern.ch/files/lectures/archamps-2019/longitudinal-basic-2019-web.pdf>
- [9] Holzer, B 2019, *Transverse Beam Dynamics I*, CAS@ESI: Basics of Accelerator Physics and Technology, Archamps, France, 7-11 October 2019,  
<https://cas.web.cern.ch/sites/cas.web.cern.ch/files/lectures/archamps-2019/transversebeamdynamics1p.pdf>
- [10] Ferrario, M, Migliorati, M & Palumbo, L 2013, 'Space Charge Effects', CERN Accelerator School: Advanced Accelerator Physics, Trondheim, Norway, 19-29 August 2013,  
<https://arxiv.org/pdf/1601.05214.pdf>
- [11] [cern.ch](http://cern.ch) n.d., *The principal machine components of the LEP accelerator* (2005),  
<https://cds.cern.ch/record/841575>
- [12] Arnaudon, L et al. 2006, *Linac4 Technical Design Report*, CERN, Geneva, Switzerland,  
<https://cds.cern.ch/record/1004186?ln=en>
- [13] Lombardi, A M 2017, 'LINAC4: from initial design to final commissioning', *8th International Particle Accelerator Conference*, Copenhagen, Denmark, 14-19 May, 2017.
- [14] Griffiths, J 2017, *Introduction to Electrodynamics*, 4th Revised edition, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, Cambridge, United Kingdom.

- [15] Latina, A 2019, 'Introduction to the Electromagnetic Theory', Basics of Accelerator Physics and Technology, Archamps, France, 7-11 October 2019  
<https://cas.web.cern.ch/sites/cas.web.cern.ch/files/lectures/archamps-2019/lecturesem.pdf>
- [16] Triveni, R & Dowell, D H 2014, *An engineering guide to photoinjectors*. CreateSpace Independent Publishing Platform.
- [17] Power, J 2020, 'Linear Accelerators', US Particle Accelerator School, Winter 2020 Session: Fundamentals of Accelerator Physics and Technology, San Diego, California, January 13 - 24, 2020 <https://drive.google.com/file/d/1sr5rFHOsOH-xf79KeqqamjOCLMNmMdju/view>
- [18] Henderson, S, Holmes, J & Zhang, Y 2009, 'RF Acceleration in RF Acceleration in Linacs', USPAS, January 2009, <https://uspas.fnal.gov/materials/09VU/Lecture2.pdf>
- [19] Schaer, M 2016, 'RF traveling-wave electron gun for high brightness photoinjectors', Doctoral thesis, ETH, Zurich, Switzerland, Retrieved from ETH Repository for Publications and Research Data <https://doi.org/10.3929/ethz-a-010749949>
- [20] Braun, H 2008, 'Emittance diagnostics', CAS - CERN Accelerator School, Dourdan, France, 28 May - 6 June 2008,  
<https://cas.web.cern.ch/sites/cas.web.cern.ch/files/lectures/dourdan-2008/braun-emittanc e.pdf>
- [21] Saldin, E L, Schneidmiller E A & Yurkov, M V 1999, *The Physics of Free Electron Lasers*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH
- [22] Wille, K 2013, Synchrotron radiation, JUAS, Archamps, 28 January - 1 February 2013 [https://indico.cern.ch/event/218284/contributions/1520454/attachments/352184/490697/JUAS2013\\_Synchrotron\\_Radiation\\_1.pdf](https://indico.cern.ch/event/218284/contributions/1520454/attachments/352184/490697/JUAS2013_Synchrotron_Radiation_1.pdf)
- [23] Willmott, P 2011, *An Introduction to Synchrotron Radiation: Techniques and Applications*, John Wiley and Sons, Ltd, United Kingdom
- [24] Bryant, P J 1992, 'A brief history and review of accelerators', CAS - CERN Accelerator School:5th General Accelerator Physics Course, Jyväskylä, Finland, 7-18 Sep 1992, <http://cds.cern.ch/record/235242/files/CERN-94-01-V1.pdf?version=2>
- [25] Kain, V 2017, 'Introduction to accelerator physics', CERN Summer school 2017, CERN, July 2017,  
[https://indico.cern.ch/event/387942/attachments/775306/1063229/summer\\_students\\_vk2015\\_p1.pdf](https://indico.cern.ch/event/387942/attachments/775306/1063229/summer_students_vk2015_p1.pdf)
- [26] Vretenar, M 2010, 'Radio frequency for particle accelerators - evolution and anatomy of a technology', CERN Accelerator School: Specialised Course on RF for Accelerators, Ebeltoft, Denmark, 8 - 17 Jun, 2010, <https://cds.cern.ch/record/1415638/files/p1.pdf>
- [27] nobelprize.org n.d., Wilhelm Conrad Röntgen Biographical  
<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1901/rontgen/biographical/>

- [28] cyberphysics.co.uk  
<https://www.cyberphysics.co.uk/topics/radioact/Radio/EMSpectrumcolor.jpg>
- [29] Willmott, R 2019, *An Introduction to Synchrotron Radiation: Techniques and Applications*, Second Edition, Published by John Wiley & Sons Ltd.
- [30] Prat, E et al. 2014, 'Emittance measurements and minimization at the SwissFEL Injector Test Facility', *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17, 104401
- [31] Dowell, D H, Sources of Emittance in RF Photocathode Injectors: Intrinsic emittance, space charge forces due to non-uniformities, RF and solenoid effects, Cornell U. Physics Archive, arXiv:1610.01242v3
- [32] Ferrario, M 2019, 'Introduction on Status of WP3 and D3.1', CompactLight Midterm Review 2019, Helsinki, July 1 - July 4, 2019
- [33] Shemelin, VD & Belomestnykh, S A 2020, Introduction of Accelerating RF Cavities. In: *Multipactor in Accelerating Cavities. Particle Acceleration and Detection*. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-030-48198-8\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-030-48198-8_6)
- [34] Bacci, A 2016, 'Numerical Simulations for High Brightness Electron beams and Thomson/Compton Collisions', Fourth Biennial African School on Fundamental Physics and its Applications, 29 July 2016 to 21 August 2016, Kigali, 12 August ASP2016
- [35] [www.desy.de](http://www.desy.de), ASTRA: A Space Charge Tracking Algorithm A Space Charge Tracking Algorithm, <https://www.desy.de/~mpyflo/>
- [36] Bacci, A 2012, GIOTTO ver.8.6: Genetic Interface for Optimising Tracking with Optics A preliminary guide guide, manuscript in possession of Alberto Bacci (INFN)
- [37] Bacci, A 2017, 'Beam Dynamics study by using Genetic Algorithms', Laboratoire de L'Accélérateur Linéaire (Orsay - France), 13th June 2017
- [38] Obitko, M 1998, *Genetic Algorithms*, University of Washington Computer Science & Engineering, <https://courses.cs.washington.edu/courses/cse473/06sp/GeneticAlgDemo/>
- [39] [apacheygnite.readme.io](https://apacheygnite.readme.io) n.d., Genetic Algorithms <https://apacheygnite.readme.io/v2.7.6/docs/genetic-algorithms>
- [40] Simon, S H 2012, Lecture Notes for Solid State Physics, Oxford University <https://www-thphys.physics.ox.ac.uk/people/SteveSimon/condmat2012/LectureNotes2012.pdf>
- [41] Langelandsvik, G & Roven H D, 'Optimization of Electrical Conductivity in Screw Extruded Wires', thesis [https://www.researchgate.net/publication/326913772\\_Optimization\\_of\\_Electrical\\_Conductivity\\_in\\_Screw\\_Extruded\\_Wires](https://www.researchgate.net/publication/326913772_Optimization_of_Electrical_Conductivity_in_Screw_Extruded_Wires)
- [42] Ferrini, G et al. 'A monte carlo simulation of low energy photoelectron scattering in Cs<sub>2</sub>Te.', *Solid State Commun.*, 106(1):21, Apr 1998

- [43] Hauri, C P & Ganter, R 2009, Gun Laser systems for the SwissFEL project, Proceedings of FEL2009, Liverpool, UK <https://accelconf.web.cern.ch/FEL2014/papers/thc02.pdf>
- [44] Prat, E et al. 2014, 'Measurements of copper and cesium telluride cathodes in a radio-frequency photoinjector', Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams 18(4), April 2015
- [45] Bazarov, I 2018, 'Overview of photocathode physics', Photocathode Physics for Photoinjectors, Santa Fe, New Mexico, 15-17 October 2018  
[https://indico.cern.ch/event/759878/contributions/3151712/attachments/1734015/2803759/p3\\_Bazarov\\_2018.pdf](https://indico.cern.ch/event/759878/contributions/3151712/attachments/1734015/2803759/p3_Bazarov_2018.pdf)
- [46] Divall, M 2016, 'Lasers in FEL Facilities', CAS-CERN Accelerator School: Free Electron Lasers and Energy Recovery Linacs, Hamburg, Germany, 31 May-10 June 2016  
<https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYRSP/article/view/483/412>
- [47] Qian, H J, Li, C, Du, Y C, Yan, L X, Hua J F, Huang, W H, & Tang, C X, 'Experimental investigation of thermal emittance components of copper photocathode.' PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS - ACCELERATORS AND BEAMS 15, 040102, 2012  
<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.15.040102>
- [48] Prat, E et al. 2014, 'Thermal emittance measurements at the SwissFEL Injector Test Facility', In Proceedings of FEL2014, THC02, page 970. Basel, Switzerland, 25-29 Aug 2014.  
<https://accelconf.web.cern.ch/FEL2014/papers/thc02.pdf>
- [49] Karkare, S 2018, '<10 meV MTE from Cu', *Photocathode Physics for Photoinjectors*, Santa Fe, New Mexico, 15-17 October 2018
- [50] Wang, G., Yang, P., Moody, N.A. et al. Overcoming the quantum efficiency-lifetime tradeoff of photocathodes by coating with atomically thin two-dimensional nanomaterials. npj 2D Mater Appl 2, 17 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41699-018-0062-6>
- [51] Paul, J 2018, Computational Screening for New Photocathode Materials, Photocathode Physics for Photoinjectors, Santa Fe, New Mexico, 15-17 October 2018
- [52] Dowell D H (2018), 'Topological Cathodes: Eliminating the Space Charge Limit of Electron Emission Using Metamaterials', *Photocathode Physics for Photoinjectors*, Santa Fe, New Mexico, 15-17 October 2018
- [53] Advanced Science News 2013, *Unexpected photoelectric behavior from topological insulators*, <<https://www.advancedsciencenews.com/unexpected-photoelectric-behavior-from-topological-insulators/>>
- [54] Siegman A E 1986, *Lasers*, University Science Books.
- [55] Κουρής, Σ 2015, Φυσική των Λείζερ, <http://hdl.handle.net/11419/5366>
- [56] [www.rp-photonics.com](http://www.rp-photonics.com), Beam Pointing Fluctuations, [https://www.rp-photonics.com/beam\\_pointing\\_fluctuations.html](https://www.rp-photonics.com/beam_pointing_fluctuations.html)

- [57] sciencedirect.com n.d., Titanium Sapphire Laser - an overview  
<https://www.sciencedirect.com/topics/immunology-and-microbiology/titanium-sapphire-laser>
- [58] /www-ssrl.slac.stanford.edu, LCLS CDR Parameters table,  
[https://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/cdr/LCLS\\_CDR-parameter-tables.pdf](https://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/cdr/LCLS_CDR-parameter-tables.pdf)
- [59] Lindau, F et al. 2017, 'MAX IV photocathode gun Laser system specification and diagnostics', *Proceedings of IPAC2017*, Copenhagen, Denmark
- [60] Corbett, J et al. 2013, 'A short pulse Ti:Sapphire Laser system for photocathode research at SLAC', *Proceedings of IPAC2013*, Shanghai, China.
- [61] Gitlab.cern.ch n.d., Git work space for the CompactLight (XLS) project,  
[Gitlab.cern.ch/XLS-Git](https://gitlab.cern.ch/XLS-Git)
- [62] Chen Shun-Ping 2020, *Fundamentals of Information and Communication Technologies*, 9781527557659, Cambridge Scholars Publishing
- [63] Cianchi, A 2015, 'High Brilliance Beam Diagnostics', *Advanced Accelerator Physics Course 2015*, Warsaw, Poland, 27/9/2015 to 9/10/2015,  
<https://indico.cern.ch/event/361988/contributions/1775751/attachments/1161054/1671563/Handouts.pdf>
- [64] <https://www.usc.edu.au/media/19142418/harvard-referencing-handbook-8th.pdf>

## Παράρτημα Α

Στον παρακάτω πίνακα παρατίθεται το φάσμα των RF συχνοτήτων. Η ονομασία, το εύρος τιμών συχνοτήτων και το εύρος τιμών μηκών κύματος αναγράφεται για κάθε κατηγορία.

IEEE Frequency bands <sup>[62]</sup>

<b>Abbreviation</b>	<b>Frequency band</b>	<b>Wavelength range</b>
HF	0.003 GHz-0.03 GHz	10 m – 100 m
VHF	0.03 GHz-0.3 GHz	1 m – 10 m
UHF	0.3 GHz – 1 GHz	300 mm –1000 mm
L Band	1 GHz - 2 GHz	150 mm – 300 mm
S Band	2 GHz- 4 GHz	75 mm – 150 mm
C Band	4 GHz- 8 GHz	37.5 mm – 75 mm
X Band	8 GHz- 12 GHz	25 mm – 37.5 mm
Ku Band	12 GHz- 18 GHz	16.7 mm – 25 mm
K Band	18 GHz- 27 GHz	11.1 mm – 17 mm
Ka Band	27 GHz- 40 GHz	7.5 mm – 11.1 mm
V Band	40 GHz- 75 GHz	4 mm – 7.5 mm
W Band	75 GHz- 110 GHz	2.7 mm – 4 mm
mm Waves	100 GHz- 300 GHz	1 mm – 2.7 mm
<i>THz Band</i>	<i>300 GHz- 3 THz</i>	<i>0.1 mm – 1 mm</i>
<i>IR Band</i>	<i>3 THz- 480 THz</i>	<i>0.625 μm –100 μm</i>
<i>Visible Light</i>	<i>480 THz- 680 THz</i>	<i>0.44 μm – 0.625 μm</i>

## Παράρτημα Β

Στον πίνακα παρατίθεται μια λίστα με επιστημονικούς όρους. Η πρώτη στήλη περιέχει τους όρους στα ελληνικά όπως χρησιμοποιούνται στην παρούσα διπλωματική εργασία, ενώ η δεύτερη στήλη περιέχει τους αντίστοιχους αγγλικούς όρους όπως συναντήθηκαν στη διεθνή βιβλιογραφία. Παρότι η απόδοσή των όρων στα ελληνικά έχει ισχύ αποκλειστικά εντός της εργασίας, η διαδικασία κρίνεται ότι θα βοηθήσει κάθε κατηγορία αναγνωστών να αντιστοιχίσει με ασφάλεια τα όσα αναφέρονται, με δεδομένη την κυριαρχία της αγγλικής γλώσσας διεθνώς.

Αγγλικός όρος	Ελληνική απόδοση
Accelerating gradient	Επιταχυντική βαθμίδα
Accelerator beamline	Επιταχυντική γραμμή δέσμης
Angular distribution	Χωρική κατανομή
Band gap	Ενεργειακό χάσμα
Beam size	Πλάτος δέσμης
Beam divergence	Απόκλιση δέσμης
Binary encoding	Δυαδική κωδικοποίηση
Brightness	Φωτεινότητα
Brilliance	Λαμπρότητα
Bunch length	Μήκος δέσμης
Cell	Κελί
Chromosome	Χρωμόσωμα
Coherent radiation	Σύμφωνη ακτινοβολία
Conduction band	Ζώνη αγωγιμότητας
Conductor	Αγωγός
Core emittance	Εκπεμψιμότητα πυρήνα
Crossover	Διασταύρωση
Current-carrying wire	Ρευματοφόρο σύρμα
Design energy	Ενέργεια σχεδιασμού
Design orbit	Τροχιά σχεδιασμού
Dipole magnet	Διπολικός μαγνήτης
Direct transition	Άμεση μετάβαση
Drift space	Διάστημα ολίσθησης
Electron affinity	Ηλεκτρονιακή συγγένεια
Emission delay	Καθυστέρηση εκπομπής
Emittance	Εκπεμψιμότητα

Energy band	Ενεργειακή ζώνη
Excite	Διεγείρω
Field emission	Εκπομπή πεδίου
Field enhancement factor	Παράγοντας ενίσχυσης πεδίου
Fitness function	Συνάρτηση προσαρμογής
Flow diagram	Διάγραμμα ροής
Focusing solenoid	Σωληνοειδές εστίασης
Free Electron Laser	Λείζερ Ελεύθερων Ηλεκτρονίων
Gene	Γονίδιο
Generation	Γενιά
Genetic algorithm	Γενετικός αλγόριθμος
Indirect transition	Έμμεση μετάβαση
Insulator	Μονωτές
Interface	Διεπαφή
Intrinsic emittance	Εγγενής εκπεμψιμότητα
Lifetime	Διάρκεια ζωής
Linac	Γραμμικός επιταχυντής
Longitudinal	Διαμήκης
Multipole Field Expansion	Πολυπολική επέκταση
Mutation	Μετάλλαξη
Offspring	Απόγονος
Particle accelerator	Επιταχυντής σωματιδίων
Peak current	Μέγιστο ρεύμα
Permutation encoding	Αντιμεταθετική κωδικοποίηση
Photoemission	Φωτοεκπομπή
Photoinjector	Φωτοεγχυτής
Pointing stability	Σταθερότητα στόχευσης
Pointing stability	Σταθερότητα στόχευσης
Population	Πληθυσμός
Projected emittance	Ολική εκπεμψιμότητα
Quadrupole magnet	Τετραπολικός μαγνήτης
Quantum Efficiency	Κβαντική Απόδοση
Reference particle	Σωματίδιο αναφοράς
Reference trajectory	Τροχιά αναφοράς
Repetition rate	Ρυθμός επαναληψιμότητας



RF cavity	RF κοιλότητα
RF Electron gun	Πυροβόλο ηλεκτρονίων
RF waveguide	RF κυματοδηγός
Robustness	Ανθεκτικότητα
Selection	Επιλογή
Semiconductor	Ημιαγωγός
Slice current	Τμηματικό ρεύμα
Slice emittance	Τμηματική εκπεμψιμότητα
Space charge field	Πεδίο φορτίου χώρου
Surface roughness	Επιφανειακή τραχύτητα
Thermionic emission	Θερμιονική εκπομπή
Three-step model	Μοντέλο τριών βημάτων
Trace space	Χώρος ιχνών
Trace space emittance	Εκπεμψιμότητα ιχνών
Travelling Wave Structure	Δομή τρέχοντος κύματος
Tree Encoding	Δενδρική Κωδικοποίηση
Valence band	Ζώνη σθένους
Value encoding	Κωδικοποίηση τιμής
Variables	Μεταβλητές
Work function	Έργο εξόδου