

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ

ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ

ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ



ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Σύνθεση, δομικές ιδιότητες και φαινόμενα μαγνητοαντίστασης σε λεπτά φιλμς (Bi_{1-x}Sm_x)Te₃

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της Ζωής Πλεύρη

Επιβλέπων: Αθανάσιος Σπηλιώτης

Αθήνα, Ιούλιος, 2021

_____ 2)

<u>Πίνακας Περιεχομένων</u>

Περίλ	ηψη		4
1.	Θεωρητι	κό μέρος	6
	 1.1 Περί 	τοπολογικών μονωτών	6
	1.1.1	Εισαγωγή	6
	1.1.2	Η έννοια της τοπολογίας	8
	1.1.3	Θεωρία των ζωνών	9
	1.2 Φαιν	όμενα μαγνητο-μεταφοράς	11
	1.2.1	Φαινόμενο Hall	11
	1.2.2	Συμμετρία αντιστροφής χρόνου	19
	1.2.3	Weak Localization WL και Weak Antilocalization WAL	22
2.	Πειραματ	τικές διατάξεις και συστήματα μέτρησης	24
	2.1 Пара	ασκευή λεπτών υμενίων με DC magnetron sputtering	24
	2.2 Μετρ	ήσεις ηλεκτρικής αντίστασης με το σύστημα PPMS	
	2.3 Περί	θλαση ακτίνων Χ	32
	2.4 Η ηλ	εκτρονική μικροσκοπία σάρωσης (Scanning Electron Micro	scopy-
	SEM)	34
3.	Σύνθεση,	δομικός και μορφολογικός χαρακτηρισμός	36
	3.1 Σύνθ	εση λεπτών υμενίων Bi _(1-x) Sm _x) ₂ Te ₃	36
	3.1.1	l Συνθήκες παρασκευής δειγμάτων Si(111)/(Bi _(1-x) Sm _x) ₂ Te ₃ .	
	3.2 Алот	ελέσματα XRD	38
	3.2.1	Ανάλυση Αποτελεσμάτων XRD	41
	3.2.2	Πειραματικά αποτελέσματα δομικού χαρακτηρισμού με πε	ερίθλαση
		ακτίνων-Χ	43
	3.3 Нлек	τρονική Μικροσκοπία Σάρωσης	44
4.	Μαγνητο	-ηλεκτρικός χαρακτηρισμός	50
	4.1 Μαγν	νητο-αντίσταση	50
	4.2 Aντία	σταση Hall	56
5.	Συμπερά	σματα	60
6.	Ββιβλιογ	ραφία	62

Περίληψη

Στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας παρασκευάστηκαν με την μέθοδο της καθοδικής ιοντοβολής λεπτά φιλμς καθαρού Bi2Te3 και με προσμίξεις Sm διαφορετικών συγκεντρώσεων $(Bi_{(1-x)}Sm_x)_2Te_3$ σε πυριτίου. Για τον υπόστρωμα χαρακτηρισμό των δειγμάτων χρησιμοποιήθηκαν οι διατάξεις: ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM), περίθλαση ακτίνων-Χ (XRD), προφιλόμετρο και σύστημα μέτρησης φυσικών ιδιοτήτων (PPMS). Από τα αποτελέσματα των μετρήσεων χαρακτηρίσαμε τα δείγματα ως προς την κρυσταλλογραφική τους δομή, την κατανομή και το μέγεθος των κόκκων τους και τις μαγνητικές τους ιδιότητες μέσω της μελέτης της μαγνητοαντίστασής τους υπό σταθερή θερμοκρασία ή μαγνητικό πεδίο, της αντίστασης Hall που παρουσιάζουν και των φαινόμενων εντοπισμού και απεντοπισμού.



Εννοιολογικό Σχέδιο του Κώστα Ευαγγελάτου όπως έχει συμπεριληφθεί στο βιβλίο του Γιάννη Πάχου: Introduction to Topological Quantum Computation, Cambridge University Press 2012.

5

1. Θεωρητικό μέρος

1.1 Περί τοπολογικών μονωτών

<u>1.1.1 Εισαγωγη</u>

Ένα από τα επιστημονικά επιτεύγματα του 21ου αιώνα αποτέλεσε και η ανακάλυψη μιας νέας φάσης της ύλης, των τοπολογικών μονωτών. Οι τοπολογικοί μονωτές είναι υλικά που άγουν στις ακμές (σε 2D αντικείμενα) και στην επιφάνεια (σε 3D αντικείμενα), τα οποία στην υπόλοιπη επιφάνεια ή όγκο τους είναι μονωτές. Τα υλικά αυτά έχουν κεντρίσει το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας, καθώς διατηρούν τις ηλεκτρικές τους ιδιότητες ακόμα και σε υψηλές θερμοκρασίες, ενώ δεν επηρεάζονται και από ατέλειες η προσμίξεις. Θα μπορούσαν, επομένως, να οδηγήσουν στη δημιουργία πιο ενεργειακά αποδοτικών ηλεκτρονικών μέχρι και στην ανάπτυξη νέων υπεραγωγών και κβαντικών υπολογιστών. Οι καταστάσεις ενός τοπολογικού μονωτή σε 2D και 3D υλικά προβλέφθηκαν θεωρητικά το 2005 και το 2007, πριν από την πειραματική τους ανακάλυψη. Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η βιβλιογραφική ανασκόπηση των τοπολογικών μονωτών, των ιδιοτήτων τους και των φυσικών φαινομένων στα οποία οφείλονται, καθώς και η ανάλυση των ιδιοτήτων μαγνητοαντιστασης σε λεπτά φιλμ τοπολογικών μονωτών.

Πολλά από πιο αξιοσημείωτα φαινόμενα τα στη φυσική είναι αποτέλεσμα κβαντομηγανικής συμπυκνωμένης ύλης της συμπεριφοράς των ηλεκτρονίων στα υλικά. Όπως είναι ευρέως γνωστό, τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται με τελείως διαφορετικούς τρόπους σε διαφορετικά υλικά. Οι πρώτες ηλεκτρονικές φάσεις της ύλης που προσδιορίστηκαν ήταν οι ηλεκτρικοί αγωγοί και μονωτές, οι οποίες έπειτα άνοιξαν το δρόμο για τους ημιαγωγούς. Η συμπεριφορά των υλικών στην τοπολογική φάση της ύλης έχει κεντρίσει το ενδιαφέρον των επιστημονικών κύκλων, διότι τα υλικά αυτά είναι μονωτές στο εσωτερικό αλλά μπορούν να άγουν στα όριά τους. Από τις δεκαετίες του 70-'80, οι φυσικοί David Thouless, Duncan Haldane και Michael Kosterlitz έθεσαν τα θεμέλια για την πρόβλεψη και την εξήγηση περίεργων συμπεριφορών που οι ερευνητές ανακάλυψαν στις επιφάνειες των υλικών και μέσα σε εξαιρετικά λεπτά στρώματα της ύλης. Για την

εξήγηση των φαινομένων αυτών, χρησιμοποίησαν την έννοια της τοπολογίας, κερδίζοντας μάλιστα και το βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 2016.

Οι καταστάσεις ενός τοπολογικού μονωτή σε 2D και 3D υλικά προβλέφθηκαν θεωρητικά το 2005 και το 2007, πριν από την πειραματική τους ανακάλυψη. Η θεωρητική ανακάλυψη βασίστηκε πάνω στη θεωρία των ζωνών για την ενέργεια των ηλεκτρονίων στα στερεά (band theory of solids)- το πρότυπο κβαντομηχανικό πλαίσιο για την κατανόηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υλικών. Οι πανεπιστημιακοί καθηγητές φυσικής Charles Kane και Joel Moore, μαζί με άλλους επιστήμονες έδειξαν ότι ειδικές ενεργειακές καταστάσεις επιτρέπουν στα ηλεκτρόνια να άγουν σε ακμές (σε 2D αντικείμενα) και στην επιφάνεια (σε 3D αντικείμενα) υλικών τα οποία στην υπόλοιπη επιφάνεια ή όγκο τους αντίστοιχα είναι μονωτές. Επίσης, έδειξαν ότι οι καταστάσεις αυτές εμφανίζονται αναγκαστικά όταν η δομή της ζώνης (band structure) φέρει μια ορισμένη ιδιότητα - μια τιμή που σχετίζεται με μια αφηρημένη έννοια, ονομαζόμενη τοπολογία. Μία σχετική τοπολογική ιδιότητα γνωστή ως κβαντικό φαινόμενο Hall είχε ήδη βρεθεί σε 2D ταινίες στις αρχές της δεκαετίας του 1980, αλλά η ανακάλυψη του πρώτου παραδείγματος μιας 3D τοπολογικής φάσης επανέφερε το ενδιαφέρον της κοινότητας της φυσικής συμπυκνωμένης ύλης. Δεδομένου ότι η συμπεριφορά ενός 3D τοπολογικού μονωτή θα μπορούσε να παρομοιαστεί με αυτή ενός ημιαγωγού στον κύριο όγκο του και ότι τα τοπολογικά χαρακτηριστικά τους μπορούν να επιβιώνουν στις υψηλές θερμοκρασίες.

Το 2008, ο πρώτος τοπολογικός μονωτής που ανακαλύφθηκε ήταν το κράμα Bi_xSb_{1-x}, του οποίου οι ασυνήθιστες ενεργειακές ζώνες της επιφάνειας χαρτογραφήθηκαν σε ένα πείραμα ARPES (Angle Resolved Photoemission Spectroscopy). Στα πειράματα ARPES, ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας χρησιμοποιείται για την αποπομπή ενός ηλεκτρονίου από ένα κρύσταλλο, και στη συνέχεια η εσωτερική ηλεκτρονική δομή επιφάνειας καθορίζεται από την ανάλυση της ορμής του εκπεμπόμενου ηλεκτρονίου. Αν και η επιφανειακή δομή αυτού του κράματος θεωρήθηκε πολύπλοκη, η εργασία αυτή πυροδότησε την αναζήτηση για άλλους τοπολογικούς μονωτές.

7

1.1.2 Η έννοια της τοπολογίας

Η τοπολογία είναι ένας τομέας των μαθηματικών, ο οποίος μας επιτρέπει να μελετήσουμε τις ιδιότητες ενός αντικειμένου που παραμένουν ανεπηρέαστες από τον ομαλό μετασχηματισμό της μορφής ή του μεγέθους του. Η τοπολογική σταθερά που διακρίνει μια σφαίρα από ένα δακτύλιο, ονομάζεται γένος (genus) και συμβολίζεται με g. Ως ομαλός μετασχηματισμός ενός αντικειμένου νοείται η δυνατότητα συνεχούς παραμόρφωσής του χωρίς να σχίζεται ή να κομματιάζεται. Στην ουσία η τιμή του γένους g είναι ο αριθμός των οπών σε ένα αντικείμενο ανεξάρτητα από τη φόρμα του. Αντικείμενα με διαφορετικό γένος δεν μπορούν να μετασχηματιστούν μεταξύ τους και θεωρούνται διακριτά από τοπολογικής πλευράς. Οποιαδήποτε δύο αντικείμενα με την ίδια τιμή γένους μπορούν να συνδεθούν μεταξύ τους με έναν ομαλό μετασχηματισμό σε μέγεθος ή μορφή.

Το πώς η μαθηματική αυτή έννοια υπεισέρχεται και επηρεάζει τις ηλεκτρονικές φάσεις της ύλης μπορεί να συνοψιστεί σε μια πρόταση: Οι ενεργειακές καταστάσεις της επιφάνειας των τοπολογικών μονωτών είναι τοπολογικά προστατευμένες, υπό την έννοια ότι αντίθετα με τις επιφανειακές καταστάσεις των κοινών υλικών, δε μπορούν να καταστραφούν από προσμίξεις ή ατέλειες. Οι επιφανειακές αυτές καταστάσεις προέρχονται από τοπολογικές σταθερές, οι οποίες δεν μπορούν να αλλάξουν όσο ένα υλικό παραμένει μονωτικό. Αυτές οι σταθερές, σε έναν τοπολογικό μονωτή, προκύπτουν από ολοκληρώματα που περιλαμβάνουν την κυματοσυνάρτηση των ηλεκτρονίων και δεν μπορούν να αλλάξουν όσο το υλικό παραμένει μονωτικό.

<u>1.1.3</u> Θεωρία των ζωνών για την ενέργεια των ηλεκτρονίων στα στερεά (band theory of solids)

Στην περίπτωση ενός απομονωμένου ατόμου, υπάρχουν ποικίλα διακριτά επίπεδα ενέργειας, γνωστά ως ηλεκτρονικές τροχιές του ατόμου. Όταν δύο άτομα ενώνονται μαζί για να σχηματίσουν ένα μόριο, οι τροχιές αυτές επικαλύπτονται και κάθε ηλεκτρονική τροχιά του ατόμου χωρίζεται σε δύο μοριακές τροχιές διαφορετικής ενέργειας. Σε ένα στερεό, ένας μεγάλος αριθμός ατόμων διατάσσεται περιοδικά στο χώρο σε ένα πλέγμα και κάθε άτομο επηρεάζεται από γειτονικά άτομα. Κατά συνέπεια, κάθε ηλεκτρονικό τροχιακό διαχωρίζεται σε ένα μεγάλο αριθμό διακριτών μοριακών τροχιών, η καθεμία με διαφορετική ενέργεια. Η ενέργεια των γειτονικών επιπέδων είναι τόσο κοντά που μπορούν να θεωρηθούν κάτι συνεχές, σχηματίζοντας μια ενεργειακή ζώνη.

Για να υπάρξει ροή φορέων φορτίου (ηλεκτρόνια ή οπές) σε ένα υλικό, πρέπει να υπάρχουν διαθέσιμες ενεργειακές καταστάσεις, δηλαδή μια μερικώς πλήρης ζώνη. Στους αγωγούς η υψηλότερη κατειλημμένη από ηλεκτρόνια ζώνη (ζώνη σθένους) δεν είναι πλήρης, και ονομάζεται ζώνη αγωγιμότητας. Η ζώνη αγωγιμότητας, επειδή δεν είναι πλήρης, συμμετέχει στην αγωγιμότητα. Σε έναν μονωτή, εξαιτίας του ενεργειακού χάσματος μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας, η ζώνη αγωγιμότητας είναι εντελώς άδεια και δεν υπάρχει αγωγιμότητα υπό εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Σε μονωτές όπου το ενεργειακό χάσμα είναι μικρό ($\leq 1 \text{ eV}$), ηλεκτρόνια διεγείρονται θερμικά από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας κοντά στην θερμοκρασία δωματίου σε μη αμελητέο ποσοστό, και συμμετέχουν στην αγωγιμότητα. Αυτά τα υλικά είναι γνωστά ως ημιαγωγοί.

Η υψηλότερη ενέργεια των ηλεκτρονίων στη βασική (μη διεγερμένη) κατάσταση, δηλαδή στους 0 K, λέγεται στάθμη Fermi. Στους αγωγούς η στάθμη Fermi βρίσκεται μέσα σε μια ενεργειακή ζώνη, ενώ στους μονωτές και τους ημιαγωγούς η στάθμη Fermi βρίσκεται μέσα στο ενεργειακό χάσμα. Μπορεί να φανεί ότι μέσω του ομαλού μετασχηματισμού της Χαμιλτονιανής, ένα ενεργειακό χάσμα μπορεί να μετατραπεί σε μια οσοδήποτε μικρή ή σε μια εξαιρετικά μεγάλη τιμή, χωρίς να κλείσει το χάσμα. Με μαθηματικούς όρους, δηλαδή, όλες οι συμβατικές μονωτικές καταστάσεις συνδέονται μέσω μιας σχέσης ισοδυναμίας. Υπό την έννοια αυτή, το κενό, το οποίο έχει ένα ενεργειακό χάσμα ~ 106 eV είναι επίσης ένας τυπικός μονωτής. Έτσι, χάρη στη θεωρία ζωνών των στερεών, μπορούμε να ομαδοποιήσουμε μια ευρεία ποικιλία υλικών σε δύο μόνο κατηγορίες: τα μέταλλα και τους μονωτές.

Η θεωρία αυτή αποτέλεσε το πιο ισχυρό κβαντικόμηχανικό εργαλείο για την κατανόηση των ηλεκτρονικών ιδιοτήτων των κρυσταλλικών στερεών, μέχρι την ανακάλυψη του Ακέραιου Κβαντικού Φαινομένου Hall (Integer Quantum Hall Effect - IQHE).

1.2 Φαινόμενα μαγνητο-μεταφοράς

1.2.1 Φαινόμενο Hall

Το 1879, ο Αμερικανός επιστήμονας Edwin Hall ανακάλυψε ότι όταν εφαρμόσεις ηλεκτρικό ρεύμα σε ένα κομμάτι μετάλλου, τοποθετημένο μεταξύ δύο μαγνητών, δημιουργείται μια ηλεκτρική τάση στα πλευρικά τοιχώματα του μετάλλου. Το φαινόμενο αυτό, γνωστό πλέον ως φαινόμενο Hall ή ομαλό φαινόμενο Hall (Ordinary Hall Effect) παρατηρείται όταν σ΄ έναν ηλεκτρικό αγωγό ή ημιαγωγό, ο οποίος διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα, εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο B σε διεύθυνση διαφορετική από τη διεύθυνση του ρεύματος. Τότε αναπτύσσεται μια διαφορά δυναμικού (τάση Hall) στον εγκάρσιο άξονα του αγωγού, ανάλογη με την κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου και με την ένταση του ρεύματος.

Η πλήρης κατανόησή του έγινε εφικτή μόνο μετά από 18 χρόνια από την πειραματική παρατήρησή του, το 1897, όταν ο J.J.Thomson εισήγαγε για πρώτη φορά την έννοια των ηλεκτρονίων. Με την ανακάλυψη αυτή, άνοιξε και ο δρόμος για τη διαπίστωση πως είναι η δύναμη Lorentz που ασκείται πάνω στα κινούμενα ηλεκτρόνια που βρίσκονται σε μαγνητικό πεδίο, η οποία ωθεί τα ηλεκτρόνια προς τη μία πλευρά του αγωγού.

Θεωρούμε ότι η διεύθυνση του ηλεκτρικού ρεύματος στον αγωγό είναι κατά τον άξονα x και ότι το μαγνητικό πεδίο είναι κατά τον άξονα z. Η δύναμη Lorentz είναι:

 $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} = qv_x B(-\hat{y})$

Αναλυτικά, λόγω της δύναμης F_L , οι φορείς εκτρέπονται κατά $-\hat{y}$, (είτε q>0, ή q<0) και τείνουν (για σώμα με πεπερασμένες διαστάσεις) να συσσωρευτούν στην ίδια πλευρά. Έτσι δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E} = E\hat{y}$ εάν q>0 ή $\vec{E} = -E\hat{y}$ εάν q<0 (πεδίο Hall) το οποίο εμποδίζει την περαιτέρω συσσώρευση του φορτίου, οδηγώντας στην εμφάνιση διαφοράς δυναμικού V_H (τάση Hall).

Η συνιστάμενη δύναμη που ασκείται σε κάθε φορέα ισούται με το διανυσματικό άθροισμα της ηλεκτροστατικής δύναμης (δύναμης Coulomb- $F_{\rm E}$) και της δύναμης Lorenz($F_{\rm L}$), οι οποίες είναι αντίθετες:

 $\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_L,$

όπου $\vec{F}_E = q\vec{E} = qE_y\hat{y}$ και $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} = qv_xB(-\hat{y})$

Στη μόνιμη κατάσταση ισορροπίας, οι δύο δυνάμεις ισορροπούν. Επομένως, κατά τη διεύθυνση y, θα ισχύει:

$$F = F_L + F_E = 0 \Rightarrow q(E_y - v_x B) = 0 \Rightarrow E_y = v_x B (1)$$

Ακόμα, γνωρίζουμε ότι η πυκνότητα ρεύματος J_x που διαρρέει την αγώγιμη πλάκα ισούται με: $J_x = \frac{I}{ld} = Nqv_x \Rightarrow v_x = \frac{I}{Nqld}$ (2), όπου

Ν: συγκέντρωση των φορέων φορτίου

q: το ηλεκτρικό φορτίο του φορέα

υχ: η ταχύτητα ολίσθησης των φορέων φορτίου

Ι: η ένταση του ρεύματος

ld: η διατομή της πλάκας από την οποία διέρχεται το ρεύμα.

Αντικαθιστώντας από τη σχέση (2) την ταχύτητα ολίσθησης στη σχέση (1), προκύπτει:

$$E_{y} = \frac{IB}{Nqld} (3)$$

Τέλος, πολλαπλασιάζοντας τα 2 μέλη της σχέσης (3) επί τη διάσταση l, προκύπτει η διαφορά τάσης ανάμεσα στις 2 πλευρές της πλάκας(τάση Hall):

$$V_{\rm H} = \frac{IB}{Nqd}.$$

Η μέτρηση της τάσης Hall δίνει συμπεράσματα για το είδος, τον αριθμό και την ευκινησία των φορέων του δείγματος. Αναλυτικά, όπως φαίνεται και από την εξίσωση της τάσης Hall, η τελευταία είναι ανάλογη του ρεύματος που διαρρέει την πλάκα Ι και του μαγνητικού πεδίου Β και αντιστρόφως ανάλογη της συγκέντρωσης των φορέων Ν. Ο συντελεστής αναλογίας ονομάζεται συντελεστής Hall και δίνεται από τη σχέση:

$$R_{\rm H} = \frac{1}{Nq}$$

όπου $q = \pm q$ για οπές ή ηλεκτρόνια.

Επομένως, ο συντελεστής Hall εξαρτάται από το πρόσημο και τη συγκέντρωση των φορέων φορτίου, οπότε και είναι χαρακτηριστικό του υλικού από το οποίο κατασκευάζεται ο αγωγός. Συγκεκριμένα, είναι θετικός στην περίπτωση που οι φορείς φορτίου είναι οπές, και αρνητικός στην περίπτωση που οι φορείς φορτίου είναι ηλεκτρόνια. Κατά συνέπεια, και η πολικότητα της τάσης Hall εξαρτάται από το είδος των φορέων φορτίου.

Ανώμαλο Φαινόμενο Hall

Σχεδόν ένα χρόνο από την ανακάλυψη του φαινομένου Hall, ο Edwin Hall ανέφερε ότι το φαινόμενο αυτό ήταν περίπου δέκα φορές πιο έντονο στο σίδηρο από ό, τι στους μη μαγνητικούς αγωγούς. Εκτός από το κανονικό φαινόμενο Hall (Ordinary Hall Effect-OHE) που εμφανίζεται στους ημιαγωγούς και στα μέταλλα, ο Edwin Hall ανακάλυψε, λοιπόν, ότι στα μαγνητικά υλικά εμφανίζεται μια πρόσθετη τάση ανάλογη με τη μαγνήτισή τους. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως ανώμαλο φαινόμενο Hall (Anomalous Hall Effect, AHE).

Συγκεκριμένα, στους σιδηρομαγνήτες, η εξάρτηση της αντίστασης Hall ρ_{xy} στο εφαρμοζόμενο κάθετα πεδίο H_z είναι ποιοτικά διαφορετική απ' ότι στους μη μαγνητικούς αγωγούς. Στους τελευταίους, η ρ_{xy} αυξάνεται γραμμικά με το πεδίο, λόγω της δύναμης Lorenz. Στους σιδηρομαγνήτες, όμως, η ρ_{xy} αυξάνεται αρχικά απότομα σε ασθενή H_z, αλλά φθάνει σε κορεσμό σε μια μεγάλη τιμή που είναι σχεδόν ανεξάρτητη από το πεδίο H_z. Συγκεκριμένα, στα σιδηρομαγνητικά υλικά, στην περιοχή των μικρότερων μαγνητικών πεδίων, εμφανίζεται ένας βρόχος υστέρησης στην εξάρτηση της αντίστασης Hall ρ_{xy} σαν συνάρτηση του πεδίου. Ο βρόχος αυτός είναι ευθέως ανάλογος με το μαγνητικό βρόχο υστέρησης της μαγνήτισης M του μαγνητικού υλικού με το μαγνητικό πεδίο.

Λίγο αργότερα, διαπιστώθηκε ότι η εμπειρική σχέση μεταξύ ρ_{xy} , H_z , και M_z : $\rho_{xy} = R_H H_z + R_s M_z$ ισχύει για πολλά υλικά σε ένα ευρύ φάσμα εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, όπου R_H ο κλασσικός συντελεστής Hall και R_s ο ανώμαλος συντελεστής Hall. Ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει τη συμβολή του φαινομένου Hall λόγω της αυθόρμητης μαγνήτισης. Κι ενώ ο συντελεστής Hall R_H εξαρτάται κυρίως από την πυκνότητα των φορέων, ο συντελεστής του ανώμαλου φαινομένου Hall R_s εξαρτάται σε

μικρό βαθμό από μία ποικιλία ειδικών παραμέτρων, και ειδικότερα από τη διαμήκη αντίσταση ρ_{xx}=ρ. Το ανώμαλο φαινόμενο Hall είναι συχνά πολύ μεγαλύτερο από το κοινό φαινόμενο Hall.

Η θεωρητική τεκμηρίωση του Ανώμαλου φαινομένου Hall

Αν και το ανώμαλο φαινόμενο Hall είναι ένα αναγνωρισμένο φαινόμενο, εξακολουθεί να υπάρχει συζήτηση για την προέλευσή του στα διάφορα υλικά. Το 1954, οι Karplus και Luttinger (Karplus και Luttinger, 1954) πρότειναν μια θεωρία για το AHE, δείχνοντας ότι όταν ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζεται σε ένα στερεό, δίνει μια πρόσθετη συνεισφορά στην ταχύτητα ομάδας των ηλεκτρονίων. Η ανώμαλη ταχύτητα που πρότειναν οι Karplus και Luttinger ήταν κάθετη προς το ηλεκτρικό πεδίο και επομένως μπορούσε να συμβάλλει στα φαινόμενα Hall.

Αναλυτικά, στην περίπτωση των σιδηρομαγνητικών αγωγών, το άθροισμα της ανώμαλης ταχύτητας για όλες τις κατειλημμένες καταστάσεις μιας ενεργειακής ζώνης μπορεί να είναι μη μηδενικό, και να συνεισφέρει στην αγωγιμότητα Hall σ_{xy}. Επειδή αυτή η συνεισφορά εξαρτάται μόνο από τη δομή της ενεργειακής ζώνης Ε(k) και είναι σε μεγάλο βαθμό ανεξάρτητη από τη σκέδαση, αναφέρεται ως εγγενής συμβολή στο AHE. Η κύρια κριτική στη θεωρία των Karplus και Luttinger αφορούσε την έλλειψη περιγραφής σκέδασης λόνω προσμίξεων. Τη λύση στο πρόβλημα αυτό ήρθαν να δώσουν οι θεωρίες του Smit και του Berger, οι οποίες αντίθετα επικεντρώνονταν στην επιρροή της σκέδασης λόγω της αταξίας σε κρυστάλλους με ατέλειες. Ο Smit υποστήριξε ότι η κύρια πηγή των ρευμάτων στο AHE ήταν η ασύμμετρη σκέδαση λόγω προσμίξεων, που προκαλείται από την αλληλεπίδραση σπιν-τροχιάς. Ο Μπέργκερ, από την άλλη πλευρά, υποστήριξε ότι η κύρια πηγή ρεύματος στο ΑΗΕ ήταν μετατοπίσεις (side-jumps) των φορέων του ρεύματος μετά τη σκέδαση από προσμίζεις εξαιτίας αλληλεπίδρασης σπιν-τρογιάς.

Κβαντικό Φαινόμενο Hall

Το Κβαντικό φαινόμενο Hall (Quantum Hall Effect-QHE) αποτελεί την κβαντική εκδοχή του φαινομένου Hall και διαχωρίζεται σε ακέραιο και

κλασματικό QHE. Και οι δύο εκδοχές του ανακαλύφθηκαν πρώτα πειραματικά και έπειτα, επεξηγήθηκαν θεωρητικά. Ακολουθεί η θεωρητική επισκόπηση του Ακέραιου Κβαντικού Φαινομένου Hall, το οποίο μας έδωσε και την τοπολογική σταθερά Ν.

Ακέραιο Κβαντικό Φαινόμενο Hall (integer QHE)

Το Ακέραιο Κβαντικό Φαινόμενο Hall εμφανίζεται σε υψηλό μαγνητικό πεδίο (μερικά Tesla) και σε χαμηλή θερμοκρασία (μερικά Kelvin). Τα πρώτα πειράματα σχετικά με την ακέραια κβαντική εκδοχή του φαινομένου Hall πραγματοποιήθηκαν το 1980 από τον Klaus von Klitzing, ο οποίος για τη συνεισφορά του αυτή βραβεύτηκε με το βραβείο Nobel το 1985. Ο von Klitzing διαπίστωσε ότι με την αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η αγωγιμότητα Hall σxy παρουσιάζει κλιμακωτή και κβαντισμένη μεταβολή σε πλατό (serials of quantized plateau), ενώ ταυτόχρονα, η διαμήκης αγωγιμότητα ρ_{xx} μηδενίζεται. Αυτό, πρακτικά σημαίνει, ότι το εσωτερικό του δείγματος συμπεριφέρεται ως μονωτής, όταν η αγωγιμότητα Hall αλλάζει πλατό.

Αναλυτικά, στο QHE, τα ηλεκτρόνια που περιορίζονται σε διδιάστατα (2D) δείγματα, αναγκάζονται υπό την επίδραση υψηλού μαγνητικού πεδίου να αλλάξουν τις ενεργειακές τους καταστάσεις σε νέες ζώνες, γνωστές ως τα ενεργειακά επίπεδα Landau. Όταν είναι συμπληρωμένα με ηλεκτρόνια N Landau levels, υπάρχει ένα ενεργειακό χάσμα μεταξύ της Ν-οστής πλήρους ζώνης και της (Ν + 1) κενής ζώνης, η οποία ευθύνεται για τη συμπεριφορά του εσωτερικού ως μονωτικό. Με την αύξηση της έντασης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ο διαχωρισμός (degeneracy) των επιπέδων Landau μεταβάλλεται και είναι δυνατό τα επίπεδα Landau να υπερβούν τη στάθμη Fermi του συστήματος, οπότε το υλικό συμπεριφέρεται ως αγωγός. Σε περίπτωση εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου προκαλούνται ταλαντώσεις (oscillations) της ηλεκτρονικής πυκνότητας των καταστάσεων στο επίπεδο Fermi με συνέπεια ταλαντώσεις σε διάφορες ηλεκτρονικές ιδιότητες ενός υλικού, συμπεριλαμβανομένης της ηλεκτρικής αντίστασης και της μαγνήτισης, που είναι γνωστές ως κβαντικές ταλαντώσεις.

Στις δύο διαστάσεις, όταν τα ηλεκτρόνια υπόκεινται σε μαγνητικό πεδίο Β, ακολουθούν κυκλικές τροχιές κύκλοτρον. Από κβαντομηχανική

σκοπιά, οι τροχιές αυτές κβαντίζονται. Τα ενεργειακά επίπεδα αυτών των κβαντοποιημένων τροχιών παίρνουν τις εξής διακριτές τιμές:

$$En = \frac{h}{2\pi} \omega_{c}(n + \frac{1}{2})$$
,όπου n: νιοστό επίπεδο Landau

 $\omega_{\rm c} = \frac{eB}{m^*}$ η συχνότητα cyclotron, με m* την ενεργό cyclotron μάζα του φορέα φορτίου (effective cyclotron mass) Τα τροχιακά αυτά είναι γνωστά ως Landau energy levels.

μικροσκοπικό επίπεδο, τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια Σε αγωγιμότητας αρχίζουν να κάνουν την κίνηση κύκλοτρον (cyclotron motion). Αν το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό, τέτοιες κινήσεις κύκλοτρον θα σχηματίσουν πλήρεις κύκλους, με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να περιοριστούν στο εσωτερικό και το δείγμα να γίνει μονωτικό. Στις άκρες, όμως, του 2D συστήματος, τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται διαφορετικά από ότι στο εσωτερικό του: η κυκλική κίνηση που προκαλείται από το μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να ολοκληρωθεί εξαιτίας των άκρων, γεγονός που αναγκάζει τα ηλεκτρόνια να ταξιδεύουν μόνο προς τη μία κατεύθυνση, δημιουργώντας τις λεγόμενες καταστάσεις άκρων (edge states). Το ενδιαφέρον σημείο είναι ότι σε αυτήν την κατάσταση, τα ηλεκτρόνια μπορούν να αποφύγουν ατέλειες ή προσμείξεις της επιφάνειας κατά τη διαδρομή τους. Επομένως, το ρεύμα που προκαλείται από αυτά τα ηλεκτρόνια δε σκεδάζεται, ενώ η αγωγιμότητα κβαντίζεται σε μονάδες των e²/h με τον κβαντικό αριθμό να ανταποκρίνεται στον αριθμό των καταστάσεων άκρων. Η αγωγιμότητα Hall (σ_{xy}) , η οποία έχει ληφθεί με μέτρηση της αντίστασης Hall είναι πολύ μεγάλη σε αντίθεση με τους συμβατικούς μονωτές και κβαντισμένη εξαρτώμενη από τον αριθμό (N) των γεμάτων επιπέδων Landau. Η κβαντισμένη τιμή της αγωγιμότητας Hall δίνεται από τη σγέση:

 $σ_{xy} = Ne^2/h$ (εξίσωση 2)

Ανεξάρτητα από το υλικό που σχηματίζει το διδιάστατο σύστημα ηλεκτρονίων και την παρουσία αταξίας, έχει διαπιστωθεί ότι η τιμή της σ_{xy} κβαντίζεται με μεγάλη ακρίβεια (της τάξης του 10⁻⁹). Η συγκράτηση των σωματιδίων γίνεται μέσα σε κενό με ομογενές μαγνητικό πεδίο κάθετο στην τροχιά τους. Αν τα φορτία κινούνταν μόνο υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου, τότε αυτά θα εκτελούσαν κυκλική

κίνηση. Η επιτάχυνση, όμως, γίνεται από ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο εναλλάσσεται, ώστε αυτά να επιταχυνθούν. Το μαγνητικό πεδίο προσαρμόζεται κάθε φορά, ώστε η συχνότητα περιστροφής των σωματιδίων να συμπίπτει με τη συχνότητα του εναλλασσόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Έτσι, η επιτάχυνση δεν είναι συνεχής αλλά περιοδική. Το τελικό αποτέλεσμα είναι η επιτάχυνση των σωματιδίων σε μία περίπου σπειροειδή τροχιά. να εξηγήσουμε την ισχυρά κβαντισμένη τιμή της σxy, η έννοια της τοπολογικής τάξης έχει εισαχθεί σε ηλεκτρονικά συστήματα στερεάς κατάστασης. Συγκεκριμένα, έχει αποδειχθεί ότι ο αριθμός Ν της εξίσωσης 2 είναι μια τοπολογική σταθερά αντίστοιχη με το γένος στα γεωμετρικά παραδείγματα της τοπολογίας. Αυτός ο τοπολογικός αριθμός δόθηκε από τους D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale και M.den Nijs το 1982 και ονομάζεται αριθμός TKNN (από τους εισηγητές του) ή «πρώτος αριθμός Chern». Με φυσικούς όρους, μεταφράζεται ως ο αριθμός των καταστάσεων άκρων ή ο κβαντικός αριθμός της αγωγιμότητας Hall. Όντας μια τοπολογική σταθερά, ο αριθμός Ν σε ένα σύστημα δεν μπορεί να αλλάξει υπό όρους ομαλού μετασχηματισμού της Χαμιλτονιανής, χωρίς, δηλαδή, να κλείσει το ενεργειακό γάσμα μεταξύ των κατειλημμένων και κενών ζωνών. Αυτό μας βοηθά να εξηγήσουμε την ισχυρή κβάντωση της σ_{xy} στην quantum Hall κατάσταση.

Spin Hall effect

Το φαινόμενο Spin Hall προβλέφθηκε θεωρητικά από τους ρώσους φυσικούς Mikhail I. Dyakonov και Vladimir I. Perel το 1971. Αυτοί είναι και οι πρώτοι που εισήγαγαν την έννοια του ρεύματος spin(spin current). Το φαινόμενο Spin Hall προέρχεται από τη σύζευξη των ρευμάτων φορτίου και spin λόγω της αλληλεπίδρασης spin-τροχιάς (spinorbit interaction). Τα πρώτα πειράματα σε αυτόν τον τομέα έγιναν από την ομάδα του Fleisher στο Ινστιτούτο Ioffe στην Αγία Πετρούπολη, όπου παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το φαινόμενο που ονομάζεται σήμερα Inverse Spin Hall Effect. Όσο για το ίδιο το Spin Hall Effect, έπρεπε να περάσουν 33 χρόνια πριν παρατηρηθεί πειραματικά από δύο ομάδες στη Σάντα Μπάρμπαρα (ΗΠΑ) και στο Cambridge (UK), το 2004.

Μία απεικόνιση των εξαρτημένων από το spin φαινομένων που ανήκουν στην οικογένεια Hall. Στο Ανώμαλο Φαινόμενο Hall, ένα ρεύμα φόρτισης παράγει ένα πολωμένο εγκάρσιο ρεύμα φόρτισης. Στο

Φαινόμενο Spin Hall, ένα μη-πολωμένο ρεύμα φόρτισης παράγει ένα εγκάρσιο ρεύμα spin. Στο Αντίστροφο Φαινόμενο Spin Hall, ένα καθαρό ρεύμα-spin παράγει ένα εγκάρσιο ρεύμα φόρτισης. Το Spin Hall είναι ένα φαινόμενο μεταφοράς, όπου εμφανίζεται φαινόμενο συσσώρευση spin στις πλευρικές επιφάνειες ενός διδιάστατου δείγματος που διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα. Τα όρια των αντίθετων επιφανειών θα έγουν spin με αντίθετο πρόσημο. Είναι ανάλογο με το κλασικό φαινόμενο Hall, όπου στις απέναντι πλευρές εμφανίζονται φορτία με αντίθετο πρόσημο κατά τη ροή ηλεκτρικού ρεύματος σε μαγνητικό πεδίο. Στην περίπτωση του κλασικού φαινομένου Hall, το φορτίο που δημιουργείται στα όρια είναι αντιστάθμισμα της δύναμης Lorentz που δρα επί των φορέων φορτίου στο δείγμα λόγω του μαγνητικού πεδίου. Αντίθετα, για το SHE, δεν απαιτείται μαγνητικό πεδίο, καθώς είναι ένα φαινόμενο που σχετίζεται καθαρά με τα spin. Μάλιστα, εάν εφαρμοστεί ένα αρκετά ισχυρό μαγνητικό πεδίο σε διεύθυνση κάθετη προς τον προσανατολισμό του σπιν στις επιφάνειες, το SHE θα εξαφανιστεί. Το SHE ανήκει στην ίδια οικογένεια με το ανώμαλο φαινόμενο Hall, το οποίο επίσης προέρχεται από αλληλεπίδραση spin-τροχιάς.

Το 2005, ένα χρόνο μετά την πειραματική παρατήρηση του φαινομένου Spin Hall, η κβαντική εκδοχή του τελευταίου, το φαινόμενο Quantum Spin Hall (Quantum Spin Hall Effect- QSHE) εισήχθη θεωρητικά από την ομάδα του C. Kane. Σε πειραματικό επίπεδο, το QSHE παρατηρήθηκε σε κβαντικά πηγάδια HgTe/CdTe από την ομάδα του L. Molenkamp το 2007, μετά την αντίστοιχη πρόβλεψη από την ομάδα του S. C. Zhang το 2006. Οι καταστάσεις Quantum Hall ανήκουν σε μια κατηγορία της τοπολογίας η οποία σπάει τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου λόγω παρουσίας μαγνητικού πεδίου. Η κατάσταση Quantum Spin Hall, όμως, ανήκει σε μια νέα τοπολογική κατηγορία της ύλης που διατηρεί τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου. Το φαινόμενο Quantum Spin Hall, σε αντίθεση με το Ακέραιου Κβαντικού Φαινομένου Hall, δεν απαιτεί την εφαρμογή υψηλού μαγνητικού πεδίου. Ο μονωτής QSH είναι ουσιαστικά δύο αντίγραφα ενός συστήματος Quantum Hall, όπου οι 2 καταστάσεις άκρων σχηματίζουν ένα χρόνο-αντεστραμμένο ζεύγος με αποτέλεσμα να διατηρείται η συνολική TRS του συστήματος.

1.2.2 Συμμετρία Αντιστροφής Χρόνου (Time Reversal Symmetry-TRS)

Συνήθως, μια φυσική διαδικασία θεωρείται αμετάβλητη από πλευράς χρονικής αντιστροφής εάν η αντιστροφή της επιτρέπεται από τους νόμους της φυσικής. Σύμφωνα με την απλούστερη άποψη, για να αντιστραφεί μια διαδικασία, αρκεί να αντιστραφεί η σειρά των στιγμιαίων καταστάσεων της διαδικασίας. Μια θεωρία, επομένως, ορίζεται αμετάβλητη από πλευράς χρονικής αντιστροφής (ή με άλλα λόγια διατηρεί τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου) αν για μια ακολουθία στιγμιαίων καταστάσεων ...,S(t0), S(t1), S(t2),...,οι οποίες υπακούνε στους νόμους της θεωρίας αυτής, η αντίστροφη ακολουθία από χρονοαντιστραμμένες καταστάσεις ...,S(t2), S(t1), S(t0),... υπακούει επίσης. Με πιο απλά λόγια, αν αντιστρέψουμε τη ροή του χρόνου, και το σύστημα παραμένει το ίδιο, η TRS διατηρείται.

Από το Κβαντικό Φαινόμενο Hall στο QSHE Σε έναν μονοδιάστατο κόσμο, υπάρχουν δύο βασικές κινήσεις: μπρος και πίσω. Η τυχαία σκέδαση έχει ως αποτέλεσμα να αναμιγνύονται με αποτέλεσμα να δημιουργείται αντίσταση. Όπως μας διδάσκουν και οι βασικοί κανόνες κυκλοφορίας, θα ήταν πολύ καλύτερα αν μπορούσαμε να διαχωρίσουμε χωρικά τις κατευθύνσεις αντίθετου ρεύματος σε δύο ξεχωριστές λωρίδες, έτσι ώστε να είναι εύκολο να αποφευχθούν τυχαίες συγκρούσεις. Αυτός ο απλός μηχανισμός κυκλοφοριακού ελέγχου αντιστοιχεί στη συμπεριφορά των ηλεκτρονίων στο φαινομένο Quantum Hall, όπως θα εξηγηθεί παρακάτω.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το φαινόμενο Quantum Hall εμφανίζεται όταν ισχυρό μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται στα ελεύθερα ηλεκτρόνια σε ένα 2D ημιαγωγό. Σε χαμηλή θερμοκρασία και υπό ισχυρό μαγνητικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια ταξιδεύουν μόνο κατά μήκος των ακμών του ημιαγωγού και σχηματίζουν δύο ρεύματα ηλεκτρονίων με αντίθετες κατευθύνσεις (counterflows of electrons), τα οποία διαχωρίζονται χωρικά σε ξεχωριστές λωρίδες στις πάνω και στις κάτω ακμές. Σε σύγκριση με ένα 1D σύστημα ηλεκτρονίων, στο οποίο τα ηλεκτρόνια διαδίδονται και προς τις δύο κατευθύνσεις, το άνω άκρο ενός Quantum Hall bar (QH bar) περιέχει μόνο τους μισούς βαθμούς ελευθερίας. Αυτός ο μοναδικός χωρικός είναι ο κύριος λόγος για τον οποίο το Κβαντικό Φαινόμενο Hall είναι τοπολογικά ισχυρό: όταν ένα ηλεκτρόνιο το οποίο κινείται στην ακμή του υλικού (edge-state electron), συναντήσει μια πρόσμιξη (impurity), παίρνει απλά ένα δρόμο παράκαμψης, καθώς δε μπορεί να γυρίσει πίσω. Ένας τέτοιος μηχανισμός μεταφοράς, που περιορίζει τη σκέδαση των ηλεκτρονίων (dissipationless transport mechanism), θα ήταν εξαιρετικά χρήσιμος για διατάξεις ημιαγωγών. Δυστυχώς, όμως, η απαίτηση για ισχυρό μαγνητικό πεδίο περιορίζει τις δυνατότητες εφαρμογής του Κβαντικού Φαινομένου Hall.

Το QSHE έρχεται να δόσει την απάντηση στο ερώτημα αν θα μπορούσαμε γωρίς την παρουσία μαγνητικού πεδίου, να διαγωρίσουμε τις λωρίδες κυκλοφορίας των ηλεκτρονίων. Οι λωρίδες κυκλοφορίας για τα ηλεκτρόνια μπορούν να διαχωριστούν, χωρίς την παρουσία μαγνητικού πεδίου, λαμβάνοντας υπόψιν τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου. Σε ένα πραγματικό μονοδιάστατο σύστημα, οι προς τα μπρος και προς τα πίσω δίαυλοι κίνησης (κανάλια) τόσο για τα spin-up όσο και για τα spin-down ηλεκτρόνια, δημιουργούν τελικά τέσσερα κανάλια. Μπορούμε να αφήσουμε τα spin-up προς τα μπρος κανάλια και τα spindown προς τα πίσω κανάλια στην πάνω ακμή και να μετακινήσουμε τα υπόλοιπα δύο κανάλια στην κάτω ακμή. Ένα σύστημα με τέτοιες καταστάσεις ακμών θεωρείται ότι βρίσκεται σε μια QSH κατάσταση, καθώς έχει ένα. Ο χωρικός διαχωρισμός παίζει κομβικό ρόλο τόσο για το Φαινόμενο Quantum Hall όσο και για το Φαινόμενο Quantum Spin Hall. Το 2005 και το 2006 προτάθηκε, στην ουσία, ότι ένας τέτοιος διαχωρισμός και μία QSH κατάσταση μπορεί να πραγματοποιηθεί σε ορισμένα θεωρητικά μοντέλα με σύζευξη spin-τροχιάς(spin-orbit coupling). Αν και μια QSH κατάσταση ακμής αποτελείται τόσο από προς τα μπρος όσο και από προς τα πίσω κανάλια (movers), η σκέδαση (backscattering) από μη μαγνητικές προσμίξεις απαγορεύεται.

Για να καταλάβουμε το φαινόμενο αυτό, θα χρησιμοποιήσουμε μια αναλογία από την καθημερινή ζωή. Τα περισσότερα γυαλιά και φακοί καμερών φέρουν μια αντι- ανακλαστική επίστρωση. Το ανακλώμενο φως από την πάνω και την κάτω επιφάνεια αλληλοαναιρείται, οδηγώντας στην εξάλειψη της αντανάκλασης του φωτός και επομένως, στην τέλεια μετάδοσή του. Παρόλα αυτά, ένα τέτοιο φαινόμενο δεν είναι ισχυρό, καθώς εξαρτάται από την προσαρμογή του μήκους κύματος και του πάχους της επίστρωσης. Όπως και με την ανάκλαση ενός φωτονίου από μια επιφάνεια, ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να ανακλαστεί από μια πρόσμιξη, ενώ διαφορετικές διαδρομές ανάκλασης επίσης αλληλεπιδρούν.

Ένα ηλεκτρόνιο σε μια QSH κατάσταση ακμής μπορεί να πάρει μια στροφή ωρολογιακής ή αντιωρολογιακής φοράς γύρω από την πρόσμιξη, ενώ κατά τη διάρκεια της στροφής αυτής το spin στρέφεται κατά μία γωνία π ή -π κατά την αντίθετη κατεύθυνση. Κατά συνέπεια, οι δύο διαδρομές, συνδεδεμένες από τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου, διαφέρουν συνολικά κατά π - (- π) = 2π περιστροφή του σπιν του ηλεκτρονίου. Μία βασική αρχή της κβαντομηχανικής δηλώνει ότι η κυματοσυνάρτηση ενός σωματιδίου με σπιν 1/2 αποκτά αρνητικό πρόσημο σε μια πλήρη περιστροφή (2π). Επομένως, τα δύι μονοπάτια σκέδασης αλληλοαναιρούνται, οδηγώντας σε τέλεια μετάδοση. Αν, όμως, η πρόσμιξη φέρει μαγνητική ροπή, η συμμετρία αντιστροφής χρόνου σπάει και τα δύο ανακλώμενα κύματα δεν αλληλοαναιρούνται. Υπό αυτήν την έννοια, η QSH κατάσταση ακμής προστατεύεται από τη συμμετρία αντιστροφής χρόνου.

<u>1.2.3 Weak Localization (WL) και Weak Anti-</u> localization(WAL)

Κβαντική διάχυση

Η ηλεκτρική μεταφορά σε στερεά μπορεί να ταξινομηθεί με βάση ορισμένα χαρακτηριστικά μήκη: (i) Η μέση ελεύθερη διαδρομή l, η οποία μετρά τη μέση απόσταση που ένα ηλεκτρόνιο ταξιδεύει πριν η ορμή του αλλάξει λόγω ελαστικής σκέδασης με στατικά κέντρα σκέδασης (ii) Το μήκος συνοχής φάσης l_φ, το οποίο μετρά τη μέση απόσταση κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να διατηρήσει τη συνοχή της φάσης του. Το μήκος συνοχής φάσης συνήθως καθορίζεται από την ανελαστική σκέδαση λόγω σύζευξης ηλεκτρονίων-φωνονίων και την αλληλεπίδραση με άλλα ηλεκτρόνια. (iii) Το μέγεθος του δείγματος L.

Αν $l \gg L$, τα ηλεκτρόνια μπορούν να διασχίσουν το δείγμα χωρίς να διασκορπιστούν. Αυτό είναι το βαλλιστικό φαινόμενο μεταφοράς (ballistic transport regime). Από την άλλη, αν $l \ll L$, τα ηλεκτρόνια θα υποστούν σκέδαση και θα διαχυθούν μέσα στο δείγμα, και αυτό ονομάζεται φαινόμενο μεταφοράς διάχυσης (diffusive transport regime). Σε αυτό το φαινόμενο μεταφοράς, αν $l_{\varphi} \leq l$, ονομάζουμε τη διάχυση ημικλασική. Αν $l_{\varphi} \gg l$, τα ηλεκτρόνια θα διατηρήσουν τη συνοχή της φάσης τους, ακόμη και αν σκεδαστούν πολλές φορές. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται φαινόμενο κβαντικής διάχυσης. Σε αυτό, η κβαντική αλληλεπίδραση μεταξύ χρονοαντεστραμμένων βρόχων σκέδασης θα επιτρέψει τη "διόρθωση" της αγωγιμότητας. Ο ασθενής εντοπισμός (WL) ή ο ασθενής απεντοπισμός (WAL) είναι ένα αποτέλεσμα που οφείλεται σε αυτή τη διόρθωση στην αγωγιμότητα σε ένα φαινόμενο κβαντικής διάχυσης.

Χαρακτηριστικά WAL και WL

Σε δύο διαστάσεις, η διόρθωση της αγωγιμότητας από την κβαντική αλληλεπίδραση παίρνει τη μορφή λογαριθμικής συνάρτησης:

$$\sigma^{\rm qi} \propto \pm \frac{e2}{\pi h} \ln \frac{l\varphi}{l},$$

όπου e^2/h είναι το κβάντο αγωγιμότητας, το πρόσημο - αντιστοιχεί σε weak localization και το πρόσημο + σε weak anti-localization. Το l καθορίζεται από την ελαστική σκέδαση οπότε δεν εξαρτάται από τη

θερμοκρασία, ενώ το l_φ καθορίζεται από την ανελαστική σκέδαση, οπότε συνήθως είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας. Εμπειρικά, προκύπτει ότι $l_{\varphi} \propto T - \frac{p}{2}$, όπου το p είναι θετικό και εξαρτάται από τους μηχανισμούς αποκβαντοποίησης (dephasing mechanisms) από και τη διαστασιολόγηση. Το φαινόμενο WAL συνδέεται άμεσα με την αλληλεπίδραση spin-τρογιάς, όπως διαπίστωσαν στη δημοσίευσή τους το 1980 οι Shinobu Hikami, Anatoli Larkin και Yosuke Nagaoka. Για τη διακύμανση αγωγιμότητας σε ασθενή πεδία να της μπορεί χ ρησιμοποιηθεί η θεωρία των Hikami-Larkim-Nagaoka (HLN theory):

$$\delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(0) = \frac{\alpha e^2}{\pi h} \left[\psi \left(\frac{B_{\varphi}}{B} + \frac{1}{2} \right) - \ln \left(\frac{B_{\varphi}}{B} \right) \right],$$

Όπου ψ είναι η digamma συνάρτηση και

$$B_{\varphi} = \frac{\hbar}{4el_{\varphi}^2}$$

Η εξίσωση HLN δίνει στην ουσία και το όριο ανάμεσα στα φαινόμενα WAL-WL, αφού αν $\alpha > 0$, έχουμε φαινόμενο WL, ενώ αν $\alpha < 0$ (και άρα και αρνητική μαγνητοαγωγιμότητα), έχουμε WAL.Η μαγνητοαγωγιμότητα ορίζεται ως το αντίστροφο της μαγνητοαντίστασης, δηλαδή: Gxx=1/Rxx. Η τιμή του παράγοντα α φανερώνει τον αριθμό των ανεξάρτητων καναλιών αγωγιμότητας σε ένα σύστημα. Στο φαινόμενο WAL, σε ένα τέλειο σύστημα με δύο επιφανειακά αγώγιμα κανάλια, ισούται με 1 (το κάθε κανάλι συνεισφέρει ½ στην τιμή του παράγοντα).

2. Πειραματικές διατάξεις και συστήματα μέτρησης

Εισαγωγή

Στη διπλωματική αυτή πραγματοποιήθηκαν ηλεκτρικές μετρήσεις σε λεπτά φιλμ του τοπολογικού μονωτή Bi₂Te₃ τα οποία κατασκευάστηκαν πάνω σε υπόστρωμα πυριτίου Si μέσω της μεθόδου DC magnetron sputtering, στο Ινστιτούτο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος. Οι ηλεκτρικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με το σύστημα PPMS. Παρακάτω ακολουθεί μια θεωρητική επισκόπηση των πειραματικών διατάξεων και των συστημάτων μέτρησης.

2.1 Παρασκευή λεπτών υμενίων με DC magnetron sputtering

Thin films

Τα λεπτά υμένια (thin films) είναι υλικά μικρών διαστάσεων με πάχη που κυμαίνονται από λίγα nm έως και μερικά μm. Πρόκειται για μικροδομή που δημιουργείται όταν άτομα, μόρια ή ιόντα (ατομικά στρώματα) ενός υλικού- εναποθετή εναποτίθενται στην επιφάνεια ενός στερεού (bulk) υλικού - όπου η μία διάστασή του είναι τάξεις μεγέθους μικρότερη από τις άλλες- ή ενός υλικού-υποστρώματος. Οι πρόοδοι που σημειώθηκαν στις τεχνικές εναπόθεσης λεπτών υμενίων κατά τη διάρκεια του 20ού αιώνα επέτρεψαν τη χρήση τους σε ένα ευρύ φάσμα τεχνολογικών καινοτομιών σε διάφορους τομείς: μαγνητικά μέσα αποθήκευσης, ηλεκτρονικές διατάξεις ημιαγωγών, LED, οπτικές επιστρώσεις (όπως αντι-ανακλαστικές επιστρώσεις), φαρμακευτικά προϊόντα, σκληρές επιστρώσεις σε εργαλεία κοπής και στον τομέα της παραγωγής ενέργειας (π.χ. ηλιακά κύτταρα thin-film) και της αποθήκευσης (thin-film batteries).

Ιοντοβολή (Sputtering)

Τα δείγματά μας αναπτύχθηκαν με τη μέθοδο της ιοντοβολής και συγκεκριμένα με τη μέθοδο DC magnetron sputtering (μαγνητικά υποβοηθούμενη DC ιοντοβολή). Η μέθοδος της ιοντοβολής είναι από τις πιο διαδεδομένες τεχνικές για την εναπόθεση λεπτών υμενίων.



Σχηματική αναπαράσταση του φυσικού μηχανισμού καθοδικής ιοντοβολής

Στην ιοντοβολή, η επιφάνεια ενός στερεού-στόχος βομβαρδίζεται με ενεργητικά σωματίδια, με αποτέλεσμα τα άτομα της επιφάνειας του στερεού να οπισθοσκεδάζονται λόγω κρούσεων μεταξύ προσπίπτοντων σωμάτιων και επιφανειακών ατόμων. Τα προσπίπτοντα σωμάτια μπορεί να είναι άτομα, ιόντα, ηλεκτρόνια, φωτόνια, νετρόνια, μόρια και μοριακά ιόντα. Σχεδόν πάντα, όμως, η ιοντοβολή χρησιμοποιεί βομβαρδισμό ιόντων -είτε ιόντα αδρανούς αερίου όπως το αργό και το κρυπτό είτε μικρά μοριακά ιόντα.

Αναλυτικά, το προσπίπτον σωματίδιο (incident ion) επιδρά στα άτομα της επιφάνειας (target atoms) ή κοντά στην επιφάνεια του στερεού με τόση ενέργεια ώστε να διασπάσει τους δεσμούς και να απομακρύνει τα άτομα. Εάν κατά τη διάρκεια αυτής της διαδικασίας, το προσπίπτον σωμάτιο εισχωρήσει μέσα στο στερεό, έχουμε την εμφύτευσή του (implementation). Εάν ένα ή περισσότερα άτομα απομακρυνθούν από το στερεό, θεωρούνται ότι είναι διασκορπισμένα άτομα (sputtered atoms).

Το φυσικό φαινόμενο της ιοντοβολής

Στον ενδιάμεσο χώρο μεταξύ του στόχου και του υποστρώματος δημιουργείται πλάσμα (συνήθως αργού), μέσα στο οποίο εισέρχονται τα διασκορπισμένα άτομα. Αυτά τα εξατμισθέντα άτομα κατόπιν αποτίθενται όταν συμπυκνώνονται ως λεπτή μεμβράνη πάνω στο υπόστρωμα που πρόκειται να επικαλυφθεί.



Η διάταξη του θαλάμου μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής που χρησιμοποιήθηκε για την παρασκευή των δειγμάτων

Αναλυτικά, με τη μέθοδο DC sputtering, ένα συνεχές ηλεκτρικό ρεύμα εύρους -2 έως – 5 kV εφαρμόζεται στο υλικό-στόχο, το οποίο είναι η κάθοδος ή με άλλα λόγια, το σημείο στο οποίο τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στο σύστημα, γνωστό ως αρνητικό δυναμικό. Μία θετική τάση εφαρμόζεται επίσης στο υπόστρωμα προς επικάλυψη, το οποίο καθίσταται άνοδος. Όταν στο θάλαμο ιοντοβολής εισάγεται αέριο, συνήθως το αργό (Ar), σε συνθήκες χαμηλής πίεσης και εφαρμόζεται υψηλή τάση μεταξύ των ηλεκτροδίων, ξεκινάει η εκκένωση λάμψης.

Τότε. τα θετικά φορτισμένα, ιονισμένα άτομα αερίου (Ar) επιταχύνονται κατά την κάθοδο και ιοντοβολούν τον στόχο. Τα ηλεκτρικά ουδέτερα άτομα του αργού ιονίζονται ως αποτέλεσμα της ισχυρής σύγκρουσης τους με την επιφάνεια του αρνητικά φορτισμένου στόχου, το οποίο αποβάλλει άτομα στο πλάσμα. Τα ιονισμένα άτομα αργού στη συνέχεια οδηγούνται στο υπόστρωμα, το οποίο ως άνοδος ή αλλιώς θετικά φορτισμένο δυναμικό, προσελκύει τα ιονισμένα άτομα αργού, ηλεκτρόνια και εξατμισμένα άτομα επικαλύψεως στόχου τα οποία συμπυκνώνονται και σχηματίζουν μια λεπτή μεμβράνη επί του υποστρώματος που πρόκειται να επικαλυφθεί.

DC magnetron Sputtering

Στη μέθοδο DC magnetron sputtering, χρησιμοποιούνται μαγνήτες πίσω από την αρνητική κάθοδο για να παγιδεύουν τα ηλεκτρόνια πάνω από το αρνητικά φορτισμένο υλικό-στόχο, έτσι ώστε να μην είναι ελεύθερα να βομβαρδίζουν το υπόστρωμα, επιτρέποντας ταχύτερους ρυθμούς εναπόθεσης. Το μαγνητικό πεδίο σχηματίζει στην ουσία μία "σήραγγα" που παγιδεύει τα ηλεκτρόνια κοντά στην επιφάνεια του υλικού-στόχου, με αποτέλεσμα να βελτιώνεται η απόδοση του σχηματισμού ιόντων αερίου. Η μέθοδος DC Magnetron Sputtering επιτρέπει, επίσης, υψηλότερο ρεύμα σε χαμηλότερη πίεση αερίου, γεγονός που επιτυγχάνει ακόμα υψηλότερο ρυθμό εναπόθεσης λεπτού φιλμ.

2.2 Μετρήσεις ηλεκτρικής αντίστασης με το σύστημα PPMS

Χαρακτηριστικά συστήματος PPMS

Το σύστημα PPMS (Physical Property Measurement System) αποτελεί έναν εξοπλισμό εργαστηρίου που μπορεί να εκτελέσει μία ποικιλία αυτοματοποιημένων μετρήσεων (ηλεκτρικές, μαγνητικές και θερμικές) σε ένα εύρος θερμοκρασιών και εντάσεων μαγνητικού πεδίου. Συγκεκριμένα, παρέχει δυνατότητες μετρήσεων σε θερμοκρασίες από 1,9 έως 400 K και υπό πεδία έντασης μέχρι και 9 Tesla.

Λογισμικό MultiVu

Το λογισμικό PPMS MultiVu αποτελεί το λογισμικό που χρησιμοποιείται για την εκτέλεση των μετρήσεων και την αξιολόγηση των συλλογών των δεδομένων (data sets). Τα δεδομένα μπορούν να προβληθούν σε μορφή γραφικών, ή ακατέργαστων δεδομένων.

Τοποθέτηση δείγματος

Το σύστημα τοποθέτησης δειγμάτων του PPMS διαθέτει ένα θάλαμο δειγμάτων, στον πάτο του οποίου υπάρχει ένα κύκλωμα/βύσμα 12 ακροδεκτών (12-pin connector), συνδεδεμένο με τα ηλεκτρονικά συστήματα. Πάνω στο βύσμα αυτό, μπορούμε να συνδέσουμε την εκάστοτε κεφαλή μετρήσεων (sample puck).

Λειτουργία για μέτρηση αντίστασης (Resistivity option)

Η επιλογή της λειτουργίας για τη μέτρηση της αντίστασης χρησιμοποιείται για την πραγματοποίηση μετρήσεων αντίστασης DC, εφαρμόζοντας DC ρεύμα και μετρώντας την τάση που αναπτύσσεται. Με τη λειτουργία αυτή, προστίθεται μια πλακέτα-γέφυρα (γνωστή ως γέφυρα χρήστη-user bridge) στο PPMS. Η επιλογή της λειτουργίας για τη μέτρηση της αντίστασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις αντίστασης, ειδικής αντίστασης, αγωγιμότητας και ειδικής αγωγιμότητας.

Τεχνικές μέτρησης Φαινομένου Hall

Συνήθως, για τις μετρήσεις του Φαινομένου Hall στα υλικά, χρησιμοποιούνται δύο γεωμετρίες δειγμάτων: 1. Οι μακρόστενες γεωμετρίες γέφυρας Hall (Hall bar geometries) 2. Οι σχεδόν τετράγωνες ή κυκλικές γεωμετρίες van der Pauw. Και στους δύο τύπους δειγμάτων, αναπτύσσεται μια τάση Hall, κάθετα σε ένα ρεύμα και ένα εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο.

Μέτρηση ΗΕ με διάταξη γέφυρας Hall

Οι διατάξεις Hall bar προσεγγίζουν την ιδανική γεωμετρία για τη μέτρηση του Φαινομένου Hall, στο οποίο ρέει μια σταθερή πυκνότητα ρεύματος κατά μήκος του διαμήκη άξονα ενός ορθογώνιου στερεού, κάθετα προς ένα εφαρμοζόμενο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Διάταξη γέφυρας Hall 8 επαφών (8 contact Hall bar geometry)



Διάταξη γέφυρας Hall 8 επαφών

Οι συνδέσεις μέτρησης τάσης γίνονται στις επαφές 1-3-4, ενώ το ρεύμα ρέει από την επαφή 5 στην επαφή 6. Μόνο έξι από τις οκτώ επαφές χρησιμοποιούνται σε αυτή τη διαδικασία μέτρησης. Οι υπόλοιπες δύο (μη αριθμημένες) επαφές συμπεριλαμβάνονται για να διατηρείται το δείγμα συμμετρικό. Η τάση Hall που αναπτύσσεται σε ένα δείγμα διάταξης γέφυρας Hall 8 επαφών δίνεται από τη σχέση: $V_{\rm H} = V x y = R_{\rm H} B I / t$, όπου

Vxy: η μετρούμενη τάση με τη μέθοδο των 5 επαφών

 $R_{\rm H}\!\!:$ ο συντελεστής Hall του υλικού,

Β: η εφαρμοζόμενη πυκνότητα μαγνητικής ροής,

Ι: το ρεύμα, και

t: το πάχος του δείγματος

Η σχέση μεταξύ του συντελεστή Hall και του τύπου και της πυκνότητας των φορέων φορτίου είναι περίπλοκη. Αν όμως, εξετάσουμε το όριο στο οποίο η πυκνότητα της μαγνητικής ροής τείνει στο άπειρο, προκύπτει ότι: $R_{\rm H} = r/q(p-n)$, όπου

r: ο παράγοντας σκέδασης Hall.

q: το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,

p: η πυκνότητα των θετικών φορέων φορτίου και

n: η πυκνότητα των αρνητικών φορέων φορτίου στο υλικό.

Στην περίπτωση όπου σε ένα υλικό κυριαρχεί ένας τύπος φορέων φορτίου , ο συντελεστής Hall είναι αντιστρόφως ανάλογος με την πυκνότητα των φορέων αυτών. Για παράδειγμα, αν θεωρήσουμε ότι σε ένα δείγμα, η πλειονότητα των φορέων φορτίου είναι ηλεκτρόνια (τύπου n), η εξίσωση 2 παίρνει τη μορφή :

 $R_{\rm H} = 1 / ne \left[\sigma \varepsilon \, \Omega \cdot m / T \right]$

Σύμφωνα με τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτουν δύο συμπεράσματα:

Για ένα δεδομένο υλικό, η τάση Hall μπορεί να αυξηθεί αυξάνοντας το μαγνητικό πεδίο B και το ρεύμα I και μειώνοντας το πάχος του δείγματος.
Όσο μεγαλύτερη είναι η πυκνότητα των φορέων φορτίου, τόσο μικρότερος είναι ο συντελεστής Hall και η τάση Hall που θα μετρηθεί.

Στις μετρήσεις του H_E, συνήθως εξετάζεται και η ευκινησία των φορέων φορτίου($\mu_{\rm H}$): $\mu_{\rm H} = |R_{\rm H}| / \rho(0) [\sigma \epsilon m 2 V \cdot s]$, όπου

μ_H: η ευκινησία Hall

ρ: η ηλεκτρική αντίσταση σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο (ειδική ηλεκτρική αντίσταση)

Η παράμετρος μ_H καλείται ευκινησία Hall σε αντιδιαστολή με την ευκινησία αγωγιμότητας μ. Ισχύει η σχέση: μ_H = rμ , όπου r ο συντελεστής σκέδασης Hall. Η τιμή της δεν είναι δυνατόν να είναι ακριβής, αλλά προσεγγιστική λόγω της υπόθεσης, ότι οι ταχύτητες όλων των φορέων φορτίου είναι ίσες. Πειραματικά προκύπτει ότι εμφανίζει εξάρτηση από την θερμοκρασία και τις προσμίξεις του υλικού.

Η διαμήκης ηλεκτρική αντίσταση (είναι η κλασική ηλεκτρική αντίσταση και ονομάζεται μαγνητοαντίσταση, όταν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο) μπορεί να μετρηθεί, εφαρμόζοντας ρεύμα μεταξύ των επαφών 5 και 6 του δείγματος και μετρώντας την τάση μεταξύ των επαφών 1 και 3:

 $Rxx(B) = Vxx / I_{56}$

και στη συνέχεια η ειδική αντίσταση είναι:

 $\rho xx(B) = \rho(B) = V_{13} / I_{56*} wt / (a + b) [\Omega \cdot m],$

όπου w: το πλάτος και t
 το πάχος ενός Hall bar,

a+b: η απόσταση μεταξύ των επαφών 1-3,

B: Η μαγνητική επαγωγή (πυκνότητα της μαγνητικής ροής) στην οποία πέρνουμε τη μέτρηση.

Παρόμοιες διατάξεις Hall χρησιμοποιούνται ευρέως για τη μέτρηση της μαγνητο αντίστασης ή της ευκινησίας Hall σε δείγματα με χαμηλές τιμές αντίστασης.

2.3 Περίθλαση ακτίνων Χ

Αρχές λειτουργίας του περιθλασίμετρου ακτίνων X (XRD)

ακτίνων-Χ (X-ray diffraction, Η περίθλαση XRD) παρέγει πληροφορίες στην ατομική κλίμακα σχετικά με τη δομή και την κρυσταλλικότητα των υλικών. Τα βασικά εξαρτήματα ενός περιθλασίμετρου είναι μία πηγή ακτίνων Χ και ένας ανιγνευτής ακτίνων Χ που βρίσκονται στην περιφέρεια ενός κύκλου (κύκλος εστίασης) με το δείγμα. Η πηγή των ακτίνων Χ είναι αυτή που δημιουργεί τις ακτίνες Χ κατευθύνοντας την ηλεκτρονική δέσμη υψηλής τάσης σε έναν μεταλλικό στόχο (άνοδος) μέσα σε έναν σωλήνα κενού. Ο ανιχνευτής είναι ικανός να μετράει τα φωτόνια ακτίνων Χ μιας συγκεκριμένης ενέργειας για κάθε γωνία 2θ, τα οποία είναι μια αναλογική αντανάκλαση της έντασης της κορυφής. Όταν ένα φωτόνιο των ακτίνων Χ αντιδρά με ένα στερεό υλικό, μερικά φωτόνια δεν γάνουν την ενέργειά τους και η διαδικασία καλείται ελαστική σκέδαση (Thomson Scattering). Αυτά τα περιθλασμένα κύματα από διαφορετικά άτομα μπορούν να παρέμβουν το ένα στο άλλο και να διαμορφώσουν πολύ ισχυρά τη συνισταμένη της πυκνότητας διασποράς.

Εάν ένα άτομο διευθετείται με περιοδικό τρόπο στο υλικό, για παράδειγμα όπως στους κρυστάλλους, τα περιθλασμένα κύματα θα επιμένουν σε οξείες γωνίες με ιδιαίτερες συμμετρίες που καθορίζονται από τη διασπορά των ατόμων. Έτσι, η διασπορά των ατόμων σε ένα στερεό υλικό μπορεί να συναχθεί από τα διαγράμματα περίθλασης. Μία σχηματική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας του XRD υπάρχει στο παρακάτω σχήμα όπου οι ακτίνες X, με μήκος κύματος, λ, προσπίπτουν στα στρώματα των επιπέδων με γωνία, θ.



Σχηματική αναπαράσταση της περίθλασης ακτίνων-Χ σε κρυσταλλικό μέσο

Αυτές οι ακτίνες σκεδάζονται από τα άτομα ενώ η δομική τους παρεμπόδιση πραγματοποιείται με την ίδια γωνία, θ, στα άλλα επίπεδα. Ένας ακέραιος αριθμός, n, των μηκών κύματος αναπαριστά την τάξη της κορυφής περίθλασης, ενώ d συμβολίζεται η απόσταση μεταξύ των επιπέδων (π.χ. ατόμων, ιόντων, μορίων). Η σχέση που συνδέει τη γωνία των ακτίνων X με το μήκος κύματος της περίθλασης για μία κρυσταλλική επιφάνεια ανακαλύφθηκε από τους Sir William H. Bragg και Sir W. Lawrence Bragg, και είναι γνωστή και ως νόμος του Bragg. $2dsin\theta = n\lambda$.

2.4 Η ηλεκτρονική μικροσκοπία σάρωσης (Scanning Electron Microscopy-SEM)

Η ηλεκτρονική μικροσκοπία σάρωσης (Scanning Electron Microscopy-SEM) αποτελεί το πρωταρχικό εργαλείο για τη λήψη οπτικής εικόνας των υλικών με ανάλυση στη μικροκλίμακα και σε πολλές περιπτώσεις νανοκλίμακα. Ένας βασικός λόγος της χρησιμότητας του SEM είναι η υψηλή ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί, η μεγέθυνση του αγγίζει τις 300.000 φορές και η μέγιστη διακριτική του ικανότητα είναι περίπου στα 2.5 nm. Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό του εικόνων SEM είναι η τρισδιάστατη απεικόνιση του δοκιμίου. Έτσι το SEM είναι ιδιαίτερα ισχυρό στο να χαρακτηρίζει δομές και διασπορές των νανοσωματιδίων μέσα στην πολυμερική μήτρα. Η βασική αρχή λειτουργίας περιλαμβάνει την ακτινοβολία του δείγματος με μια καλά εστιασμένη δέσμη ηλεκτρονίων.

Τα βασικά εξαρτήματα του SEM είναι ο εκτοξευτής ηλεκτρονίων, το σύστημα ηλεκτρομαγνητικών φακών, οι ανιχνευτές οπισθοσκεδαζόμενων και δευτερογενών ηλεκτρονίων, η καθοδική λυχνία και η οθόνη. Τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται από ένα θετικό ηλεκτρικό δυναμικό και περνούν μέσα από έναν ηλεκτρομαγνητικό φακό συμπύκνωσης που τα μετατρέπει σε δέσμη. Οι άλλοι ηλεκτρομαγνητικοί φακοί ελέγχουν την εστίαση της δέσμης πάνω στην επιφάνεια του δείγματος. Κατά την γρήση του SEM, η στήλη πρέπει να βρίσκεται υπό κενό για να μπορεί να παραχθεί και διατηρηθεί σταθερή η ακτίνα των ηλεκτρονίων. Ειδάλλως τα ηλεκτρόνια συγκρούονται με τα μόρια του αέρα και απορροφούνται. Έτσι η τελικώς εστιασμένη ηλεκτρονιακή δέσμη σαρώνει όλο το δείγμα και προσκρούει με την επιφάνεια του δείγματος εστιάζοντας σε ένα πλαίσιο ή σε παράλληλες γραμμές. Με την πρόσπτωση των ηλεκτρονίων, η εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων με ενέργειες των μερικών δεκάδων και επανεκπομπή των υψηλά ενεργειακά eV η οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την αρχική ηλεκτρονική δέσμη συγκεντρώνονται από τους ανιχνευτές ηλεκτρονίων σε ηλεκτρονιακό ρεύμα (electron current) που με τη σειρά του ενισχύεται για να μετασχηματιστεί από τον ενισχυτή και την καθοδική λυχνία στις υπό διαμόρφωση εικόνες. Η γωνία κατά την οποία προσπίπτει η ηλεκτρονιακή δέσμη με την επιφάνεια του δείγματος καθορίζει την ένταση και των δύο εκπομπών και στη συνέχεια εκπέμπει το ηλεκτρονιακό ρεύμα. Η φωτεινότητα του ίχνους της καθοδικής λυχνίας που σαρώθηκε είναι ανάλογου μεγέθους με την προκύπτουσα ένταση του σήματος, που καθορίζεται από το ποσό του ρεύματος. Μέσω αυτού του μηχανισμού, μπορούμε να αποκτήσουμε σαφή τοπογραφικά χαρακτηριστικά για την επιφάνεια του δείγματος.



Σχηματική απεικόνιση της διάταξης ενός ηλεκτρονικού μικροσκοπίου σάρωσης

3. Σύνθεση, δομικός και μορφολογικός χαρακτηρισμός

3.1 Σύνθεση λεπτών υμενίων (Bi(1-x)Smx)2Te3

Η εναπόθεση λεπτών υμενίων έγινε με την τεχνική της μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής που περιγράψαμε παραπάνω σε υπόστρωμα Si(111). Η διαδικασία της εναπόθεσης πραγματοποιήθηκε σε θερμοκρασία δωματίου και με πίεση 3 mTorr υπό συνθήκες ροής Ar. Η απόσταση στόχου-υποστρώματος ήταν περίπου 8 cm.



Εικόνα που λήφθηκε κατά την διάρκεια εναπόθεσης. Στο κάτω μέρος βρίσκεται ο στόχος και στο επάνω μέρος το υπόστρωμα. Στο ενδιάμεσο διακρίνονται τα άτομα που έχουν αποκολληθεί από τον στόχο κατευθυνόμενα προς το υπόστρωμα.

3.1.1 Συνθήκες παρασκευής δειγμάτων

<u>Si(111)/(Bi_(1-x)Sm_x)₂Te₃</u>

Δείγμα	Περιγραφή δείγματος	Υλικό Εναπόθεσης	Ισχύς (W)	Πίεση mTorr	Χρόνος (sec)	Πάχος (nm)	Παρατηρήσεις
BT36	Bi ₂ Te ₃	Bi ₂ Te ₃	5DC	3	150	135	
BTS4	(Bi _{0.98} Sm _{0.02}) ₂ Te ₃	$\begin{array}{c} Bi_2Te_3\\ Sm\\ Bi_2Te_3 \end{array}$	5DC 3DC 5DC	3 3 3	44 1 22	40 0.25 20	}επανάληψη εναποθέσεων x5
BTS5	(Bi _{0.97} Sm _{0.03}) ₂ Te ₃	$\begin{array}{c} Bi_2Te_3\\ Sm\\ Bi_2Te_3 \end{array}$	5DC 3DC 5DC	3 3 3	44 2 22	40 0.5 20	} επανάληψη εναποθέσεων x5
BTS6	(Bi _{0.95} Sm _{0.05}) ₂ Te ₃	$\begin{array}{c} Bi_2Te_3\\ Sm\\ Bi_2Te_3\end{array}$	5DC 3DC 5DC	3 3 3	44 3 22	40 1 20	} επανάληψη εναποθέσεων x5
BTS7	(Bi _{0.9} Sm _{0.1}) ₂ Te ₃	$\begin{array}{c} Bi_2Te_3\\ Sm\\ Bi_2Te_3\end{array}$	5DC 3DC 5DC	3 3 3	44 6 22	40 1.5 20	} επανάληψη εναποθέσεων x5

3.2 Αποτελέσματα XRD

Τα δείγματα που συντέθηκαν με την παραπάνω διαδικασία εξετάσθηκαν με την τεχνική της περίθλασης ακτίνων-Χ που περιγράφεται στην προηγούμενη ενότητα. Για την ανάλυση αυτή χρησιμοποιήθηκε ένα περιθλασίμετρο Siemens D500 με ακτινοβολία ακτίνων-Χ Cu Kal μήκους κύματος λ=1.5406 Å. Τα περιθλασιγράμματα για το σύνολο των δειγμάτων παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα.



Περιθλασίγραμμα ακτίνων-X για το δείγμα Bi_2Te_3



Περιθλασίγραμμα ακτίνων-X για το δείγμα $(Bi_{0.98}Sm_{0.02})Te_3$ με x=0.02



Περιθλασίγραμμα ακτίνων-X για το δείγμα ($Bi_{0.97}Sm_{0.03}$)Te3 με x=0.03



Περιθλασίγραμμα ακτίνων-X για το δείγμα ($Bi_{0.95}Sm_{0.05}$)Te3 με x=0.05



Περιθλασίγραμμα ακτίνων-X για το δείγμα ($Bi_{0.9}Sm_{0.1}$)Te3 με x=0.1

3.2.1 Ανάλυση Αποτελεσμάτων XRD

Στα παραπάνω περιθλασιγράμματα ακτίνων-Χ οι κορυφές ανάκλασης αντιστοιχούν σε ρομβοεδρικό κρυσταλλικό πλέγμα και παρουσιάζεται μία ακόμη κορυφή Si. Για τον υπολογισμό των πλεγματικών σταθερών *a* και *c*, έγινε μετασχηματισμός από το ρομβοεδρικό στο εξαγωνικό σύστημα, όπως υποδεικνύεται από την βιβλιογραφία για τις ενώσεις Bi. Για το εξαγωνικό πλέγμα, οι πλεγματικές σταθερές *a*, *c* μπορούν να υπολογιστούν με βάση τη σχέση:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2}$$

Με δεδομένα για τις κορυφές (015) και (00<u>15</u>) των διαγραμμάτων XRD για τα υμένια του παραπάνω πίνακα και με την χρήση του νόμου του Bragg προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

Κωδικος δείγματος	Περιγραφή δείγματος	Πλεγματική σταθερά <i>α</i>	Πλεγματική σταθερά c
		(Å)	(Å)
BT36	Bi ₂ Te ₃	4,4213	29,9475
BTS4	$(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$	4,3440	29,9115
BTS5	$(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$	4,4095	29,9325
BTS6	$(Bi_{0.95}Sm_{0.05})_2Te_3$	4,4201	29,9685
BTS7	$(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$	4,4230	30,0420

Μία ακόμη παράμετρος που είναι ιδιαιτέρως χρήσιμη είναι η μικροπαραμόρφωση (strain) που παρουσιάζουν τα δείγματα λόγω τάσεων που ασκούνται εξαιτίας της αναντιστοιχίας του μεγέθους του κρυσταλλικού πλέγματος του υμενίου σε σχέση με αυτό του υποστρώματος. Η μικροπαραμόρφωση υπολογίζεται σε ποσοστό επί τοις εκατό:

$$\varepsilon = \frac{d - d_0}{d_0} 100\%$$

Όπου d η απόσταση των πλεγματικών επιπέδων και d_0 η απόσταση των πλεγματικών επιπέδων της ίδιας κρυσταλλικής φάσης σε μορφή δείγματος σκόνης. Στις μετρήσεις μας η μικρο-παραμόρφωση ε υπολογίστηκε για την κορυφή (00<u>15</u>) με d_0 =2,0331 Å.

Η διαπλάτυνση των κορυφών μπορεί επίσης να συνεισφέρει ποσοτικά στην ανάλυση των μετρήσεων περίθλασης ακτίνων-Χ.

Το FWHM υπολογίζεται από την εξίσωση Scherrer μέσω της σχέσης:

$$\beta = \frac{k\lambda}{L\cos\theta}$$

όπου το λ αντιπροσωπεύει το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, το L το μέγεθος του κρυσταλλίτη, θ είναι η γωνία όπου εμφανίζεται η ανάκλαση Bragg και k είναι μια σταθερά η τιμής της οποίας κυμαίνεται από 0.89 έως 1.39 και εξαρτάται από την φύση του δείγματος. Στην επεξεργασία των διαγραμμάτων θεωρήθηκε ίση με 1.

3.2.2 Πειραματικά αποτελέσματα δομικού χαρακτηρισμού με περίθλαση ακτίνων-Χ

Κωδικός δείγματος	Δείγμα	£ (%)	<i>L</i> (Å)
BT36	Bi ₂ Te ₃	-1,83	241
BTS4	$(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$	-1,96	132
BTS5	$(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$	-1,88	128
BTS6	$(Bi_{0.95}Sm_{0.05})_2Te_3$	-1,76	105
BTS7	$(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$	-1,51	199

3.3 Ηλεκτρονική Μικροσκοπία Σάρωσης

Τα δείγματα εξετάστηκαν επίσης με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης και συγκεκριμένα το μοντέλο JEOL JSM-7401F που είναι εγκατεστημένο στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος». Οι εικόνες που προέκυψαν από την παρατήρηση των δειγμάτων παρατίθενται παρακάτω.

Εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης για το δείγμα Bi_2Te_3 με μεγέθυνση (α) x40000 και (β) x20000

Εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης για το δείγμα ($Bi_{0.98}Sm_{0.02}$)Te₃ με x=0.02 με μεγέθυνση (α) x100000 και (β) x20000

Εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης για το δείγμα $(Bi_{0.97}Sm_{0.03})Te_3$ με x=0.03 με μεγέθυνση (α) x80000 και (β) x40000

Εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης για το δείγμα ($Bi_{0.95}Sm_{0.05}$)Te₃ με x=0.05 με μεγέθυνση (α) x60000 και (β) x20000

Εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης για το δείγμα ($Bi_{0.9}Sm_{0.1}$)Te₃ με x=0.1 με μεγέθυνση (α) x60000 και (β) x40000

Για τα δείγματα που έχουν μελετηθεί παρατίθεται ο παρακάτω πίνακας στον οποίο καταγράφεται η μέση τιμή διαμέτρου κόκκων με χρηση του προγράμματος ImageJ:

Κωδικός δείγματος	Δείγμα	Μέση διάμετρος κόκκων (nm)
BT36	Bi ₂ Te ₃	145,7
BTS4	$(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$	142,4
BTS5	$(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$	128,1
BTS6	$(Bi_{0.95}Sm_{0.05})_2Te_3$	84,9
BTS7	$(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$	129,1

Με βάση τις παραπάνω εικόνες, η παρατήρηση με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο αποκαλύπτει τον σχηματισμό δομών τύπου πυραμίδας κατά την διάρκεια ανάπτυξης λεπτών φιλμς Bi₂Te₃. Η προσθήκη Sm εξαλείφει τον σχηματισμό αυτών των δομών με τα φιλμς να γίνονται πιο συμπαγή καθώς αυξάνεται η συγκέντρωση Sm.

4. Μαγνητο-ηλεκτρικός χαρακτηρισμός

4.1 Μαγνητο-αντίσταση

Στα σχήματα που ακολουθούν παρουσιάζονται η μαγνητοαντίσταση συναρτήσει των παραμέτρων της θερμοκρασίας και του πεδίου. Αναλυτικά, στα σχήματα που ακολουθούν παρουσιάζεται για καθένα από τα λεπτά φιλμ Bi₂Te₃, (Bi_{0.98}Sm_{0.02})₂Te₃, (Bi_{0.97}Sm_{0.03})₂Te₃, (Bi_{0.9}Sm_{0.1})₂Te₃, η εξάρτηση της μαγντητοαντίστασης από το μαγνητικό πεδίο για τιμές πεδίου από -9 έως 9 Tesla, σε 13 διαφορετικές θερμοκρασίες (από 2,5- 300K).

Η μαγνητοαντίσταση MR ορίζεται με βάση τον τύπο:

 $MR\% = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} * 100\%$, όπου

 $\rho(B)$: η διαμήκης αντίσταση του δείγματος υπό μαγνητικό πεδίο B

ρ(0): η διαμήκης αντίσταση του δείγματος υπό μηδενικό μαγνητικό πεδίο.

Στα παρακάτω διαγράμματα , παρουσιάζεται η μαγνητοαντίσταση MR για το καθαρό φιλμ Bi_2Te_3 και για τα ντοπαρισμενα $(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$, $(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$, $(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$ με το μαγνητικό πεδίο κάθετο και παράλληλο στο ρεύμα για θερμοκρασίες από 3-300K.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα Si(111)/Bi2Te3, για θερμοκρασίες από 3 K έως 300 K.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα $Si(111)/(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250 K με B-I.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα $Si(111)/(Bi_{0.98}Sm_{0.02})_2Te_3$, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250K με B//I.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα $Si(111)/(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 300 K με B-I.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα $Si(111)/(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 300 K με B//I.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα Si(111)/(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250 K με B-I.

Μαγνητο-αντίσταση για το δείγμα Si(111)/(Bi_{0.9}Sm_{0.1})₂Te₃, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250 K με B//I.

Παρατηρούμε ότι για χαμηλή συγκέντρωση Sm με x=0.02, η μαγνητοαντίσταση είναι σε σχήμα ακμής όπως και στο καθαρό Bi₂Te₃. Καθώς αυξάνονται οι προσμίξεις εμφανίζονται τοπικά μέγιστα για το δείγμα με x=0.03 σε θερμοκρασίες 3K και 4K. Αυτό είναι πιο εμφανές για το δείγμα με x=0.1 με τα μέγιστα να εμφανίζονται για θερμοκρασίες από 2.5K έως 5K. Οι κωδωνοειδείς καμπύλες της μαγνητοαντίστασης που εμφανίζουν μια μύτη κάτω από μερικά K αποτελούν χαρακτηριστικό του φαινομένου του ασθενούς απεντοπισμού WAL. Η αντίστοιχη προσαρμογή με βάση την εξίσωση Hikami-Larkin-Nagaoka για το δείγμα με x=0.1 απέδωσε μήκος συνεκτικότητας φάσης $L_{φ} = 225.6nm$.

Επίσης για το δείγμα με x=0.1 η διαμήκης αντίσταση εξετάστηκε με μαγνητικό πεδίο έως 0.5 Τ και για χαμηλές θερμοκρασίες με το δείγμα να περιστρέφεται αλλάζοντας τις σχετικές κατευθύνσεις μαγνητικού πεδίου και ρεύματος. Η αντίσταση γίνεται μέγιστη όταν το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στο ρεύμα και ελάχιστη όταν είναι παράλληλο.

Διαμήκη αντίσταση για το δείγμα Si(111)/(Bi_{0.9}Sm_{0.1})₂Te₃, για θερμοκρασία 7 K και μαγνητικό πεδίο από 0 T έως 0.5 T.

4.2 Αντίσταση Hall

Στα διαγράμματα που ακολουθούν παρουσιάζεται η εξάρτηση της αντίστασης Hall R_{xy} συναρτήσει των παραμέτρων της θερμοκρασίας και του μαγνητικού πεδίου για το καθαρό Bi₂Te₃ και για τα δείγματα με προσμίξεις Sm με x=0.03 και x=0.1. Η αντίσταση Hall παρουσιάζεται για θερμοκρασίες από 3 K έως 300 K.

Η επιφανειακή πυκνότητα των φορέων φορτίου *n* εξήχθη απ' τα δεδομένα Hall με βάση την εξίσωση:

$$n=-\frac{1}{R_{\rm H}e}$$

όπου ο συντελεστής Hall αντιστοιχεί στην κλίση της γραμμικής εδικής αντίστασης Hall και για τον υπολογισμό του λαμβάνεται υπ' όψιν το πάχος του υμενίου, t. Δηλαδή:

$$R_{\rm H} = \frac{d\rho'_{xy}}{dB} = t \frac{dR'_{xy}}{dB}$$

Η δισδιάστατη πυκνότητα φορέων (2D sheet carrier density) υπολογίζεται συνεπώς ως εξής:

$$n_S = n \cdot t = -\frac{t}{R_{\rm H}e}$$

Η αρνητική κλίση στα διαγράμματα της αντίστασης Hall υποδηλώνει ότι οι φορείς φορτίου είναι ηλεκτρόνια και η θετική κλίση ότι είναι οπές.

Αντίσταση Hall για το δείγμα Si(111)/Bi₂Te₃, για θερμοκρασίες από 3 K έως 300K.

Αντίσταση Hall για το δείγμα Si(111)/(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3 , με x=0.03, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250 K.

Αντίσταση Hall για το δείγμα Si(111)/(Bi_0.9Sm_0.1)_2Te_3 , με x=0.1, για θερμοκρασίες από 2.5 K έως 250 K.

Τα δεδομένα αντίστασης Hall δεν δείχνουν ανώμαλο φαινόμενο Hall καθώς έχουμε μια γραμμική εξάρτηση απ' το μαγνητικό πεδίο. Τα διαγράμματα δείχνουν φορείς φορτίου τύπου n για x=0.02 που ακολουθούν την τάση του καθαρού Bi₂Te_{3.} Σε αντίθεση για x=0.1 οι φορείς φορτίου είναι τύπου p. Στους παρακάτω πίνακες παρουσιάζονται ο συντελεστής $R_{\rm H}$ και η επιφανειακή πυκνότητα φορέων για θερμοκρασίες από 7 K έως 100 K.

	<i>R</i> _H (μΩcm/T)			
T (K)	$(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$	$(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$		
7	-1,09	1,009		
10	-1,08	1,007		
20	-1,07	1,003		
50	-1,05	0,990		
100	-0,998	0,952		

Συντελεστής $R_{\rm H}$ για τα δείγματα για θερμοκρασίες από 7 K έως 100 K

2D πυκνότητα φορέων n_s για τα δείγματα για θερμοκρασίες από 7 K έως 100 K

	<i>n_s</i> (cm ⁻²)		
T (K)	$(Bi_{0.97}Sm_{0.03})_2Te_3$	$(Bi_{0.9}Sm_{0.1})_2Te_3$	
7	1,28×10 ¹⁶	1,41×10 ¹⁶	
10	1,28×10 ¹⁶	1,41×10 ¹⁶	
20	1,30×1016	1,42×10 ¹⁶	
50	1,34×10 ¹⁶	1,44×10 ¹⁶	
100	1,39×1016	1,49×10 ¹⁶	

Παρατηρούμε ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνεται και η πυκνότητα των φορέων n_s .

5.Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική παρασκευάσαμε με την μέθοδο της καθοδικής ιοντοβολής λεπτά φιλμς καθαρού Bi2Te3 αλλά και με προσμίξεις Sm διαφορετικών συγκεντρώσεων. Από την ανάλυση των περιθλασιγραμμάτων που κατασκευάσαμε χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα του XRD υπολογίσαμε απ' την θέση των κορυφών ανάκλασης, τις πλεγματικές σταθερές για το εξαγωνικό πλέγμα, το μέγεθος κρυσταλλίτη καθώς και την μικρο-παραμόρφωση των δειγμάτων. Στη συνέχεια προβήκαμε στον μορφολογικό τους χαρακτηρισμό ως προς την μορφή, την κατανομή και το μέγεθος των κόκκων λαμβάνοντας τα δεδομένα μας από τις εικόνες που λάβαμε από το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης SEM. Τέλος μελετήσαμε την μαγνητοαντίστασή τους υπό σταθερό μαγνητικό πεδίο και θερμοκρασία, την αντίσταση Hall υπό σταθερή θερμοκρασία, βρήκαμε τον τύπο των φορέων για ορισμένα δείγματα και υπολογίσαμε τον συντελεστή Hall όπως και την δισδιάστατη πυκνότητα των φορέων τους.

Εννοιολογικό Σχέδιο του Κώστα Ευαγγελάτου όπως έχει συμπεριληφθεί στο βιβλίο του Γιάννη Πάχου: Introduction to Topological Quantum Computation, Cambridge University Press 2012.

6. Βιβλιογραφία

1) M. J. Kane Ch., «Topological Insulators» physicsworld.com, 2011.

2) N. Savage, «Topological materials move from the world of theoretical physics to experimental chemistry» Chemical & Engineering News, vol. 96, no. 26, 2018.

3) J.E.Moore, "The birth of topological insulators," Nature, vol. 464, 2010.

4) Thomas Olsen, Erik Andersen, Takuya Okugawa, Daniele Torelli, Thorsten Deilmann, Kristian S. Thygesen, "Discovering two-dimensional topological insulators from highthroughput computations," Phys. Rev. Materials, vol. 3, no. 2, 2019.

5) A. P. Kumar, «Atoms to topological electronic materials: A bedtime story for beginners,» Arnab Pariari Kumar, 2019.

6) P. Company, «Pearson, Education, Inc. Section 9.6 Topology», Academic Lecture, Lora Daniels, 2013.

7) X. D. Z. F. Hongming Weng, «From Anomalous Hall Effect to the Quantum Anomalous Hall,» Advances in Physics, τόμ. 64, 2015.

8) H. Weng, R. Yu, X. Hu, X. Dai, Z. Fang, "Quantum anomalous Hall effect and related topological electronic states", Advances in Physics, vol. 64, no. 3, pp. 227-282, 2015.

9) N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, N. P. Ong, "Anomalous Hall Effect," Reviews of Modern Physics, vol. 82, 2010.

10) Α.Μελιτσιώτης, Ιδιότητες μαγνητοαντίστασης σε πολυστρωματικές δομές σιδηρομαγνήτηημιμετάλλου, Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία, Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών "Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές", Αθήνα: Μελιτσιώτης Αλέξιος, 2015.

11) D. Tong, "The Quantum Hall Effect", Lectures on the Quantum Hall Effect, University of Cambridge, David Tong, 2016.

12) M. Dyakonov, "Spin Hall Effect", Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, M.I. Dyakonov, Montpellier, 2012.

13) Cui-Zu Chang, Mingda Li, "Quantum Anomalous Hall Effect in Time-Reversal-Symmetry Breaking Topological," Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 28, 2016.

14) Kang L. Wang, Murong Lang, Xufeng Kou, "Spintronics of Topological Insulators," in Handbook of Spintronics, 2016, pp. 431-462.

15) Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang, "The quantum Spin hall effect and topological insulators," Physics Today, vol. 63, 2010.

16) Chao-Xing Liu, Shou-Cheng Zhang, Xiao-Liang Qi, "The quantum anomalous Hall effect", Annual Review of Condensed Matter Physics, vol.7, Xiao-Liang Qi, 2015.

17) Hai-Zhou Lu, Shun-Qing Shen, "Weak localization and weak antilocalization in topological insulators," SPIE, vol. 9167, 2014.

18) Shinobu Hikami, Anatoli Larkin, Yosuke Nagaoka, "Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System," Progress of Theoretical Physics, vol. 63, 1980.

 Π. Αθανασόπουλος, «Φαινόμενα μαγνητο-αντίστασης και μαγνητικές ιδιότητες σε πολυστρωματικά λεπτά φιλμ μαγνητικών υλικών», Διδακτορική Διατριβή, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Μηχανικών Ηλεκτρονικών Υπολογιστών & Πληροφορικής, Πανεπιστήμιο Πατρών, 2015.

20) Sourabh Singh, R K Gopal, Jit Sarkar, Atul Pandey, Bhavesh G Patel, Chiranjib Mitra, "Linear magnetoresistance and surface to bulk coupling in topological insulator thin films," Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 29, 2017.

21) Jairo Sinova, Sergio O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth, "Spin Hall effect," Review of Modern Physics ,vol.87, 2014.

22) M.Sc.R.Gunhe "Electronic properties of the topological insulators Bi_2Se_3 and Bi_2Te_3 ", 2020

23) X. Yu "Enhancement of Topological Insulators Surface Conduction", a thesis submitted in partrial satisfaction for the degree Master of science in Electrical Engineering, 2012

24) Y.Tokura, K.Yasuda, A. Tsukazaki, "Magnetic topological isulators", 2019

25) N. Ross Meyer "Topological insulator growth and characterization",2013

26) C.Suryanarayana and M. Grant Norton,"Diffraction, a practical Approach", 1998

27) M. Getzlaff, "Fundamentals of Magnetism", 2008

28) E. Kornelis de Vries, "Taking topological insulators for a spin towards understanding of spin and charge transport in Bi₂Se₃, 1990

29) P. Gehring, "Magnetotransport properties of Topological Insulators thin films", 2014

30) T.K.Trivedi, "Van der Waals Epitaxy and Electronic Transport in Topological Insulatoes", 2017

31) X.L Wang, S.X Dou and C.Zhang, "Zero-gap materials for future spintronics, electronics and optics", 2010