

**UNIVERSITATEA DE STAT DIN MOLDOVA
ȘCOALA DOCTORALĂ ȘTIINȚE ALE NATURII**

Cu titlu de manuscris
C.Z.U: 538.945:534.1

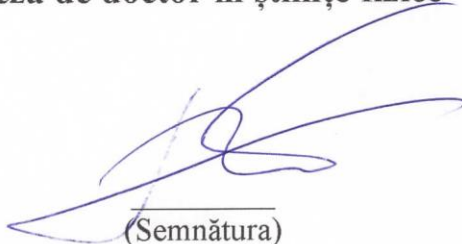
BOIAN VLADIMIR

**SUPRACONDUCTIBILITATEA TRIPLETĂ CA BAZĂ A
SPINTRONICII SUPRACONDUCTOARE.**

133.04 – Fizica stării solide

Teză de doctor în științe fizice

Autor:



(Semnătura)

BOIAN Vladimir

Conducător științific:



(Semnătura)

SIDORENKO Anatolie,
acad., dr. hab., prof. univ.

Chișinău, 2024

©Boian Vladimir, 2024

CUPRINS

ADNOTARE	5
ABSTRACT	6
АННОТАЦИЯ	7
LISTA TABELELOR	8
LISTA FIGURILOR	9
LISTA ABREVIERILOR	14
INTRODUCERE	16
1. ANALIZA BIBLIOGRAFICĂ. FENOMENUL SUPRACONDUCTIBILITĂȚII	23
1.1. Proprietăți de bază a supraconductorilor – rezistența zero și expulzarea câmpului magnetic din volumul supraconductorului (efectul Meissner).....	23
1.2. Teoria microscopică a supraconductibilității Bardeen – Cooper – Schrieffer, supraconductibilitatea singletă omogenă.....	27
1.3. Efectul de proximitate supraconductor – metal normal cu întrepătrunderea supraconductibilității singlete în metalul normal.....	30
1.4. Concluzii la Capitolul 1.....	34
2. METODE TEHNOLOGICE ȘI TEHNICA EXPERIMENTALĂ	35
2.1. Tehnologia de preparare a nanofilmelor prin depunere magnetron.....	35
2.2. Procesul tehnologic de fabricare a joncțiunilor Josephson.....	42
2.3. Tehnica de măsurare caracteristicilor de transport și a proprietăților magnetice la temperaturi criogenice	45
2.4. Analiza structurilor supraconductor – feromagnetic prin refracție de raze X.....	48
2.5. Concluzii la Capitolul 2.....	50
3. SUPRACONDUCTIBILITATEA NEUNIFORMĂ: STAREA LARKIN – OVCHINNIKOV – FULDE – FERRELL (LOFF) ÎN FEROMAGNETIC	51
3.1. Efectul proximitii supraconductor/feromagnetic cu pătrunderea supraconductibilității singlete în metalul feromagnetic.....	51
3.2. Lucrările de pionerat Efetov–Volkov–Bergheret–Golubov, cu prezicerea posibilității aparitiei supraconductibilității triplete neuniforme în structurile supraconductor/feromagnetic	60

3.3. Detectarea experimentală a supraconductibilității triplete și a efectului valvă de spin triplet.....	64
3.4. Concluzii la Capitolul 3.....	78
4. MODELUL MATEMATIC ȘI CALCULELE TEORETICE ALE NANOSTRUCTURILOR SUPRACONDUCTOARE NIOBIU-COBALT, COBALT-FIER-NIOBIU CU AJUTORUL DINAMICII MOLECULARE.....	80
4.1. Construcția modelului matematic și calculele teoretice ale nanostructurilor stratificate de niobiu-cobalt, cobalt-fier-niobiu.....	80
4.2. Formularea problemei și suportul software.....	88
4.3. Concluzii la Capitolul 4.....	90
5. EXPERIMENTE NUMERICE PRIVIND MODELAREA PROCESELOR DE FORMARE A STRUCTURII HIBRIDE MULTISTRAT.....	91
5.1. Modelarea structurilor supraconductoare de niobiu-cobalt, cobalt-fier-niobiu.....	91
5.2. Concluzii la Capitolul 5.....	108
CONCLUZII GENERALE.....	109
RECOMANDĂRI.....	110
BIBLIOGRAFIE.....	111
Anexa 1. Lista publicărilor la tema tezei.....	130
Anexa 2. Principiul de funcționare a softului utilizat la modelarea proceselor de formare a nanostructurilor supraconductor/feromagnetic.....	131
MULȚUMIRI.....	132
DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII.....	133
CV- ul autorului.....	134

ADNOTARE

la teza cu titlul: “**Supraconductibilitatea tripletă ca bază a spintronicii supraconductoare**”, înaintată de candidatul Boian VLADIMIR pentru conferirea titlului științific de doctor în științe fizice la specialitatea 133.04 «**Fizica Stării Solide**».

Structura tezei: Teza înaintată spre susținere a fost realizată în cadrul Institutului de Inginerie Electronică și Nanotehnologii “D. Ghițu” al Universității Tehnice a Moldovei, Chișinău 2024.

Este scrisă în limba română și conține cinci capitole, concluzii generale, recomandări și bibliografie (161 de titluri) fiind expusă pe 112 pagini text de bază, conținând 56 de figuri, 6 tabele. Cercetările și studiile de bază în această teză au fost publicate în **15** lucrări științifice publicate în reviste la tema tezei; **5** articole în reviste din bazele de date SCOPUS și Web of Science; **7** publicații la conferințe naționale și internaționale; **4** articole cu un singur autor.

Cuvinte cheie: supraconductibilitatea tripletă, supapă de spin, elemente de memorie MRAM, depunere magnetron, modelare matematică.

Scopul lucrării: realizarea unei supape de spin ca element de bază nedisipativ pentru calculatorul supraconductibil, și ajustarea parametrilor de depunere magnetron a nanostructurilor de Nb/Co, într – un singur ciclu de vid cu interfețele adiacente atomar netede.

Obiectivele cercetării: optimizarea parametrilor tehnologici de depunere a nanostructurilor supraconductor/feromagnetic, cu parametri dirijați și strict reproductibili într – un singur ciclu de vid, modelarea matematică a parametrilor tehnologici de depunere magnetron cu ajutorul pachetului LAMMPS, în scopul ajustării lor, studiul proprietăților supraconductoare a structurilor stratificate nanometrice, cu efecte valvă de spin și elemente de memorie.

Noutatea și originalitatea științifică: A fost optimizată tehnologia de depunere magnetron a nanostructurilor de supraconductor/feromagnetic cu interfețe atomar netede în care a fost înregistrată împerecherea tripletă – datorată nanostructurilor de feromagnetic cu magnetizări necolineare. Este propus un element de bază – valvă de spin în care rolul principal îl are supraconductibilitatea tripletă, alcătuit dintr – un metamaterial magnetic artificial.

Problema științifică principală soluționată: constă în optimizarea parametrilor de depunere magnetron a nanostructurilor cu interfețe atomar netede, și studiul caracteristicilor nanostructurilor pentru utilizarea lor în calitate de elemente de memorie și supape de spin.

Semnificația teoretică și valoarea aplicativă a lucrării: În baza măsurărilor caracteristicilor de transport a structurilor hibride de supraconductor/feromagnetic, Nb/Co, a fost realizat elementul cu comutare suficient de rapidă, cu orientările paralele (P) și antiparalele (AP) ale filmelor de feromagnetic. Elementul de bază valvă de spin – $S/[F_1/s/F_2/s]n/F_1/S$, în heterostructurile supraconductor/feromagnet este realizat dacă cel puțin două straturi feromagnetice F_1 , F_2 au o aliniere necolinară a magnetizărilor lor – fapt ce generează componenta tripletă impară. În domeniul teoretic cu ajutorul dinamicii moleculare și a modelului atomului scufundat – MEAM, au ajustați parametrii de depunere magnetron în scopul îmbunătățirii calității interfețelor straturilor nanometrice, au fost depistați experimental parametrii de depunere magnetron a nanostructurilor ce contribuie semnificativ la îmbunătățirea interfețelor adiacente cu sporirea efectelor cuantice, cum ar fi temperatura substratului de siliciu (300 K).

ABSTRACT

to the thesis with the title: "**Triplet superconductivity as the basis of superconducting spintronics**", submitted by candidate Boian VLADIMIR for the conferral of the scientific title of Doctor of Physical Sciences in specialty 133.04 "**Solid State Physics**".

Structure of the thesis: The thesis submitted for support was carried out within the Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies "D. Ghițu" of the Technical University of Moldova, Chisinau 2024. It is written in Romanian and contains five chapters, general conclusions, recommendations and bibliography (161 titles) being presented on 112 pages of basic text, containing 56 figures, 6 tables. The basic research and studies in this thesis were compiled into **15** scientific papers published in journals on the topic of the thesis; **5** journal articles from the SCOPUS and Web of Science databases; **7** publications at national and international conferences; **4** articles with one author.

Keywords: triplet superconductivity, spin valve, MRAM memory elements, magnetron deposition, mathematical modeling.

The aim of the work: the realization of a spin valve as a non-dissipative basic element for the superconducting computer, and the adjustment of the magnetron deposition parameters of Nb/Co nanostructures, in a single vacuum cycle with atomically smooth adjacent interfaces.

The objectives of the research: optimization of the technological parameters of the deposition of superconducting/ferromagnetic layers, with directed and strictly reproducible parameters in a single vacuum cycle, mathematical modeling of the technological parameters of magnetron deposition with the help of the LAMMPS package, in order to adjust them, the study of the superconducting properties of nanometric layered structures with spin valve effects and memory elements.

Scientific novelty and originality: The magnetron deposition technology of superconductor/ferromagnetic nanolayers with atomically smooth interfaces was optimized in which triplet pairing was recorded – due to ferromagnetic nanolayers with non-collinear magnetizations. A basic element is proposed - spin valve in which triplet superconductivity plays the main role, made up of - an artificial magnetic metamaterial.

The main scientific problem solved: consists in optimizing the magnetron deposition parameters of nanostructures with atomically smooth interfaces, and studying the characteristics of the nanostructures for their use as memory elements and spin valves.

Theoretical significance and applied value of the work: Based on the measurements of the transport characteristics of the superconductor/ferromagnetic hybrid structures, Nb/Co, the sufficiently fast switching element was realized with the parallel (P) and antiparallel (AP) orientations of the films of ferromagnetic. The basic spin valve element – S/[F1/s/F2/s]_n/F1/S, in superconductor/ferromagnet heterostructures is realized if at least two ferromagnetic layers F1, F2 have a non-collinear alignment of their magnetizations – a fact which generates the odd triplet component. In the theoretical field, with the help of molecular dynamics and the immersed atom model - MEAM, they adjusted the magnetron deposition parameters in order to improve the quality of the interfaces of nanometric layers, the parameters of magnetron deposition of nanolayers were experimentally detected, which significantly contribute to the improvement of adjacent interfaces with the enhancement of quantum effects, with T_m being the temperature of the silicon substrate (300 K).

АННОТАЦИЯ

на диссертацию на тему: «Триплетная сверхпроводимость как основа сверхпроводниковой спинтроники», представленную кандидатом Бояном ВЛАДИМИРОМ на соискание ученого звания доктора физических наук по специальности 133.04 «Физика твердого тела».

Структура диссертации: Представленная на поддержку диссертация выполнена в рамках Института электронной техники и нанотехнологий «Д. Гицу» Технического университета Молдовы, Кишинев, 2024. Книга написана на румынском языке и содержит пять глав, общие выводы, рекомендации и библиографию (161 наименование), представленную на 112 страницах основного текста, содержащих 56 рисунков, 6 таблиц. Фундаментальные исследования и исследования данной диссертации были объединены в **15** научных статей, опубликованных в журналах по теме диссертации; **5** журнальных статей из баз данных SCOPUS и Web of Science; **7** публикаций на национальных и международных конференциях; **4** статьи с одним автором.

Ключевые слова: триплетная сверхпроводимость, спиновый клапан, элементы памяти MRAM, магнетронное осаждение, математическое моделирование.

Цель работы: реализация спинового клапана как бездиссипативного базового элемента сверхпроводящего компьютера и настройка параметров магнетронного осаждения наноструктур Nb/Co в одном вакуумном цикле с атомарно-гладкими соседними интерфейсами.

Задачи исследования: оптимизация технологических параметров нанесения сверхпроводящих/ферромагнитных слоев с направленными и строго воспроизводимыми параметрами в одном вакуумном цикле, математическое моделирование технологических параметров магнетронного напыления с помощью пакета LAMMPS, в с целью их корректировки - исследование сверхпроводящих свойств нанометровых слоистых структур с эффектами спиновых клапанов и элементами памяти.

Научная новизна и оригинальность: Оптимизирована технология магнетронного осаждения сверхпроводниковых/ферромагнитных нанослоев с атомарно-гладкими границами раздела, в которой зафиксировано триплетное спаривание – за счет ферромагнитных нанослоев с неколлинеарными намагниченностями. Предлагается базовый элемент - спиновый клапан, в котором главную роль играет триплетная сверхпроводимость, состоящий из - искусственного магнитного метаматериала.

Основная решаемая научная задача: заключается в оптимизации параметров магнетронного осаждения наноструктур с атомно-гладкими границами раздела и изучении характеристик наноструктур для их использования в качестве элементов памяти и спиновых клапанов.

Теоретическая значимость и прикладная ценность работы: На основе измерений транспортных характеристик гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик Nb/Co реализован достаточно быстро переключающийся элемент с параллельной (P) и антипараллельной (AP) ориентациями пленки ферромагнетика. Базовый элемент спинового клапана – $S/[F1/s/F2/s]n/F1/S$, в гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик реализуется, если хотя бы два ферромагнитных слоя F1, F2 имеют неколлинеарное расположение намагниченностей. – факт, который порождает нечетный компонент тройки. В теоретической области с помощью молекулярной динамики и модели погруженного атома – МЕАМ скорректировали параметры магнетронного осаждения с целью улучшения качества границ раздела нанослоев, экспериментально были обнаружены параметры магнетронного осаждения нанослоев, что существенный вклад в улучшение соседних интерфейсов с усилением квантовых эффектов, например, температура кремниевой подложки (300 K).

LISTA TABELELOR

Tabelul 1.1	Temperaturile și câmpurile critice ale unor materiale supraconductoare.	24
Tabelul 2.1	Proprietățile obiectivelor pentru smart print.	39
Tabelul 2.2	Setări de gravare pentru fabricarea de probe.	41
Tabelul 2.3	Setări SEM/FIB pentru fabricarea probelor.	43
Tabelul 4.1	Parametrii utilizați în potențialul MEAM pentru Nb, Co și Fe.	89
Tabelul 4.2	Parametrii interacțiunilor magnetice pentru Co și Fe.	90

LISTA FIGURILOR

Figura 1.1	Dependența rezistenței electrice a mercurului de temperatură.	23
Figura 1.2	Diagrama de fază a stării supraconductibile.	24
Figura 1.3	Comportamentul câmpului magnetic la temperaturi diferite în supraconductori.	25
Figura 1.4	Pătrunderea câmpului magnetic în supraconductor sub forma de filamente vortex – vortexurile Abrikosov.	26
Figura 1.5	Comportamentul real al parametrului de ordine odată cu penetrarea lui din supraconductor în metalul normal.	30
Figura 1.6	Prezentare schematică a procesului de reflecție Andreev. Excitațiile sarcinilor opuse sunt notate cu e și h respectiv.	32
Figura 1.7	Procesul de reflexie Andreev. Cuasiparticula (electronul) căzând în zona N/S se mișcă dintr – o celulă a spațiului – k în alta, treptat schimbându – și sarcina pe măsura apropierii de supraconductor.	33
Figura 2.1	Instalația de depunere magnetron, tipul Z–400.	36
Figura 2.2	Designul realizat cu ajutorul softului <i>Klayout 0.25.8</i> .	36
Figura 2.3	Instalația spiner și instalația de tratare termică a fotorezistului pe probe.	37
Figura 2.4	“SmartPrint” Canon PPC 210.	38
Figura 2.5	Măști specifice utilizate la imprimarea designurile specifice.	38
Figura 2.6	Suportul rulant al instalației PLASMA LABSYSTEM 100, cu patru eșantioane înainte de gravarea în gaz.	40
Figura 2.7	Sistemul Oxford Plasmalab 100 cu control sistat de calculator.	40
Figura 2.8	a) FIB–ul cu ioni de Galiu pentru gravare nanometrică, b) vedere schematică.	42
Figura 2.9	Eșantionul după gravare și înclerea ulterioară pe portul PCB.	43
Figura 2.10	Bonding – ul probei realizat la instalația Digital Wedge Bonnder.	43
Figura 2.11	Placa PCB înainte de montare în criostat.	44
Figura 2.12	Structură hibridă cu cele 4 sonde montate și schema de conexiune prin metoda celor patru sonde.	44
Figura 2.13	Criostatul optic destinat măsurărilor magnetice și de transport.	45
Figura 2.14	Temperatura critică a multistratului Si/Nb(50)/Co(1.5)/Nb(8)/Co(2.5)/Nb(8)/Si cap.	45
Figura 2.15	Sistem criogenic cu magnet 17T.	46

Figura 2.16	Suport pentru probe care poate fi rotit de la 0° până la 135° în câmp magnetic.	46
Figura 2.17	Analiza XRR a unei structuri Nb/Ni ($d_{\text{Nb+Ni}} = 41.5$ nm, $d_{\text{Ni}} = 7 - 8$ nm), în inset observăm structura texturată a nanostraturilor de Nb (110) și Ni (111).	48
Figura 3.1	Divizarea după spini a zonei de conducție în feromagnetic.	52
Figura 3.2	Funcția de undă ale perechilor Cooper într – o structură S/F.	54
Figura 3.3	Penetrarea perechii de elctroni singlete si triplete din supraconductor în feromagnet.	57
Figura 3.4	Structura Josephson.	58
Figura 3.5	Imaginea SEM a unui multistrat Nb/Co cu micropunte. Proba conține douăsprezece contacte, șase orizontale și una verticală cu lățimi de câțiva micrometri ($4\mu\text{m}$).	65
Figura 3.6	Imaginea TEM a structurii hibride Nb/ $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ /Nb/Co/CoO _x , cu proriietați – valvă de spin, (color) – săgețile din inset indică direcțiile posibile ale momentelor magnetice ale straturilor. AF reprezintă un antiferomagnet izolator (CoO _x), pentru a polariza momentul magnetic al stratului F ₂ .	66
Figura 3.7	(a) Momentul magnetic, m, bucla de histerezis (se indică traseul de baleiaj) a probei Nb/ $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ /Nb/Co/CoO _x , proba SF ₁ NF ₂ – AF ₁ #1 ($d_{\text{CuNi}} \approx 28$ nm). Linia punctată reprezintă modelarea în conformitate cu [50]. (b) Componentele modelate ale buclei de histerezis: linia albastră reprezintă stratul de cobalt, iar linia roșie reprezintă $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ (mărită cu un factor de cinci).	68
Figura 3.8	Rezultate experimentale pentru o structură supapă de spin Nb/ $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ /Nb/Co/CoO _x (seria SF ₁ NF ₂ -AF ₁ , $d_{\text{Nb}} \approx 12$ nm) măsurate după răcire într – un câmp de 30 kOe.	69
Figura 3.9	(a) Dependența unghiulară a temperaturii critice T _c conform modelului dezvoltat în [106]. T _{c0} este temperatura critică pe care ar avea nanostratul supraconductor S de sine stătător. (b) Dependența temperaturii critice T _c de câmpul magnetic, modificată de – a lungul buclei de histerezis prezentată în fig. 3.7. Direcția modificării câmpului în panoul (b) este indicată prin săgeți roșii; evoluția corespunzătoare a T _c în panoul (a) are loc de – a lungul săgeții roșii. Din punct de vedere fizic, starea NS nu este egală cu starea inițială PS deoarece anizotropia magnetică a sistemului nu este uniaxială, ci unidirecțională (vezi fig. 3.7). Aici d _F , d _S , ξ _F și ξ _S sunt grosimile și lungimile de coerență [100] ale feromagnetului F ₁ și, respectiv, a supraconductorului.	72
Figura 3.10	(a) Curentul critic normalizat al structurilor S/F/s/F/S (linii continue) și S/F/N/F/S (linii întrerupte) în funcție de grosimea stratului distanțier dintre feromagnetici, și (b). Mărimea adimensională a temperaturii. Liniile roșii corespund cazului în care energiile de schimb în ambele straturi ale feromagnetului sunt egale ca mărime, iar vectorii de magnetizare situați în planul straturilor magnetice sunt paraleli (P). Liniile albastre sunt pentru cazul în care energiile de schimb – E _{exc} , în ambele straturi F sunt egale, iar vectorii	73

de magnetizare descriși sunt antiparaleli (AP). Curbele negre corespund cazului $E_{exc} = 0$.

- Figura 3.11** (a) Profilul de adâncime al amplitudinii perechii supraconductoare a structurii $S/[F_1/s/F_2/s]_5/F_1/S$ în cazurile P și AP. (b). Amplitudinile perechii supraconductoare din mijlocul legăturii slabe pentru alinierea P și AP. 74
- Figura 3.12** (a) Reflectivitatea experimentală a neutronilor speculari (puncte) măsurată la $T = 13$ K în câmpuri magnetice $H = 300$ Oe și (b) $H = 30$ Oe. Liniile continue arată curbele modelului pentru profilele de adâncime de magnetizare prezentate în fig. 3.11 a. Numerele de mai sus arată ordinea corespunzătoare a reflexiei Bragg din structura periodică – superlatică $[Co(2nm)/Nb(8nm)]_{12}$. Insertul din (b) arată dependența de câmp a vârfului $j = 1/2$ prezentat de dreptunghiul albastru din (b). Logaritmul intensității neutronilor împrăștiați cu spin –orientat în jos, măsurat la $H = 300$ Oe și $H = 30$ Oe este prezentat în (c) și (d). 76
- Figura 3.13** (a) Profile de adâncimi magnetice ale unei celule unitare pentru alinierea paralelă (negru) și antiparalelă (roșu). Curbele de neutroni corespunzătoare sunt prezentate prin linii continue în fig. 3.11(a). (b) Bucle de histererezis măsurată prin magnetometrie SQUID, punctul negru indică momentul magnetic al probei care este obținut prin integrarea profilelor de adâncime descrise la (a). 77
- Figura 4.1** Schița unui nanosistem supapă de spin Nb/Co (Nb25nm/[Co1.5nm/Nb8nm/Co2.5nm/Nb8nm]₆/Nb25nm) modelat pe calculator. 88
- Figura 4.2** Schema proceselor de modelare a formării nanosistemelor multistrat. Nanosistemul conține o zonă de evaporare a materialului, o zonă de depunere a atomilor, un substrat cu un strat inferior fix de atomi. 89
- Figura 5.1** Nanosistem multistrat Nb/Co. Punctele de contact ale nanofilmelor sunt indicate prin literele (b) și (c). În punctele de contact indicate, distribuția numerelor de coordonare va fi trasată mai jos. Temperatura substratului este fixată la 300 K. 93
- Figura 5.2** Schimbarea numărului de coordonare (CN) de – a lungul axei Z (prezentată în fig. 5.1) în straturile Nb și Co ale nanostructurii. Punctele de contact ale nanofilmelor sunt prezentate prin linii verticale. Distribuția este reprezentată grafic pentru cazurile de depunere pe substraturi la temperaturi de 300, 500 și 800 K. 94
- Figura 5.3** (a) Distribuția spațială a numărului de coordonare în sistemul multistrat format Nb – Co (a) și în secțiunile sale paralele (b) și (c). Temperatura substratului 300 K. 94
- Figura 5.4** Zona fluxului de depunere (a) și dimensiunea zonei de simulare (b). Zona fluxului de depunere este prezentată în partea de sus a figurii (a) cu linii negre. Reducerea domeniului de calcul din figura (b) este ilustrată de factorul $\times 0.5$ în direcțiile orizontale. 95

Figura 5.5	Compoziția relativă strat cu strat a nanosistemului Nb – Co pentru fluxul de depunere redus de 4 ori (1) și zona de modelare redusă de 4 ori (2). Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme. Temperatura substratului este de 300 K.	96
Figura 5.6	Compoziția relativă stratificată a nanosistemului Nb - Co pentru diferite rate de depunere. Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme. Temperatura substratului este de 300 K.	97
Figura 5.7	Compoziția procentuală a nanosistemului multistrat Nb – Co format la o temperatură a substratului de 300, 500 și, respectiv, 800 K. Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme.	98
Figura 5.8	Aspectul și structura nanocompozitului Co – Fe – Nb obținut prin simularea cu ajutorul dinamicii moleculare a depunerii nanofilmului de Nb.	99
Figura 5.9	Distribuția procentuală a nanocompozitului Co – Fe – Nb pe înălțime, după depunerea nanofilmului de Nb.	100
Figura 5.10	Distribuția parametrului centrosimetric al rețelei de atomi ai nanostructurii Co – Fe – Nb după depunere pentru proiecții axiale: (a) yoz și (b) yox.	102
Figura 5.11	Distribuția vectorilor de spin ai atomilor de Fe la momentul inițial de timp.	102
Figura 5.12	Direcția vectorilor de spin în fierului cristalin pentru un momentul de timp 10 ps în absența unui câmp magnetic extern (a, c) și în prezența acestuia de – a lungul suprafeței nanofilmului (b, d)	102
Figura 5.13	Modificarea normei de magnetizare (a) și a energiei magnetice a sistemului fier cristalin (b) în timpul simulării într – un câmp magnetic $B_{ext} = 0.1$ T extern și în absența acestuia.	103
Figura 5.14	Componentele vectorului de magnetizare de – a lungul axelor ox (a), oy (b) și oz (c) într – un câmp magnetic extern și în absența acestuia.	104
Figura 5.15	Distribuția momentelor magnetice ale atomilor într – un nanocompozit Co – Fe pentru timpul de simulare 10 ps.	105
Figura 5.16	Formarea regiunilor magnetice (domene) într – un nanofilm de Co la un timp de simulare de 10 ps.	106
Figura 5.17	Curbele temperaturii de spin și ale temperaturii rețelei în funcție de timp pentru nanocompozitul Co – Fe.	107
Figura 5.18	Modificarea ratei de magnetizare în straturile de Co și Fe de diferite grosimi și a nanostructurii în ansamblu.	107

LISTA ABREVIERILOR

T_c – temperatura critică

H_c – câmpul critic

S – supraconductor

F – ferromagnetic

BCS – teoria Bardeen – Cooper – Schrieffer

LOFF – starea Larkin – Ovchinnikov – Fulde – Ferrell

N – metal normal

Ψ – parametrul de orine, mărimea perechii Cooper

E_{exc} – energia câmpului de schimb

d_f – grosimea stratului de feromagnetic

l_s – parcursul liber al electronului

DC – curent continuu

AC – curent alternativ

M – vectorul de magnetizare

P – starea de aliniere paralelă a spinilor

AP, APA – starea de aliniere antiparalelă a spinilor

SQUID – magnetometru cu dispozitiv cuantic de interferență supraconductoare

AF – antiferomagnetic

PS – configurație pozitivă saturată

NS – configurație negativă saturată

CR – aliniere încrucișată a spinilor

AMR – magnetorezistența anizotropă

T_c^P – temperatura critică în cazul alinierii paralele a spinilor

T_c^{AP} – temperatura critică în cazul alinierii antiparalele a spinilor

T_c^{TR} – temperatura critică în cazul efectului triplet

PNR – reflectometrie cu neutroni polarizați

Si – siliciu

FIB – Focused Ion Beam (fascicul de ioni focalizat)

SEM – Scanning electron microscopy

PCB – placă de montaj a nanostructurilor

XRD – difractometrie de raze X cu unghi mic

TF – parametru de transparență

MEAM – Modified Embedded Atom Method

DFT – Density Functional Theory

LAMMPS – Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator

VMD – Visual Molecular Dynamics

OVITO – Open Visualization Tool

MRAM – memorie operativă magnetorezistivă

CN – numărul de coordonare

C_{sim} – parametrul centrosimetric.

Introducere

Actualitatea temei.

Miniaturizarea neconținută a elementelor microelectronice sunt rezultatul utilizării de maștab a microelectronicii în viața contemporană. Acest fapt ne propune o utilizare la scară largă și din motivul – că aceste elemente au un consum al energiei electrice foarte mic, ceea ce este decisiv în contextul economic. La momentul actual s – a ajuns la încorporarea maximă de elemente pe o unitate de suprafață și deja capacitatea de răspuns, calcul, receptivitate și eficacitate nu poate fi mărită datorită efectului Joule și altor efecte de interferență. **Spintronica** – este o alternativă contemporană și actuală care propune principii noi de utilizare a efectelor și fenomenelor cuantice – cum ar fi spinul electronului. Utilizarea spinului electronului spre deosebire de sarcina electronului utilizată în microelectronica clasică, corespunde unei game largi de întrebuințare. Elementele bazate în funcționarea lor pe efectul de spin sunt mult mai efective din punct de vedere a consumului de curent electric, sunt capabile să – efectueze operații logice cu viteze colosale, utilizarea lor în diferite tipuri de sensori propun noi arii de întrebuințare cum ar fi: inteligența artificială, casele SMART, autoturisme fără șofer, șamd. Elementele ce utilizează spinul electronului sunt numite – supape de spin sau valve de spin. Valvele de spin prezintă structuri stratificate la scară nano din supraconductori (S) și feromagnetici (F). Într – o structură multistrat S/F au loc fenomene cuantice cum ar fi: efectul de proximitate, oscilația funcției de undă în feromagnetic, starea supraconductoare neomogenă – starea LOFF. Starea supraconductibilă și feromagnetismul se exclud reciproc datorită faptului că au structuri complet diferite a configurațiilor de spin. În feromagnetici spinii sunt orientați colineari pe când în supraconductor – antiparaleli. Dar necățând la acest fapt calculele realizate de Larkin și Ovchinnikov inclusiv Fulde și Ferrell arată că în structurile S/F apare starea supraconductoare neomogenă – când impulsul sumar al perechii Cooper este diferit de zero. Dar condiția de convețuire stabilă se îngreunează datorită limitării asupra mărimii energiei de schimb a ordonării magnetice – supraconductibilitatea în prezența câmpului de schimb E_{exc} , se poate observa doar în intervalul: $0.75\Delta < E_{exc} < 0.76\Delta$, unde Δ - gapul supraconductor. Pe de altă parte Buzdin și Radovici propun ideea de existență a acestor două ordine (supraconductibilitatea și feromagnetismul) într-o structură multistrat alcătuită din straturi de grosime nanometrică de supraconductori și feromagnetici care se repet, și în așa fel perechea de electroni pătrund în feromagnetic prin granița: supraconductor/feromagnetic și formează funcția pară supraconductibilă în feromagnetic. Sub temperatura critică T_c , perechile Cooper din supraconductor datorită efectului de proximitate pătrund în feromagnetic unde ele cad sub acțiunea câmpului de schimb E_{exc} și ca urmare aceste perechi au impulsul sumar diferit de zero. Ca efectele

la scară nanometrică în aceste structuri să fie evidente este necesar ca granița dintre oricare două straturi adiacente să fie atomic netedă. Experimental se demonstrează că este destul de anevoios realizarea granițelor atomic netede care ulterior sunt transparente pentru fenomenele cuantice.

Scopul și obiectivele cercetării.

În acest sens în teză este propusă o pseudo supapă de spin cu efecte de memorie ce funcționează datorită supraconductibilității triplete; și ajustarea parametrilor tehnologici de acoperire magnetron în așa fel încât să obținem interfețe atomic netede și cu efecte minime de interdifuzie reciprocă a materialelor – calitatea interfețelor adiacente joacă un rol deosebit la nivel cuantic în structurile de grosime nanometrică.

Obiectivele cercetării:

- Optimizarea parametrilor de depunere magnetron a nanostraturilor supraconductor/feromagnetic, cu parametri dirijați și strict reproductibili într – un singur ciclu de vid,
- Modelarea matematică a parametrilor tehnologici de depunere magnetron cu ajutorul pachetului LAMMPS, în scopul ajustării lor,
- Studiul proprietăților supraconductoare a structurilor stratificate nanometrice, cu efecte valvă de spin și elemente de memorie,
- Studiul comportamentului spinilor în nanostraturile adiacente feromagnetice cu ajutorul reflectometriei neutronilor polarizați – metodă de observare a orientării spinilor în materialele magnetice.

Ipoteza de cercetare

Pentru a crea o nouă generație de calculatoare neuromorfe cu o reducere radicală a consumului de energie, este necesar dezvoltarea unui element de comutare neliniar – asemănător unui tranzistor, dar spre deosebire de un tranzistor, care asigură trecerea dintr – o stare cu rezistență electrică mare la o stare cu rezistență scăzută, noul element trebuie să asigure trecerea dintr – o stare cu rezistență electrică finită la o stare cu rezistență zero, adică să fie un element nou de comutare – o supapă supraconductoare. Această ipoteză urma să fie testată în această lucrare.

Metodologia cercetării științifice:

Pentru realizarea scopului și a obiectivelor cercetării a fost studiată literatura de specialitate, după care a fost utilizată metoda de depunere și de caracterizare a nanofilmelor:

- pentru depunerea nanostraturilor de Nb/Co (supraconductor/feromagnetic) s – a utilizat magnetronul Z – 400,

- structura morfologică a nanostraturilor a fost cercetată cu ajutorul microscopiei electronice cu scanare – SEM,
- caracteristicile de tranport în nanofilme au fost măsurate prin metoda celor patru sonde,
- topografia și rugozitățile nanofilmelor supraconductor/feromagnet au fost cercetate cu ajutorul AMF – microscopia atomică de forță,
- FIB – ul (focused ion beam) a fost întrebuințat pentru tăierea de micropunți la joncțiunile Josephson,
- designele speciale au fost gravate prin litografie în instalația: Oxford Plasmalab 100,
- În scopul determinării parametrilor de depunere magnetron a fost utilizat modelarea pe calculator cu ajutorul Modelului atomului scufundat – MEAM (Modified Embedded Atom Method).

Noutatea și originalitatea științifică.

A fost optimizată tehnologia de depunere magnetron a nanostraturilor de supraconductor/feromagnetic cu interfețe atomar netede în care a fost înregistrată împerecherea tripletă – datorită nanostraturilor de feromagnetic cu magnetizări necolineare. Este propus un prototip pseudo valvă de spin ca element de comutare, în care rolul principal îl are supraconductibilitatea tripletă cu utilizarea în continuare și ca element de memorie alcătuit dintr – o superlatice supraconductoare adică element de memorie criogenică.

Problema științifică soluționată în această teză constă în optimizarea tehnologiei de depunere magnetron cu interfețe atomar netede și studiul caracteristicilor nanostructurilor pentru utilizarea lor în calitate de elemente de memorie și supape de spin.

Semnificația teoretică și valoarea aplicativă a lucrării:

- În baza măsurărilor caracteristicilor de transport a structurilor hibride de supraconductor/feromagnetic, Nb/Co, au fost realizat elementul de memorie cu comutare suficient de rapidă, cu orientările paralele (P) și antiparalele (AP) ale filmelor de feromagnetic,
- Prototipul valvă de spin – S/F₁/S/F₂/AF, în heterostructurile supraconductor/feromagnet este realizat dacă cel puțin două straturi feromagnetice (F₁, F₂) au o aliniere necoliniară a magnetizărilor lor – fapt ce generează componenta tripletă impară,

- În domeniul teoretic cu ajutorul dinamicii moleculare și a Modelului atomului scufundat – MEAM, am ajustat parametrii de depunere magnetron în scopul îmbunătățirii calității interfețelor straturilor nanometrice,
- Au fost depistați experimental parametrii de depunere magnetron a nanostraturilor ce contribuie semnificativ la îmbunătățirea interfețelor adiacente cu sporirea efectelor cuantice, cu am fi temperatura substratului de siliciu (300 K).

Rezultatele științifice principale înaintate spre susținere:

- ❖ Interdifuzia straturilor nanometrice crește odată cu creșterea temperaturii substratului de Si, ceea ce se manifestă negativ asupra fenomenelor cuantice supraconductibile,
- ❖ Modelarea cu ajutorul pachetului LAMMPS arată că temperatura optimă pentru depunerea nanostraturilor de supraconductor/feromagnetic este de 300K a substratului de Si, în acest sens interfața obținută contribuie maxim la amplificarea fenomenelor cuantice,
- ❖ Structura multistrat – $S/[F_1/s/F_2/s]n/F_1/S$ cu caracteristici de reorientare a straturilor de feromagnetic, paralelă (PA) la antiparalelă (APA) într – un câmp magnetic exterior 30 Oe,

Aprobarea rezultatelor științifice:

Rezultatele cercetării din lucrarea dată au fost prezentate la următoarele conferințe naționale internaționale și expoziții:

1. Conferința științifică națională "**Tendințe contemporane ale dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători**", Ediția IX , Chișinău, Moldova, 15 iunie 2020,
2. Conferința științifică internațională "**8th International Conference on Functional Nanomaterials and High-Purity Substances**" FNM 2020, Suzdal, Rusia, 5-9 octombrie 2020,
3. Conferința științifică internațională "**The 12th international conference on intrinsic Josephson effect and horizons of superconducting spintronics**", Chișinău, Moldova, 22-25 octombrie 2021,
4. Conferința științifică internațională "**Electronics, Communications and Computing**", 12 Chișinău, Moldova, 20-21 octombrie 2022,
5. Conferința științifică națională "**Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor**", Chișinău, Moldova, IEN, 5-7 aprilie 2023,
6. Simpozionul internațional XXIV, "**Нанофизика и Наноэлектроника**", 26 aprilie 2022,
7. Conferința științifică internațională: **NANO-2024: „Quo Vadis – Ethics of the Scientific Research”**, Chișinău. Moldova, 15–18 aprilie.

Publicații la tema tezei

Cercetările și studiile de bază în această teză au fost publicate în **15** lucrări științifice publicate în reviste la tema tezei; **5** articole în reviste din bazele de date SCOPUS și Web of Science; **7** publicații la conferințe naționale și internaționale; **4** articole cu un singur autor, lista acestora este prezentată la sfârșitul tezei: Anexa 1.

Volumul și structura lucrării

Teza constă din introducere, cinci capitole, concluzii generale și referințe bibliografice alcătuite din 161 de titluri, fiind expusă pe 112 de pagini text de bază, conținând **56** de figuri, **6** tabele și **51** de ecuații matematice.

Conținutul de bază a tezei.

În introducere este fixată actualitatea temei de cercetare, este expus scopul și obiectivele tezei, metodologia cercetării științifice, noutatea științifică și rezultatele obținute, problema științifică soluționată, semnificația teoretică și aplicativă a tezei, rezultatele științifice principale înaintate spre susținere, aprobarea rezultatelor științifice, cât și volumul și structura lucrării.

Capitolul I: este alcătuit din studiul și analiza bibliografică de domeniu, cum ar fi: comportamentul unor materiale la temperaturile heliului lichid și mai joase, proprietăți de bază a supraconductorilor – rezistența zero și expulzarea câmpului magnetic din volumul supraconductorului (efectul Meissner), teoria microscopică a supraconductibilității Bardeen – Cooper – Shrieffer, supraconductibilitatea singletă omogenă, efectul de proximitate supraconductor – metal normal cu întrepătrunderea supraconductibilității singlete în metalul normal, procesul de reflexie Andreev.

Capitolul II: sunt prezentate: tehnica experimentală precum și metodele tehnologice de depunere magnetron a nostructurilor supraconductor/feromagnetic, metodele de măsurare a caracteristicilor magnetice și de transport, precum și cercetarea morfologică a structurilor hibride supraconductoare. Pentru realizarea obiectivelor de bază au fost utilizate – elementele fundamentale ale fizicii stării solide, bazele supraconductibilității. Pentru realizarea fizică a supapelor de spin și a elementelor de memorie într – un singur ciclu de vid înalt în atmosferă de Ar, a fost utilizat magnetronul: Z – 400. Rezultatele au fost preluate cu ajutorul pachetului LabView și prelucrate cu ajutorul: PyMca, Origin, wolfram mathematica.

Capitolul III: în capitolul III m – am axat pe cercetarea ce ține nemijlocit de: efectul proximiti supraconductor – feromagnetic cu pătrunderea supraconductibilității singlete în metalul feromagnetic, lucrările de pionerat Efetov – Volkov – Bergeret – Golubov, cu prezicerea posibilității apariției supraconductibilității triplete neuniforme în structurile supraconductor/feromagnetic, detectarea experimentală a supraconductibilității triplete și a efectului valvă de spin triplet; scopul principal fiind propunerea un prototip de pseudo supapă de spin cu utilizarea ulterioară ca element de memorie, bazate pe nanostructuri supraconductor/feromagnetic.

Capitolul IV: în acest capitol propun – construcția modelului matematic și calculele teoretice ale nanostructurilor supraconductoare de niobiu – cobalt, cobalt – fier – niobiu cu ajutorul dinamicii moleculare – modelarea matematică a interfețelor adiacente dintre două straturi nanometrice cu scopul de a îmbunătăți calitatea interfeței lor. Metoda dinamicii moleculare se bazează pe conceptul de potențial, care este responsabil pentru natura și caracterul interacțiunilor atomilor nanosistemului. Am utilizat potențialul metodei modificate a atomului scufundat – **MEAM (Modified Embedded Atom Method)**. Metoda modificată a atomului scufundat se bazează pe teoria funcțională a densității – **DFT (Density Functional Theory)**. În această metodă, potențialul rezultat al nanosistemului este reprezentat ca suma contribuțiilor energiei atomilor individuali, iar contribuțiile interacțiunilor pereche și cu mai multe elemente sunt considerate separat. Ca modul de calcul al programului pentru cercetare teoretică, a fost utilizat complexul de calcul **LAMMPS (Large – scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator)** [158]. Rezultatele au fost vizualizate folosind pachetele software **VMD (Visual Molecular Dynamics)** [159] și **OVITO (Open Visualization Tool)** [160], care furnizează imagini ale structurilor atomice și moleculare nano – obiecte, cât și construiesc profile și distribuții spațiale prin parametrul țintă cum ar fi: înălțimea sau numărul de coordonare.

Capitolul V: au fost efectuate o serie de experimente numerice privind modelarea proceselor de formare a structurii hibride multistrat bazate pe cobalt, fier și niobiu. Elementele variabile din experimentele numerice au fost parametri tehnologici de fabricație a materialului, inclusiv temperatura substratului, intensitatea și aria fluxului de depunere. Influența modurilor tehnologice a fost evaluată în comparație cu versiunea de bază a formării nanosistemelor. Ca o variantă de bază, procesele de creștere au fost luate în considerare la temperatura normală, 300 K (temperatura substratului), iar depunerea a fost efectuată printr – un flux uniform pe întreaga suprafață a substratului. Temperatura din nanosistem a fost controlată folosind un termostat Nose–Hoover. O altă serie de experimente numerice a fost realizată asupra unui element de memorie

MRAM. Nanofilmul format se depune, cu diferențe de înălțime de câțiva angstromi. Acest efect, poate fi explicat prin forțe de interacțiune mai intense care apar între atomii de niobiu în comparație cu alte tipuri de atomi luați în considerare. Analiza sistemului arată că straturile de Co – Fe nu au suferit o restructurare semnificativă și structura lor a rămas predominant cristalină.

1. ANALIZA BIBLIOGRAFICĂ. FENOMENUL SUPRACONDUCTIBILITĂȚII.

1.1 Proprietăți de bază a supraconductorilor – rezistența zero și expulzarea câmpului magnetic din volumul supraconductorului (efectul Meissner).

În anul 1911 Kamerlingh Onnes, descoperă experimental o stare specială electrică a mercurului în laboratorul Leiden din Olanda [1,2]. Această stare specifică exprima comportamentul rezistenței electrice în dependență de temperatură, Kamerlingh Onnes a observat că la temperatura de 4K rezistența mercurului s-a micșorat brusc la mărimi foarte mici. Rezistența electrică dispărea brusc într – un interval foarte mic al temperaturii figura 1.1:

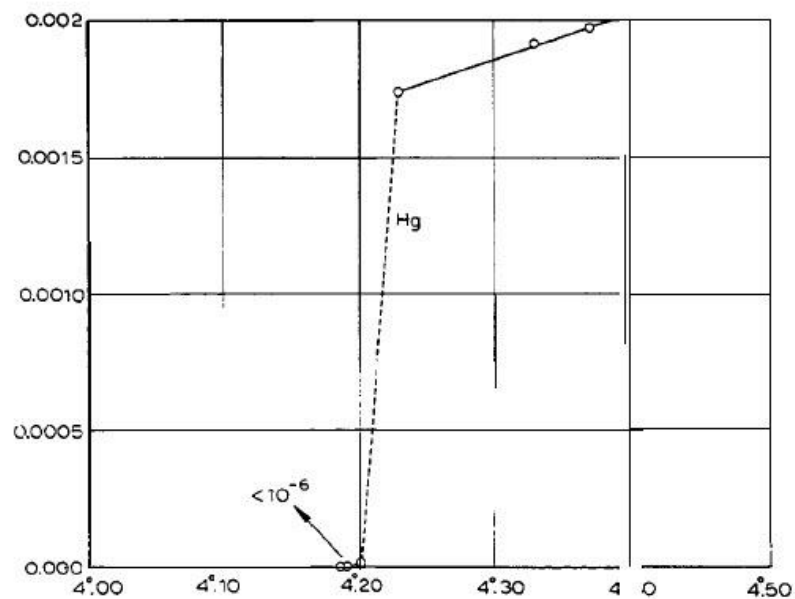


Fig.1.1. Dependența rezistenței electrice a mercurului de temperatură.

În acest punct de 4,2 K rezistența electrică a mercurului constituia: $\rho = 10^{-23}$ Ohm*cm adică de 10^{17} ori mai mică decât rezistența electrică normală a cuprului. Mercurul a trecut într – o stare nouă, și, luând în considerare proprietățile excepționale, se poate de spus că – mercurul a trecut în **starea supraconductoare!!!** În aceste caz, curentul în supraconductor nu întâlnește rezistență – sarcinile electrice nu se disipă pe rețeaua supraconductorului.

Temperatura, la care are loc trecerea din starea normală în starea supraconductibilă, se numește – **temperatură critică – T_c** . S – a constatat, că starea supraconductibilă se poate înlătura nu numai odată cu mărirea temperaturii $T > T_c$, dar și cu ajutorul câmpului magnetic. Acest câmp se numește câmp magnetic critic – H_c .

În tabelul 1.1, de mai jos sunt prezentate temperaturile și câmpurile critice ale unor materiale supraconductoare:

Tabelul 1.1. Temperaturile și câmpurile critice ale unor materiale supraconductoare.

Material supraconductor	T_c , K	$H_c(0)$, Oe
Al	1,175	104,9
Cd	0,517	28
Hg	4,154	411
In	3,408	281,5
Mo	0,915	96
Nb	9,25	2060
Sn	3,722	305
Zn	0,850	54

Dependența $H_c(T)$ este descrisă de relația 1.1:

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2] \quad (1.1)$$

Grafic, relația 1.1 prezintă prin sine diagrama de fază a stării supraconductibile în coordonate (H,T), fig. 1.2:

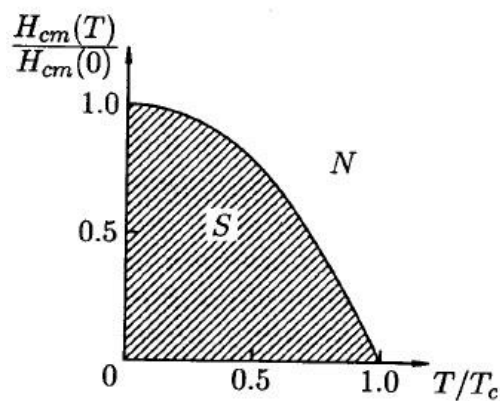


Fig. 1.2. Diagrama de fază a stării supraconductibile.

Să analizăm efectul Meissner în detaliu. O perioadă de 22 ani după descoperirea supraconductibilității se presupunea că supraconductorul – este conductorul ideal , adică un metal cu rezistența zero. Să urmărim cum trebuie să se comporte acest conductor ideal când este plasat în câmpul magnetic exterior care încă nu poate acționa negativ asupra supraconductibilității. Știm deja că supraconductorii la $T < T_c$ într – un câmp magnetic extern, nu permit câmpului magnetic să persiste în sine, adică curentul supraconductor circulă pe suprafața supraconductorului astfel se creează un câmp magnetic propriu de acest supracurent care ecranează supraconductorul de câmpul magnetic exterior, fig. 1.3:

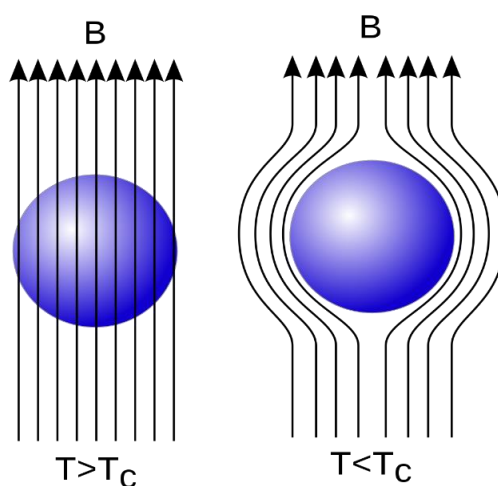


Fig.1.3. Comportamentul câmpului magnetic la temperaturi diferite în supraconductori.

Dar ce se întâmplă dacă aplicăm câmpul magnetic la $T > T_c$ și apoi răcim supraconductorul până la $T < T_c$? Putem numi supraconductorul un conductor perfect în această situație ? Categoriec nu. Într – o astfel de situație, conductorul perfect și supraconductorul se comportă diferit. În conductorii perfecți în timpul răcirii ($T < T_c$) în câmpul extern, rezistivitatea este finită și câmpul magnetic începe să pătrundă. Dar, putem obține o rezistență zero dacă încercăm să magnetizăm un supraconductor, acesta va genera bucle de curent care vor anula câmpul atașat. Dacă materialul care a fost într – un câmp magnetic este răcit în continuare atunci acesta din urmă va fi expulzat. De aici avem o concluzie importantă: nu contează în ce condiții de temperatură a fost aplicat câmpul magnetic la $T > T_c$ sau $T < T_c$ câmpul din interior va fi întotdeauna zero $B = 0$ și $\rho = 0$. Câmpul magnetic când pătrunde în supraconductor pătrunde în formă de filamente vortex – vortexurile Abrikosov. Aceste filamente vortex sunt alcătuite din miezul aflat în stare normală (nesupraconductoare), în jurul căreia curge curentul de ecranare Meissner, vezi fig. 1.4:

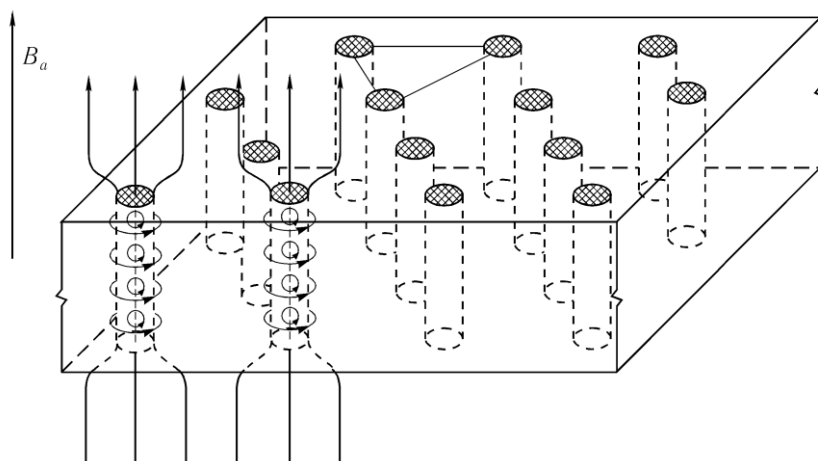


Fig.1.4. Pătrunderea câmpului magnetic în supraconductor sub formă de filamente vortex – vortexurile Abrikosov.

Vortexurile Abrikosov cuantifică câmpul magnetic ce pătrunde în supraconductor cu cuanta fluxului magnetic: $\Phi_0 = hc/e = 2.07 * 10^{-7} \text{Gauss} * \text{cm}^2$. La penetrarea supraconductorului de către vortexurile Abrikosov, se formează o rețea regulată triunghiulară. Acest fapt a fost demonstrat experimental de către Essman și Troible. Pe suprafața laterală a unui cilindru supraconductor a fost depusă o peliculă organică subțire, și apoi supraconductorul a fost trecut în starea intermediară aplicând un câmp electric exterior. Apoi s – a depus pe această suprafață un strat subțire de pilitură de feromagnetic. S – a observat că pilitura era mai densă în regiunile unde liniile de câmp magnetic penetrau această suprafață, adică în centrele vortexurilor. După care pelicula organică a fost îndepărtată și studiată la microscopul electronic. Dacă se aplică un curent electric supraconductorului în starea intermediară atunci vortexurile Abrikosov se vor supune forței Lorentz:

$$f_L = J\Phi_0/c. \quad (1.2)$$

Această forță este egală ca mărime cu forța de cuplare a vortexurilor pe eterogenitatea și defectele materialului, adică centre de pining:

$$f_p = H_c^2 d\xi/8 \quad (1.3)$$

La o anumită valoare a curentului critic prin supraconductor, forța Lorentz atinge valoarea forței de cuplare a vortexurilor și în acest moment are loc mișcarea vortexurilor cu disiparea ulterioară a energiei și supraconductorul trece în starea rezistivă.

1.2 . Teoria microscopică a supraconductibilității Bardeen – Cooper – Shrieffer, supraconductibilitatea singletă omogenă.

Explicația microscopică a fenomenului de supraconductibilitate a fost dată în anul 1957 de către: J. Bardeen, L. Cooper și J. Shrieffer – teoria BCS [3,4], în care s – a introdus noțiunea de: „ **perechea de electroni Cooper** ”, existența căreia se datorează atracției dintre doi electroni, care au același impuls dar spini antiparaleli ($\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}\downarrow$) – **supraconductibilitatea singletă**. Electronii, ce formează perechile Cooper, sunt electroni de conducție, care se găsesc în preajma suprafeței Fermi, acești electroni interacționează între ei prin schimbul de fononi – ceea ce duce la atracția dintre ei [5,6]. Problema de bază era interpretarea stării supraconductibile, din cauză că electronii care nu interacționează între ei în metale sunt un ansamblu de particule cu spinul egal $1/2$ – adică sunt fermioni, și sunt descriși de statistica Fermi, în concordanță cu care: la fiecare nivel energetic se pot găsi doar doi electroni cu spinii antiparaleli (Principiul interdicției Pauli). În metale nivelele aprobate formează zone cu lățimea de: $10^4 - 10^5$ K, în intervalele cărora nivelele se află unul față de celălalt la o mărime de 10^{-17} K. În așa situație conductibilitatea ideală nu poate apărea, din cauză că electronii au posibilitatea să sară pe cel mai apropiat nivel energetic și dispersează pe impurități, pe defectele rețelei cristaline, pe fononi, ceea ce duce la apariția rezistenței electrice la metalele normale. Această atracție, în anumite condiții întrece respingerea Coulombiană și leagă acești electroni în cuaziparticula cu impulsul sumar $\sum \mathbf{k} = \mathbf{0}$, și cu spinul sumar egal cu zero. Perechea Cooper, fiind cuazipasticulă cu spinul sumar egal cu zero, se supune statisticii Bose – Einstein, ceea ce le permite să ocupe o stare cunatică unică cu aceeași energie de bază a perechilor Cooper și se descriu de funcția unică – Ψ – **numită funcție de undă macroscopică**. În așa fel, supraconductibilitatea este o stare macroscopică cuantică coerentă.

În aproximația BCS funcția de undă a electronilor se descrie ca produs al funcțiilor de undă ale perechilor de electroni:

$$\Psi(\mathbf{r}_1s_1, \dots, \mathbf{r}_ns_n) = \phi(\mathbf{r}_1s_1, \mathbf{r}_2s_2) \dots \phi(\mathbf{r}_{n-1}s_{n-1}, \mathbf{r}_ns_n) \quad (1.4)$$

unde \mathbf{r} – coordonata electronului, \mathbf{s} – spinul. În așa fel „ **curgerea** ” condensatului Bose – Einstein în cristal trebuie să fie suprafluidă, nedisipativă, așa cum orice particulă din condensat nu poate să disperseze pe impuritățile atomare sau defectele de rețea – pentru asta ar fi trebuit să învingă acțiunile tuturor particulelor condensatului.

Conform ipotezei lui Cooper, pentru ca electronii să depășească respingerea Coulombiană și să formeze perechi, Bose – particule, sunt ajutate de **interacțiunea de schimb** dintre electronii de conducție prin intermediul oscilațiilor cuantice a rețelei – fononi. În teoria BCS

temperatura critică T_c este determinată de valoarea parametrului adimensional de interacțiunea electron – fonon , λ și frecvența limită ω_D a oscilațiilor elastice a rețelei cristaline (frecvența Debye):

$$T_c = (h\omega_D/2\pi k_B)^{-1/N(E_F)\lambda} \quad (1.5)$$

unde h – constanta Plank, k_B – constanta Boltzman, $N(E_F)$ – densitatea stărilor electronice la energia Fermi. Este important de înțeles că la temperaturi foarte scăzute toți electronii formează perechi Cooper. În acest caz, electronii dintr – un metal supraconductor interacționează între ei în perechi și toată energia lor este consumată pentru asta. În consecință, electronii pur și simplu nu mai au energie pentru a interacționa cu nucleele atomilor din rețeaua cristalină. Electronii încetinesc atât de mult încât nu mai au nimic de pierdut din punct de vedere energetic, iar nucleele din jurul lor se „răcesc” atât de mult încât nu mai sunt capabili să „încetinească” electronii liberi. Ca rezultat, electronii încep să se miște între atomii de metal, fără a pierde practic nicio energie din cauza împrăștierii, iar rezistența electrică a supraconductorului ajunge la zero. Luând în calcul principiul interdicției Pauli împerecherea a doi electroni cu același spin, energetic nu este convenabilă. În conformitate cu principiul Pauli electronii, care formează perechea de electroni (perechea Cooper), au spinii opuși egali cu $+1/2$ și $-1/2$. În teoria BCS impulsurile electronilor, care formează perechea, sunt opuși, iar mărimea caracteristică perechii Cooper este determinată de **lungimea de coerență** – $\xi_0 = \frac{hV_F}{2\pi k_B T_c} \approx 10 - 100$ nm. În așa fel, perechile Cooper – sunt particule cuantice – bozoni cu:

impulsul $p = 0$,

spinul întreg $s = 0$,

masa egală cu două mase ale electronului $m = 2e$,

și sarcina, egală cu două sarcini a electronului $q = 2e$,

în așa fel modulul funcției de undă a perechilor Cooper – adică patratul modulului este concentrația electronilor supraconductorului:

$$|\Psi_0|^2 = n_s/2 \quad (1.6)$$

Așadar, în tot volumul macroscopic al supraconductorului – perechile Cooper sunt descrise de o funcție de undă cu aceeași fază :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \left(n_s/2 \right)^2 \exp\{i\varphi(\mathbf{r})\} \quad (1.7)$$

Relația 1.7 poartă denumirea de **coerență microscopică cuantică**, și este specifică doar stării ordonate supraconductibile. Așadar teoria BCS este o teorie microscopică în concordanță cu care fenomenul supraconductibilității se observă când doi electroni cu energii aproape de nivelul Fermi, se atrag, astfel formând perechile Cooper, cu lungimea de coerență cuprinsă între: $\xi_0 \approx 10\text{--}100\text{ nm}$.

1.3 Efectul de proximitate supraconductor – metal normal cu întrepătrunderea supraconductibilității singlete în metalul normal.

Foarte expresiv se manifestă rolul lungimii de coerență ξ în cazul contactului: supraconductor – metal normal (S/N). Perechile Cooper pot penetra metalul normal din supraconductor la o anumită distanță, și un anumit timp pot trăi în metalul normal – această distanță depinde de proprietățile electronice ale metalului, adică de calea liberă a electronilor l_e , atât și de prezența unui câmp de schimb, datorită prezenței posibile a impurităților magnetice. Asta aduce la aceea că un substrat de metal normal care se află în contact direct cu supraconductorul, va fi supraconductibil. Dar, pătrunderea perechilor Cooper din supraconductor în metalul normal aduce la micșorarea concentrație perechilor în supraconductor, ceea ce înseamnă că parametrul de ordine Ψ în supraconductor din apropierea graniței S/N va fi mai mic ca 1, chiar și în absența câmpului magnetic. Acest fenomen se numește **efect de proximitate**.

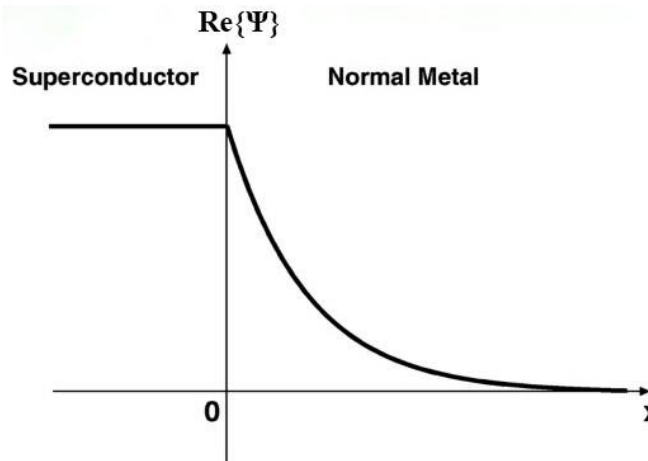


Fig.1.5. Comportamentul real al parametrului de ordine odată cu penetrarea lui din supraconductor în metalul normal.

În fig. 1.5, este realizat contactul: supraconductor – metal normal, în care avem starea supraconductibilă omogenă, cu o valoare constantă a parametrului de ordine – Ψ în tot stratul de supraconductor, și micșorarea parametrului de ordine – $F_s \sim \exp\left(-x/\xi_N\right)$, în stratul de metal normal. În cazul contactului supraconductor – metal normal, apare efectul de proximitate, descris de De Gennes [7] – perechile Cooper pătrund din supraconductor în metalul normal, astfel încât amplitudinea funcției de undă a perechilor F_s în stratul de metal normal, care se află în contact cu supraconductorul, monoton scade la distanța de coerență (lungimea de coerență) a metalului normal – o astfel de dependență poate fi obținută din teoria microscopică a supraconductibilității ceea ce s – a făcut în [8], rezultatul este de forma:

$$\xi_N = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T} \right)^{1/2}, l_e \gg \xi_N - \text{pentru } \mathbf{metalul \text{ „ curat ”}}, \quad (1.8)$$

$$\xi_N = \left(\frac{\hbar v_F N l_e}{6\pi k_B T} \right)^{1/2}, l_e \ll \xi_N - \text{pentru } \mathbf{metalul \text{ cu impurități}} \quad (1.9)$$

Așadar, De Gennes a determinat forma generală a funcției de condensare care descrie starea critică la granița supraconductor – metal normal. De Gennes și Verthamer au explicat următoarele aspecte experimentale existente la acel timp:

1. dacă grosimea S a stratului de bistructură întrece lungimea de coerență a materialului supraconductor, atunci temperatura critică T_c a structurii monoton descrește cu creșterea grosimii stratului de metal normal, asimptotic apropiindu-se de careva mărime nenulă – existând o lungime caracteristică ξ_N a schimbării funcției $T_c(d_N)$ numită: lungime de coerență a metalului normal,
2. când grosimea stratului $S - d_S \sim \xi_S$, temperatura critică a bistructurii S/N este mult mai mică decât temperatura T_s a supraconductorului masiv și după atingerea mărimii d_N care întrece ξ_N , supraconductibilitatea în structură nu se găsește,
3. stratul subțire de metal normal ($d_N \sim \xi_N$) situat între două straturi de supraconductori poate transporta supracurent.

Tunelarea inversă a electronilor peste graniță în supraconductor, duce la o reducere a **energiei de fantă** – Δ , deja în supraconductor la o adâncime de ordinul lungimii de coerență ξ_S . Scăderea densității perechilor Cooper în supraconductor în apropierea interfeței S/N – este determinată de parametrul:

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N} \quad (1.10)$$

unde, ρ_S și ρ_N – sunt rezistivitățile normale ale supraconductorului și respectiv a metalului normal. Formarea barierei pentru perechile Cooper la interfața normală metal – supraconductor duce la o valoare finită a transparenței stratului N pentru perechile Cooper. Valoarea acestei transparențe este determinată de valoarea rezistenței pe unitatea de suprafață a zonei limită R_B și este prezentată de formula:

$$\gamma_B = R_B / \rho_N \xi_N \quad (1.11)$$

Transferul microscopic al perechilor Cooper prin contactul S/N/S, are loc datorită reflexiei Andreev la două interfețe [9], care formează stări discrete legate. Spectrul acestor nivele este sensibil la diferența de fază supraconductoare dintre electrozi. Excitațiile electronice generate în stratul metalic N cu o energie mai mică decât diferența de energie a gapului supraconductor Δ , nu se extind în stratul N. O astfel de excitație este reflectată la o interfață S/N ca o gaură și apoi este reflectat ca electron de partea opusă a interfaței N/S [10]. În procesul de reflexie, perechea Cooper se condensează în supraconductor, încercând să respecte legea de conservare a sarcinii și a impulsului, fig. 1.6:

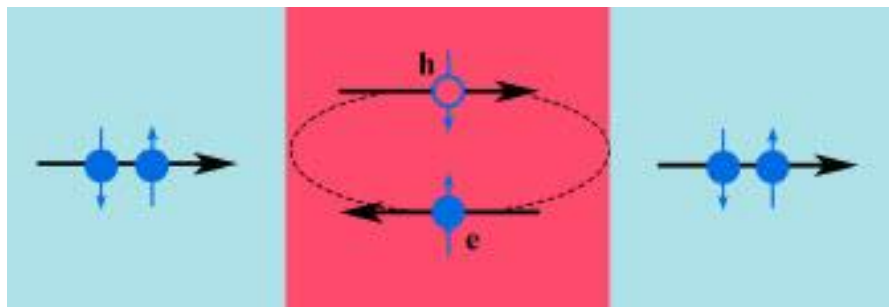


Fig.1.6. Prezentare schematică a procesului de reflexie Andreev. Excitațiile sarcinilor opuse sunt notate cu e și h respectiv.

Faza relativă a perechii electron – gaură între cele două contacte supraconductoare se modifică cu: $\Delta\phi = 2\delta k d_N$, unde $\delta k = \epsilon/\hbar v_F$ (ϵ – energia electronului, v_F – viteza la nivelul Fermi). Starea legată apare atunci când defazajul $\Delta\phi$ este un multiplu cu 2π . Ca urmare, diferența de energie a acestor stări legate poate fi determinată aplicând relația (1.12) :

$$E_{n+1} - E_N = \frac{\pi\hbar v_F}{d_N} \quad (1.12)$$

Interferența constructivă a excitațiilor electron – gaură, dau stări legate, purtătoare de supracurenți.

Să presupunem că electronul din metalul normal, este cu energia mai mică decât energia gapului supraconductor, în acest sens ce se va întâmpla la granița N/S, când electronul parcurge granița din partea metalului normal ? Schematic acest comportament îl avem prezentat în graficul din fig. 1.7:

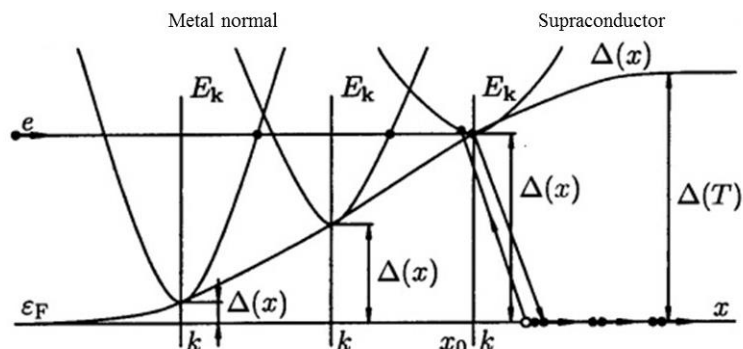


Fig. 1.7. Procesul de reflexie Andreev. Cuasiparticula (electronul) căzând în zona N/S se mișcă dintr – o celulă a spațiului – k în alta, treptat schimbându – și sarcina pe măsura apropierii de supraconductor.

Pe măsură ce electronul metalului normal se apropie de zona supraconductibilă aflându-se în punctul x , se va regăsi în această zonă cu mărimea gapului $\Delta(x)$ mică. În așa fel electronul devine particulă asemănătoare electronului supraconductor – quasiparticulă, și va ocupa o celulă k – spațiu, ce corespunde energiei E_k . În următorul moment de timp, aflându-se în altă zonă supraconductibilă, electronul se va regăsi într – o zonă a supraconductorului cu energia gapului mai mare, ceea ce conduce la mișcarea lui într – o celulă a k – spațiului, mai aproape către k_F . Asta duce la micșorarea sarcinii quasiparticulei. Așadar, excitația quasiparticulei, trecând din metalul normal la granița N/S, treptat își micșorează sarcina. Din fig. 1.7 este clar că ajungând în punctul x_0 în care mărimea gapului se egalează cu energia quasiparticulei, ultima trebuie să aibă impulsul egal cu k_F , viteza de grup egală cu zero și, sarcina – $q_{k_F} = 0$. În acest punct excitațiile se vor reflecta de la graniță și vor trece în partea stângă, în zona golurilor a spectrului excitațiilor elementare. Viteza de grup în acest caz va fi orientată în direcția stângă, adică de la supraconductor către metalul normal, iar sarcina va fi negativă. Însă, mișcarea sarcinii negative în stânga se echivalează cu mișcarea sarcinii pozitive la dreapta. Deci, reflexia duce la transportul de sarcină din metalul normal în supraconductor, adică duce la curgerea curentului.

Micșorarea sarcinii quasiparticulei pe măsura apropierii de zona supraconductibilă clar arată că și condensatul este atras în procesul de reflexie Andreev. Sarcina quasiparticulei nu se pierde, ci se transferă condensatului. Fizic, asta înseamnă că la graniță quasiparticula incidentă își găsește particulă pereche și împreună trec în condensat, iar golul format se întoarce în metalul normal. Așa are loc trecerea prin granița N/S a curentului, care se transferă cu excitațiile cu energia mai mică decât energia gapului – $\Delta(T)$. Procesul transformării curentului normal în supracurent are loc înăuntrul zonei – $\xi(T)$. Contactele de tipul S/N, S/N/S sunt foarte bogate în fenomene cuantice

cum ar fi: reflexia Andreev [11], contactele $-\pi$ [12], precum și un număr mare de aplicații practice, inclusiv elemente de memorie supraconductoare [13, 14,15].

1.4. Concluzii la Capitolul 1.

1. În teoria BCS impulsurile electronilor, care formează perechea Cooper, sunt opuși, iar mărimea caracteristică perechii Cooper este determinată de **lungimea de coerență** – $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T_c} \approx 10 - 100$ nm.
2. Pătrunderea perechilor Cooper din supraconductor în metalul normal aduce la micșorarea concentrație perechilor în supraconductor, ceea ce înseamnă că parametrul de ordine Ψ în supraconductor din apropierea graniței S/N va fi mai mic ca 1, chiar și în absența câmpului magnetic, acest fenomen se numește **efect de proximitate**.
3. Perechea Cooper, fiind cuazipasticulă cu spinul sumar egal cu zero, se supune statisticii Bose – Einstein, ceea ce le permite să ocupe o stare cunatică unică cu aceeași energie de bază a perechilor Cooper și se descriu de funcția unică – Ψ – **numită funcție de undă macroscopică**. În așa fel, supraconductibilitatea este o stare macroscopică cuantică coerentă.

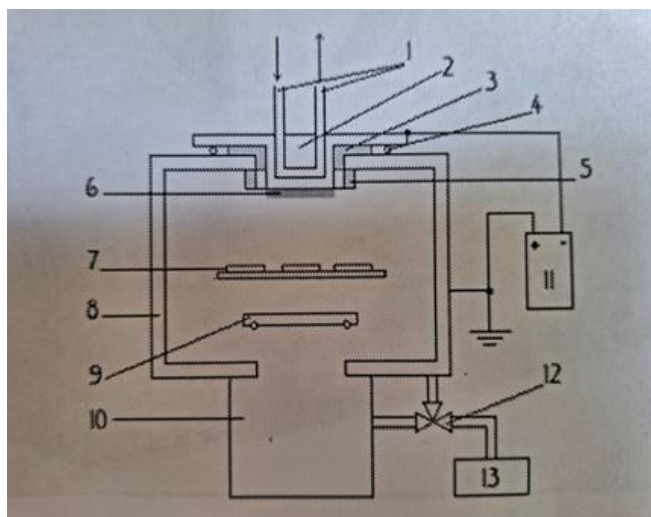
2. METODE TEHNOLOGICE ȘI TEHNICA EXPERIMENTALĂ.

2.1. Tehnologia de preparare a nanofilmelor prin depunere magnetron.

Structurile multistrat au fost depuse la temperatura camerei și la 230°C cu ajutorul magnetronului: Z – 400, pe substraturi comerciale de siliciu (111) și sticlă într – un singur ciclu de vid. Această metodă are o mulțime de avantaje: filme de înaltă calitate, pulverizare ușoară a oricărui metal, compus sau aliaj, calitate bună pe substraturi cu suprafețe mari. Dimensiunile probeilor sunt de: 80mm×10mm, 25mm×25mm, 10mm×10mm, 5mm×5mm. În camera magnetronului, presiunea de bază în vid a fost de aproximativ 2×10^{-6} mbar. Ca gaz pulverizat a fost utilizat argon pur – 99.999%, "Messer Griesheim" – la o presiune de 8×10^{-3} mbar. Procesul tehnic se bazează pe faptul că Ar (gaz inert) curge în camera de vid, se ioniză și creează plasmă. În acel moment, țintei i se aplică o tensiune negativă constantă, ionii de Ar încep să bombardeze suprafața țintei și să transmită impulsul. După mai multe coliziuni, impulsul ajunge la un atom care se desprinde de țintă și aterizează pe suprafața substratului. Datorită faptului că catodul este bombardat de ioni cu energie cinetică mare și la ciocnire această energie este transformată în căldură, ceea ce duce la încălzirea mare a catodului – este necesar înlăturarea continuă a acestei călduri, în așa fel prin corpul metalic se pompează apă forțat, astfel are loc răcirea și menținerea temperaturii de lucru. Direct sub țintă sunt magneți permanenți ce creează un câmp magnetic destinat localizării plamei la suprafața țintei. Magnetronul conține patru ținte, Si, Nb, Al și Co, cu un diametru de 75 mm fiecare. Înainte de pulverizarea propriu – zisă, toate țintele au fost pre – curățate în plasmă de Ar timp de 2 – 3 min într – o poziție statică pentru a elimina orice contaminare. Apoi, fără a întrerupe vidul: depunem prin pulverizare magnetronică straturi supraconductoare și feromagnetice după necesitate, astfel încât straturile să fie paralele între ele și de o grosime identică pe întreaga suprafață a structurii – această condiție apare atunci când ținta este perpendiculară pe eșantion.

Pentru a fabrica ulterior de probe S/F cu parametri identici – cu grosime variabilă a stratului supraconductor, astfel încât condițiile de depunere pentru toate probele din serie să fie aceleași, am aplicat tehnica specifică de depunere magnetron. Viteza de creștere a stratului de Nb direct sub magnetron este de aproximativ 3 – 4 nm/s. Astfel, suprafața de siliciu a fost pulverizată omogen cu material supraconductiv – timpul de depunere este de 11,3 sec la o tensiune de 380 V, curent continuu. Ulterior, stratul până de Nb a fost acoperit cu material feromagnetic – Co cu o grosime de aproximativ 2,5nm. Cobaltul a fost depus la un curent catodic de 120 mA. După depunerea stratului dublu Nb/Co, acesta a fost încapsulat cu un strat de Si amorf pentru a elimina oxidarea

structurii hibride când vine în contact cu atmosfera. În acest sens stratul amorf de Si înlătură moleculele de apă care persistă în atmosfera din camera magnetronului. În fig. 2.1 de mai jos se prezintă magnetronul Z – 400 cu ajutorul căruia au fost acoperite filmele subțiri:



1. Sistem de răcire cu apă
2. catodul
3. izolator
4. garnitură vid
5. ecranul negru
6. țintă din material pulverizat
7. substratele
8. camera de vid
9. supapă de vid înalt (V1)
10. pompă turbomoleculară de vid înalt
11. sursa catodului de înaltă tensiune
12. supape cu două căi (V2/V3)
13. pompa frontala

Fig. 2.1. Instalația de depunere magnetron, tipul Z – 400.

După ce probele au fost depuse cu ajutorul instalației *Magnetron Z – 400*, este necesar ca ele să fie prelucrate conform unui anumit algoritm tehnologic pentru a fi disponibile fizic pentru măsurătorii ulterioare. Pentru procesul tehnologic probele de obicei sunt tăiate de dimensiunile 5mmx5mm.

Cu ajutorul softului *Klayout 0.25.8* se desenează un profil special care mai târziu este imprimat pe probă. Acest profil figurează diferit de la caz la caz în dependență de scopul experimentului și acumularea datelor după necesitate.

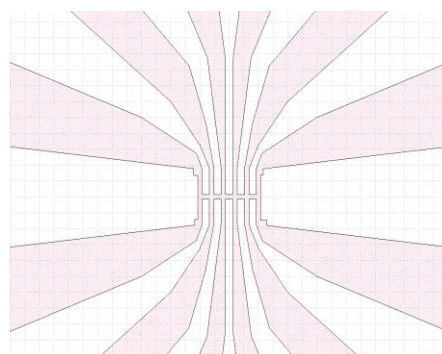
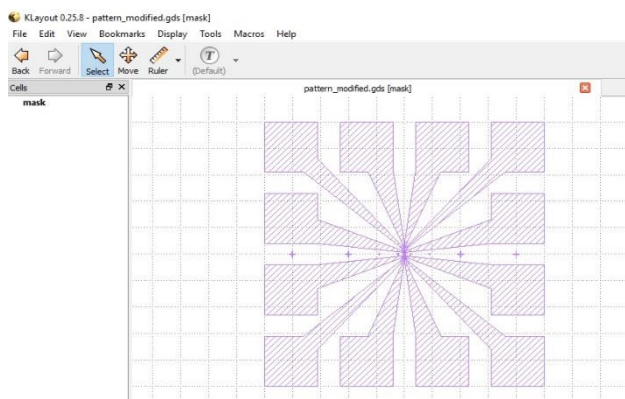


Fig. 2.2. Designul realizat cu ajutorul softului *Klayout 0.25.8*.

Ulterior depunem proba pe spiner (instalație capabilă să rotească proba) – încep rotațiile până la 4000 rot/min, și depunem cu pipeta fotorezistul *S1818* sau *S1813*, după 1 min de rotații pe

probă rămân $1,8 \mu\text{m}$ de fotorezist după care proba se depune pe reșoul electric și se pentru tratarea termică timp de 1 min la 100°C :

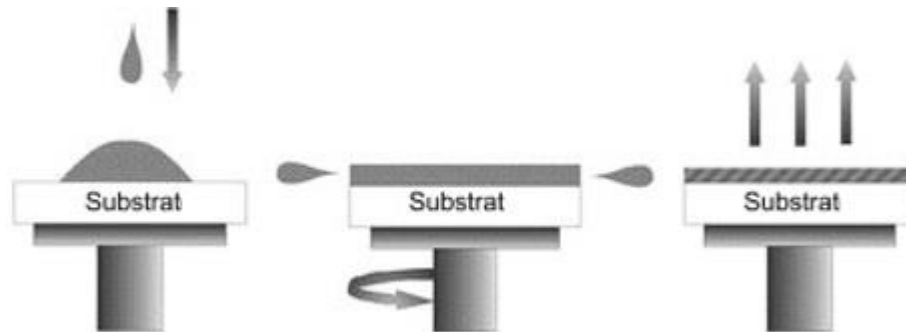


Fig. 2.3. Instalația spinner și instalația de tratare termică a fotorezistului pe probe.

apoi proba este montată la “SmartPrint”:

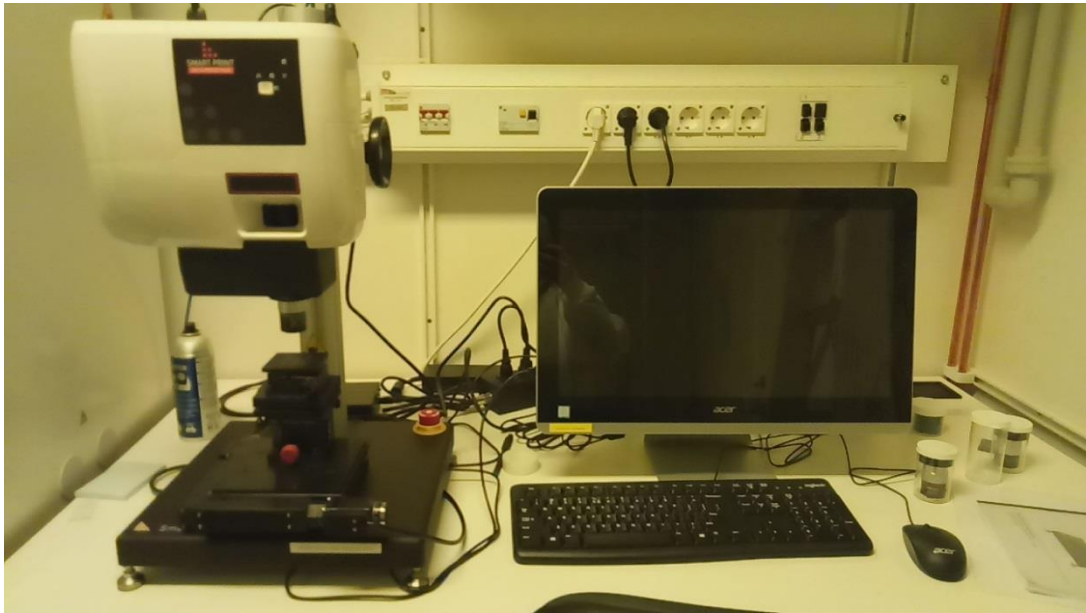


Fig. 2.4. “SmartPrint” Canon PPC 210.

La Smart Print se imprimă negativul pe probă după care se înmoaie în developerul ME – 319 și ținând proba în el 30 – 45sec până când observăm că s – a curățat și a rămas doar profilul desenat cu ajutorul softului *Klayout 0.25.8*, dacă proba s – a curățat este nevoie să fie uscată cu H₂O și cu N₂. Depunerea designurilor necesare se realizează la instalația Canon PPC 210 cu o lampă UV cu mercur cu lungime de undă ~ 400 nm. Principii de lucru pentru camera de proiectie:

- 1) alegem o mască cu un design specific figura 2.5:



Fig. 2.5. Măști specifice utilizate la imprimarea designurile specifice.

- 2) punem masca în partea de sus a coloanei optice,

3) ne concentrăm pe eșantion,

4) expunem 30 sec.

"SmartPrint" este un sistem fotolitografic universal cu măști bazat pe tehnologia beamer. Acesta este conceput pentru orice tip de microimprimare și poate expune direct imaginea pe un fotorezist. Sistemul are mai multe obiective cu rezoluții diferite, care sunt fixate pe capul optoelectronic folosind un sistem magnetic „de eliberare rapidă”. Punctul important este dimensiunea modelului. Dacă este mic (rezoluția 1920×1080), desenul va fi doar centrat în timpul expunerii fără modificări. Dacă sunt mai mari decât dimensiunile standard (rezoluția > 1920×1080) există trei funcții pentru rezolvarea acestei probleme: „CROPE” – desenarea doar a părții centrale, „DOWNSIZE” – desenul este redimensionat la dimensiunile standard, dar ar putea deteriora semnificativ calitatea imaginii, „STITCH” – imaginea este împărțită automat în părți mici. Dacă dimensiunile nu sunt multiplu ale rezoluției 1920×1080 , se va adăuga un cadru NEGRU sau ALB. De asemenea, este posibilă utilizarea cusăturii „HIGH RESOLUTION”. Imaginea va fi tăiată în sub – imagini mai mici pentru a reduce influența aberațiilor geometrice optice. Acest lucru este recomandat pentru modelele care sunt mai mici decât dimensiunea pixelului proiectat (~5ori dimensiunea pixelului), dar ar putea duce la un număr mare de conexiuni de câmp cu o eroare intrinsecă. În funcție de dimensiunea modelului pe care o dorim, putem alege obiectivul necesar tabelul 2.1:

Tabelul 2.1. Proprietățile obiectivelor pentru smart print.

Obiective	Câmpul de vedere (mm)	Mărime pixel/ Precizie (μm)	Dimensiune minimală realizabilă (μm)	Densitatea puterii luminii ($\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$)	Profunzimea câmpului. (μm)
*0.5	25.6 × 14.4	13.33	< 40	2.6	2080±220
*1	13.6 × 7.7	7.12	< 23	10.2	1850±50
*2.5	5.4 × 3	2.82	< 8	63.7	155±5
*5	2.7 × 1.5	1.41	< 4	254.8	51±7
*10	1.35 × 0.75	0.705	< 2	1019	10±5

Deci putem desena și obține orice formă a designului în ceea ce privește rezoluția sistemului. Sistemul „SmartPrint” împarte imaginea măștii în mai multe părți, în timp ce camera de proiecție expune imediat întreaga zonă. Indiferent de sistemul de fotolitografie utilizat, toate

probele au fost curățate în baia cu ultrasunet pentru a îndepărta fotorezistul expus. La final se primesc contacte cu dimensiunea de $4\mu\text{m}$. Uneori, pentru a realiza curățarea completă a fotorezistului, a fost folosită gravarea în plasmă de oxigen – proces chimic care arde în principal fotorezistul rezidual în atmosfera cu plasmă de oxigen.

Următorul pas tehnologic este – **Gravarea**. În acest proces are loc erodarea straturilor până la Si, Si_2O_3 . Când proba capătă aspectul convenit se încheie cu **FOMBLIN RT 15** de obicei câte 4 probe pe suportul rulant al instalației **Oxford Plasmalab 100**:

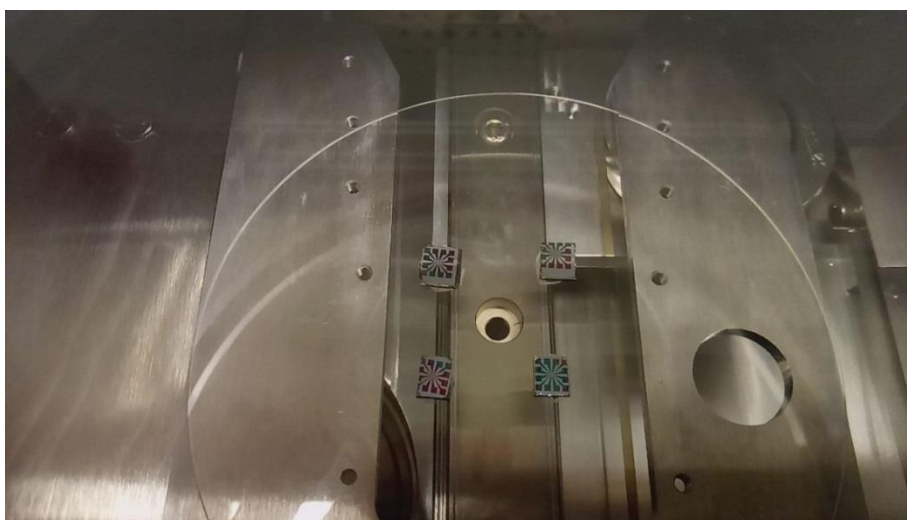


Fig. 2.6. Suportul rulant al instalației Oxford Plasmalab 100, cu patru eșantioane înainte de gravarea în gaz.

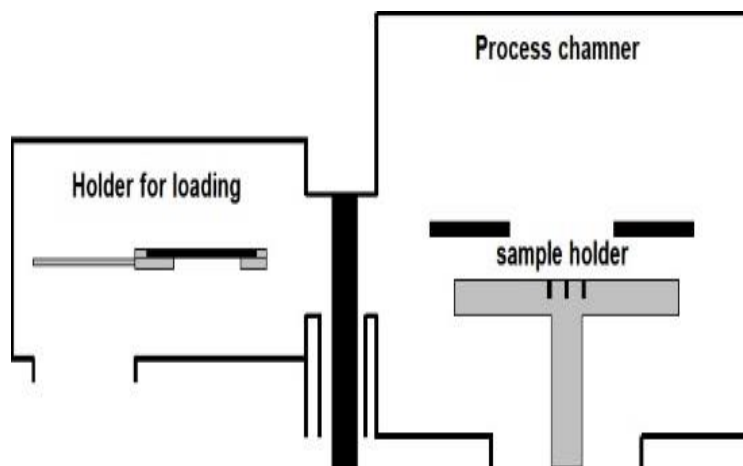


Fig. 2.7. Sistemul Oxford Plasmalab 100 cu control sistat de calculator.

Se introduc probele în CryeRIE unde are loc răcirea lor pînă la -50°C timp de 10 min, după care are loc gravarea în atmosferă de Ar. Probele sunt plasate direct în zona de plasmă activă chimic (camera), situată pe un suport special. Pentru fiecare material există rețete de gravare deci

în dependență de grosimea nanostraturilor, materialul și numărul lor calculăm timpul total de gravare nu înainte de a face calibrarea instalației după timp. În această metodă, descărcarea gazoasă este excitată în gaze reactive, ceea ce duce la formarea de particule active chimic (ioni și radicali), electroni și atomi liberi. Particulele active din punct de vedere chimic activează o reacție chimică cu atomii de suprafață a probei și îndepărtează straturile de suprafață. Ca rezultat, se formează produșii de reacție volatili, care sunt îndepărtați din camera de reacție de către sistemul de pompare. Gravarea Nb – lui a fost realizată în plasma cuplată inductiv ICP cu ioni reactivi RIE și Co cu gravarea ionică RIE Ar. Diferența dintre aceste metode este că se utilizează gaze diferite, tabelul 2.2. În Reactive Ion Etching gazul molecular formează radicali și ioni încărcăți pozitiv în plasmă. Deci, ele ar putea fi utilizate pentru acțiunea reactivă a radicalilor „gravare chimică” și energia cinetică a ionilor „gravare fizică”. Când plasma este excitată, ionii din câmpul electric accelerează și bombardează proba.

Tabelul 2.2. Setări de gravare pentru fabricarea de probe.

Material	Nb	Co
Gaze	CF ₄ + O ₂	Ar
RF puterea	55 W	300 W
ICP puterea	100 W	500 W
Presiunea	80 mTorr	10 mTorr
Temperatura	-30 °C	-50 °C
Timpul	10 min	2-5 min

După ce s – a finisat procesul de gravare se încălzește proba la temperatura camerei, astfel fiind posibil lucrul cu proba de mai departe.

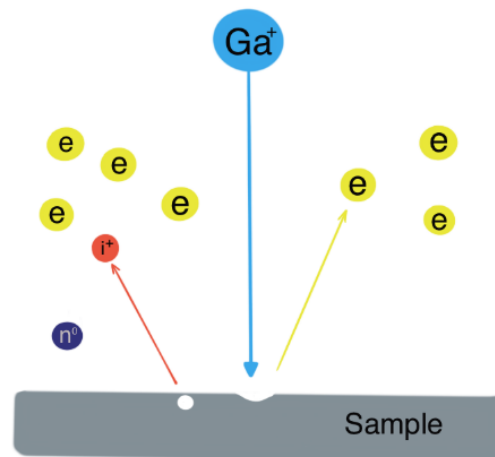
Un pas important în care decidem că proba a fost gravată până la cristalul de Si sau Si₂O₃ este verificarea grosimii probei cu ajutorul – *Profilometrului*.

2.2. Procesul tehnologic de fabricare a joncțiunilor Josephson.

FIB – ul (Focused Ion Beam) ne oferă posibilitatea de a tăia joncțiuni Josephson cu dimensiunile precise pe care le dorim. Principiul de funcționare al unui astfel de sistem constă în faptul că ionii grei de Ga (Ga^+), care sunt emiși de sursa de galiu, sunt focalizați într – un fascicul de un câmp electric și trec secvențial prin deschideri anumite. Apoi, ionii se accelerează până la o anumită valoare energetică și încep să bombardeze suprafața substratului. Aceasta oferă posibilitatea de a freza și de a scana suprafața probei, dar trebuie să ținem cont că ionii de galiu sunt distructivi pentru suprafață dacă sunt utilizați în mod continuu pentru imagistică. În funcție de forță, ciocnirile ionilor cu atomii pot avea un caracter elastic sau inelastic. Coliziunile elastice conduc la separarea atomilor de la suprafață, astfel încât putem "tăia" probele. Atunci când ionii transferă o parte din energie către atomii sau electronii de la suprafață, vom avea coliziuni inelastice, ceea ce duce la apariția electronilor secundari, astfel încât putem "vedea" suprafața. Pentru acest proces a fost folosit FIB – ul din Albanova Nano – Fab – Lab FEI Nova 200:



a)



b)

Fig. 2.8. a) FIB – ul cu ioni de Galiu pentru gravare nanometrică, b) vedere schematică.

echipat cu două coloane – FIB și microscopie electronică de scanare. FIB – ul este dotat cu o coloană SEM care este utilizată pentru imagistică. Tabelul 2.3 prezintă setările pentru SEM/FIB:

Tabelul 2.3. Setări SEM/FIB pentru fabricarea probelor.

	SEM	FIB
Tensiunea fasciculului	10 kV, 15 kV	30 kV
Curentul fasciculului	0.54 nA	0.5 nA, 10 pA
Detector	TDE	ETD

După operațiunile efectuate la FIB, proba este lipită pe portul PCB: pentru aceasta a fost utilizată pastă conductivă de argint:

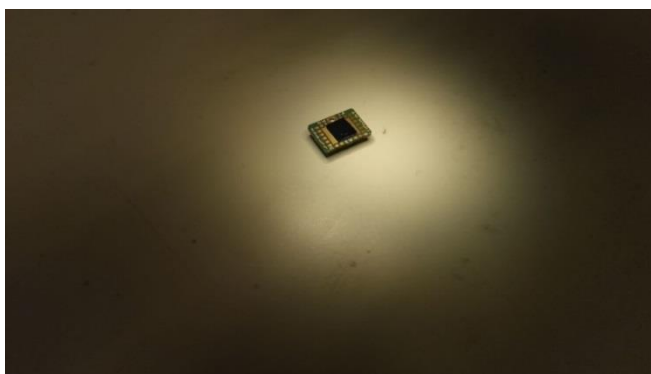


Fig. 2.9. Eșantionul după gravare și înclerearea ulterioară pe portul PCB.

După ce fost a fixat cristalul pe portul PCB următorul pas tehnologic este împărierea microcablurilor: și lipirea pe plăcuțele de contact cu fire de aluminiu.

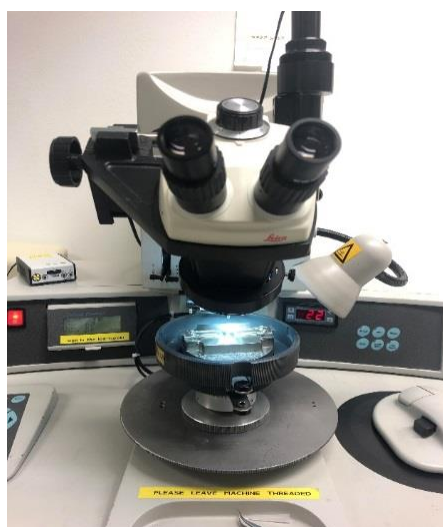


Fig. 2.10. Bonding – ul probei realizat la instalația Digital Wedge Bonnder,

Când împăierea microcablurilor a fost finisată acest port PCB se fixeaza mecanic pe priza care se introduce în criostat și ulterior face legăura electrică cu criostatul:

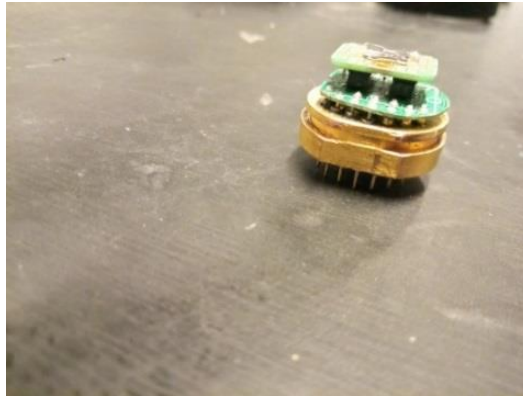


Fig. 2.11. Placa PCB înainte de montare în criostat.

În imaginea 2.12 este prezentată o structură hibridă S/F pe care urmărim cele patru sonde împăiate cu pastă de argint pentru măsurările de transport ulterioare:

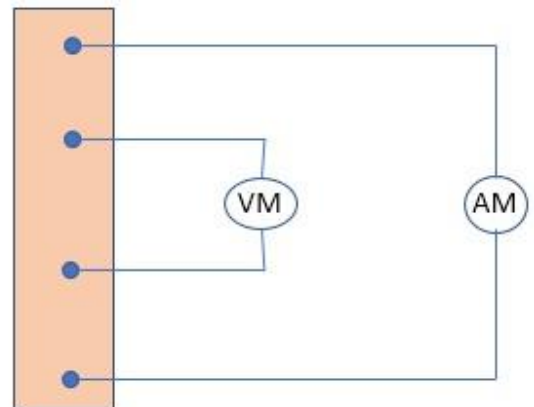
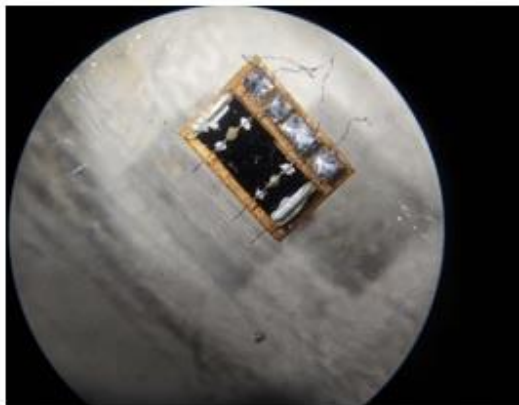


Fig. 2.12. Structură hibridă cu cele 4 sonde montate și schema de conexiune prin metoda celor patru sonde.

2.3 Tehnica de măsurare a caracteristicilor de transport și a proprietăților magnetice la temperaturi criogenice.

Într – un final structura hibridă prelucrată definitiv este introdusă în instalația criogenică, fig. 2.13, pentru măsurările de transport și măsurări magnetice. Temperatura de bază în criostat este de 4K, dar și cu posibilitatea de a coborâ temperatura până la 300 mK cu ajutorul He³. Au fost deasemenea utilizate module FPGA și plăci PCX de la National Instruments cu amplificatoare, ceea ce a permis înregistrarea impulsurilor de ordinul nanovolților.

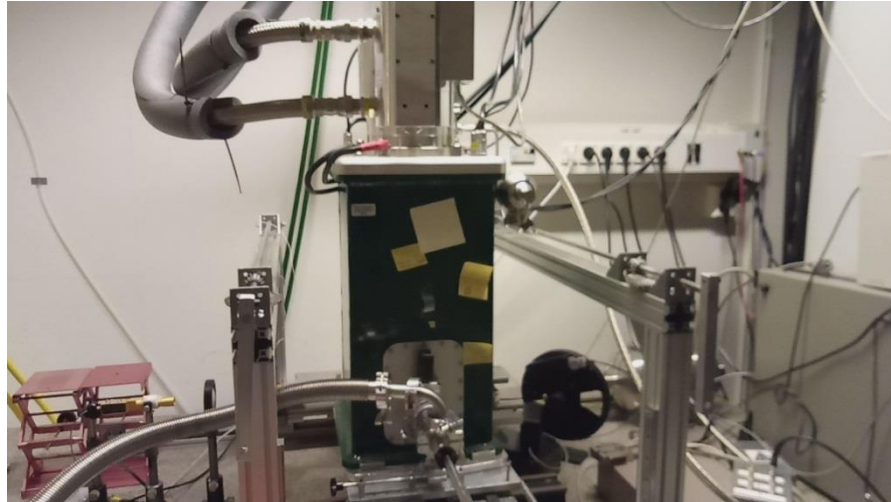


Fig. 2.13. Criostatul optic destinat măsurărilor magnetice și de transport.

Pentru colectarea în timp real și înregistrarea datelor s – a utilizat pachetul soft – Labview. Pentru multistratul: Si/Nb(50)/Co(1.5)/Nb(8)/Co(2.5)/Nb(8)/Si cap – cu destinație în inductanța cinetică am înregistrat o temperatură critică – $T_c = 6,385$ K (fig. 2.14):

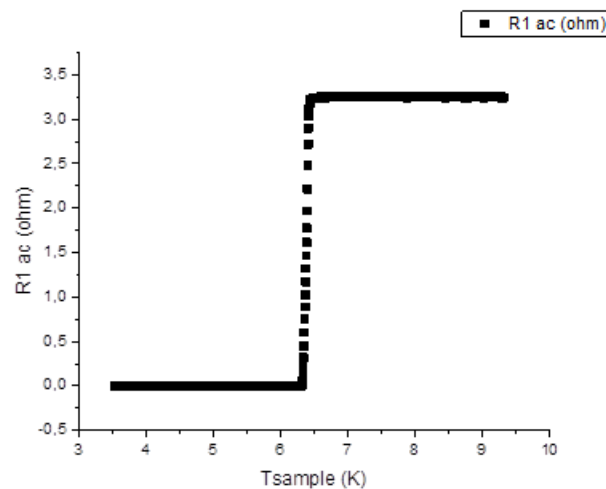


Fig. 2.14. Temperatura critică a multistratului Si/Nb(50)/Co(1.5)/Nb(8)/Co(2.5)/Nb(8)/Si cap.

Deasemenea, toate măsurătorile în câmp magnetic au fost făcute cu ajutorul criostatului–17T:

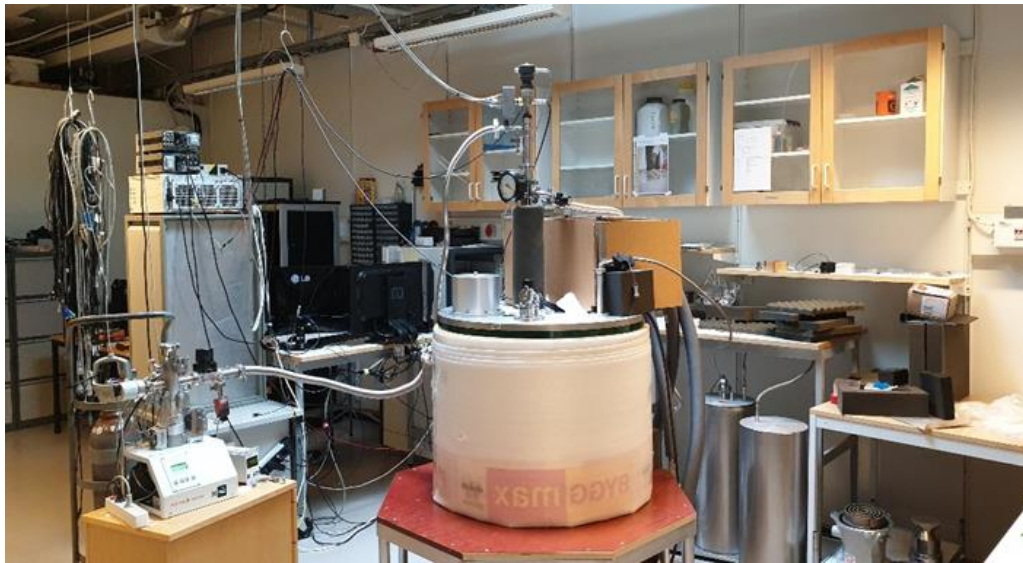


Fig. 2.15. Sistem criogenic cu magnet supraconductor 17T.

Pentru aceasta, probele se montează pe suportul pentru mostre, figura 2.16:



Fig. 2.16. Suport pentru probe care poate fi rotit de la 0° până la 135° în câmp magnetic.

care poate fi rotit pentru a obține orientarea dorită a probei în câmpul magnetic (paralel sau perpendicular (rotație de la ± 135 grade)). Probele au fost lipite de PCB și legate cu fire de aluminiu,

și efectuate măsurători prin metoda celor patru sonde. Criostatul permite răcirea probelor sub 8K, pentru a ajunge la starea supraconductoare a straturilor de Nb, printr – o reglare a fluxului de heliu. Criostatul este echipat cu mai mulți senzori de temperatură pe partea din spate a suportului de probă și doi senzori Hall poziționați perpendicular unul pe celălalt pentru detectarea câmpului magnetic și determinarea poziției unghiulare a probei. Sistemul de măsurare se bazează pe platforma de măsurare PXI, și este controlat direct de pe computerul conectat la sistem, folosind software special conceput, bazat pe LabVIEW. Există, de asemenea, opt module FPGA (rețea de porți programabile) cu opt lock – in – uri și un convertor analogic digital care oferă posibilitatea de a genera forme de undă. Pentru a obține un raport semnal/zgomot mai bun, semnalele de nivel scăzut pot fi amplificate folosind amplificatoare personalizate cu câștig de amplificare controlat prin FPGA în intervalul de la 1 la 5000. Este posibil de obținut câteva grafice și informații într – un singur moment de timp. Pentru măsurători a fost utilizată în principal frecvența de 1 Hz sau 23 Hz. Aceasta a oferit posibilitatea de a obține curbe I – V și de a extrage rezistența din aceste semnale I – V cu o precizie înaltă

2.4 Analiza structurilor supraconductor/feromagnetic prin refracție de raze X.

Calitatea mostrelor pregătite prin depunerea magnetron – structura lor, gradul de rugozitate a suprafețelor și interfețele dintre nanostraturile adiacente Nb/Ni, au fost cercetate la difractometrul „Simens – 300”:

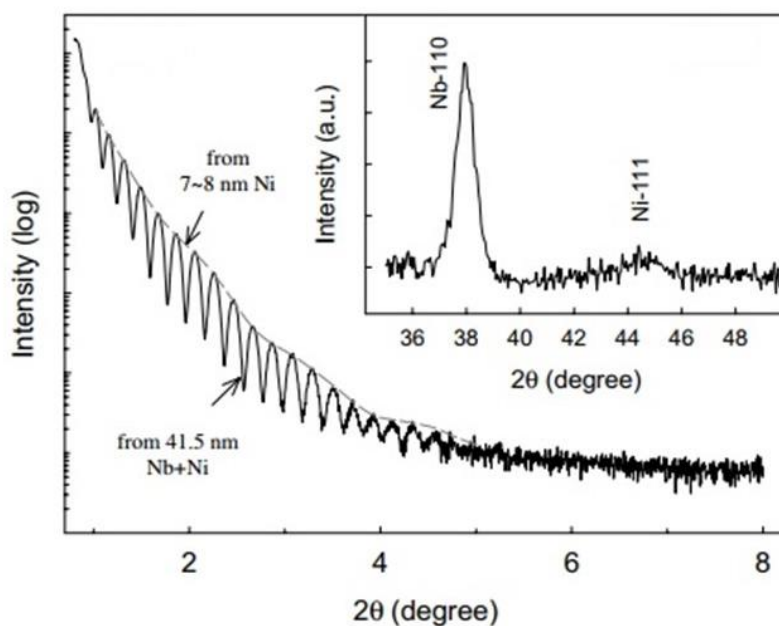


Fig. 2.17. Analiza XRR a unei structuri Nb/Ni ($d_{\text{Nb+Ni}}=41.5\text{nm}$, $d_{\text{Ni}}=7-8\text{nm}$), în inset observăm structura texturată a nanostraturilor de Nb (110) și Ni (111).

demonstrază calitatea înaltă a suprafețelor straturilor nanometrice depuse, după cum demonstrează 18 perioade de oscilație. Oscilațiile au două perioade: cea mai scurtă coincide grosimii totale a mostrei, pentru Ni care are o grosime mică, perioada este mare. Poziția, forma și intensitatea maximumului de interferență depind puternic de grosimea nanostraturilor și rugozitatea suprafeței și a interfețelor. Oscilații de intensitate care scad în intervalul de până la gradul 5 al mărimii lor și observate până la un unghi relativ mare aproximativ 5 grade, arată calitatea înaltă a nanostraturilor cu suprafețe și interfețele netede. Din analiza datelor, am obținut valorile grosimii stratului și rugozității σ_{rms} ca abaterea medie pătratică a grosimii stratului față de stratul neted ideal. Valoarea maximă σ_{rms} pentru structurile studiate este mai mică de 0.3 nm, ceea ce este de un ordin mai mic decât grosimea nanostraturilor, în așa fel a fost realizată o condiție pentru cercetările respective. Dimensiunea medie a granulelor este de 14nm pentru Nb, a fost stabilit din semilățimea picului de raze X pentru Nb. Analiza structurilor supraconductor – feromagnetic a arătat calitatea înaltă a interfețelor și rugozitatea de până la 0.3 nm.

Influența calității interfeței dintre nanostraturile adiacente de supraconductor/feromagnet asupra funcționalității supapei de spin este o problemă deosebit de importantă, investigată experimental, în care s-a dat exprimarea de – transparentă mecanică cuantică a interfeței – TF. Parametrul de transparentă TF al interfeței pentru metalele care nu se umezesc complet, cum ar fi fierul cu plumbul, este mic: $TF \approx 0,4$. Acest lucru reduce probabilitatea pătrunderii perechilor Cooper din supraconductor în feromagnet și forțează să se lucreze cu grosimi mai mici ale straturilor supraconductoare pentru a obține un efect semnificativ al feromagnetismului asupra supraconductibilității. La rândul său, calitatea structurală a straturilor de Nb supraconductoare, de exemplu, cu o grosime comparabilă cu lungimea de coerență aproximativă sau mai mică de 10 nm este mai slabă decât cea a filmelor mai groase, iar efectul distructiv al rugozității interfeței suprimă, de asemenea, manifestarea interferenței efectelor în filmele ultra subțiri. Pentru metalele extrem de solubile reciproc, cum ar fi vanadiu și fierul (solubilitate de aproximativ 30 % la temperatura camerei), parametrul de transparentă mecanică este mai mare $TF \approx 1,6$. Cu toate acestea, dacă calitatea structurală a filmelor necesită depunerea pe un substrat încălzit la $30^\circ\text{C} - 60^\circ\text{C}$, există un risc ridicat de difuzie reciprocă și formarea unui strat gros „mort”, care suprimă, de asemenea, transparenta supraconductorului/interfață feromagnet [16].

În cazul „umezirii”, materialelor cu solubilitate reciprocă limitată (ca niobiu – nichel, niobiu – cobalt cu solubilitate de aproximativ 5 % la temperatura camerei), parametrul de transparentă este $TF \approx 2$ și este cel mai mare dintre perechile de metal posibile. Poate că transparenta ridicată este facilitată nu numai de un strat de amestecare a filmului extrem de subțire la interfața dintre ele, ci și de o potrivire bună a celor două structuri de benzi metalice. Astfel, o serie de studii sugerează: că o creștere semnificativă a interdifuziei de Nb și Co cu o creștere a temperaturii substratului va scădea parametrul de transparentă TF și va agrava parametrii funcționali ai heterostructurii supraconductor/feromagnet stratificat. Implementarea proceselor tehnologice optime este necesară pentru a minimiza aceste defecte și imperfecțiuni ale nanosistemelor stratificate. Aceasta determină necesitatea cercetării de bază pentru o înțelegere profundă a proceselor fizice și chimice care au loc la diferite nivele structurale ale materialelor utilizate. În plus, dezvoltarea tehnologiei de fabricație pentru un dispozitiv fundamental nou pentru spintronica supraconductoare necesită o perioadă lungă de timp a utilizării echipamentelor și implicarea specialiștilor, un număr mare de experimente menite să optimizeze procesul.

Astfel, datorită complicității tehnologiilor de vid, formarea sistemelor supraconductor - feromagnetic și costul ridicat cât și durata experimentelor pentru investigarea proprietăților fizice și chimice ale acestor nanosisteme, devine foarte important să se dezvolte noi metode integrate

care să combine modelarea teoretică și experimentală, metode de analiză a proceselor de formare și a proprietăților acestei clase de nanomateriale funcționale și nanostructuri. În acest caz, simularea pe calculator poate reduce semnificativ numărul de pași tehnologici și numărul necesar de ajustări ale tehnologiei pentru a obține nanostructura multistrat dorită. Trebuie remarcat faptul că modelarea matematică este utilizată pe scară largă în proiectarea și analiza diferitelor proprietăți nanosistemice [17–18], cu toate acestea, în raport cu clasa considerată de nanosisteme multistrat pentru spintronică, numărul lucrărilor este extrem de limitat.

În acest sens propunem investigarea influenței parametrilor tehnologici de formare a nanosistemelor stratificate: temperatura la formarea substratelor, concentrația, distribuția spațială a atomilor depuși pe interfața nanosistemelor – structura și morfologia lor în Capitolul 4.

2.5. Concluzii la Capitolul 2.

1. În urma imprimării designului specializat pe structurile stratificate (12 locuri de contact independente) a fost posibil de efectuat o gamă largă de măsurători pe una și aceeași structură supraconductor/feromagnet.
2. Datorită încapsulării cu un strat de 10 nm de Si amorf a structurilor stratificate, este posibil înlăturarea acțiunilor atmosferice după ce probele sunt scoase din de sub vid.
3. Joncțiunile Josephson au fost realizate cu ajutorul FIB – lui (Focused Ion Beam).
4. În urma optimizării parametrilor tehnologici de depunere magnetron s – a reușit depunerea de nanostructuri cu interfețele atomar netede, într – un singur ciclu de vid, în atmosferă de Ar.
5. Analiza interfețelor structurilor supraconductor/feromagnetic prin raze X a arătat calitatea înaltă a interfețelor și rugozitatea de până la 0,3 nm.

3. SUPRACONDUCTIBILITEA NEUNIFORMĂ: STAREA LARKIN – OVCHINNIKOV – FULDE – FERRELL (LOFF) ÎN FEROMAGNETIC.

3.1 Efectul proximiti supraconductor/feromagnetic cu pătrunderea supraconductibilității singlete în metalul feromagnetic.

În decursul mai multor zeci de ani, începând cu lucrările lui Ghinzburg V. L [19], și până în zilele noastre, problema coexistenței supraconductibilității și feromagnetismului – două ordine spațiale diferite, rămâne actuală și studiată amănunțit. După câte știm supraconductibilitatea și feromagnetismul nu pot exista în unul și același material omogen. Apariția **supraconductibilității singlete** după teoria BCS, ne vorbește că perechile Cooper sunt alcătuite din electroni de conducție cu spinii antiparaleli. Feromagnetismul însă, schimbă orientarea spinilor electronilor în așa fel încât ei să fie toți paraleli între ei. În anul 1964, Larkin A. I. și Ovchinnikov N. I, [20], și independent de ei, Fulde P și Ferrell R [21], au propus apariția stării supraconductibile neomogene în feromagnetic, care se deosebește de teoria standardă BCS. În starea respectivă momentul perechilor Cooper nu este egal cu zero, fiindcă vectorii: \mathbf{k}_\uparrow și $-\mathbf{k}_\downarrow$ au direcții opuse și mărimi absolute diferite. În teoria FFLO se arată că odată cu apariția câmpului de schimb – de obicei impurități feromagnetice în metale, există probabilitatea apariției trecerii de fază de ordinul I, așa zisa stare – pereche destrămată în teoria BCS, unde perechile au impulsul diferit de zero. Când mărim acest câmp de schimb, are loc trecerea de fază II din starea – destrămată, în stare normală cu impulsul mărit al perechii Cooper. În așa fel formarea perechilor Cooper cu energia electronilor la nivelul Fermi și spinii antiparaleli este posibilă doar dacă impulsul perechii formate este nenul. Feromagnetici sunt materiale care posedă magnetizare spontană, chiar și în absența unui câmp magnetic exterior. Metalul feromagnetic este considerat ca un cristal în nodurile căreia se află ionii ce au spinul s sau momentele magnetice antrenate într – o singură direcție. În așa cristale sunt spini nelocalizați ai electronilor de conducție – σ . Între spinii electronilor de conducție σ și spini localizați s există interacțiunea de schimb: $H = -J_{sd}(S\sigma)$, dacă $J_{sd} > 0$, atunci interacțiunea de schimb tinde să orienteze spinii electronilor de conducție în aceeași direcție cu spinii electronilor localizați, care servește ca manifestare a caracterului feromagnetic. Dacă $J_{sd} < 0$, în sens opus și se manifestă caracterul antiferomagnetic.

Într – un feromagnet interacțiunea de schimb între momentele magnetice ale atomilor vecini îi orientează într – o anumită direcție. Această interacțiune de schimb între momentele magnetice ale atomilor E_{exc} acționează deasemeni asupra spinilor electronilor – momente

magnetice proprii ale electronilor de conducție. Evident că spinii electronilor orientați paralel câmpului de schimb au un „câștig electronic” cu mărimea E_{exc} față de electronii cu spinii antiparaleli, deci în banda de conducție are loc despicierea datorită interacțiunii de schimb iar banda este deplasată de – a lungul axei energetice în două subzone: „majoritari” și „minoritari” care au același nivel Fermi, figura 3.1:

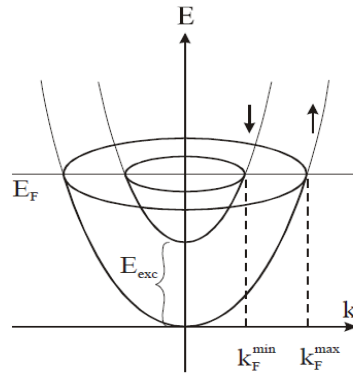


Fig. 3.1. Divizarea după spinii a zonei de conducție în feromagnetic.

După cum se vede, dacă acceptăm formarea perechii Cooper într – un astfel de feromagnetic atunci această formațiune este foarte neobișnuită, și anume: impulsul total va fi:

$$\Delta k_F = k^{\max} - k^{\min}, \Delta \neq 0, \quad (3.1)$$

adică diferit de zero. Din păcate în teorie se impune strict restricția asupra mărimii energiei de schimb:

$$0,71\Delta_0 < E_{exc} < 0,76\Delta_0, \quad (3.2)$$

unde Δ_0 – lățimea benzii de conducție. Condiție aproape imposibilă când se utilizează materialele feromagnetice cunoscute, având în vedere mărimea benzii supraconductoare $\Delta_0 \sim 1-10$ meV, când interacțiunea de schimb la feromagnetici este cu 2 – 3 ordine mai mari: $E_{exc} = 0,1-1$ eV. În cazul în care realizăm un contact: supraconductor/feromagnet, perechile Cooper pătrund din stratul supraconductor prin granița S/F în feromagnetic și în acest caz amplitudinea perechii ξ_F în stratul feromagnetic care se află în contact electric cu stratul de supraconductor, oscilează pe distanța de coerență a feromagnetului:

$$\xi_M = \sqrt{\frac{4\pi D_M}{I}} \approx 1,6\sqrt{l_F \xi_F} ; \xi_F = \frac{\hbar v_F}{2I} ; D_M = \frac{1}{3} v_F l_F , \quad (3.3)$$

în acest caz amplitudinea funcției pare (concentrația perechilor Cooper) descrește pe distanța de relaxare l_F (în cazul stratului feromagnetic curat: $l_F > \xi_F$).

Cu cât este mai mare grosimea feromagneticului d_f cu atât mai mult trebuie să fie atenuat efectul de supraconductibilitate în așa structură. În experimente însă foarte des se observă o dependență nemonotonă și chiar oscilatorie a temperaturii critice de grosimea stratului feromagnetic. Mai mult ca atât analiza experimentelor cu structuri S/F vorbesc despre diferența calitativă a comportamentului dependenței temperaturii critice T_C de grosimea straturilor de feromagnetic d_f pentru unele și aceleași structuri S/F. În parte dacă în unele experimente cu structuri Fe/V și Gd/Nb, scăderea bruscă a temperaturii critice odată cu creșterea grosimii stratului de feromagnet se schimbă cu ieșirea la platou, păi în alte experimente cu aceleași structuri [22, 23] ieșirea la platou era înlocuită cu comportamentul oscilatoriu al temperaturii critice $T_C(d_f)$.

În primul rând în lucrările teoretice cu structuri S/F oscilațiile posibile a temperaturii critice când se modifică grosimea stratului de feromagnetic d_f se lega de apariția fazei $-\pi$ supraconductibilă [24]. Dacă sunt mai multe straturi S – supraconductoare despărțite de straturi feromagnetice este posibilă schimbarea fazei parametrului de ordine de la strat la strat. Dacă faza supraconductibilă a parametrului de ordine se schimbă în faza π atunci are loc schimbul semnului parametrului de ordine și acest tip de supraconductibilitate în multistraturi se numește π – fază. Când se schimbă grosimea stratului de feromagnetic poate avea loc trecerea din faza supraconductibilă 0 în faza $-\pi$, dar atunci are loc schimbul nemonoton a temperaturii critice față de grosimea feromagneticului (oscilații). Însă oscilații a temperaturii critice s – a observat și în structuri tristrat cum ar fi : Fe/Nb/Fe [25, 26] și Fe/Pb/Fe [27] , unde faza π supraconductoare în principiu nu poate fi. Explicația acestui fapt a avut necesitate de dezvoltarea de mai departe a teoriei.

Supraconductibilitatea în structurile S/F este combinație de contopire după tipul BCS în straturile de supraconductor și după tipul LOFF în straturile de feromagnetic. După cum s – a arătat această stare aduce la dependența oscilatorie a $T_C(d_f)$ când avem o transparență înaltă a contactului, dar când transparența este medie dependența $T_C(d_f)$ poate avea forma monotonă alungită. Structurile S/F sunt caracterizate de stratul supraconductor cu doi parametri:

1. lungimea de coerență ξ_S

2. parcursul liber l_S .

În plus proba mai este caracterizată și de grosimea stratului supraconductor d_S și a feromagneticului d_F . Granița S/F este caracterizată și de coeficientul de transparență. Specificul structurilor S/F este că straturile de feromagnet F nu sunt transparente pentru electronii de conducție al straturilor S. Din această cauză asupra straturilor supraconductive acționează doar interacțiunea de schimb a spinilor localizați, care se află la granița S/F. Din punct de vedere fizic existența câmpului interior, provocând scindarea BCS în densitatea stărilor S/F și ieșirea la saturație în câmp magnetic se poate de explicat cu orientarea magnetică neomogenă indusă în stratul de feromagnet de către stratul de supraconductor. În afară de asta, diminuarea slabă a supraconductibilității găsită în superlatticea EuO/V, se poate interpreta în termeni de construcție a supraconductibilității și a magnetismului. În figura 3.2 avem prezentată funcția de undă într – o structură S/F:

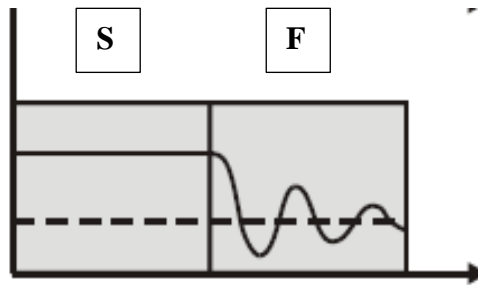


Fig. 3.2. Funcția de undă ale perechilor Cooper într – o structură S/F.

În structura supraconductor/feromagnetic, avem starea supraconductibilă omogenă cu amplitudinea pară omogenă în stratul supraconductor și descreșterea monotonă a amplitudinii pare în stratul de feromagnetic, $F_S \sim \cos(D_F k_F x)$ – S/F – efectul de proximitate.

În relațiile Uzadel pentru feromagnetici:

$$\left[\hbar|\omega| \pm iI - \frac{\hbar D_M d^2}{2dx^2} \right] \pm F_F(x, \omega) = 0, \quad (3.4)$$

prima parte este egală cu zero din cauză că banda energetică în feromagnetic $\Delta_F = 0$. Important de menționat că amplituda pară poate să nu fie egală cu zero, din cauza că perechile Cooper pot traversa în volumul metal – feromagnetic din supraconductorul care se află în contactul electric – efect de proximitate. În relația Uzadel pentru feromagnetici, membrul fonic $\hbar|\omega|$ –

care este energia termică, $s - a$ iscat un membru imaginar $\pm i l$ – proporțional energiei câmpului de schimb $2I = E_{exc}$, ceea ce duce la oscilația spațială a amplitudinii pare, și ca rezultat la oscilația spațială a temperaturii critice T_C în stratul de feromagnetic. Această presupunere a stimulat intensiv cercetarea structurilor artificiale S/F într – o serie de lucrări, autorii cărora $s - a$ au străduit să găsească și să cerceteze oscilația temperaturii critice T_C , ca manifestare a stării LOFF. Oscilațiile amortizate a parametrului de stare pot provoca la fel oscilația densității de stare a electronilor în stratul de feromagnet aflându-se în contact cu stratul de supraconductor, ceea ce se putea nemijlocit de cercetat prin metoda microscopiei microcontact – instrument efectiv în cercetarea stărilor de densitate.

Interesul sporit al cercetărilor asupra structurilor supraconductoare se explică prin caracterul antagonist a două tipuri de repartiții – supraconductibilității singlete și a feromagnetismului. Trăirea lor împreună rar se întâlnește în compuși volumici în natură – supraconductori magnetici cu momente magnetice localizate; în schimb ușor se poate de realizat în urma efectului proximiti, în structuri unde contactează straturi supraconductoare și feromagnetice. Întrădevar, deja în experimentul Meisner, supraconductibilitatea era fixată în unele structuri [28]. Studiul sistematic al structurilor S/F se realizează în lucrarea [29]. În această lucrare curbele $T_C(d_s)$ a structurilor Pb/Fe, Pb/Gd, Pb/Ni au fost analizate în baza teoriei a efectului proximiti De Gennes –Verthamer în care $s - a$ luat în calcul schimbul împrăștierei perechilor Cooper pe momentele magnetice haotic orientate [30]. Din motiv că dependențele experimentale și cele teoretice coincideau $s - a$ putut exclama, că , în primul rând, în stratul de feromagnetic F se induce condensatul supraconductibil și în al doilea rând – interacțiunea de schimb este factorul principal în diminuarea supraconductibilității în structura S/F – perechile Cooper alcătuite din electroni cu spini opuși, interacțiunea de schimb în feromagnetic se străduie să reorienteze spinii electronilor într – o singură direcție adică paralel. Faptul existenței supraconductibilității si feromagnetismului a fost confirmat în lucrările [31, 32]. Cel mai important rezultat al lucrării [33] – este dependența nemonotonă a temperaturii critice de grosimea stratului de feromagnetic. După cum $s - a$ arătat ca urmare acest fapt este apariția următoarei proprietăți fundamentale – interacțiunea de schimb, exprimă nu numai diminuarea puternică a condensării funcției de undă în adâncul feromagneticului dar și a oscilației ei. În rezultat starea supraconductibilă a structurii S/F se poate realiza în dependență de geometria și parametrii microscopici a celor două stări: 0 – starea și π – stare pentru structurile S/F/S care au suprafețe de simetrie paralele straturilor, 0 – stării îi corespunde simetria funcției de undă fără zerouri; stării $-\pi$ – funcția de undă asimetrică. Era de așteptat că în cazul straturilor feromagnetice, magnetic neomogene interacțiunea de schimb poate

să inițieze stări triplete de supraconductibilitate, ceea ce a fost depistat în structurile S/F de mai departe. Posibilitatea realizării 0 și π stărilor a fost prezisă pentru structurile S/F/S ce îndeplinesc condițiile diapazonului balistic, stările 0 – și π – trebuie să găsească oscilațiile curentului critic I_c ca funcție de grosimea stratului de feromagnetic d_f . În afară de efectele de oscilație în structurile S/F sau observat fenomene datorită neomogenităților magnetice microscopice a straturilor de feromagnetic. Dacă direcția vectorului de magnetizare se schimbă într – un strat de feromagnetic F (ceea ce este legat de existența domnelor mari), sau direcției vectorului interacțiunii de schimb E_{exc} se schimbă de la strat F la strat F, atunci nemijlocit apar componente triplete a condensatului supraconductor; excepție este cazul vectorilor antiparaleli a interacțiunii de schimb. Cazul vectorilor antiparaleli a interacțiunii de schimb în straturile de F/S/F a fost cercetat în lucrările lui L. R. Taghiev și A. I. Buzdin și alții. Efectul teoretic obținut – „ valvă de spin” (spin – valve effect), $\Delta T_{P,AP} = T_{AP} - T_P > 0$; T_{AP}, T_P – temperaturile critice a structurii cu orientarea straturilor paralele și antiparalele a interacțiunii de schimb E_{exc} în straturile de feromagnet, s – a dovedit a fi foarte mic, dar necătând la asta, a fost găsite în experimentele cu structura CuNi/Nb/CuNi, ($\Delta T_{P,AP} \sim 6 \mu K$). A fost demonstrat faptul că efectul valvă de spin se realizează și la structurile Pb/Nb. Straturile mai complicate ca de exemplu F/S/F'/S', cu vectorii antiparaleli ai interacțiunii de schimb în straturile F și F' au fost cercetate în lucrările [34, 35]. Din cauză că în structurile respective sunt posibile o varietate mare de stări ele se prezintă a fi de perspectivă.

Schimbul reciproc al orientării vectorilor interacțiunii de schimb din paralel în antiparalel are ca urmare nu numai schimbarea temperaturii critice, dar și a curentului critic I_c . În acest caz curentul critic al structurii S/F/I/F/S poate fi mărit considerabil [36]. La acest rezultat au ajuns autorii altei lucrări, privind doi supraconductori masivi cu straturi subțiri de feromagnet și cu strat d – dielectric în alte două cazuri, transparență înaltă a interfeței și respectiv slabă. În lucrările lui Bergheret – Volcov – Efetov – Golubov se arată că componenta tripletă se realizează în structurile S/F. În calitate de exemplu a fost revizuită structura S/F/S cu neregularități magnetice locale în preajma interfeței S/F, în structura multistrat vectorii interacțiunii de schimb erau necolineari în straturi diferite de feromagnetici. Ca urmare s – a dovedit că componenta singletă și tripletă din aceeași ordine sunt aproape de granița S/F; concomitent două componente triplete ($\uparrow\uparrow$ și $\downarrow\downarrow$) a condensatului supraconductor difundează în feromagnetic la distanța caracteristică:

$$\xi_F = \sqrt{\frac{D_F}{2\pi T_c}}, \quad (3.5)$$

ca și în metalul normal, ceea ce este mai mult decât lungimea caracteristică de atenuare:

$$\zeta_F = \sqrt{\frac{D_F}{E_{exc}}}, \quad (3.6)$$

a componenteii singlete, figura 3.3:

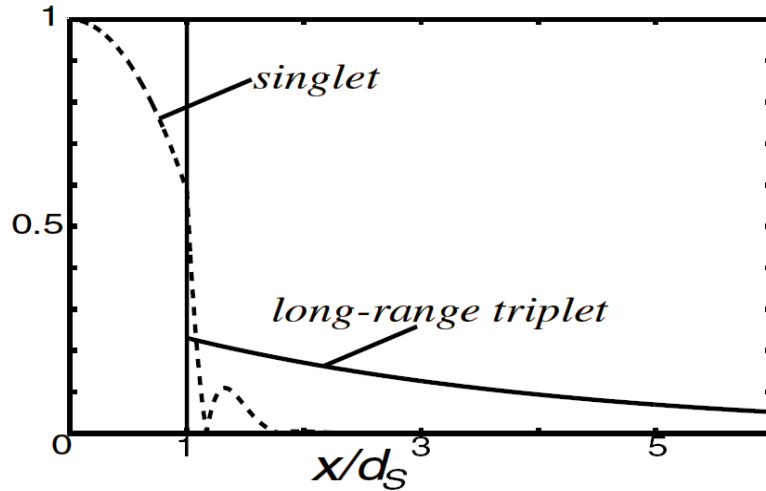


Fig. 3.3. Penetrarea perechii de electroni singlete si triplete din supraconductor în feromagnet.

Asta se explică simplu – perechea de electroni supraconductibilă cu spinii paraleli nu se deteriorează de interacțiunea de schimb. În corelație cu calculele când grosimile straturilor de feromagnet: $\zeta_F \ll d_f \ll \xi_F$ componenta tripletă se regăsește cu curentul critic anomal de mare, atinge maximumul când vectorii interacțiunii de schimb în feromagneți sunt ortogonali (perpendiculari). Acest lucru poate servi drept explicație pentru creșterea semnificativă a conductivității la temperature joase.

Când un curent suficient de slab trece prin bariera dintre doi supraconductori, numită joncțiune Josephson, nu există tensiune la contact. Acest curent este numit – curent Josephson. Datorită perechilor Cooper, în timp ce trec printr – un strat de feromagnetic nu degradează complet și are loc efectul DC Josephson – unde există o singură funcție de undă în sistemul supraconductor care poate fi considerată rezultatul interferenței funcțiilor de undă din ambii supraconductori (în cazul structurilor S/F/S, spre exemplu). În regiunea interstratului feromagnetic, curenții coerenți care sunt emanați de la ambii supraconductori vor interfera, prin urmare, curentul rezultat este proporțional cu sinusul diferenței de fază:

$$\varphi = \theta_1 - \theta_2 \quad (3.7)$$

Care poate fi prezentată ca o funcție sinus, unde supracurentul este:

$$I_s = I_c \sin \varphi, \quad (3.8)$$

unde I_c este curentul critic. Dacă curentul care a trecut prin contactul S/F/S crește, atingând o anumită valoare I_c , tensiunea ia naștere în contact și pe lângă componenta constantă (DC) va avea o componentă variabilă (AC) oscilând cu frecvență unghiulară ω :

$$\hbar\omega = 2eV \quad (3.9)$$

Relația 3.9 mai este numită efectul netaționar Josephson. Curentul critic I_c depinde de proprietățile structurii S/F/S, temperatură și câmp magnetic și constă din curentul creat de electroni supraconductori (n_s) și curentul creat electroni normali (n_n). Acesta este efectul AC Josephson. Relația 3.9 este cea mai simplă relație curent – fază pentru a descrierea joncțiunilor Josephson obișnuite. Dacă $I_s = 0$ diferența de fază va fi $\varphi = 0$ iar dacă direcția unui flux de supracurent s – a schimbat, diferența de fază trebuie să – și modifice semnul $I_s(\varphi) = -I_s(-\varphi)$. O particulă trece printr – o barieră (de exemplu, un strat dielectric) pe care, conform legilor clasice, nu o poate depăși, deoarece energia sa cinetică este insuficientă. Deși ar putea exista cu energia sa cinetică în regiunea din spatele barierei. Dar, conform mecanicii cuantice, trecerea unei bariere este posibilă. Dacă stratul, între doi supraconductori, este suficient de subțire, atunci există o probabilitatea de penetrare a acestora prin tunelul cuantic. Chiar dacă coeficientul de transmisie al barierei este mic, acesta este diferit de zero, atunci ambii supraconductori devin un singur sistem, descris de o funcție de undă Ψ . Când toți electronii dintr – un supraconductor au aceeași fază și când un contact tunel este format din doi supraconductori diferiți, un curent v – a curge printr – un astfel de contact fără nicio tensiune aplicată – efect numit efectul staționar Josephson. O supapă de spin Josephson poate fi urmărită în fig. 3.4:

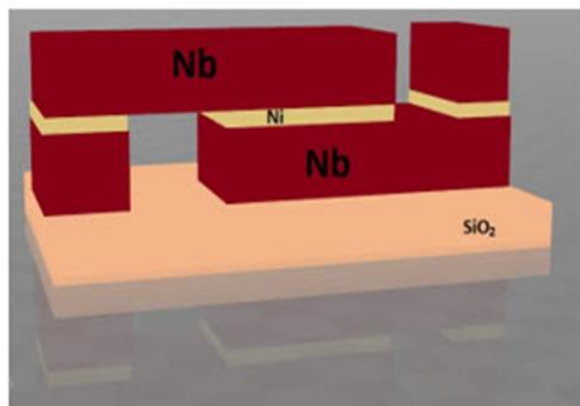


Fig. 3.4. Structura Josephson.

Componenta spin – tripletă poate fi cauzată în structuri feromagnetice multistrat cu stări magnetice necoliniare, astfel încât ar putea fi creată controlabil în supape de spin mono – domeniu. De obicei pentru generarea curentului spin – triplet este necesar ca într-o structură $F_1/S/F_2$ straturile $F_1 \neq F_2$, adică structura este asimetrică în raport cu grosimile nanostraturilor de feromagnetic, deoarece în acest caz curentul triplet este a doua armonică în raport cu diferența de fază. Câmpul coercitiv diferit ($F_1 \neq F_2$) este necesar pentru reglarea controlabilă a unghiului de magnetizare relativ între F_1 și F_2 . Supracurentul prin supapa de spin și starea magnetică depind de forma și dimensiunile, de structura domeniilor magnetice și de cuantizarea fluxului. În supapele de spin cu monodomenii mici, curentul triplet are un maxim dublu diferit în modulația $I_c(H)$. Dar la dispozitivele mari această caracteristică dispare din cauza apariției domeniilor și a cuantizării fluxului. Acesta este ceea ce distinge supapele de spin Josephson de contactele Josephson care are întotdeauna modulație Fraunhofer $I_c(H)$.

3.2 Lucrările de pionerat Efetov–Volkov–Bergeret–Golubov, cu prezicerea posibilității apariției supraconductibilității triplete neuniforme în structurile supraconductor/feromagnetic.

De la dezvoltarea teoriei BCS a supraconductibilității în 1957, un singur tip de supraconductibilitate a fost observat în experimente. Acest tip se caracterizează prin împerecherea în unde s între electronii cu orientări opuse ale spinului datorită interacțiunii electron – fonon. Supraconductibilitatea respectivă este numită **convențională** deoarece este observată în majoritatea supraconductorilor cu temperatura critică sub 20 K, supraconductorii de joasă temperatură. În 1986 s – a depistat un material compus – $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, care este un supraconductor cu o temperatură critică de 30 K. În prezent, au fost descoperiți mai mulți cuprați cu temperaturi critice peste temperatura azotului lichid. Acești supraconductorii, la fel ca și supraconductorii obișnuiți, posedă în general simetria undelor d și, la fel ca și supraconductorii obișnuiți, se află în stare singletă. Diferența dintre împerecherea s și d se datorează unei dependențe diferite a parametrului de ordine față de momentul Fermi $\mathbf{p}_F = \hbar\mathbf{k}_F$. La supraconductorii obișnuiți izotropi, \mathbf{k} este practic o mărime independentă. În cazul supraconductorilor anizotropi, Δ depinde de direcția lui \mathbf{k}_F , dar nu își schimbă semnul în funcție de orientarea momentului \mathbf{k}_F în spațiu. În cazul supraconductorilor cu T_c mare, unde are loc împerecherea undelor d , parametrul de ordine $\Delta(\mathbf{k}_F)$ își schimbă semnul în anumite puncte de pe suprafața Fermi. Supraconductibilitatea spin – tripletă a fost descoperită în materiale cu corelații electronice puternice – în compuși intermetalici cu fermioni grei și în materiale organice. Datorită faptului că funcția de condensare $\langle \psi_\alpha(r, t)\psi_\beta(r', t') \rangle$ trebuie să fie o funcție impară în ceea ce privește permutările: $\alpha \leftrightarrow \beta$ și $r \leftrightarrow r'$, când $t = t'$, funcția de undă tripletă a perechii Cooper trebuie să fie o funcție impară a momentului orbital, adică momentul unghiular orbital L este un număr impar: $L=1$ (undă p), 3, etc. Astfel, condensatul supraconductor este sensibil la prezența impurităților. Numai condensatul singlet cu unda s ($L = 0$) nu este sensibil la împrăștierea de către impuritățile nemagnetice, conform teoremei lui Anderson. Pe de altă parte, condensatul de undă p în materialul impur este suprimat de impurități, respectiv parametrul de ordine $\Delta_{\alpha\beta} = \sum_{\mathbf{k}} \Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_F) \sim \langle \psi_\alpha(r, t)\psi_\beta(r', t) \rangle_{\mathbf{k}}$, este suprimat de impurități (Larkin, 1965). Pentru a observa supraconductibilitatea tripletă de undă p este necesar să se utilizeze probe din materiale pure. La prima vedere, este imposibil de evitat acest fapt și nu există nicio speranță de a observa supraconductibilitatea neconvențională în materiale impure. Cu toate acestea, există o altă posibilitate non – trivială de împerechere tripletă. Principiul lui Pauli impune constrângeri asupra funcției de corelație: $\langle \psi_\alpha(r, t)\psi_\beta(r', t) \rangle_{\mathbf{k}}$, pentru timpi egali. În lucrările teoretice recente s – a constatat că starea supraconductoră poate fi indusă în sistemele S/F convenționale datorită

efectului de proximitate [37]. Se cunoaște că curentul critic în structurile S/F este amortizat foarte rapid odată cu creșterea grosimii stratului feromagnetic. Totuși, este posibil și un alt efect în care se poate genera o componentă tripletă a condensatului supraconductor și anume într – o structură hibridă SF'FF''S, cu momente magnetice necolineare diferite în straturile de feromagneți. Această componentă poate pătrunde în straturile feromagnetice ca într – un metal obișnuit, ceea ce duce la valori mari ale curentului critic. Astfel de structuri pot fi folosite pentru a detecta și manipula componenta tripletă a condensatului supraconductor. În unele structuri S/F, tipul de supraconductibilitate diferă în direcții diferite și anume: pe direcția longitudinală, supraconductibilitatea în plan se datorează în principal componente singlete, în timp ce pe direcția transversală componenta tripletă este principalul contribuitor la supraconductibilitate. Efectul cel mai pronunțat al interacțiunii dintre supraconductibilitate și feromagnetism este suprimarea primului de către cel de – al doilea, este posibil și efectul invers. Clar că feromagnetismul slab trebuie să fie puternic influențat de supraconductibilitate, iar această situație este realizată în magnetosupraconductori de către (Bulaevskii et al., 1985). De obicei feromagnetismul puternic obișnuit în sistemele S/F poate fi, de asemenea, afectat semnificativ de supraconductibilitate. Acest lucru se poate întâmpla cu condiția că grosimea stratului feromagnetic să fie suficient de mică. În acest caz, poate fi mai favorabil din punct de vedere energetic ca momentele magnetice să se rotească în spațiu decât să distrugă supraconductibilitatea. Dacă perioada unor astfel de oscilații este mai mică decât dimensiunea perechilor Cooper ξ_S , efectul magnetismului asupra supraconductorului devine foarte mic și supraconductibilitatea este păstrată. Un alt fenomen neașteptat, efectul de proximitate inversă – se pare că condensatul supraconductibil poate nu numai să pătrundă în feromagneți, ci și să inducă un moment magnetic în supraconductorul aflat în contact cu feromagneții. Acest efect are o explicație foarte simplă. Există posibilitatea ca unii dintre electronii perechilor Cooper să pătrundă în feromagnet, iar spinul lor să tindă să fie paralel cu momentul magnetic. În același timp, spinul celui de-al doilea electron al perechii Cooper ar trebui să fie opus celui dintâi. Ca urmare, în supraconductor este indus un moment magnetic cu o direcție opusă momentului magnetic din feromagnet la o distanță egală cu lungimea de coerență supraconductoare ξ_S . În principiu, momentul magnetic total poate fi complet ecranat de către supraconductor. În mod formal, apariția momentului magnetic în supraconductor se datorează componente triplete a condensatului, care este indusă în feromagnetul F și pătrunde în supraconductorul S. Este important de remarcat că acest efect ar trebui să dispară dacă supraconductibilitatea este distrusă, de exemplu prin încălzire, ceea ce oferă o oportunitate de a observa efectul. În plus față de efectul Meissner, acesta este un alt mecanism de ecranare a câmpului magnetic de către supraconductibilitate. Spre deosebire de efectul Meissner, în care

ecranarea are loc din cauza mișcării orbitale a electronilor, aici este vorba de ecranarea prin spin. Chiar și în cazul unei magnetizări omogene, componenta tripletă cu proiecția $S_z = 0$ apare în structura S/F. Acest fapt a fost trecut cu vederea în multe lucrări și a fost observat pentru prima dată de Bergeret et al., (2003). Această componentă, la fel ca și cea singletă, pătrunde în feromagnetic pe o distanță scurtă ξ_f , deoarece este formată din mediile a doi operatori cu spini opuși $\langle \psi_\uparrow \psi_\downarrow \rangle$ și este puternic suprimată de câmpul de schimb. Componenta tripletă cu proiecții $S_z = \pm 1$ pe direcția câmpului rezultă cu proprietăți mai interesante ale sistemului, deoarece nu este suprimată de interacțiunea de schimb. Prezența unui câmp de schimb conduce la formarea componentei triplete a funcției de condensare. Într-un câmp de schimb omogen, este indusă doar componenta cu proiecția $S_z = 0$ (componenta singletă).

Efectul proximiti gigant în feromagnet se datorează excitației condensatului spin-triplet ($\uparrow\uparrow$) și ($\downarrow\downarrow$), format din electroni cu proiecții paralele a spinilor. Aceste corelări triplete nu sunt distruse de câmpul de schimb, însă corelările singlete sunt atenuate puternic de feromagnet la distanța $L_p(L_d) \sim \xi_N \gg \xi_h(\xi_f)$ de la granița F/S ca în metalul normal. Comportamentul respectiv duce la „efectul de distanță” – răspândirea corelațiilor supraconductibile la distanțe anormale în structurile hibride S/F, de obicei >10 nm. Important în efectul de distanță se află mecanismul de conversie a perechilor Cooper ($\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$) – formate în supraconductor, în perechi triplete ($\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$), ($\uparrow\uparrow$) și ($\downarrow\downarrow$) în feromagnet. Condiția generării perechilor triplete cu spinii paraleli: $f = f_s + \mathbf{f}_t \hat{\sigma}$ – funcția anomală Green, unde: f_s – amplitudinea componentei singlete, vectorul \mathbf{f}_t descrie componenta triplet, iar $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – vectorul matricii Pauli. Componenta vectorului \mathbf{f}_t , paralelă cu magnetizarea \mathbf{M} , descrie componenta tripletă ($\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$) cu proiecția sumară a spinului pe axa de cuantificare și se atenuiază în feromagnet la aceeași maștab – $\xi_{h,f}$ ca și componenta singletă – f_s . Componentele triplete cu rază lungă de acțiune și proiecția spinului ± 1 , apar dacă vectorul \mathbf{f}_t este necolinar cu magnetizarea \mathbf{M} , dar pentru o generare eficientă optimală este neomogenitatea câmpului de schimb cu o scală spațială caracteristică – $\xi_{h,f}$.

Nanostructurile hibride multistrat supraconductor/feromagnetic sunt un nou tip de elemente electronice cuantice – spintronica bazată pe transportul de spin al electronilor. Spre deosebire de electronica convențională, spintronica folosește nu numai transferul de sarcină, ci și spinul electronilor în corpul solid, soluționând astfel problema transportului și înregistrării informației [38–44]. Pe baza elementelor non – disipative ale spintronicii, este posibil să se creeze noi dispozitive de nanoelectronică supraconductoare, consumând un minim de energie și având o viteză mare de funcționare [45–50].

Un tip de nanostructuri magnetice cu un potențial larg de utilizare este supapa de spin [51,52], constând din mai multe pelicule magnetice separate de stratul magnetorezistiv. Datorită interacțiunii de schimb cu nanofilmul adiacent antiferomagnetic, unul dintre straturi are o magnetizare constantă. Pentru cel de – al doilea nanofilm, direcția magnetizării poate fi controlată de un câmp magnetic extern. Legătura slabă a straturilor feromagnetice determină restructurarea configurației momentelor magnetice a acestor materiale în câmpuri magnetice cu putere redusă și comută supapa de spin de la starea cu rezistență ridicată la cea scăzută. Când se folosește o peliculă supraconductibilă ca strat intermediar magnetorezistiv, se obține o supapă de spin supraconductibilă. Mai mult, este asigurată o sensibilitate ridicată a acestor structuri la o comutare a câmpului magnetic și consumul de energie este redus semnificativ din cauza absenței disipării într-o astfel de supapă în starea normală (supraconductibilă). Practica arată că crearea de nanostructuri multistrat superconductor/feromagnet cu proprietățile necesare este un proces extraordinar de complex, prin urmare, în mod obișnuit, nu este posibil să se creeze un nanosistem „ideal”.

Rezumăm proprietățile acestui nou tip de supraconductibilitate despre care vorbim ca supraconductibilitate impară tripletă:

- conține componenta tripletă – în special acele componente cu proiecție $S_z = \pm 1$ pe direcție ale câmpului sunt insensibile la prezența unui câmp de schimb și, prin urmare, apar efecte de proximitate pe distanță lungă în structurile S/F.
- în limita murdară, are o simetrie de undă s. Funcția de condensare este uniformă și, prin urmare, spre deosebire de alți supraconductori neconvenționali, nu este distrusă de prezența impurităților magnetice.
- funcția de condensare tripletă este impară ca frecvență.

3.3 Detectarea experimentală a supraconductibilității triplete și a efectului valvă de spin triplet.

Competiția dintre feromagnetism și supraconductibilitatea spin – singletă duce la o varietate de fenomene interesante, inclusiv la posibila generare a frecvenței impare, parametrul de ordine spin – triplet [53–55]. În ultimii ani, această stare exotică a fost studiată pe larg atât teoretic [56–69] cât și experimental [70–87] în diverse heterostructuri supraconductor/feromagnet (S/F). Acest fenomen poate fi folosit pentru crearea noilor dispozitive supraconductoare, în care supracurentul (I_c) este determinat și controlat de starea magnetică a heterostructurii, adică de către orientarea relativă a magnetizărilor în mai multe straturi F [70, 71, 74, 75, 77–87]. Situația este complicată de o varietate de fenomene coexistente: **(a)** atât curenții singletă, cât și curenții tripleți pot circula prin heterostructuri S/F [64], **(b)** supracurentul depinde puternic de structura de domeniu de obicei necunoscută în F [75, 82, 88] și de cuantificarea fluxului în S [89, 90], ambele influențate de dimensiunea și geometria heterostructurii, **(c)** supracurentul spin–triplet apare numai în starea magnetică necolinară [57, 61–64]. Prin urmare, utilizarea acestui fenomen pentru aplicațiile dispozitivelor necesită determinarea și controlul precis al stării micromagnetice a dispozitivelor la scară micro sau nanometrică. Un control similar este necesar pentru operațiunile unui număr mare de dispozitive spintronice supraconductoare, inclusiv elemente de memorie și supape de spin [74,81,86, 91–95]. Figura 3.5(c) prezintă o simulare numerică a supraconducției parametrului de ordine, Δ , într – o heterostructură S/F. Asta oferă o înțelegere calitativă a modulării efectului de proximitate în heterostructuri în stările P (roșu) și AP (albastru). Un strat S inferior gros, Nb (50 nm), acționează ca un rezervor de perechi Cooper și este doar modest afectat de orientarea magnetică a stratului F. Cu toate acestea, distanțierile S' subțiri, Nb (6 și 8 nm), cu o grosime comparabilă cu lungimea coerenței supraconductoare, $\xi_S \approx 10$ nm, sunt puternic afectate. Supraconductibilitatea în straturile S' este mai puternică în starea AP și este aproape stinsă în stratul S' cel mai îndepărtat în starea P. Acest lucru este cauzat de influențele subtractive (în starea AP) și aditive (în starea P) ale câmpului de schimb din straturile feromagnetice – F vecine, care sunt dăunătoare ordinii spin – singlete în S' [53–60]. Simulările din fig. 3.5(c) demonstrează reglabilitatea supraconductibilității în astfel de structuri S/F prin schimbarea stării magnetice. Din cauza stratului S inferior, există un gradient Δ în straturile S', ceea ce implică faptul că straturile S' au proprietăți supraconductoare diferite. În toate cazurile, câmpul magnetic este aplicat paralel cu filmul plan ca în fig. 3.5(a). Geometria multiterminală a probelor permite utilizarea simultană a patru sonde măsurătoare la diferite segmente ale probei în ambele direcțiile longitudinale, R_{xx} , R_{xy} . Când curentul este trimis prin podul vertical central, după cum este schițat în fig. 3.5(a), măsurătorile corespund orientării de magnetizare în direcția părții lungi a liniei verticale.

Alternativ, putem trimite curent prin punțile orizontale, ceea ce corespunde orientării de magnetizare perpendiculară pe latura lungă a punții. În acest din urmă caz, rezistența întregului electrod este măsurată cu patru sonde – mod în care se utilizează două fire legate de fiecare contact.

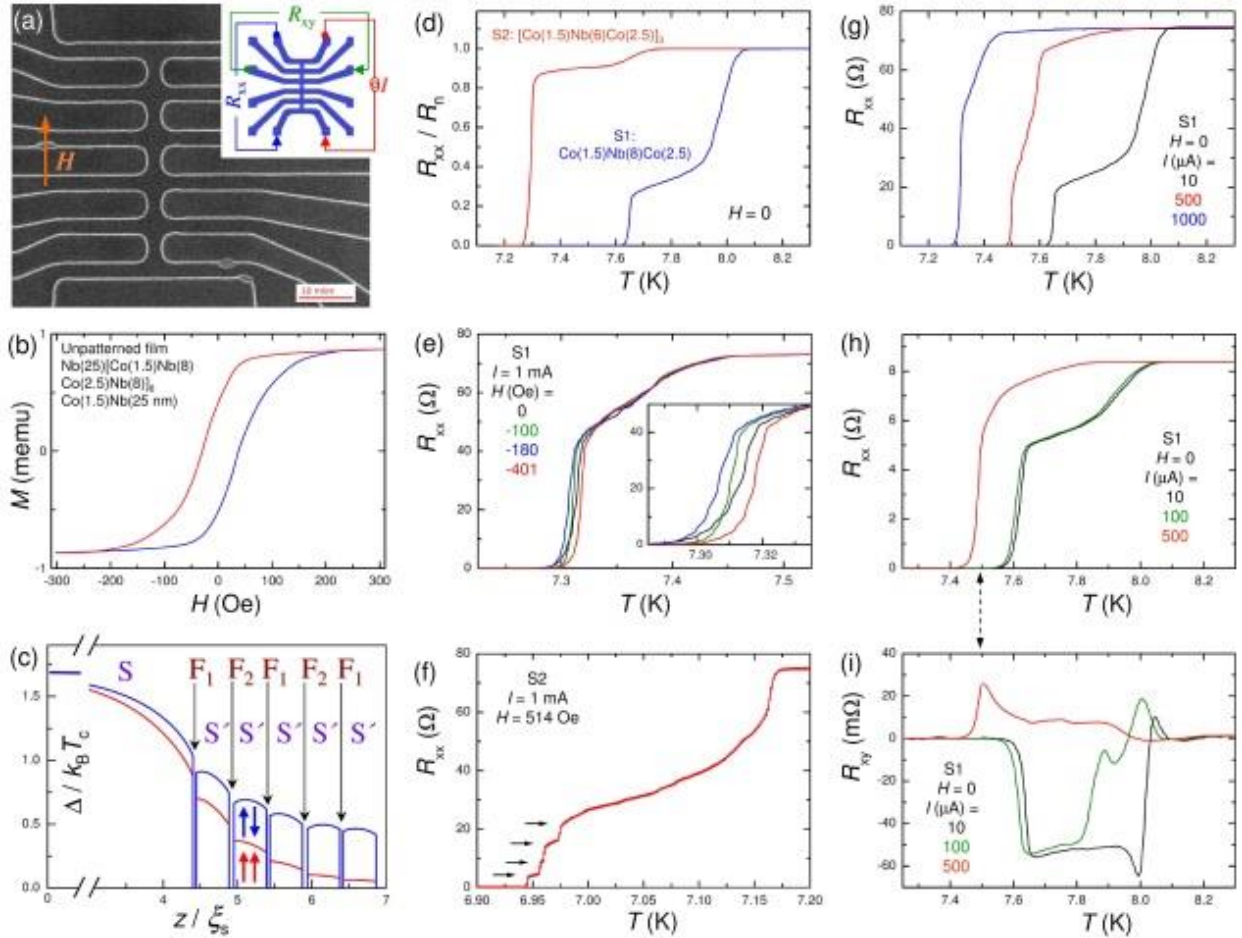


Fig. 3.5. (a) Imaginea SEM a unui multistrat Nb/Co cu micropunte. Proba conține douăsprezece contacte, șase orizontale și una verticală cu lățimi de câțiva micrometri ($4\mu\text{m}$).

Fig. 3.5(d) prezintă dependențele $R_{xx}(T)$, normalizate de rezistența în stare normală $R_n(T \geq T_c)$, pentru micropunți la S1 (albastru) și S2 (roșu) ale structurilor la $H = 0$. Rezistențele sunt măsurate la intensitatea $I_{ac} = 10 \mu\text{A}$ pentru S1 și $20 \mu\text{A}$ pentru S2, care corespund densităților mici de curent aproximativ egale în ambele structuri. Ambele structuri arată o tranziție dublă, care ar putea fi atribuită diferitelor temperaturi critice în straturile S și S', $T'_c(S') < T_c(S)$. În concordanță cu această ipoteză, T'_c al S2 cu stratul S' = 6 nm este mai mic decât cel al S1 cu S' = 8 nm. Figura 3.5(e) prezintă curbele $R_{xx}(T)$ pentru o punte orizontală al eșantionului S1 la patru intensități de câmp magnetic crescând secvențial cu $I_{ac} = 1 \text{ mA}$. Se vede că debutul de rezistivitate la $T \approx 7.3 \text{ K}$ este afectată de câmp. Cu toate acestea, efectul este nemonoton cu câmpul, așa cum se poate vedea

din vizualizarea mărită. Restul tranziției este puțin afectată în acest interval de câmp (până la 500 Oe). Acest lucru este cauzat de valoarea mare a câmpului critic superior pentru filmele subțiri de Nb în câmpul paralel. Prin urmare, dependența de câmp nemonoton observată nu este direct indusă de câmpul aplicat, ci reflectă procesul de remagnetizare a straturilor F din structuri. Figura 3.5.f prezintă curba $R_{xx}(T)$ pentru o punte orizontală la proba S2, măsurată la $H = 514$ Oe cu $I_{ac} = 1$ mA. Aici, mai mulți pași (marcați cu săgeți) cu incremente similare de rezistență de aproximativ 5Ω pot fi distinși aproape de debutul $R_{xx}(T)$. Ele se datorează tranzițiilor individuale ale celor cinci straturi S' din această structură, care au un gradient al parametrului de ordine, așa cum se vede din fig. 3.5(c). Pentru o generare tripletă impară în heterostructuri supraconductor/feromagnet, sunt necesare cel puțin două straturi feromagnetice (F_1 , F_2) cu o aliniere necoliniară a magnetizărilor lor, pentru a cupla canalul convențional de împerechere a undelor s de tip singlet cu spin opus cu canalul neconvențional de împerechere a undelor s de tip triplet impar. Acesta din urmă are o rază de acțiune extraordinar de lungă în straturile F, deoarece banda de conducție magnetizată a unui metal feromagnetic servește drept mediu propriu care susține împerecherea cu spini egali. Observarea unui curent care traversează legătura slabă (penetrarea de către perechile Cooper a materialului feromagnetic) cu o grosime mult mai mare decât lungimea de penetrare a perechii Cooper a indicat o contribuție tripletă la curentul Josephson. În acest sens s – a utilizat o heterostructură (fig. 3.6), cu proprietăți valvă de spin – S/F₁/N/F₂/AF:

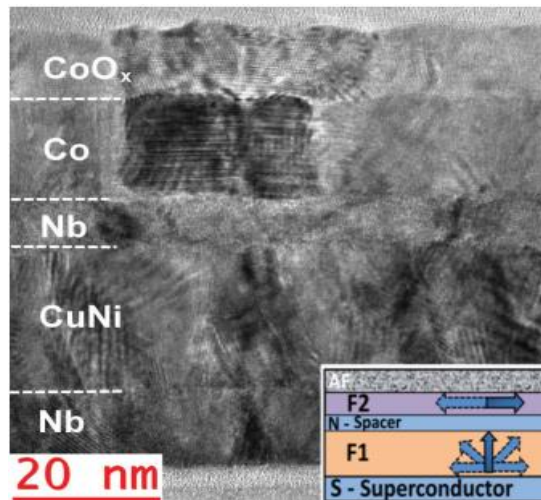


Fig. 3.6. Imaginea TEM a structurii hibride Nb/Cu₄₁Ni₅₉/Nb/Co/CoO_x, cu proprietăți – valvă de spin, (color) – săgețile din inset indică direcțiile posibile ale momentelor magnetice ale straturilor. AF reprezintă un antiferomagnet izolator (CoO_x), pentru a polariza momentul magnetic al stratului F₂.

Magnetizarea de echilibru a aliajului $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ este perpendiculară pe planul stratului. În cazul peliculelor subțiri de Co, interacțiunea de schimb induce anizotropie unidirecțională în plan, astfel încât magnetizarea se află în planul peliculei. Apoi, un câmp magnetic extern aplicat paralel cu planul heterostructurii putem controla configurația magnetică a sistemului, de la alinierea paralelă (PA) prin configurație încrucișată la alinierea antiparalelă (APA) a momentelor magnetice ale stratului F – fig. 3.6. Proba $\text{Nb}/\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ – pană/ $\text{Nb}/\text{Co}/\text{CoO}_x$, a fost tăiată succesiv, perpendicular pe gradientul de grosime CuNi, în 25 de benzi de dimensiuni tipice de $2,5 \times 8 \text{ mm}^2$ și numerotate de la #1 la #25, începând cu partea cea mai groasă. Au fost depuse o serie experimentală de probe – $\text{Nb}/\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}/\text{Si}$ – cap, de bistraturi S/F₁ pentru măsurători de magnetorezistență (MR) și 4 eșantioane de referință $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ – pană/Si) pentru măsurători magnetice. Seriile de eșantioane au fost fabricate utilizând aceeași tehnologie. Am măsurat mai întâi buclele de histerezis ale eșantioanelor de referință ($\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}/\text{Si}$) în direcții perpendiculare pe planul eșantionului și apoi într – un plan paralel și perpendicular la gradientul inițial al stratului de CuNi (fig.3.7(b)) folosind un magnetometru cu dispozitiv cuantic de interferență SQUID.

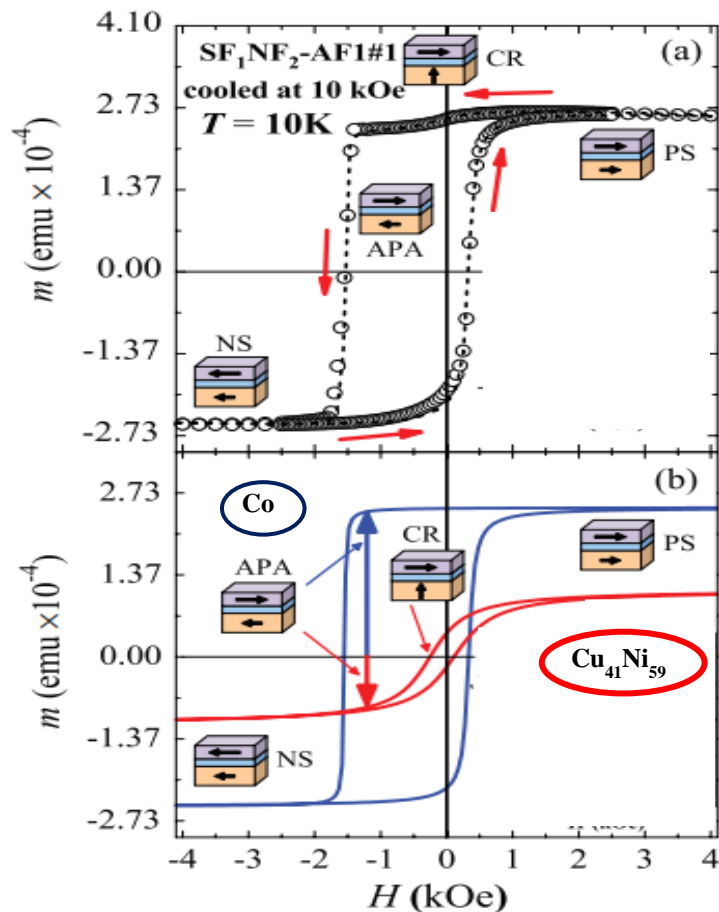


Fig. 3.7. (a) Momentul magnetic, m , bucla de histerezis (se indică traseul de baleiaj) a probei $\text{Nb}/\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}/\text{Nb}/\text{Co}/\text{CoOx}$, proba $\text{SF}_1\text{NF}_2 - \text{AF}_1\#1$ ($d\text{CuNi} \approx 28\text{nm}$). Linia punctată reprezintă modelarea în conformitate cu [50]. (b) Componentele modelate ale buclei de histerezis: linia albastră reprezintă stratul de cobalt, iar linia roșie reprezintă $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ (mărită cu un factor de cinci).

Secvența dorită de configurații magnetice în heterostructura valvă de spin a fost parcursă prin aplicarea unui câmp magnetic de $-$ a lungul axei stratului de $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ într- un plan care era simultan orientat cu semi-axa filmului de Co. Eșantioanele au fost răcite la un câmp de 10 kOe, apoi buclele de histerezis magnetic au fost înregistrate cu un magnetometru SQUID pe un domeniu al câmpului de ± 4 kOe. Rezultatele probelor $\text{SF}_1\text{NF}_2 - \text{AF}_1\#1$ și #16 (învecinate cu cea utilizată pentru măsurătorile MR) sunt prezentate în fig. 3.7(a) și, respectiv, în inserție. Pentru proba #1 (cu cel mai gros strat de aliaj $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$), semnalul de la $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ și al stratului de Co poate fi separat în conformitate cu [96], figura 3.7(b), ceea ce indică clar o deplasare la valoarea $H_{\text{bias}} \approx 940$ Oe datorată stratului antiferomagnetic CoOx. La schimbarea câmpului de la configurația saturată pozitivă (PS) la +4 kOe către cea saturată negativă (NS) configurația (de la $-1,55$ la -4 kOe), proba trece prin starea cu momente magnetice de la alinierea încrucișată (CR) la aproximativ -250 Oe la alinierea antiparalelă (APA) a momentelor magnetice în Co și $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ în intervalul de la -250 la -1500 Oe. O secvență similară este observată atunci când direcția câmpului este

inversată. Bistraturile S/F₁ experimentale se comportă în mod similar cu stratul Cu₄₁Ni₅₉ prezentat cu roșu în fig. 3.7(b). Măsurătorile rezistenței au fost efectuate folosind metoda standard patru sonde în curent continuu de detectare de 10 μA (polaritatea alterna pentru a elimina tensiunile termoelectrice) care curge paralel cu câmpul magnetic. Înainte de măsurători, probele au fost răcite la 30 kOe într – un câmp aplicat paralel cu semiaxa stratului Cu₄₁Ni₅₉ în plan, ca și la măsurătorile magnetice. Un set de curbe rezistență – temperatură – R(T), înregistrate la diferite câmpuri magnetice H în această direcție este prezentat în fig. 3.8(a):

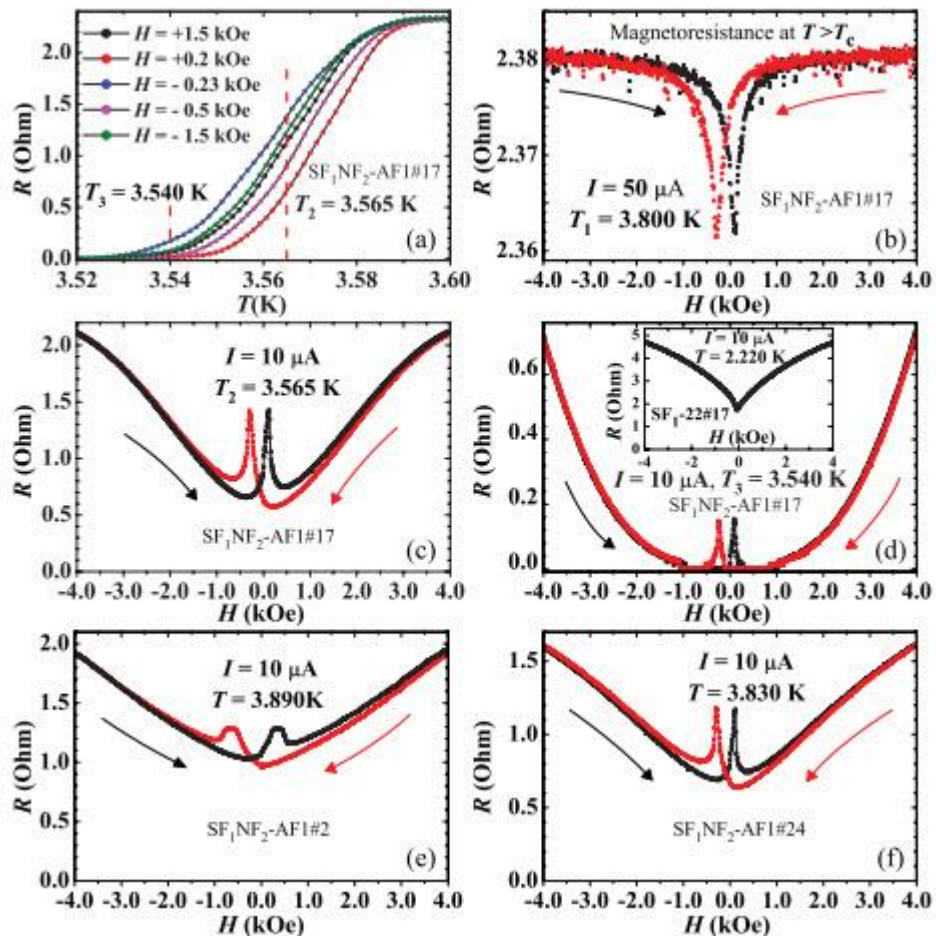


Fig. 3.8. Rezultate experimentale pentru o structură supapă de spin Nb/Cu₄₁Ni₅₉/Nb/Co/CoOx (seria SF₁NF₂ – AF₁, dNb ≈ 12 nm) măsurate după răcire într – un câmp de 30 kOe.

Măsurătorile magnetorezistenței la T₁ ≈ 3,80 K, cu mult peste debutul a tranziției supraconductibile la câmpul zero, sunt prezentat în fig. 3.8(b). Vârfulurile slabe descendente coincid cu câmpurile coercitive ale stratului Cu₄₁Ni₅₉. Aceste rezultate sunt în concordanță cu o

magnetizare intrinsecă perpendiculară a stratului de $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ și aceea paralelă a stratului de Co, pe planul filmului și pe direcția curentului, dacă presupunem că magnetorezistența anizotropă a stratului $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ este observată în aceste experimente. Măsurătorile $R(H)$ în domeniul de temperatură al tranziției supraconductibile pentru proba $\text{SF}_1\text{NF}_2 \text{AF}_1\#17$ sunt prezentate în fig. 3.8(c) și 3.8(d) și pentru probele #2 și #24 în fig. 3.8(e) și, respectiv, 3.8(f). În fig. 3.8(c), 3.8(e) și 3.8(f), buclele magnetorezistenței au fost înregistrate la temperaturi fixate aproape de mijlocul tranzițiilor supraconductibile la $H = 0$ Oe, în timp ce în fig. 3.8(d), $T_3 \approx 3,540$ K este aproape de sfârșitul tranziției. Pentru temperaturile din mijlocul tranziției supraconductibile, se observă ramuri a magnetorezistenței în sus de amplitudine mare, atingând aproximativ 40 % din rezistența la ± 4 kOe [vezi fig. 3.8(c)], situate aproape de câmpurile coercitive ale stratului $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ se observă pentru probele cu straturi mai subțiri de CuNi (#17 și #24), în timp ce colții lați și plați se găsesc pentru proba #2 care corespunde gamei aliniere încrucișată–aliniere antiparalelă de câmpuri ale buclei în fig. 3.7. La $T_3 \approx 3,540$ K, proba #17 trece printr – o secvență de tranziții rezistive – supraconductibile – rezistive [vezi fig. 3.8(d)] limitate la configurațiile magnetice din sistem. Compararea cantitativă a datelor pentru magnetorezistență, magnetorezistența anizotropică și $m(H)$ pentru probele mai subțiri (#17 și #24) ne permite să identificăm pozițiile vârfurilor cu configurațiile momentului magnetic încrucișate ale Co și straturilor de $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$. Curbele $R(T, H)$ observate au la bază mai multe motive care reflectă comportamentul neconvențional al temperaturii de tranziție supraconductibile [97,98]: (1) structura domeniilor magnetice în straturile F, (2) vortexurile Abrikosov induse în stratul inferior de Nb – supraconductor de câmpurile parazite ale aliajului $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ cu momentului său magnetic perpendicular și (3) generarea de perechi triplete în structura supapei de spin. Structura labirint a domeniului, dezvoltată în filmele $\text{Cu}_{47}\text{Ni}_{53}$ sub câmpul de saturație, are o perioadă spațială de aproximativ 100 nm [99; fig. 3.8(d)], care este mult mai mare decât lungimile de coerență din sistemul nostru [100]. În așa fel, efectele, care apar în perechile Cooper, în care electronii se află în câmp magnetic neomogen, pot fi neglijate. Cu toate acestea, câmpurile de dispersie ale structurii domeniului pot avea un efect constructiv [101] sau distructiv [102] asupra T_c . Primul caz ar duce la vârfuri descendente când se modifică $R(H)$ în intervalul tranziției supraconductoare, ceea ce nu s – a observat. În cazul doi picurile cresc din cauza micșorării T_c , care este mai mare pentru starea demagnetizată în câmpul coercitiv și dispare complet pentru starea cu un singur domeniu. Un vârf rezistiv care rezultă din acest efect este, totuși, de așteptat să se extindă pe întregul interval de aproximativ ± 1 kOe, în care curba de histerezis a stratului de aliaj $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ se schimbă între valorile de saturație fig. 3.7(b), care este mult mai largă decât structura de vârf observată în fig. 3.7. Mai mult, ar trebui să fie prezente două structuri de acest tip pentru fiecare modificare, deoarece straturile $\text{Cu}_{41}\text{Ni}_{59}$ și Co ar

trebui să genereze ambele un astfel de scenariu [103, 104]. Însă în experiment există, doar un singur vârf de rezistență la modificarea câmpului magnetic. Pentru cazul în care supraconductorul se află între doi feromagneți, perechea de feromagnetici cuplați peste supraconductor, induce un câmp parazit ceea ce sporește creșterea rezistenței [105]. Acest caz, totuși, poate să nu fie un mecanism adecvat pentru heterostructura S/F₁/N/F₂/AF cu straturi feromagnetice adiacente. Pe de altă parte, deși există stratul intermediar Nb/Cu₄₁Ni₅₉ între Co și supraconductorul Nb, există o influență asupra supraconductorului prin efectul de proximitate [106]. Această influență este văzută în mod clar, că T_c al probelor este mai mică decât cea a din structurile de grosime comparabilă a peliculei Nb [100]. Dependența de grosimea stratului de Cu₄₁Ni₅₉ în heterostructura valvă de spin, totuși, este slabă în comparație cu suprimare generală. Problema câmpului parazit este strâns legată de generarea vortex – antivortex din filmul supraconductor de Nb. Mișcarea lor ar avea ca rezultat o reducere a temperaturii de tranziție. Acest scenariu a fost verificat cu ajutorul măsurătorilor magnetorezistenței a probei pilot Nb/Cu₄₁Ni₅₉/Si/cap în aceeași geometrie și la temperatura medie de tranziție (înserat fig. 3.8(d)). O influență similară a structurii domeniului Cu₄₁Ni₅₉ asupra supraconductibilității stratului de Nb, ca în structura Nb/Cu₄₁Ni₅₉/Nb/Co/CoO_x, este de așteptat [107]. Cu toate acestea, nu au fost observate ramuri de amplitudine mare ale magnetorezistenței în aceste măsurători pilot, făcute pentru probe cu stratul primar de Nb mai gros, și mai subțire înserat fig. 3.8(d), decât dNb ≈ 12 nm a supapei de spin – SF₁NF₂AF₁. Aceasta înseamnă că câmpurile parazite, deși nu sunt în general neglijabile, nu generează vârfurile de rezistență observate. Astfel, scenariile (1) și (2) pot fi excluse. Constatările experimentale pot fi descrise în mod consecvent în cadrul teoriei existente a structurii de bază S/F₁/F₂ [108, 109] (scenariul 3). Structura S/F₁/F₂, în comparație cu designul structurilor F₁/S/F₂ sau F₁/S/F₁, permite nu numai T_c pentru alinierea paralelă (T_c^P) să fie mai mică decât pentru alinierea antiparalelă (T_c^{AP}) a momentelor magnetice F₁ și F₂ (T_c^P < T_c^{AP} - *efectul direct spin – valvă*), dar și invers (T_c^{AP} < T_c^P - *efectul invers spin – valvă*). Dependența nemonotonă a temperaturii supraconductibile de tranziție T_c de unghiul dintre momentele magnetice ale straturilor feromagnetice adiacente, F₁ și F₂, și a efectului „triplet” supapă de spin a fost prezis [109], la care T_c^{TR} pentru cazul momentelor magnetice necolineare este minimul absolut al temperaturii critice – T_c, deoarece T_c^{TR} < {T_c^{AP}, T_c^P}. Efectele: „direct” și „invers” ale supapei de spin, au fost demonstrate de exemplu în heterostructura de CoO_x/Fe/Cu/Fe/In [95]. Efectul supapă de spin „triplet”, a mai fost observat și în structura Nb/Cu₄₁Ni₅₉/Nb/Co/CoO_x. În fig. 3.8(a), sunt prezentate două grafice ce prezintă realizarea regimurilor menționate de mai sus. Comportamentul prezis poate fi comparat cu datele noastre experimentale din fig. 3.8(b), unde este prezentat T_c(H) luat la mijlocul tranziției rezistive. Înregistrarea datelor începe din starea PS la +4 kOe corespunzător punctului de plecare PS al

măsurătorilor magnetorezistenței din fig. 3.7(c) și 3.7(d). După schimbarea polarității câmpului, $T_c(H)$ scade rapid și atinge T_c^{TR} minimă în câmpul apropiat de câmpul coercitiv negativ – vezi fig. 3.7(a). Picul descendent din fig. 3.9(b) coincide cu vârfurile din stânga (roșii) din fig. 3.8(c) și 3.8(d) și corespunde configurației încrucișate a momentelor magnetice a straturilor de $Cu_{41}Ni_{59}$ și Co, așa cum este indicat de pictogramă. Identificăm scăderea T_c în fig. 3.9(b) ca fiind efectul supapă de spin „triplet” prezis în [100]. Dat fiind faptul că stratul F_1 de $Cu_{41}Ni_{59}$ datorită grosimii suprimă temperatura critică T_c a sistemului în mod independent (fig. 3.9(a) pentru $\alpha = 0$), stratul feromagnetic exterior servește ca un amestecător al canalelor de împerechere singletă și tripletă pentru nanostratul funcțional adiacent de Nb:

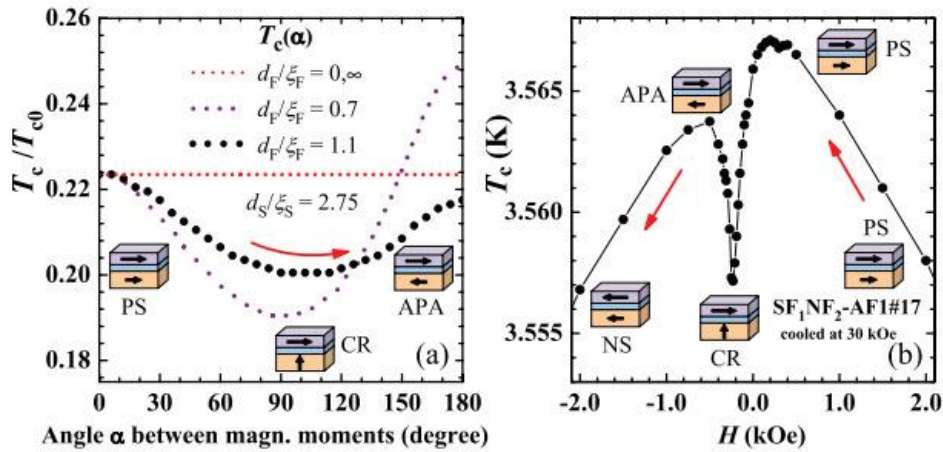


Fig. 3.9. (a) Dependența unghiulară a temperaturii critice T_c conform modelului dezvoltat în [106]. T_{c0} este temperatura critică pe care ar avea-o nanostratul supraconductor S de sine stătător. (b) Dependența temperaturii critice T_c de câmpul magnetic, modificată de – a lungul buclei de histerezis prezentată în fig. 3.7. Direcția modificării câmpului în panoul (b) este indicată prin săgeți roșii; evoluția corespunzătoare a T_c în panoul (a) are loc de – a lungul săgeții roșii. Din punct de vedere fizic, starea NS nu este egală cu starea inițială PS deoarece anizotropia magnetică a sistemului nu este uniaxială, ci unidirecțională (vezi fig. 3.7). Aici d_F , d_S , ξ_F și ξ_S sunt grosimile și lungimile de coerență [100] ale feromagnetului F_1 și, respectiv, a supraconductorului.

Schimbarea temperaturii de tranziție supraconductibilă într – un câmp magnetic și a configurațiilor magnetice din sistem permit să concluzionăm că este observat experimental efectul spin – valvă triplet !!! Dispozitivele digitale cu supraconductori au atras o atenție din ce în ce mai mare datorită eficienței și performanței lor energetice unice [110], precum și datorită compatibilității lor în calculatoare cuantice și neuromorfe în curs de dezvoltare [111–113]. Cu toate acestea, lipsa elementelor de memorie criogenică (inclusiv sinapsele) cu comutare suficient de rapidă între stările stabile și disiparea energiei suficient de mică este încă principalul obstacol în acest domeniu. Utilizând concurența și coexistența corelațiilor supraconductoare (S) și feromagnetice (F) am putea oferi o creștere a performanței și a gradului de integrare pentru dispozitivele de stocare și a memoriei criogenice și elementele sinaptice [110, 114–125]. Aceste idei pot fi implementate utilizând un contact Josephson cu două stări stabile: o valoare mare a curentului critic, I_C , corespunde stării „ deschise ” și o valoare scăzută – stării „ închise ”. Un astfel de dispozitiv poate fi asamblat dacă „ legătura slabă ” este un tristrat compozit F/N/F (N este un metal normal) a cărui stare magnetică poate fi comutată între direcțiile paralele și antiparalele ale vectorilor de magnetizare ale straturilor F [118]. În schimb, utilizarea unui strat subțire supraconductor ca distanțier în locul unui strat de metal normal N, poate duce la îmbunătățirea efectului supapă de spin datorită efectului proximității a straturilor groase de supraconductori și distanțierelor supraconductori subțiri [119]. Pentru a verifica această ipoteză am calculat curentul critic al joncțiunilor Josephson S/F/s/F/S și S/F/N/F/S (fig. 3.10).

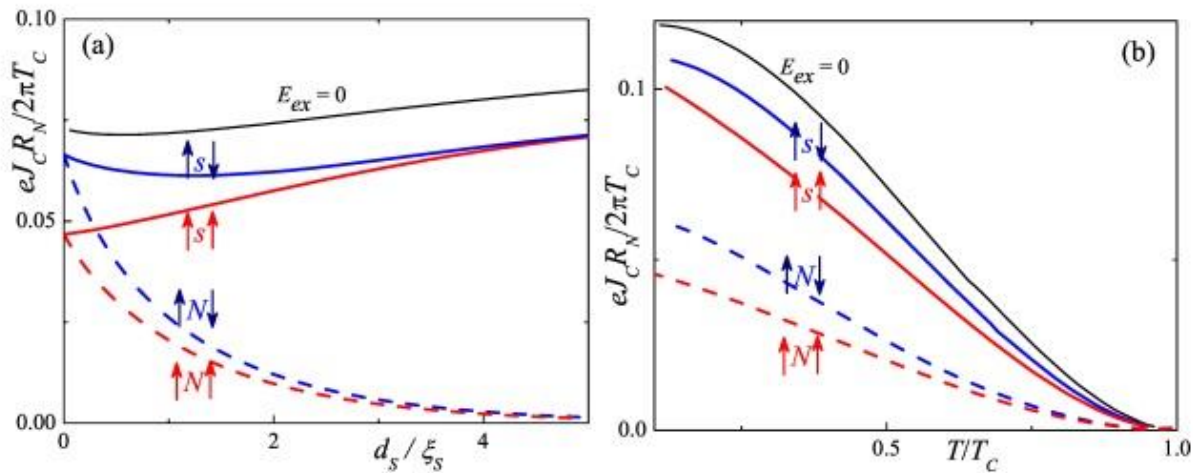


Fig. 3.10. (a) Curentul critic normalizat al structurilor S/F/s/F/S (linii continue) și S/F/N/F/S (linii întrerupte) în funcție de grosimea stratului distanțier dintre feromagnetici, și (b). Mărimea adimensională a temperaturii. Liniile roșii corespund cazului în care energiile de schimb în ambele straturi ale feromagnetului sunt egale ca mărime, iar vectorii de magnetizare situați în planul straturilor magnetice sunt paraleli (P). Liniile albastre sunt pentru cazul în care energiile de schimb – E_{exc} , în ambele straturi F sunt egale, iar vectorii de magnetizare descriși sunt antiparaleli (AP). Curbele negre corespund cazului $E_{exc} = 0$.

Figura 3.10, (a) și (b), arată dependența curentului critic - I_c de grosimea unui distanțier, d_s/ξ_s și temperatura, T/T_c pentru orientările paralele (P) și antiparalele (AP) ale filmelor de feromagnetic și \mathbf{M} – vectorul de magnetizare. Trebuie de remarcat că, spre deosebire de referințele [126,127], abordarea noastră obține o soluție pentru funcțiile lui Green, care corespunde deja stării cu energie liberă minimă și determină automat care dintre stări, fie 0, fie π , este favorabilă energetic pentru fiecare joncțiune. În același timp, în sistemele cu mai multe contacte Josephson conectate în serie, există multe soluții stabile care diferă cu $2\pi n$ în dependență de faza electrozilor S externi. După cum rezultă din figura 3.10, existența supraconductibilității proprii a distanțierului - s sporește semnificativ creșterea curentului critic – I_c al joncțiunii S/F/s/F/S în comparație cu joncțiunea S/F/N/F/S. Efectul poate fi îmbunătățit în esență în dispozitivele S/[F/s]_n/F/S Josephson, unde - [F/s]_n este o superlatică ca legătură slabă. Utilizarea unei structuri multistrat are mai multe avantaje. Datorită efectului colectiv de menținere a stării supraconductoare în distanțiere, este posibil să se utilizeze straturi mai subțiri. Subțierea straturilor ar trebui să fie însoțită de o scădere a energiei efective de schimb datorită renormalizării acesteia [128,129]. Mai mult, pentru orientarea AP a vectorilor de magnetizare ai straturilor F, apare un mecanism suplimentar pentru renormalizarea energiei efective de schimb, ceea ce duce la scăderea în continuare a acesteia [130–132]. Pentru a confirma aceste afirmații, am generalizat o structură S/[F/N]_n conform modelul [132], în cazul existenței supraconductibilității proprii în părțile ei neferomagnetice. Pentru ca modelul să devină mai realist, luăm în considerare o structură periodică pseudo – spin – valvă, în care două straturi feromagnetice învecinate au grosimi ușor diferite d_1 și d_2 (inserat în fig. 3.11(b)).

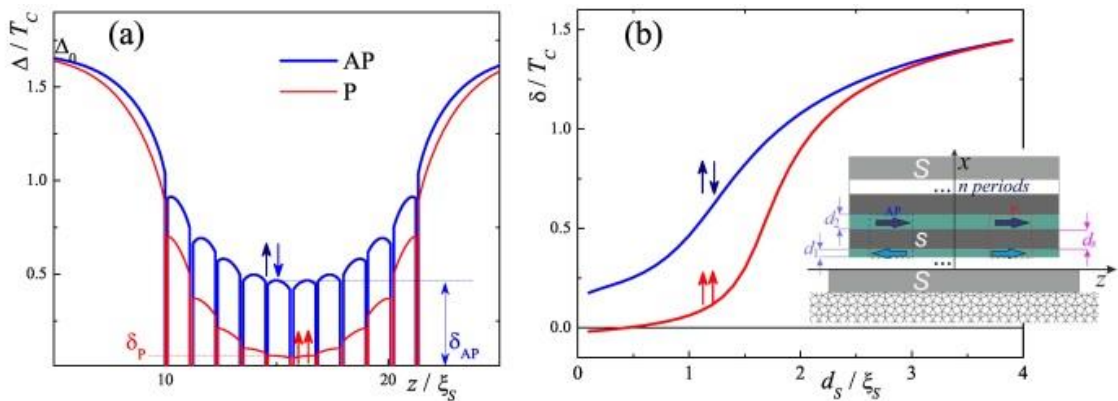


Fig. 3.11: (a) Profilul de adâncime al amplitudinii perechii supraconductoare a structurii S/[F1/s/F2/s]5/F1/S în cazurile P și AP. (b). Amplitudinile perechii supraconductoare din mijlocul legăturii slabe pentru alinierea P și AP.

Diferența de grosimi a straturilor F_1 și F_2 oferă o diferență în câmpurile lor coercitive $H_{c1} \neq H_{c2}$ care permite o organizare AP în diapazonul câmpurilor magnetice – H , $\max(H_{c1}, H_{c2}) >$

$H > \min(H_{c1}, H_{c2})$ după saturație cu magnetizare în sens negativ. Utilizarea conceptului de pseudo – spin – valvă ne permite să organizăm alinierea AP fără schimb sau cuplare magnetostatică a straturilor F învecinate. Fig. 3.11(a) prezintă distribuția spațială a amplitudinilor perechilor Cooper în structura $S/[F_1/s/F_2/s]n/F_1/S$ pentru orientările P și AP. Din fig. 3.11(a) rezultă că structura considerată este o conexiune în serie de joncțiuni Josephson $s/F_1/s$ și $s/F_2/s$ cu cea mai slabă legătura situată în mijlocul structurii. Fig. 3.11(b) arată amplitudinile potențialului perechii Cooper, δ_P și δ_{AP} , (δ_P și δ_{AP} din fig. 3.11(a)) în mijlocul legăturii slabe în funcție de grosimea straturilor s . Se poate observa că amplitudinile pentru configurațiile AP și P sunt semnificativ diferite pentru $d_s \sim \xi_S$. De îndată ce I_c este proporțional cu produsul amplitudinii perechii Cooper din supraconductorii groși exteriori, se poate estima că raportul I_c pentru orientarea AP și orientările P este de ordinul $(\delta_{AP}/\delta_P)^2 \approx 25$. Din fig. 3.11(b) rezultă că această îmbunătățire depinde de raportul d_s/ξ_S și este maximă în vecinătatea lui $d_s = \xi_S$. Realizarea structurii $S/[F_1/s/F_2/s]n/F_1/S$ ca dispozitiv Josephson necesită dezvoltarea unei tehnologii pentru fabricarea structurilor multistrat care să îndeplinească următoarele condiții: (a) prezența supraconductibilității în straturile s la $T_c \geq 4.2$ K, (b) orientarea în plan a vectorului de magnetizare în filmele F, și (c) capacitatea de comutare coerentă între configurația P și AP în întreaga structură. Aceste cerințe pot fi îndeplinite atunci când se utilizează o combinație de Nb și Co ca materiale pentru superlatice. Pentru a face acest lucru, am fabricat structura – Nb(25 nm)/[Co(1.5 nm)/Nb(8 nm)/Co(2.5 nm)/Nb(8 nm)]₆/Co(1.5 nm)/Nb(25 nm). În calitate de material supraconductor s – a luat niobiul, deoarece are cea mai mare $T_c = 9.25$ K dintre toți supraconductorii elementari și formează structuri stabile cu cobaltul în calitate de feromagnetic [126, 133–137]. Grosimea supraconductorului Nb a fost aleasă să fie aproape de $\xi_S \approx 6 - 10$ nm, valoarea găsită în studiile noastre anterioare [138, 139]. Grosimea straturilor de Co a fost în intervalul $\xi_F \approx 1$ nm [126], ceea ce este suficient pentru a forma un strat omogen și magnetic [133]. Pentru caracterizarea structurală și ordonarea magnetică a superlaticei de Nb/Co am utilizat reflectometria cu neutroni polarizați (PNR). Măsurătorile au fost efectuate la reflectometrul cu neutroni NREX la reactorul de cercetare FRM – 2 (München, Germania). Coeficienții de reflexie a neutronilor s – au măsurat cu ajutorul unui flux de neutroni polarizați cu lungimea de undă $\lambda = 0,43$ nm la temperatura de $T = 13$ K în prezența

câmpului magnetic, aplicat paralel cu planul nanostraturilor cât și perpendicular planului de împrăștiere figura 3.12.a

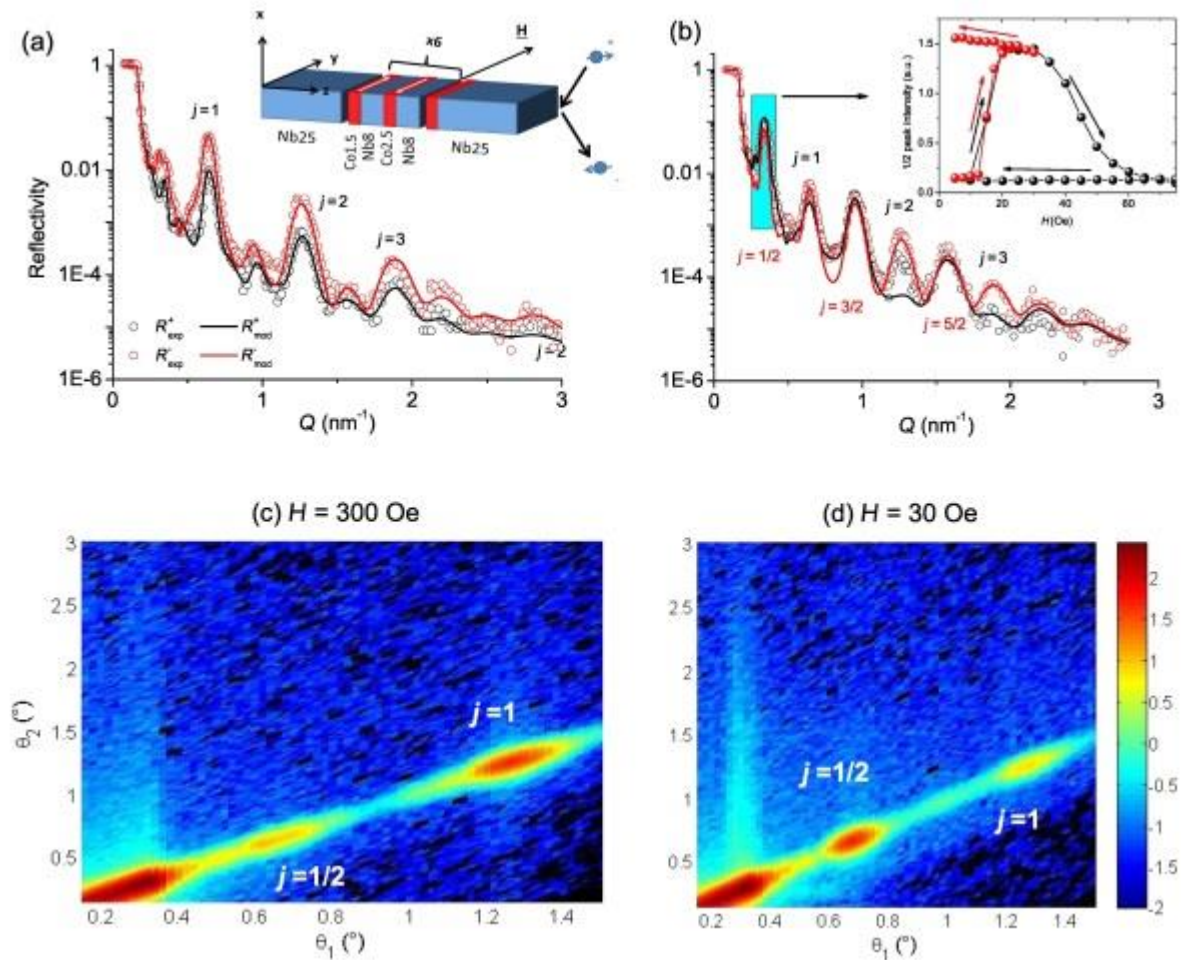


Fig. 3.12: (a) Reflectivitatea experimentală a neutronilor speculari (puncte) măsurată la $T = 13$ K în câmpuri magnetice $H = 300$ Oe și (b) $H = 30$ Oe. Liniile continue arată curbele modelului pentru profilele de adâncime de magnetizare prezentate în fig. 3.11.a. Numerele de mai sus arată ordinea corespunzătoare a reflexiei Bragg din structura periodică – superlatică $[\text{Co}(2\text{nm})/\text{Nb}(8\text{nm})]_{12}$. Insertul din (b) arată dependența de câmp a vârfului $j = 1/2$ prezentat de dreptunghiul albastru din (b). Logaritmul intensității neutronilor împrăștiați cu spin –orientat în jos, măsurat la $H = 300$ Oe și $H = 30$ Oe este prezentat în (c) și (d).

Fig. 3.12(a) și fig. 3.12(b) prezintă reflectivitățile măsurate la $H = 300$ Oe iar în câmp magnetic $H = 30$ Oe după magnetizarea probei în sens negativ. Curbele în stare saturată sunt caracterizate de vârfuri Bragg poziționate la $Q_i \approx 2\pi \times i/(d_1 + d_2 + 2d_s)$, ($i = 1-7$). Cu toate acestea, se poate observa că vârfurile unde numerele sunt impare de intensitate sunt destul de mici în comparație cu vârfurile pare, datorită diferenței mici dintre bistraturile: $\text{Co}(1,5)/\text{Nb}(8)$ și $\text{Co}(2,5)/\text{Nb}(8)$ în interiorul superlaticii. Deci putem considera efectiv structura noastră periodică ca $[\text{Co}(2)/\text{Nb}(8)]_{12}$ și indexăm vârfurile Bragg folosind notația $Q_i \approx 2\pi \times j/10$ nm ($j = 1,2,3$). Graficul de reflectivitate la $H = 30$ Oe diferă puternic de starea saturată. În primul rând putem

observa creșterea vârfurilor non – întregi $j/2$ care evidențiază direct dublarea perioadei magnetice în acest câmp [140–145]. Diferența mică a vârfurilor $R +$ și $R -$ indică compensarea momentelor magnetice ale straturilor de Co învecinate, de exemplu, alinierea antiparalelă. În figurara 3.12(b) urmărim evoluția câmpului a vârfului $j = 1/2$. Se poate observa că alinierea antiparalelă există în domeniul câmpurilor magnetice $H = 10 - 30$ Oe dacă proba este mai întâi magnetizată în direcția negativă. În plus, odată ce starea antiparalelă este creată, câmpul poate reveni la zero și alinierea respectivă va fi păstrată. Alinierea paralelă poate fi, de asemenea, organizată la câmpul zero dacă eșantionul este saturat într – un câmp pozitiv. Este clar că într – o structură periodică pseudo – valvă – spin nu se poate exclude comutarea necoerentă a straturilor feromagnetice. O astfel de comutare necoerentă în sistemul aliniat antiferomagnetic poate duce la suprimarea sau chiar distrugerea efectului de supapă de spin. Cu ajutorul datelor obținute de la măsurătorile SQUID și a reflectometriei neutronilor polarizați am verificat prezența defecțiunilor în sistemul respectiv – fig. 3.13:

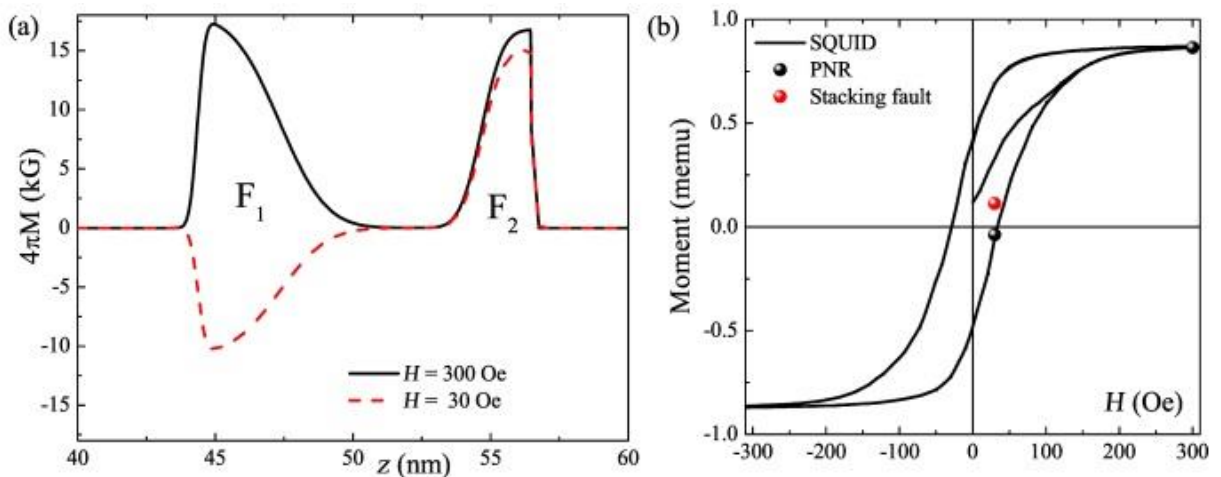


Fig. 3.13: (a) Profiluri de adâncimi magnetice ale unei celule unitare pentru alinierea paralelă (negru) și antiparalelă (roșu). Curbele de neutroni corespunzătoare sunt prezentate prin linii continue în fig. 3.12(a). (b) Bucla de histerzis măsurată prin magnetometrie SQUID, punctul negru indică momentul magnetic al probei care este obținut prin integrarea profilelor de adâncime descrise la (a).

Pentru ajustarea datelor față de datele experimentale, am luat în considerare un model multistrat – $[\text{Co}(1,5)/\text{Nb}(8)/\text{Co}(2,5)/\text{Nb}(8)]_6$, mai întâi am adaptat datele în stare saturată, variind atât profilele de adâncime nucleară, cât și magnetică. Apoi datele la $H = 30$ Oe au fost adaptate variind doar profilul de adâncime magnetică. Fig. 3.13(a) prezintă profilele de adâncime de magnetizare rezultate pentru curbele modelului reprezentate prin linii continue în fig. 3.12(a). Se poate observa că, în ciuda simplității modelului, acesta descrie destul de bine curbele

experimentale. În plus, profilele de adâncime magnetică obținute pentru alinierea paralelă cât și stării antiparalele coincid cu datele magnetometriei SQUID (fig. 3.13(b)). Dacă luăm în considerare prezența a cel puțin un segment aliniat feromagnetic în rețeaua aliniată antiparalel, aceasta va duce la o creștere substanțială a momentului magnetic total (punctul roșu din fig. 3.13(b)) care este în dezacord puternic cu datele magnetometriei SQUID. Astfel, excludem prezența defectelor în eșantionul nostru. Astfel, am luat în considerare posibilitatea de a controla proprietățile supraconductoare ale joncțiunilor Josephson prin comutarea între alinierea paralelă și antiparalelă cu ajutorul legăturii slabe periodice F/s. Am demonstrat experimental că o astfel de comutare este fezabilă folosind conceptul de pseudovalvă de spin periodică. Observăm că un astfel de design ne permite în viitor să studiem posibila influență a supraconductibilității asupra configurației magnetice prin mecanisme electromagnetice [145,146] sau de schimb [147,148].

3.4. Concluzii la Capitolul 3.

1. Dacă direcția vectorului de magnetizare se schimbă într – un strat de feromagnetic F (ceea ce este legat de existența domnelor mari), sau direcției vectorului interacțiunii de schimb E_{exc} se schimbă de la strat F la strat F, atunci nemijlocit apar componente triplete a condensatului supraconductor; excepție este cazul vectorilor antiparaleli a interacțiunii de schimb.
2. În structurile hibride cu straturi feromagnetice nesimetrice – cu momente magnetice necolineare diferite în straturile de feromagneți este posibilă generarea componentei triplete a condensatului supraconductor.
3. Componenta tripletă poate pătrunde în straturile feromagnetice ca într – un metal obișnuit, ceea ce duce la valori mari ale curentului critic.
4. La schimbarea câmpului de la configurația saturată pozitivă (PS) la +4 kOe către cea saturată negativă (NS) configurația (de la –1,55 la – 4 kOe), proba: Nb/Cu₄₁Ni₅₉-pană/Nb/Co/CoOx, trece prin starea cu momente magnetice de la alinierea încrucișată (CR) la aproximativ – 250 Oe la alinierea antiparalelă (APA) a momentelor magnetice în Co și Cu₄₁Ni₅₉ în intervalul de la – 250 la –1500 Oe.
5. O joncțiune Josephson cu o legătură slabă compusă dintr – un element periodic S/F poate fi comutat între stările AP și P. Pentru a comuta între stările AP și P, utilizăm o structură F₁/s/F₂/s superlatice, în care straturile magnetice F₁ și F₂ au câmpuri coercitive ușor diferite. Folosind reflectometria neutronilor polarizați am demonstrat că o stare AP poate fi creată și ștersă prin aplicarea unui un câmp de 30 Oe.

6. Dependența nemonotonă a temperaturii critice de grosimea nanostratului de feromagnetic este urmare a interacțiunii de schimb ce diminuează puternic condensatul supraconductor în adâncul feromagneticului.

4. MODELULUL MATEMATIC ȘI CALCULELE TEORETICE ALE NANOSTRUCTURILOR SUPRACONDUCTOARE NIOBIU – COBALT, COBALT – FIER – NIOBIU CU AJUTORUL DINAMICII MOLECULARE.

4.1 Construcția modelului matematic și calculele teoretice ale nanostructurilor stratificate de niobiu – cobalt, cobalt – fier – niobiu.

Procesele de formare și structura sistemelor multistrat pentru spintronică au fost studiate prin metoda dinamicii moleculare [149, 150]. Dinamica moleculară descrie mișcarea fiecărui atom de nanosistem la un anumit moment de timp, prin urmare este posibilă reproducerea evoluției detaliate a nanoparticulelor și a proprietăților acestora. Baza metodei sunt ecuațiile mișcării tuturor atomilor, completate de condițiile inițiale sub forma coordonatelor și vitezelor atomilor:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = - \frac{\nabla U(\mathbf{r})}{\nabla \mathbf{r}_i} + \mathbf{F}_{ex}, \quad \mathbf{r}_i(t_0) = \mathbf{r}_{i0}, \quad \frac{d\mathbf{r}_i(t_0)}{dt} = \mathbf{V}_{i0}, \quad i = 1, K, N \quad (4.1)$$

unde N - este numărul de atomi care au format nanosistemul, m_i - este masa atomului - i ; $\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{r}_i(t)$ - sunt vectorul de rază inițială și respectiv al atomului - i ; $U(\mathbf{r})$ - este potențialul sistemului, care depinde de poziția relativă a tuturor atomilor; $\mathbf{V}_{i0}, \mathbf{V}_i(t)$ - sunt viteza inițială și, respectiv, cea a celui de - al i - atom; $\mathbf{r}(t) = \{\mathbf{r}_1(t), \mathbf{r}_2(t), \dots, \mathbf{r}_K(t)\}$ - arată dependența de amplasare a întregului sistem de atomi; \mathbf{F}_{ex} - este forța externă, reflectă interacțiunea nanosistemului cu mediul extern, inclusiv responsabilă pentru ajustarea energiei pentru a menține o temperatură constantă.

Metoda dinamicii moleculare se bazează pe conceptul de potențial, care este responsabil pentru natura și caracterul interacțiunilor atomilor nanosistemului. Există multe opțiuni posibile pentru tipul de potențial, dar recent datorită acurateței și adecvării sale, câmpurile de forță cu multe particule au câștigat o mare popularitate. S - a folosit potențialul metodei modificate a atomului scufundat - **MEAM (Modified Embedded Atom Method)**, (Anexa.2). Metoda modificată a atomului scufundat se bazează pe teoria funcțională a densității - **DFT (Density Functional Theory)**. În această metodă, potențialul rezultat al nanosistemului este reprezentat ca suma contribuțiilor energiei atomilor individuali, iar contribuțiile interacțiunilor de perechi și cu mai multe elemente sunt considerate separat.

$$U(r) = \sum_i U_i(r) = \sum_i \left(F_i(\bar{\rho}_i) + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \phi_{ij}(r_{ij}) \right), \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (4.2)$$

unde $U_i(r)$ - este un potențial al unui atom individual, care influențează tipul și gradul de interacțiune în ecuațiile mișcării (4.1); F_i - este funcția de imersie atomică, dependentă de densitatea de fundal a electronilor; $\bar{\rho}_i$; $\phi_{ij}(r_{ij})$ - este o contribuție a potențialului pereche la energia totală, care variază în funcție de distanță.

Funcția de imersiune este corectată de câmpul de forță creat prin interacțiuni pereche și rafinează valoarea acesteia. Această valoare se datorează prezenței gazelor electronice în material și, poate fi calculată prin formula:

$$F_i(\bar{\rho}_i) = \begin{cases} A_i E_i^0 (\bar{\rho}_i) \ln(\bar{\rho}_i), & \bar{\rho}_i \geq 0 \\ -A_i E_i^0 \bar{\rho}_i, & \bar{\rho}_i < 0 \end{cases}, \quad (4.3)$$

unde A_i - este un parametru de câmp de forță empiric; E_i^0 - este valoarea energiei de sublimare; $\bar{\rho}_i$ - este valoarea densității electronilor de fundal.

Pentru a calcula densitatea electronilor de fundal la punctul de imersie, se folosește următoarea ecuație, în care toți orbitalii electronici ai atomilor de diferite configurații își adaugă termenii:

$$\bar{\rho}_i = \frac{\rho_i^{(0)}}{\rho_i^0} G(\Gamma_i), \quad \Gamma_i = \sum_{k=1}^3 t_i^{(k)} \left(\frac{\rho_i^{(k)}}{\rho_i^{(0)}} \right)^2, \quad (4.4)$$

unde parametrii $t_i^{(k)}$ - sunt coeficienții de greutate ai modelului; ρ_i^0 - este mărimea densității electronice de fundal a structurii inițiale; $\rho_i^{(k)}$ - caracterizează schimbarea densității electronilor în condiții reale. Indicii aparțin diferitor tipuri de orbitali electronici ai unui atom.

Există nori sferici simetrici cu un electron de tipul s și unghiuri simetrici sferici p, d, f. Densitatea de distribuție electronică a fiecărui orbital este calculată conform propriei formule:

$$s \text{ orbitalul: } \rho_i^{(0)} = \sum_{i \neq j} \rho_j^{A(0)}(r_{ij}) S_{ij}, \quad (4.5)$$

$$p \text{ orbitalul: } (\rho_i^{(1)})^2 = \sum_{\alpha} \left[\sum_{i \neq j} \frac{r_{ij\alpha}}{r_{ij}} \rho_j^{A(1)}(r_{ij}) S_{ij} \right]^2, \quad (4.6)$$

$$d \text{ orbitalul: } (\rho_i^{(2)})^2 = \sum_{\alpha, \beta} \left[\sum_{i \neq j} \frac{r_{ij\alpha} r_{ij\beta}}{r_{ij}^2} \rho_j^{A(2)}(r_{ij}) S_{ij} \right]^2 - \frac{1}{3} \left[\sum_{i \neq j} \rho_j^{A(2)}(r_{ij}) S_{ij} \right]^2, \quad (4.7)$$

$$f \text{ orbitalul: } \left(\rho_i^{(3)}\right)^2 = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \left[\sum_{i \neq j} \frac{r_{ij\alpha} r_{ij\beta} r_{ij\gamma}}{r_{ij}^3} \rho_j^{A(3)}(r_{ij}) S_{ij} \right]^2 - \frac{3}{5} \sum_{\alpha} \left[\sum_{i \neq j} \frac{r_{ij\alpha}}{r_{ij}} \rho_j^{A(3)}(r_{ij}) S_{ij} \right]^2, \quad (4.8)$$

unde $\rho^{A(h)}$ – funcțiile radiale; S_{ij} – este funcția de ecranare potențială; $r_{ij\alpha}$ – este componenta vectorului de distanță dintre atomi $\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$.

Funcționalul din ecuația (4.4) poate fi definit în diferite moduri. Una dintre cele mai populare formulări și utilizari aici este scrisă după cum urmează:

$$G(\Gamma) = \begin{cases} \sqrt{1+\Gamma}, & \Gamma \geq -1 \\ -\sqrt{|1+\Gamma|}, & \Gamma < -1 \end{cases} \quad (4.9)$$

Coeficienții de greutate ai metodei modificate a atomului scufundat din (4.4) au, de asemenea, o relație aditivă cu funcțiile radiale cu un singur electron:

$$t_i^{(k)} = \frac{\sum_{i \neq j} t_{0,j}^{(k)} \rho_j^{A(0)} S_{ij}}{\sum_{i \neq j} \left(t_{0,j}^{(k)}\right)^2 \rho_j^{A(0)} S_{ij}}, \quad (4.10)$$

unde $t_{0,j}^{(k)}$ - sunt parametri empirici care depind de tipul chimic al elementului.

Netezirea energiei la distanță în MEAM se realizează prin introducerea unei funcții de ecranare. Folosind funcția de screening, atenuarea potențialului are loc treptat, ceea ce permite oferirea unei descrieri mai precise a proprietăților nanomaterialelor și reducerea costurilor de calcul în timpul simulării:

$$S_{ij} = f_c \left(\frac{r_c - r_{ij}}{\Delta r} \right) \prod_{k \neq i, j} f_c \left(\frac{C_{ikj} - C_{\min, ikj}}{C_{\max, ikj} - C_{\min, ikj}} \right), \quad C_{ikj} = 1 + 2 \frac{r_{ij}^2 r_{ik}^2 + r_{ij}^2 r_{jk}^2 - r_{ij}^4}{r_{ij}^4 - (r_{ik}^2 - r_{jk}^2)^2}, \quad (4.11)$$

$$f_c(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 1 \\ \left[1 - (1-x)^4\right]^2, & 0 < x < 1, \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

unde C_{\min}, C_{\max} - parametrii influenței reciproce a atomilor, în funcție de tipurile lor chimice, sunt stabiliți pentru fiecare triplu de atomi cu numere i, j, k ; r_c - este distanța la care câmpul de forță este tăiat; un parametru care depășește distanța de tăiere este utilizat pentru a netezi potențialul.

Să analizăm structura Si/Co/Fe/Nb ca element potențial de memorie MRAM la nivel de model al dinamicii spinilor. Dacă sistemul nostru este alcătuit din N atomi (particule magnetice) cu masa m_i , atunci gamiltonianul care descrie acest sistem este:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{lat}} + \hat{H}_{\text{mag}}, \quad (4.13)$$

unde \hat{H}_{lat} și \hat{H}_{mag} sunt gamiltonianii subsistemului rețea, ce ține cont de mișcarea spațială a atomilor, și subsistemul magnetic. Ținând cont de energia totală și volumul sistemului cu componentele fixate pentru gamiltonian avem:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \frac{m_i \mathbf{v}_i^2}{2} + U(\mathbf{r}) - \sum_{i,j,i \neq j}^N J(r_{ij}) \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j, \quad (4.14)$$

$\mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$ – vectorul rază și viteza atomului i , $U(\mathbf{r})$ – potențialul de interacțiune al atomilor, $J(r_{ij}) > 0$ – integrala de schimb pentru o pereche de spini, aflați la distanța $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}| = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$, \mathbf{s}_i – vectorul unic de spin al fiecărui atom. Primii doi termeni din relația (4.14), determină comportamentul mecanic al atomilor, pe când ultimul descrie modificarea gradului de libertate magnetică. În acest caz sistemul este privit ca o totalitate de atomi în care fiecare este legat cu vectorul de spin \mathbf{S}_i . Legătura vectorului de spin cu cel normat se realizează cu ajutorul relației:

$$\mathbf{S}_i = \hbar g_i \mathbf{s}_i, \quad (4.15)$$

\hbar – constanta Planck, g_i – multiplicatorul Lande pentru spinul atomului i . Modelarea proceselor de relaxare în sistemul magnetomecanic s-a realizat cu ajutorul ecuațiilor Langevin și ecuațiile stocastice Landau – Lifshitz – Gilbert, care descrie mișcarea precesională a magnetizării \mathbf{M} într-un solid. Rezultatul comun a acestor două relații stă la baza modelului de dinamică a spinului particulelor utilizat:

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \Phi_i - kv_i + \chi(t), \Phi_i = -\nabla U(\mathbf{r}) = -\frac{\partial U(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (4.16)$$

$$d\mathbf{s}_i/dt = 1/(1 + \lambda^2) \left((\omega_i + \boldsymbol{\eta}(t)) * \mathbf{s}_i + \lambda \mathbf{s}_i * (\omega_i * \mathbf{s}_i) \right), i = 1, 2, \dots, N \quad (4.17)$$

unde, Φ_i – forțele interatomare, cauzate de acțiunea gradientului potențialului $U(\mathbf{r})$, k – coeficientul forței de frecare vâscoasă, proporțional cu viteza atomului – \mathbf{v}_i , $\boldsymbol{\chi}(t)$ – zgomotul alb, care persistă în descrierea stocastică de mișcare a atomului, care rezultă din ciocnirile particulelor, λ – coeficient de amortizare de spin, $\boldsymbol{\eta}(t)$ – zgomotul alb, caracterizează comportamentul de spin al sistemului, ω_i – produsul dintre aportul giromagnetic și câmpul magnetic local în care se află spinul. Gamiltonianul magnetic – \hat{H}_{mag} , a N particule ce interacționează și au spin:

$$\hat{H}_{\text{mag}} = \hat{H}_z + \hat{H}_{\text{ex}} = -\mu_B \mu_0 \sum_{i=1}^N g_i \mathbf{s}_i * \mathbf{H}_{\text{ext}} - \sum_{i,j,i \neq j}^N J(r_{ij}) \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j, \quad (4.18)$$

unde \hat{H}_z este gamiltonianul Zeeman, \hat{H}_{ex} gamiltonianul magnetic de schimb, μ_B – magnetonul Bor, μ_0 – constanta magnetică, \hat{H}_{ex} – câmpul magnetic exterior omogen. Acest câmp magnetic exterior poate fi continuu cât și variabil în timp. Gamiltonianul – \hat{H}_{ex} oferă legătura dintre gradele de libertate spațiale și de spin prin integrala de schimb – $J(r_{ij})$, care acționează la distanța interatomică – r_{ij} . Forma gamiltonianului magnetic din relația 4.18 este variativă. În caz general în gamiltonianul magnetic pot intra termeni suplimentari, care răspund de diferite efecte de spin. Luând în considerare procesele de relaxare din 4.16 și 4.17, conduce modelul dinamici moleculare combinate stocastică la următoarea formă:

$$d\mathbf{r}_i/dt = \{\mathbf{r}_i, \hat{H}\} = \mathbf{p}_i/m_i, \quad (4.19)$$

$$d\mathbf{p}_i/dt = \{\mathbf{p}_i, \hat{H}\} = \sum_{j,i \neq j}^N \left(-dU(\mathbf{r})/dr_{ij} + dJ(r_{ij})/dr_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j \right) \mathbf{r}_{ij}/r_{ij} - k/m_i \mathbf{p}_i + \boldsymbol{\chi}(t), \quad (4.20)$$

$$d\mathbf{s}_i/dt = \{\mathbf{s}_i, \hat{H}\} = 1/(1 + \lambda^2) \left((\omega_i + \boldsymbol{\eta}(t)) * \mathbf{s}_i + \lambda \mathbf{s}_i * (\omega_i * \mathbf{s}_i) \right), i = 1, 2, \dots, N, \quad (4.21)$$

Variația impulsurilor în relația 4.20 este cauzată nu numai de derivata potențialului interatomic, dar și de dinamica forțelor magnetice, variind în funcție de configurațiile de spin ale particulelor. În cazul dat se iau în calcul doar interacțiunile de schimb. În așa fel, dinamica rețea – spin a sistemului de particule magnetice se determină de soluția numerică comună a setului de ecuații diferențiale 4.19 – 4.21 pentru fiecare atom. Temperatura sistemului și temperatura de spin servesc ca mărimile medii ale distribuției spațiale și a gradelor de libertate de spin ale atomilor:

$$T_l = 2/3Nk_B \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i^2 / 2m_i, T_s = \hbar/2k_B \sum_{i=1}^N |\mathbf{s}_i * \omega_i|^2 / \sum_{i=1}^N \mathbf{s}_i * \omega_i \quad (4.22)$$

Spinii, interacționează între ei și cu rețeaua prin intermediul interacțiunilor pereche. Forma generală a hamiltonianului din relația 4.13 și 4.14 pentru descrierea energiei totale a sistemelor magnetice, poate fi reprezentat în formă de contribuții separate:

$$\hat{H}_{\text{mag}} = \hat{H}_z + \hat{H}_{\text{ex}} + \hat{H}_{\text{an}} + \hat{H}_{\text{Neel}} + \hat{H}_{\text{dm}} + \hat{H}_{\text{me}} + \hat{H}_{\text{di}}, \quad (4.23)$$

unde \hat{H}_z și \hat{H}_{ex} este interacțiunea Zeeman și respectiv interacțiunea de schimb, \hat{H}_{an} , \hat{H}_{Neel} descriu anizotropia magnetică, restul termenilor răspund de interacțiunea Dzyaloshinskii – Moriya, magnetoelectrice și dipolare. Pe lângă \hat{H}_z și \hat{H}_{ex} , în caz general în expresia ce descrie hamiltonianul magnetic pot intra termeni suplimentari, care răspund de diferite efecte legate de spin. Valoarea integralei de schimb $J_{ij}(r_{ij})$ în relația 4.18, poate fi evaluată cu ajutorul curbei Bete – Sleiter:

$$J(r_{ij}) = 4\alpha \left(r_{ij}/\delta \right)^2 \left(1 - \gamma \left(r_{ij}/\delta \right)^2 \right) e^{-\left(r_{ij}/\delta \right)^2} \Theta(R_c - r_{ij}), \quad (4.24)$$

unde α , δ , γ – sunt coeficienți constanți, $\Theta(R_c - r_{ij})$ – funcția Heaviside. În dependență de structura cristalină a materialului pot apărea diferite forme de anizotropie magnetică, în unele cazuri sunt propuse aproximări pentru modelarea legăturii spin – orbitale. Pe de altă parte dacă utilizăm funcțiile propuse de Neel, putem modela magnetostrictia și anizotropia de suprafață pentru cobalt. Pentru descrierea fenomenelor enumerate, se poate utiliza modelul anizotropiei pare Neel dintre o pereche de spini \hat{H}_{Neel} . Pentru a determina anizotropia magnetică uniaxială în sistemele modelate se întrebuițează hamiltonianul – \hat{H}_{an} . Este cunoscut faptul că combinația interacțiunii de schimb și interacțiunea spin–orbitală, conduce la apariția stărilor necolineare de spin. Cea mai efectivă metodă de modelare a acestui efect este să legăm interacțiunea de schimb cu interacțiunea asimtrică Dzyaloshinsky – Moriya \hat{H}_{dm} . Interacțiunea Dzyaloshinsky – Moriya este un mecanism cheie pentru stabilizarea skyrmionilor magnetici (fenomen întrebuițat pentru elementele de memorie). Când luăm în considerare materialele magnetoelectrice și multiferoice, există o legătură între proprietățile lor magnetice și electrice – prin urmare trebuie luate în considerare efectele magnetoelectrice – \hat{H}_{me} . Mecanismele efectelor magnetoelectrice pot fi luate în considerare prin interacțiunea de schimb antisimetrică spin – spin, ca caz special al vectorului Dzyaloshinsky. În

sistemele magnetice sub limita paramagnetică, intensitatea interacțiunii dipol \hat{H}_{di} este de obicei mult mai mică decât a celorlalte interacțiuni magnetice luate în considerare. Din acest motiv, acest efect poate fi omis cu siguranță. La efectuarea experimentelor numerice legate de dinamica spinului, a fost utilizată o formă simplificată a hamiltonianului magnetic, adică au fost luate în considerare doar interacțiunile Zeeman \hat{H}_z și de schimb \hat{H}_{ex} . În unele cazuri, luând în considerare contribuțiile suplimentare la sistem se face posibilă calcularea mai precisă a proprietăților materialelor studiate, dar este mai dificil. Problema constă în necesitatea căutării sau determinării unui număr de parametri de modelare magnetică, care sunt adesea necunoscuți, în special pentru sistemele multicomponente. Sistemul de ecuații 4.19 – 4.21 determină dinamica tuturor particulelor magnetice ale sistemului luat în considerare. Pentru a rezolva numeric aceste ecuații, se folosesc diverse extinderi discrete. Pentru simplitatea descrierii ulterioare, este convenabil să se reprezinte sistemul sub forma unei ecuații generalizate cu un vector de variabile $\mathbf{X}(t)$:

$$\frac{d\mathbf{X}(t)}{dt} = \hat{\mathbf{L}}\mathbf{X}(t), \mathbf{X}(t) = \begin{pmatrix} \mathbf{r}(t) \\ \mathbf{p}(t) \\ \mathbf{s}(t) \end{pmatrix}, \quad (4.25)$$

unde $\hat{\mathbf{L}}$ – operatorul Liouville a sistemului de atomi magnetici. Operator general Liouville din relația 4.25 deasemenea se poate prezenta ca suma operatorilor parțiali Liouville $\hat{\mathbf{L}}_r, \hat{\mathbf{L}}_p, \hat{\mathbf{L}}_s$, fiecare acționând asupra propriului grup separat de variabile:

$$\hat{\mathbf{L}} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} * \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i} + \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} * \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_i} + \frac{d\mathbf{s}_i}{dt} * \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}_i} \right) = \sum_{i=1}^N (\hat{\mathbf{L}}_{r_i} + \hat{\mathbf{L}}_{p_i} + \hat{\mathbf{L}}_{s_i}) = \hat{\mathbf{L}}_r + \hat{\mathbf{L}}_p + \hat{\mathbf{L}}_s, \quad (4.26)$$

Integrarea vectorului $\mathbf{X}(t)$ și obținerea valorilor necunoscutelor la următorul pas de timp poate fi interpretată formal ca aplicarea exponentei operatorului Liouville la vectorul $\mathbf{X}(t)$:

$$\mathbf{X}(t + \Delta t) = e^{\hat{\mathbf{L}}_r + \hat{\mathbf{L}}_p + \hat{\mathbf{L}}_s} \mathbf{X}(t), \quad (4.27)$$

unde Δt – pasul de timp. Operatorii parțiali din 4.26 și 4.27 nu comutează între ei, din astă cauză descompunerea Suzuki – Trotter și Magnus, permit să aducem relația 4.27 la forma:

$$e^{(\hat{\mathbf{L}}_r + \hat{\mathbf{L}}_p + \hat{\mathbf{L}}_s)\Delta t} = e^{\hat{\mathbf{L}}_p \Delta t/2} e^{\hat{\mathbf{L}}_s \Delta t/2} e^{\hat{\mathbf{L}}_r \Delta t} e^{\hat{\mathbf{L}}_s \Delta t/2} e^{\hat{\mathbf{L}}_p \Delta t/2} + O(\Delta t^3), \quad (4.28)$$

Deși alte tipuri de descompuneri pot fi obținute prin diverse rearanjamente în (4.28), expresia prezentată în acest caz este deosebit de eficientă. Pasul de timp necesar pentru a integra un sistem de spini este de obicei cu un ordin mai mic decât cel utilizat în mod obișnuit pentru dinamica moleculară clasică a sistemelor atomice nemagnetice. Cu această descompunere, operațiunile cele mai consumatoare de timp, cum ar fi recalcularea forțelor, trebuie efectuate o singură dată pe pas de timp, ceea ce în cele din urmă crește performanța și eficiența algoritmului. În absența spinilor atomilor sistemului, descompunerea (4.28) ia forma algoritmului Verlet de mare viteză. Ecuațiile de mișcare pentru spini sunt ecuații diferențiale de ordinul întâi care depind direct de orientarea spinilor vecini. Rotațiile individuale al spinilor în spațiul tridimensional nu comutează, astfel încât operatorul Liouville al unui subsistem de spin poate fi descompus într - o sumă de operatori individuali \hat{L}_{s_i} , ducând la următoarea expresie:

$$e^{\hat{L}_s \Delta t/2} = e^{\hat{L}_{s1} \Delta t/4} \dots e^{\hat{L}_{sN} \Delta t/2} \dots e^{\hat{L}_{s1} \Delta t/4} + O(\Delta t^3) = \prod_{i=1}^N e^{\hat{L}_{s_i} \Delta t/4} \prod_{i=N}^1 e^{\hat{L}_{s_i} \Delta t/4} + O(\Delta t^3) \quad (4.29)$$

Fiecare din operatorii \hat{L}_{s_i} este operator de integrare în timp a vectorului spinului cu numărul i . Aplicarea combinată a ecuațiilor 4.27 – 4.29 la fiecare pas de timp oferă o soluție consecventă a ecuațiilor de mișcare pentru un sistem de particule magnetice. Valorile inițiale ale vectorilor viteză și direcțiile spinilor sunt stabilite aleatoriu din motive de corespondență a temperaturilor obișnuite și de spin la momentul inițial de timp. Valorile inițiale ale coordonatelor atomice sunt determinate de structura (lichidă, solidă sau gazoasă) a nanomaterialului studiat și de formularea unor probleme concrete.

4.2 Formularea problemei și suportul software.

Influența parametrilor proceselor de formare „supraconductor/feromagnetic” a structurilor hibride a sistemului supapă de spin este studiată pentru un nanosistem multistrat bazat pe cobalt și niobiu. Acest sistem este un material funcțional care a demonstrat un efect gigantic de valvă de spin, investigat teoretic și experimental în [151,152]. Am propus un nou design și a fost efectuat calculul unei supape de spin constând din plăci supraconductoare și un metamaterial magnetic artificial plasat între ele, format din alternarea periodică a straturilor subțiri și groase ale unui metal feromagnetic. Grosimea straturilor afectează interacțiunea de schimb magnetic dintre straturile feromagnetice, care oferă posibilitatea proiectării metamaterialelor magnetice artificiale cu proprietăți reglabile. Alegerea niobiului și a cobaltului ca metale care formează nanostraturi se face datorită potențialului larg de utilizare a acestor elemente în spintronică. În acest moment, nu numai că s-au efectuat cercetări asupra dispozitivelor spintronice care implică aceste metale [153, 154], dar sunt eliberate și noi brevete [155, 156].

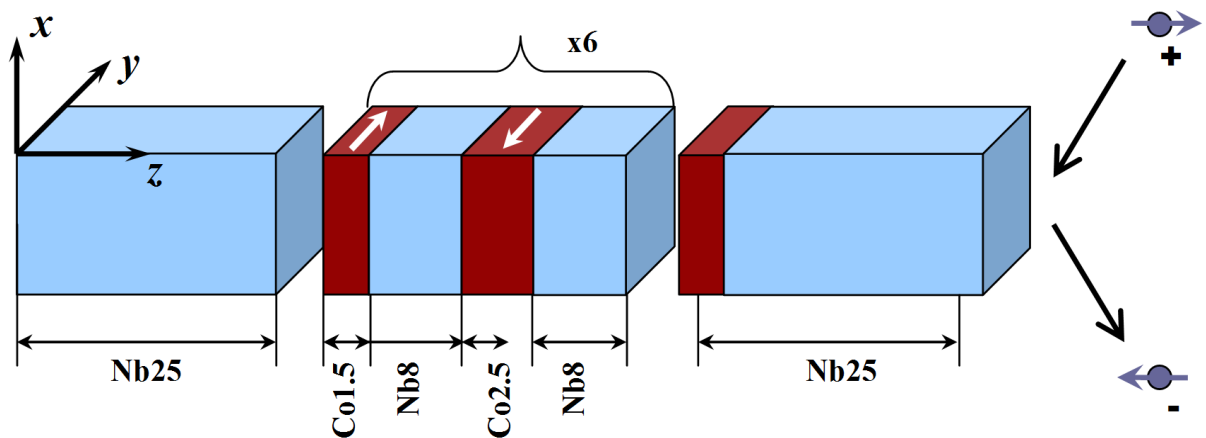


Fig. 4.1. Schița unui nanosistem supapă de spin Nb/Co (Nb25nm/[Co1.5nm/Nb8nm/Co2.5nm/Nb8nm]₆/Nb25nm) modelat pe calculator.

Numerele din figura 4.1 de lângă elementele din straturi arată grosimea lor în nanometri. Producția de probe se realizează prin metoda de depunere magnetron de materiale în vid. În general, un nanosistem conține aproximativ 20 de straturi.

În această modelare, considerăm depunerea numai a primelor patru straturi de cobalt și niobiu. Formularea generală a problemei de modelarea proceselor de formare a nanosistemelor multistrat este prezentată în figura 4.2. Primul strat material format din atomi de niobiu monocristal (în structurile reale depuse, straturile de niobiu au structură cristalină [157]), servește drept substrat și bază pentru depunerea în vid a nanofilmelor ulterioare.

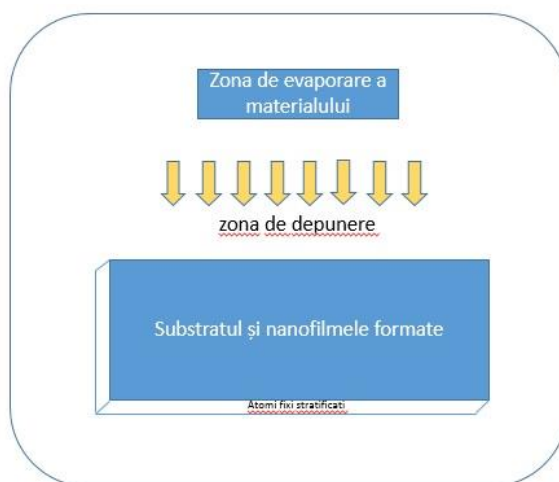


Fig. 4.2. Schema proceselor de modelare a formării nanosistemelor multistrat. Nanosistemul conține o zonă de evaporare a materialului, o zonă de depunere a atomilor, un substrat cu un strat inferior fix de atomi.

Substratul este plasat în regiunea inferioară a celulei de calcul; stratul său extrem este fixat pentru a preveni mișcarea haotică a probei în timpul simulării. În direcții orizontale, condițiile limită periodice sunt impuse celulei de calcul, care reduc timpul de calcul. În regiunea superioară, sunt prezente condiții de reflectare a limitei, astfel încât atomii depuși să nu părăsească sistemul de modelare. Procesul de depunere este simulat de apariția atomilor în zona de evaporare de deasupra substratului. În acest caz, atomii depuși au câștigat viteză spre substrat. Straturile sunt pulverizate pe etape. În timpul formării tuturor straturilor, câmpul magnetic din nanosistem a fost absent. Temperatura și presiunea pentru atomii depuși sunt reglate. Atomilor depuși li se imprimă o viteză inițială de aproximativ $0,1 \text{ \AA/ps}$ sau către suprafața substratului. Ulterior, viteza acestor atomi scade treptat din cauza schimbului de energie cu atomii de suprafață ai substratului și straturile atomului superior ale nanostraturilor formate. Temperatura substratului din fiecare calcul este menținută constantă. Concentrația atomilor depuși a fost de aproximativ 5 atomi pe nanometru cub. Limita superioară a celulei de calcul a fost deplasată în timpul tranziției la depunerea următorului nanostrat prin valoarea grosimii sale. Astfel, regiunea de depunere de deasupra substratului sa dovedit a fi aproximativ aceeași pentru fiecare strat de nanosistem. Parametrii de reglementare ai procesului, care afectează proprietățile nanomaterialelor rezultate, au fost: rata de depunere, controlată prin numărul de atomi depuși pe unitate de timp; temperatura substratului; densitatea fluxului de pulverizare, care a fost determinată de aria zonei de evaporare. Ca modul de calcul al programului pentru cercetare teoretică, a fost utilizat complexul de calcul **LAMMPS** (**L**arge–**s**cale **A**tomical/ **M**olecular **M**assively **P**arallel **S**imulator) [158]. Acest pachet software și de instrumente este distribuit în mod liber, conține capacitatea de a efectua calcule paralele și acceptă modele matematice pe mai multe nivele, inclusiv dinamica moleculară. Algoritmii de analiză a

rezultatelor au fost descriși în TCL și C ++. Pe baza LAMMPS, au fost dezvoltate și implementate scripturi și algoritmi pentru un studiu detaliat al structurii materialelor superconductor-feromagnetic și determinarea profilului său spațial. Rezultatele au fost vizualizate folosind pachetele software VMD (Visual Molecular Dynamics) [159] și OVITO (Open Visualization Tool) [160], care nu numai că furnizează imagini ale structurilor atomice și moleculare nano – obiecte, ci și construiesc profiluri și distribuții spațiale prin parametrul țintă, de ex: înălțimea sau numărul de coordonare.

O altă modelare a fost realizată asupra unui element MRAM de memorie alcătuită din nanostraturi de Co – Fe – Nb [161]. Simularea a avut ca scop studierea mecanismelor de depunere și interacțiune a atomilor în sisteme stratificate cu trei componente, autoordonarea reciprocă a direcțiilor și reorientarea spinilor în fierul cristalin au fost analizate în prezența și absența unui câmp magnetic. Ne – am concentrat pe studiul proprietăților magnetice ale nanocompozitului în funcție atât de aranjarea relativă a atomilor din diferite materiale, cât și de factorii magnetici externi. Parametrii potențialului dinamicii moleculare și a interacțiunilor magnetice pentru sistemele și elementele descrise sunt prezentați în tabelele 4.1 și, respectiv, 4.2:

Tabelul 4.1. Parametrii utilizați în potențialul MEAM pentru niobiu, cobalt și fier.

Elementul	Tipul de rețea	Parametru l rețelei	$B^{(0)}$	$B^{(1)}$	$B^{(2)}$	B^3	$t_0^{(0)}$	$t_0^{(1)}$	$t_0^{(2)}$	$t_0^{(3)}$	ρ^0	A	E^0
Nb	cubică centrată	3.30	2.50	1.00	3.30	7.4	1.0	1.7	2.8	-1.6	1.00	0.7	7.4
Co	hexag. compactă	2.50	0.00	4.00	2.50	4.4	1.0	3.0	5.0	-1.0	1.00	0.9	4.4
Fe	cubică centrată	2.87	1.00	1.00	2.86	4.2	1.0	2.6	1.8	-7.2	1.00	0.5	4.2

Tabelul 4.2. Parametrii interacțiunilor magnetice pentru Co și Fe.

Elenentul	α	γ	δ
Fe	0.02726	0.000013503	1.0645
Co	-0.35930	0.217100000	1.8410

4.3. Concluzii la Capitolul 4.

1. Modelul matematic este capabil să reproducă în timp evoluția detaliată a formării structurii superconductor – feromagnetic și să determine profilul spațial, cu ajutorul căruia a fost posibilă vizualizarea structurilor atomice și moleculare nano – obiecte, și a distribuțiilor spațiale prin parametrul – numărul de coordonare.
2. În urma modelării proceselor de formare a structurilor pentru spintronică a fost posibilă modificarea parametrilor de depunere magnetron, care a îmbunătățit calitatea interfețelor adiacente (0.3 nm).
3. Studiul realizat prin metoda dinamicii moleculare, descrie mișcarea fiecărui atom de nanosistem la un anumit moment de timp, prin urmare este posibilă reproducerea evoluției detaliate a nanoparticulelor și a proprietăților acestora.

5. EXPERIMENTE NUMERICE PRIVIND MODELAREA PROCESELOR DE FORMARE A STRUCTURII HIBRIDE MULTISTRAT.

5.1 Modelarea structurilor supraconductoare de niobiu – cobalt, cobalt – fier – niobiu.

S – a efectuat o serie de experimente numerice privind modelarea proceselor de formare a structurii hibride multistrat bazate pe Co și Nb. Elementele variabile din studii au fost parametrii tehnologici de fabricație a materialului, inclusiv temperatura substratului, intensitatea și aria fluxului de depunere. Influența modurilor tehnologice a fost evaluată în comparație cu versiunea de bază a formării nanosistemelor. Ca o variantă de bază, procesele de creștere au fost luate în considerare la temperatura normală, 300 K (temperatura substratului), iar depunerea a fost efectuată printr – un flux uniform pe întreaga suprafață a substratului. Temperatura din nanosistem a fost controlată folosind un termostat Nose – Hoover. Termostatul a menținut temperatura substratului. Atomii depuși aveau o viteză direcționată; prin urmare, nu au fost implicați în corectarea directă a termostatului. Formarea unui sistem multistrat a fost efectuată în mai multe etape. Fiecare strat a fost depus prin acoperirea secvențială a metalelor, Nb sau Co. În prima etapă, Co a fost depus pe un substrat format din atomi de Nb. Substratul avea o structură cristalină cu o înălțime de 3.7 nm și o lățime de 13.2 nm în direcții orizontale. Pentru reperul de înălțime zero, din care au început să se formeze straturile materialului depus, s – a ales suprafața substratului. Numărul de atomi de Nb din substrat a fost de 33600. Pentru a se potrivi rezultatelor simulației și datelor experimentale, precum și formarea de nanostraturi de grosime necesară, 18000 de atomi de Co au fost depuși pe substrat în prima etapă, 70000 de atomi de Nb au fost depuși în a doua și 30000 de atomi de Co au fost depuși în a treia etapă. Ca rezultat, s – au format trei nanofilme cu grosimea de 1.5 nm, 8 nm și 2.5 nm. Durata tuturor etapelor de depunere a celor trei straturi pentru versiunea de bază a preparării probei în condiții normale a fost aleasă în funcție de grosimea lor și a fost de 0.2 ns, 0.6 ns și 0.4 ns. Imaginea unui nanosistem multistrat format ca urmare a modelării matematice este prezentată în fig. 5.1:

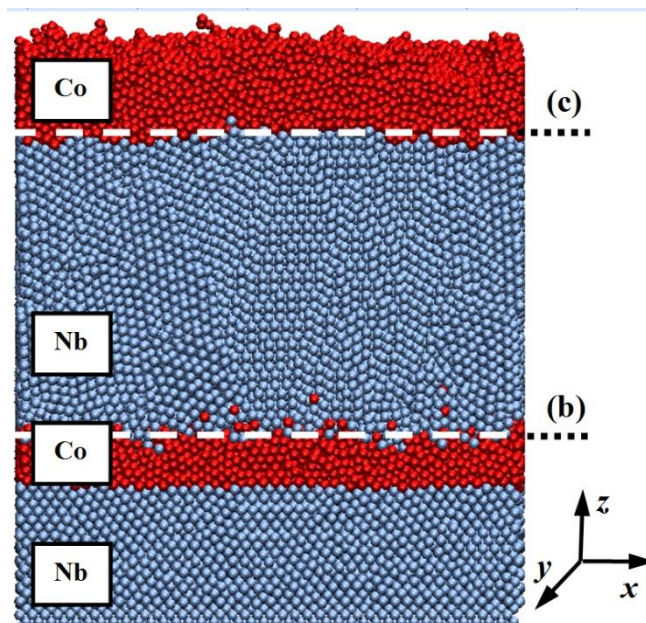


Fig. 5.1. Nanosistem multistrat Nb/Co. Punctele de contact ale nanofilmelor sunt indicate prin literele (b) și (c). În punctele de contact indicate, distribuția numerelor de coordonare va fi trasată mai jos. Temperatura substratului este fixată la 300 K.

Imaginea din fig. 5.1 demonstrează în mod clar procesele de formare a nanosistemului stratificat de Nb și Co și structura straturilor: straturile formate din atomi de Nb și Co au o structură policristalină. În acest caz, grupurile de atomi sunt combinați în domenii cu orientări spațiale diferite. Se observă estomparea zonei de contact dintre straturi și un profil de suprafață mai puțin uniform în comparație cu Nb. O caracteristică cantitativă a structurii spațiale a materialului poate fi obținută prin calcularea numărului de coordonare. Numărul de coordonare reflectă numărul de atomi apropiați, de același tip din rețeaua cristalină. Numărul celor mai apropiați vecini determină densitatea ambalajului materialului. Pentru diferite tipuri de rețele de cristal, numărul de coordonare va fi diferit. Rețeaua cubică centrată (caracteristică Nb) are un număr de coordonare egal cu 8, rețeaua hexagonală compactă (corespunde Co) – 12. Pentru nanosistemul format, modificarea valorii medii a numărului de coordonare în straturi au fost calculate – fig. 5.2. Modificarea numărului de coordonare din fig. 5.2 se corelează cu structura nanomaterialului prezentată în fig. 5.1 Substratul de Nb are o valoare al parametrului apropiată de 8, care indică structura sa cristalină. Nanofilmele de Co se caracterizează printr – un număr crescut de coordonare în intervalul 10 – 11. Această valoare nu atinge 12, ceea ce corespunde stării cristaline ideale a unei rețele hexagonale, care indică o structură amorfă a nanofilmelor de Co. Variațiile

numărului de coordonare din stratul intermediar de Nb sunt mai semnificative. Când ne apropiem de regiunile de contact cu Co, se observă o creștere a acestui parametru, fig. 5.2:

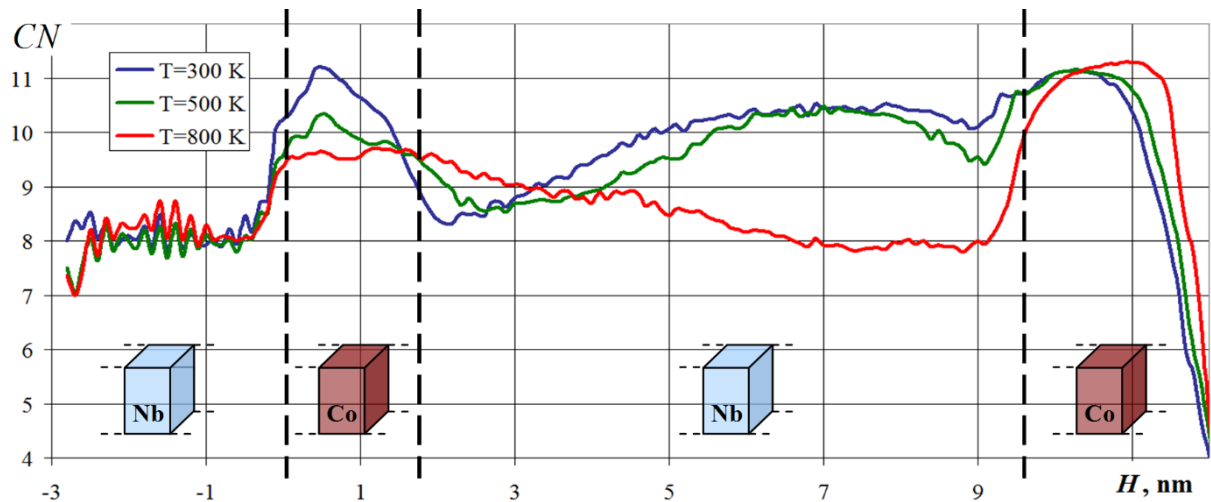


Fig. 5. 2. Schimbarea numărului de coordonare (CN) de - a lungul axei Z (prezentată în fig. 5.1) în straturile Nb și Co ale nanostructurii. Punctele de contact ale nanofilmelor sunt prezentate prin linii verticale. Distribuția este reprezentată grafic pentru cazurile de depunere pe substraturi la temperaturi de 300, 500 și 800 K.

Astfel, s – a arătat că structura nanomaterialului depinde nu numai de caracteristicile actuale ale stratului, ci și de caracteristicile structurale ale regiunilor adiacente acestuia. În plus, temperatura are un efect clar asupra numărului celor mai apropiați vecini dintr – un nanosistem și, prin urmare, asupra structurii și proprietăților sale. O scădere semnificativă a numărului de coordonare în straturile exterioare ale ultimului nanofilm este asociată cu efectele de suprafață și apariția fenomenelor limită în acea regiune. Distribuția acestui parametru în spațiu este prezentat în fig. 5.3:

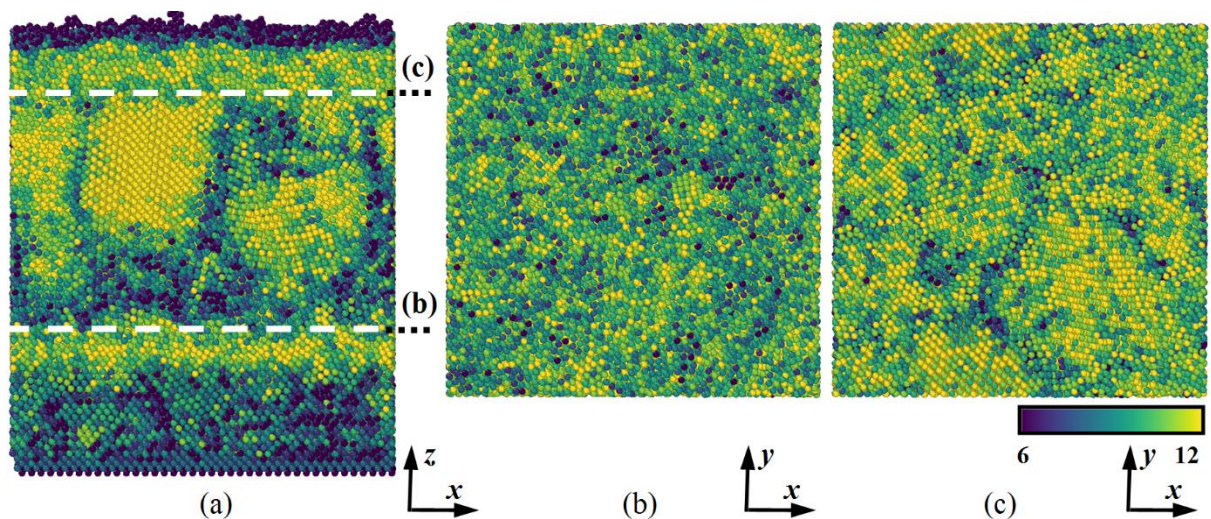


Fig. 5.3. (a) Distribuția spațială a numărului de coordonare în sistemul multistrat format Nb – Co (a) și în secțiunile sale paralele (b) și (c). Temperatura substratului 300 K.

Distribuția spațială a numărului de coordonare în nanocompozitul multistrat, ilustrat în fig. 5.3, caracterizează structura acestuia în detaliu. Liniile punctate din fig. 5.3 indică locațiile secțiunilor paralele prezentate în fig. 5.3.b și 5.3.c. Secțiunile corespund zonelor de contact ale nanostraturilor și sunt, de asemenea, marcate în fig. 5.1. Profilul de culoare al numărului de coordonare confirmă valoarea crescută a acestuia pentru straturile de Co. Valoarea parametrului din aceste straturi este variabilă, cu o răspândire într – un anumit interval de valori. Substratul de Nb are un număr mai mic de coordonare. Structura acestei regiuni a fost inițial cristalină și s – a schimbat nesemnificativ în timpul modelării și depunerii. Un efect interesant este observat în nanostratul intermediar de niobiu, unde au apărut zone distincte de cristalizare. Zonele de cristalizare au un număr mai mare de coordonare și se caracterizează printr – un pachet mai dens de atomi. Regiunile descrise apar în filme suficient de groase, în principal în apropierea straturilor de Co. Nepotrivirea rețelelor cristaline din metalele inițiale determină rearanjări reciproce ale atomilor și transformarea structurii în interiorul materialului. Următoarea serie de experimente a vizat influența zonei fluxului de depunere și dimensiunea regiunii de modelare pe structura și morfologia nanosistemului stratificat simulat. Fig. 5.4 prezintă acești parametri ai nanosistemului:

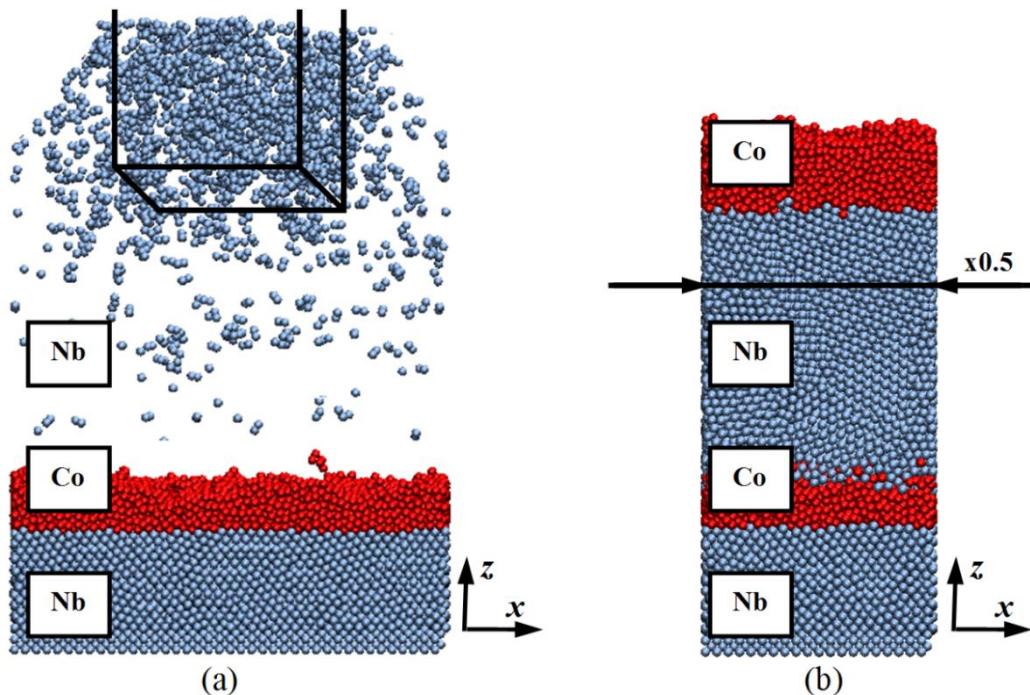


Fig. 5.4. Zona fluxului de depunere (a) și dimensiunea zonei de simulare (b). Zona fluxului de depunere este prezentată în partea de sus a figurii (a) cu linii negre. Reducerea domeniului de calcul din figura (b) este ilustrată de factorul x0.5 în direcțiile orizontale.

Modificarea zonei debitului de depunere, ilustrată în fig. 5.4.a, a fost efectuată prin reducerea zonei de evaporare a materiilor prime prezentate în regiunea superioară a acestei figuri. Suprafața de curgere a pulverizării a fost redusă de patru ori față de valoarea inițială. De asemenea, modelarea proceselor de formare a nanocompozitelor a fost realizată pe o scară redusă de 4 ori. În acest caz, numărul atomilor depuși în fiecare strat a fost proporțional redus, astfel încât grosimea nanofilmelor formate să nu se schimbe.

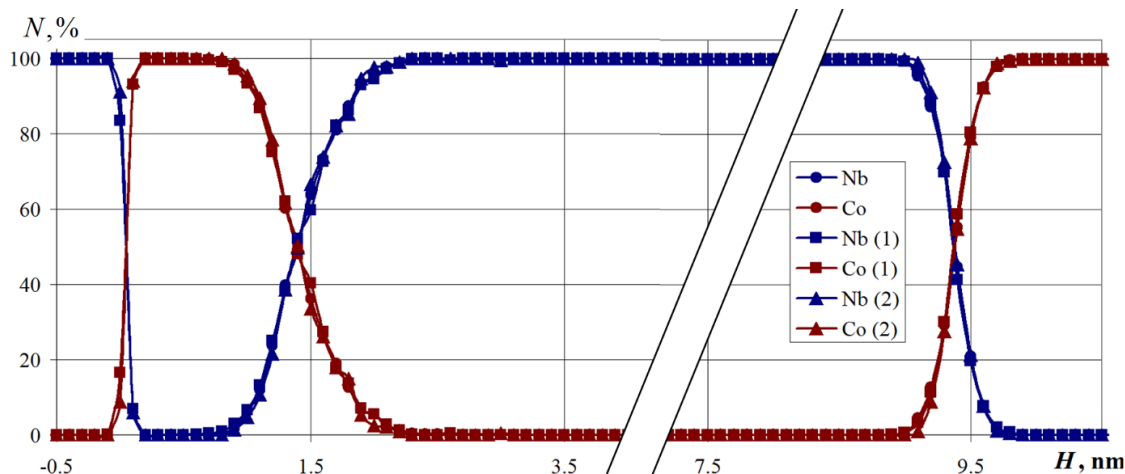


Fig. 5.5. Compoziția relativă strat cu strat a nanosistemului Nb – Co pentru fluxul de depunere redus de 4 ori (1) și zona de modelare redusă de 4 ori (2). Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme. Temperatura substratului este de 300 K.

Influența zonei fluxului de depunere și dimensiunea regiunii de modelare pe compoziția relativă a nanosistemului strat cu strat sunt prezentate în fig. 5.5. Dependentele fără index între paranteze corespund modului de bază de formare a nanosistemului. Analiza graficelor arată că schimbarea în intervalul studiat a unei scăderi a metalelor evaporate și o scădere a regiunii calculate, nu duc la rearanjări ale atomilor activi și la schimbarea compoziției nanostraturilor. O scădere a zonei fluxului de depunere a condus doar la apariția zonei de densitate atomică crescută în regiunea superioară deasupra substratului. Părăsind zona de evaporare, atomii depuși tind să ocupe o stare mai favorabilă din punct de vedere energetic și sunt împrăștiți pe un strat distribuit uniform pe întregul volum liber. Când atomii depuși ajung la suprafața substratului, efectul reducerii fluxului este nivelat. O scădere a dimensiunii transversale a nanosistemului cu un factor de 4, de asemenea, nu a afectat compoziția straturilor de nanosisteme, ceea ce poate fi văzut în fig. 5.5. Dependentele fracțiilor de Nb și Co diferă ușor de versiunea de bază a formației nanosistemului. Modificarea dimensiunii zonei de simulare ne permite să analizăm reprezentativitatea celulei de calcul. Domeniile computaționale mici pot duce la rezultate greșite de simulare datorită apariției efectelor la graniță. După cum rezultă din calcule, o scădere de patru

ori a volumului nanosistemului nu a afectat compoziția straturilor de nanocompozite. Straturile sunt conectate în aceleași locuri, iar dependențele proporțiilor de Nb și Co diferă ușor de varianta principală a formației probei. Datele obținute indică faptul că aria de modelare selectată inițial îndeplinește pe deplin cerința reprezentativității, iar rezultatele cercetării în mod corespunzător reproduc proprietățile nanosistemului modelat.

Următoarea serie de experimente computaționale a avut ca scop elucidarea gradului de dependență a structurii nanosistemului multistrat de densitatea fluxului atomilor depuși. Această valoare este controlată de o creștere sau scădere a numărului de atomi depuși pe unitate de timp introdus în sistem din zona de evaporare. Aici, sunt calculate variantele experimentelor numerice cu privire la formarea nanofilmelor cu o creștere de 2 ori și o reducere de 1.5 ori densitatea fluxului atomilor depuși. Compoziția stratificată relativă a nanocompozitului pentru calcule este prezentată în fig. 5.5. Aici, fracția de elemente din compoziție în timpul formării nanostraturilor cu o rată de depunere redusă de 1.5 ori este prezentată de linii solide fără markeri, cu intensitate crescută cu puncte, linii fără markeri și intensitatea depunerii atomului de bază prin linii solide cu markeri.

Analiza dependenței din fig. 5.6 arată că o scădere a ratei de depunere a metalelor nu a afectat în mod semnificativ distribuția compoziției în straturile unui nanosistem multistrat.

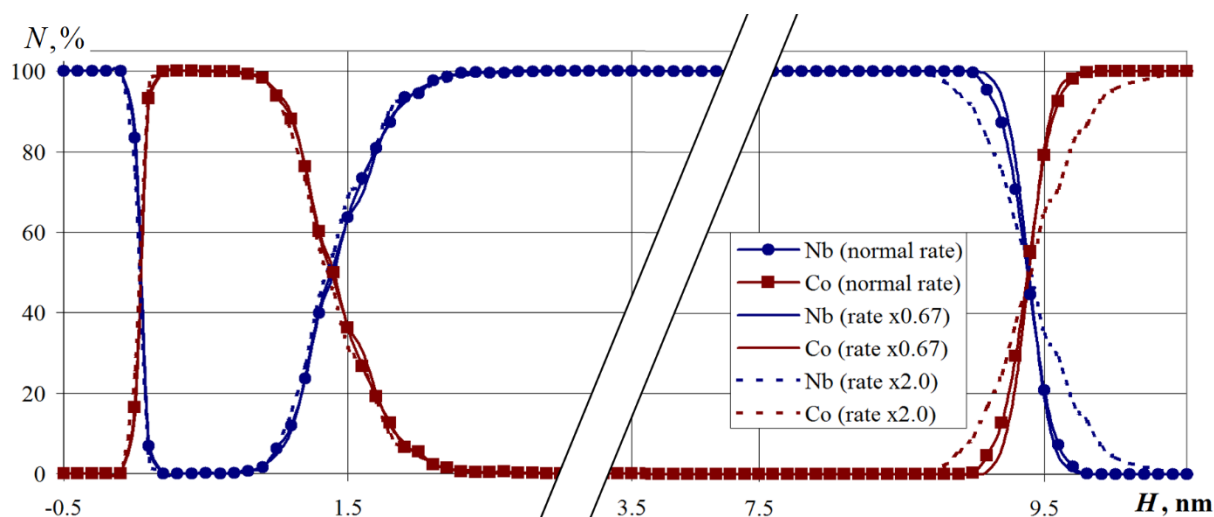


Fig. 5.6. Compoziția relativă stratificată a nanosistemului Nb – Co pentru diferite rate de depunere. Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme. Temperatura substratului este de 300 K.

O creștere a vitezei a dus la o deviere a compoziției de la datele obținute în versiunea de bază de calcul. O creștere semnificativă a intensității fluxului duce la faptul că atomii de metal încep să se aglomereze în nanoparticule deasupra suprafeței substratului. Structura nanofilmelor

rezultate depinde în mod direct de dimensiunea clusterelor depuse și nu are întotdeauna timp să se reconstruiască la contactul direct cu suprafața. Datorită efectelor respective, pot apărea neomogenități, luxații și goluri în material. Abaterea în dependențele compoziționale construite în straturile superioare ale nanocompozitului, unde datorită unei structuri mai rarefiate, se remarcă în special amestecarea suplimentară a regiunilor de contact cu nanofilmele. Studiile efectuate indică prezența unei anumite rate critice de depunere, al cărei exces duce la o structură diferită a nanomaterialelor. Deoarece în procesele tehnologice reale depunerea se efectuează cu o intensitate suficient de mică (aproximativ 1000 nm pe oră), pentru a obține rezultate de cercetare adecvate fizic, procesele de depunere trebuie simulate la o viteză care nu depășește această valoare critică. Pe de altă parte, nu este necesară creșterea duratei etapelor de creștere a nanofilmului, aproximând maxim valoarea reală a acestuia, întrucât, în conformitate cu graficele din fig. 4.5, structura și compoziția în acest caz sunt similare. A fost efectuată o serie de experimente pe calculator în care a fost studiată formarea de nanosisteme multistrat Nb – Co în intervalul de temperatură 300 – 800 K, pentru temperaturi ale substratului de 300, 500 și respectiv 800 K. Rezultatele simulării sunt prezentate în fig. 5.6 sub forma unui grafic compozițional procentual al acestui nanosistem. Calculele au arătat că temperatura substratului afectează semnificativ formarea structurii nanosistemului. O creștere a temperaturii duce la o creștere a grosimii totale a nanosistemului (la 800 K, această valoare a crescut cu 0.3 nm comparativ cu o temperatură de 300 K). Regiunea penetrării reciproce a atomilor de Nb în straturile sistemului de Co, și invers, este de asemenea în creștere, ceea ce se vede clar în graficele din fig. 5.7:

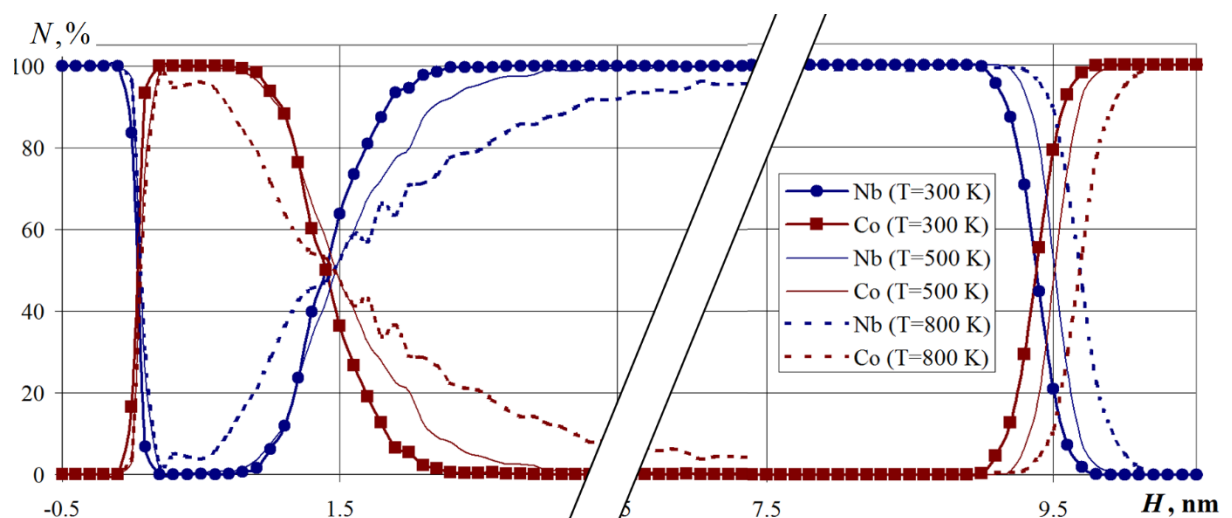


Fig. 5.7. Compoziția procentuală a nanosistemului multistrat Nb – Co format la o temperatură a substratului de 300, 500 și, respectiv, 800 K. Parametrul N este procentul de Co și Nb din straturile orizontale de nanofilme.

Rezultatul modelării depunerii atomilor de niobiu pe o bază stratificată de cobalt și fier este prezentat în fig. 5.8:

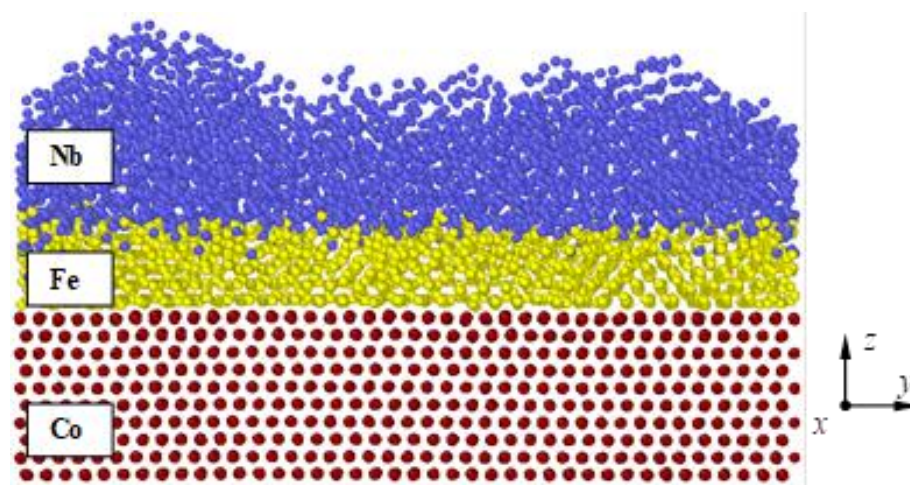


Fig. 5.8. Aspectul și structura nanocompozitului Co – Fe – Nb obținut prin simularea cu ajutorul dinamicii moleculare a depunerii nanofilmului de Nb.

Relieful neuniform al interfeței nanofilmului de niobiu depus este clar vizibil. Nanofilmul format se depune, cu diferențe de înălțime de câțiva angstromi. Acest efect, poate fi explicat prin forțe de interacțiune mai intense care apar între atomii de Nb în comparație cu alte tipuri de atomi luați în considerare. Analiza sistemului arată că straturile de Co – Fe nu au suferit o restructurare semnificativă și structura lor a rămas predominant cristalină. Din fig. 5.8 este clar vizual că interfața Fe/Nb este difuză. De asemenea, în timpul procesului de depunere, nu s – a observat o penetrare adâncă a atomilor de Nb în Co/Fe. Acest rezultat este important, deoarece în unele cazuri, în timpul depunerii magnetron, are loc amestecarea materialelor și se formează interfețe difuze între nanofilme. Interfețele difuze duc la perturbarea mecanismelor de magnetizare ale elementului de memorie, ceea ce înseamnă perturbarea ulterioară a proprietăților sale funcționale de bază. Analiza cantitativă a compoziției nanocompozitului format a fost efectuată strat cu strat, ca și în cazul supapei de spin. Pentru acest lucru, s – au luat în considerare straturi subțiri orizontale ale nanosistemului cu o grosime de 2 Å în direcția verticală și s – au calculat cotele cantitative ale tipurilor de atomi studiați din fiecare strat. Calculul a început de la stratul inferior și s – a încheiat la suprafața nanofilmului exterior de Nb depus. Cotele procentuale atomilor depuși pe nanostraturi sunt prezentate în fig. 5.9:

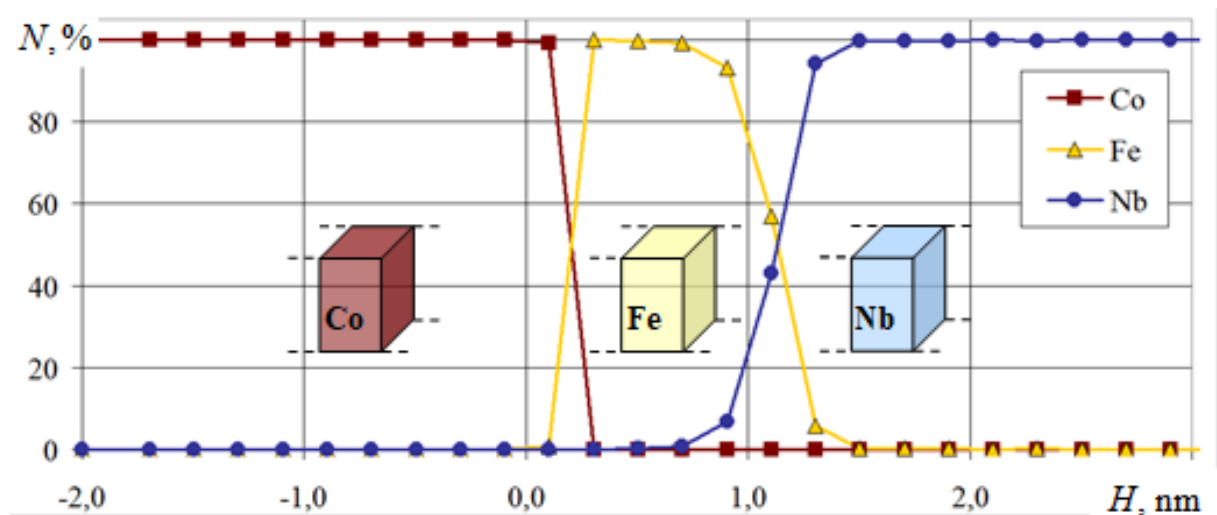


Fig. 5.9. Distribuția procentuală a nanocompozitului Co – Fe – Nb pe înălțime, după depunerea nanofilmului de Nb.

Studiul compoziției prezentat în fig. 5.9 indică o separare destul de clară a nanofilmelor din diferite materiale și confirmă rezultatele analizei vizuale a structurii atomice prezentate în fig. 5.8. Cu toate acestea, se observă formarea unei zone de contact difuză între nanofilemele de Fe și Nb în comparație cu contactul dintre straturile de Co și Fe. Atomii de Nb depuși au energie cinetică mare, drept urmare sunt introduși parțial în straturile de Fe de la suprafața pe care se efectuează depunerea magnetron. Pentru a evalua structura unui material atomistic, am folosit parametrul centrosimetric al rețelei cristaline, calculat în conformitate cu următoarea expresie:

$$C_{\text{sim}} = \sum_{i=1}^{Z/2} |\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_{i+Z/2}|^2, \quad (5.1)$$

unde Z – numărul de vecini cei mai apropiați pentru atomul în cauză, \mathbf{r}_i și $\mathbf{r}_{i+Z/2}$ - vectorul rază a atomului analizat și a unuia dintre atomii apropiați. Valoarea medie rezultată a parametrului caracterizează abaterea generală a structurii nanomaterialului de la structura cristalină ideală. În caz general, parametrul centrosimetric al rețelei depinde de mulți factori, inclusiv temperatura, deoarece fluctuațiile termice afectează abateri de coordonate ale atomilor de la pozițiile lor ideale. Cu toate acestea, pentru materialele cristaline solide valoarea medie a acestui parametru este mică, iar pentru materialele amorfe are o valoare pozitivă mare. Pentru nanostructura Co – Fe – Nb, distribuția parametrului centrosimetric al rețelei pentru diferite proiecții axiale este ilustrată în fig. 5.10:

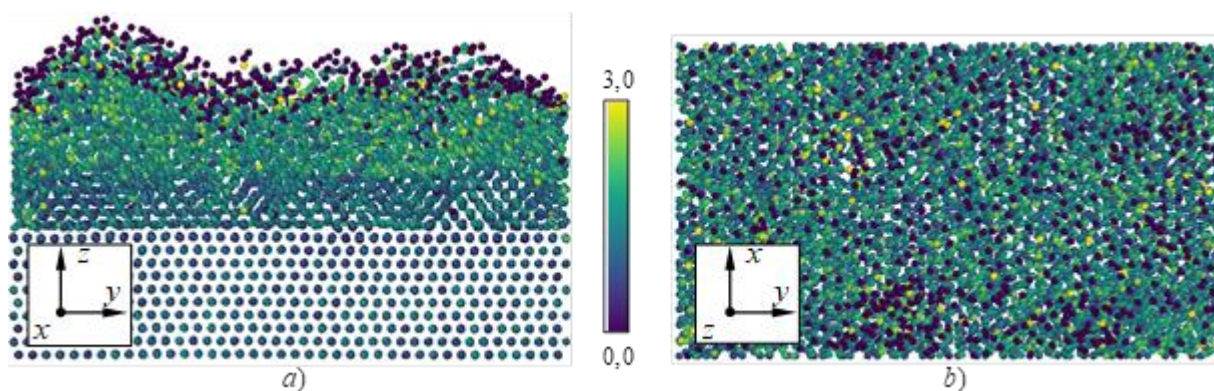


Fig. 5.10. Distribuția parametrului centrosimetric al rețelei de atomi ai nanostructurii Co – Fe – Nb după depunere pe proiecțiile axiale: (a) yoz și (b) yox.

Analiza structurii atomice a nanostructurii formate din fig. 5.10 arată că valoarea cea mai mică a parametrului C_{sim} o au atomii de Nb de la suprafață. Acest efect este explicat de un set incomplet de vecini mai apropiați ai acestor atomi; prin urmare, parametrul centrosimetric al rețelei nu poate fi utilizat pentru a studia structura suprafeței nanomaterialelor. Nanofilmele de Co și Fe au o valoare mică a parametrului centrosimetric al rețelei, ceea ce indică faptul că structura lor este aproape de cea cristalină. Nanofilmul de Nb depus este caracterizat de valori mai mari ale parametrului centrosimetric – C_{sim} . În fig. 5.10, structura sa non – ideală este clar vizibilă. În timpul depunerii, stratul de Nb suferă o restructurare semnificativă și o ușoară compactare ulterioară din cauza proceselor de transformare care au loc între atomi. Cu toate acestea, structura finală a Nb conține și distorsiuni ale rețelei cristaline. Defectele de structură și aranjarea locală a atomilor care apar în timpul depunerii nanofilmelor, pot cauza agravarea parametrilor magnetici macroscopici, cum ar fi modulul de magnetizare, permeabilitatea magnetică și coeficientul ei de temperatură, și altele. Valoarea medie a parametrului centrosimetric al rețelei în timpul procesului de modelare a variat în intervalul de la 0 la 15. O astfel de valoare mare se datorează în primul rând influenței atomilor de Nb depuși la întâmplare, care au contribuit semnificativ la valoarea calculată. În timpul formării nanofilmului, atomii de Nb au apărut aleatoriu în zona de depunere, astfel încât structura lor era departe de structura cristalină ideală. Pentru atomii stabiliți, valoarea parametrului centrosimetric al rețelei a scăzut ulterior. În cadrul studiului proceselor de depunere a nanofilmelor au fost efectuate experimente de calcul în care dimensiunile sistemelor au fost mărite de mai multe ori atât pe direcții orizontale, cât și în raport cu numărul de atomi depuși. În toate cazurile, s – au obținut rezultate similare în ceea ce privește structura și compoziția nanostructurii formate. În acest fel, a fost exclusă influența efectelor de graniță asupra

proprietăților probei formate cu trei straturi. În cazul creșterii doar a numărului de atomi de Nb depuși, grosimea nanofilmului final a crescut, dar s – a păstrat componența și suprafața neuniformă. Studiul proprietăților magnetice a nanostructurii stratificate, aranjate succesiv – Co, Fe și Nb a fost efectuat la o temperatură de 8 K. Această valoare a temperaturii sistemului se datorează faptului că la o temperatură care nu depășește 9,25 K, Nb trece în starea supraconductoare. Prin urmare, temperatura a fost menținută folosind un termostat Langevin la un nivel de 8 K. Ca rezultat al simulării, a fost obținută distribuția spațială a spinilor atomilor de Fe. Direcția vectorilor de spin la momentul inițial a fost stabilită aleatoriu pentru a minimiza probabilitatea influenței asupra distribuției finale a vectorilor de spin. În momentul inițial de timp, conglomeratul de atomi de Fe și vectorii lor de spin este prezentat în fig. 5.11:

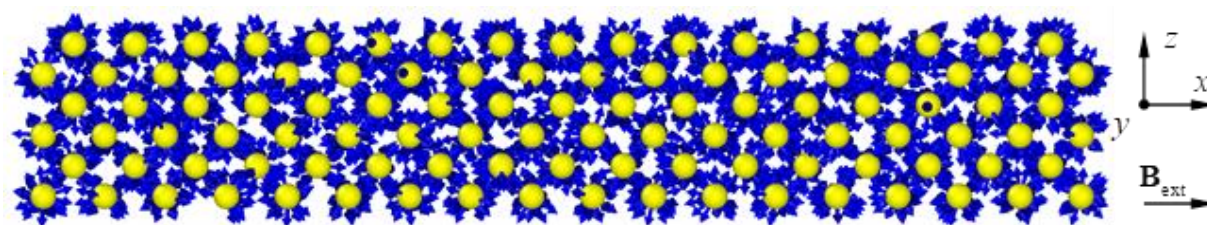


Fig. 5.11. Distribuția vectorilor de spin ai atomilor de Fe la momentul inițial de timp.

În timpul simulării, așa cum se arată în fig. 5.11, se observă o reorientare a spinilor atomilor de fier, atât în absența unui câmp magnetic extern, cât și în prezența acestuia. În fig. 5.12.a și 5.12.c se formează fluxuri de vortexuri (skyrmioni), regiuni de magnetizare uniformă spontană în care momentele magnetice ale atomilor de Fe sunt co – dirijate, deși nu s – a aplicat niciun câmp magnetic structurii:

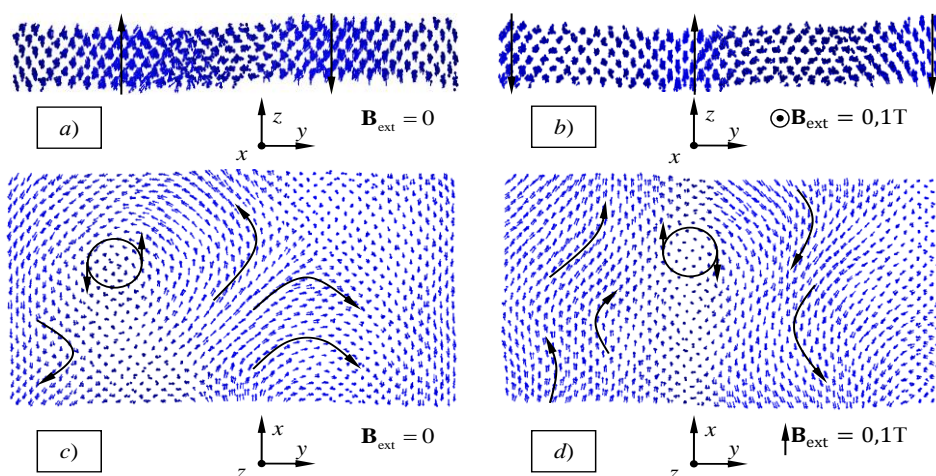


Fig. 5.12. Direcția vectorilor de spin în Fe cristalin pentru un moment de timp 10 ps în absența unui câmp magnetic extern (a, c) și în prezența acestuia de – a lungul suprafeței nanofilmului (b, d)

Skyrmionii sunt excitații cuantice într – un sistem magnetic, care pot fi considerate excitații colective ale momentelor magnetice. Ei sunt cuasiparticule care se pot mișca într – un sistem magnetic, ca electronii dintr – un conductor. Skyrmionii se găsesc atât în nanofilmele magnetice subțiri, cât și în supraconductori. Materialele în care apar skyrmionii sunt promițătoare pentru dispozitivele spintronice, inclusiv ca elemente de memoriei magnetică. Așadar, reorientarea coordonată a vectorilor de spin ai atomilor indică apariția magnetizării spontane în fier. Acest comportament al spinilor înseamnă că materialul are proprietăți feromagnetice. Manifestarea proprietăților feromagnetice ale Fe este cunoscută, care confirmă caracterul adecvat al modelului luat în considerare, precum și parametrii potențialelor și interacțiunilor magnetice utilizate. Fig. 5.12.b și 5.12.d arată distribuția momentelor magnetice din sistem într – un câmp magnetic extern. Direcția vectorului de inducție magnetică pentru acest sistem a coincis cu direcția axei ox. Mărimea vectorului de inducție magnetică în timpul simulării a fost de 0.1 T. Din fig. 5.12 se poate observa că aplicarea unui câmp magnetic extern a dus la o deplasare a regiunilor vortexului magnetic. Într – un sistem căruia i se aplică un câmp magnetic extern, precum și într – un sistem în absența unui câmp magnetic, se observă formarea de skyrmioni. Comportamentul magnetic general al unui material poate fi analizat folosind vectorul de magnetizare al sistemului și energia magnetică. Modificarea acestor parametri în timpul simulării este prezentată în fig. 5.13:

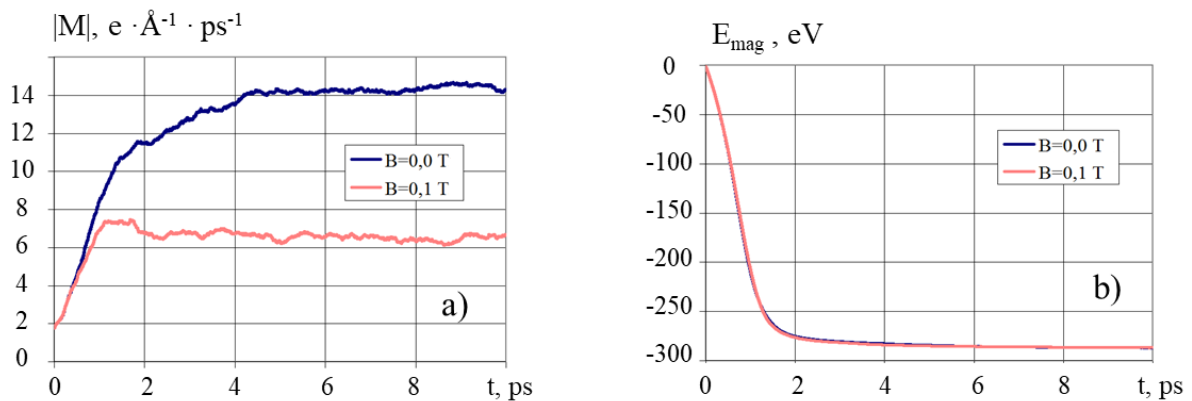


Fig. 5.13. Modificarea normei de magnetizare (a) și a energiei magnetice a sistemului Fe cristalin (b) în timpul simulării într – un câmp magnetic $B_{\text{ext}} = 0.1$ T extern și în absența acestuia.

Simularea a arătat că sub influența unui câmp magnetic extern, în Fe cristalin apare un moment magnetic indus, a cărui direcție este opusă direcției vectorului de inducție magnetică a câmpului aplicat. Acest fenomen se datorează principiului Le Chatelier – Brown, conform căruia

orice sistem aflat în echilibru, supus unei influențe externe slabe, tinde să reducă această influență. Acest fenomen explică scăderea valorii normei de magnetizare a sistemului sub influența unui câmp magnetic extern, ceea ce este clar vizibil în fig. 5.13.a. După cum se poate observa din fig. 5.13.b, energia magnetică totală a sistemului în timpul experimentului numeric (modelării) se stabilizează în jurul valorii de -280 eV atât în prezența unui câmp magnetic extern, cât și în absența acestuia. Modificarea bruscă a energiei magnetice în stadiul inițial al calculelor se datorează stării inițiale de neechilibru a sistemului luat în considerare, cauzată de distribuția aleatorie a vectorilor de spin la momentul inițial. Un comportament detaliat al vectorului de magnetizare a nanofilmului de fier este ilustrat în fig. 5.14, care arată dinamica componentelor individuale ale acestui vector. Comportamentul proiecțiilor vectorului de magnetizare diferă semnificativ pentru cazul aplicării unui câmp magnetic la sistem și în absența acestuia.

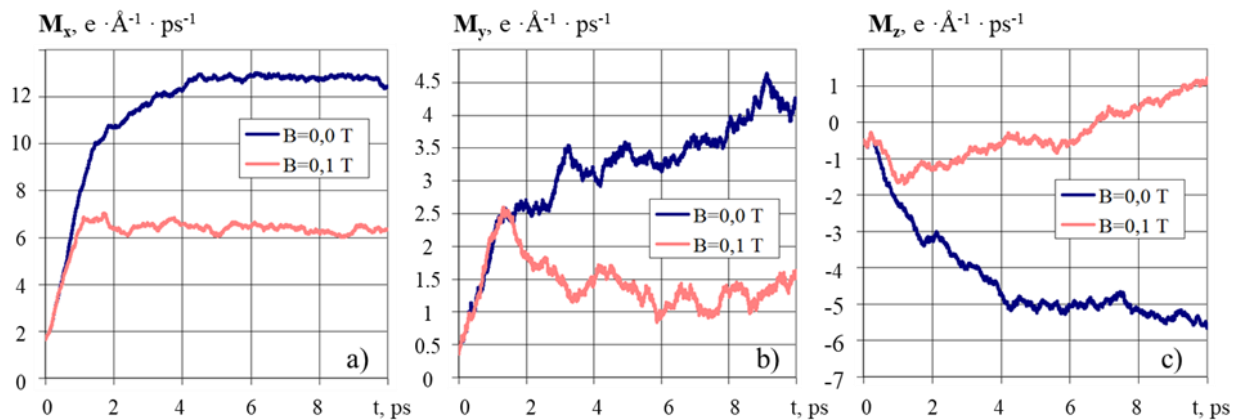


Fig. 5.14. Componentele vectorului de magnetizare de – a lungul axelor ox (a), oy (b) și oz (c) într – un câmp magnetic extern și în absența acestuia.

Din fig. 5.14 este clar că sub influența unui câmp magnetic extern are loc o reorientare a momentelor magnetice ale atomilor. Deoarece mărimea componentelor vectorului de magnetizare de – a lungul axelor oy și oz se apropie de zero – fig. 5.14.b și 5.14.c, putem concluziona că vectorii de spin ai atomilor se rotesc de – a lungul axei ox. Formarea skyrmionilor și comportamentul lor sub influența unui câmp magnetic sugerează posibilitatea utilizării promițătoare a nanofilmelor de Fe cristalin pentru dispozitivele de memorie, funcționând pe principiul deplasării controlate a regiunilor magnetice vortex sub influența unui câmp magnetic extern. Reproducibilitatea rezultatelor obținute în experimentele numerice se datorează faptului că, pentru orice distribuție inițială a vitezelor și direcțiilor spinilor atomilor, sistemul ajunge la o stare unică fizică de echilibru. Pentru a confirma acest fapt, au fost efectuate experimente numerice suplimentare cu o distribuție alternativă a vitezelor inițiale și a vectorilor de spin ai atomilor.

Pentru nanostructurile cu nanostraturi de Fe, a fost calculat și momentul magnetic, a cărui valoare în unități de magneton Bohr este $2.2 \mu_B$. Valoarea obținută este în bună concordanță cu datele obținute din modelare, unde momentul magnetic a fost egal cu $2.17 \mu_B$, ceea ce indică acuratețea satisfăcătoare a modelului matematic selectat și parametrii de modelare utilizați. Proprietățile magnetice a nanostructurii Co – Fe în câmp magnetic constant, sunt prezentate în fig. 5.15, unde vectorul de inducție magnetică $\mathbf{B}_{ext} = 0,1 \text{ T}$ a fost direcționat de – a lungul axei ox:

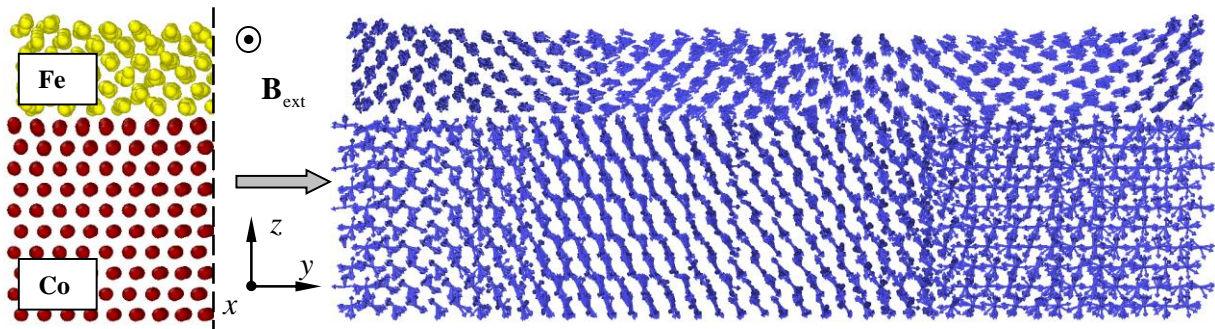


Fig. 5.15. Distribuția momentelor magnetice ale atomilor într – un nanocompozit Co – Fe pentru timpul de simulare 10 ps.

Materialele aveau o structură cristalină; a fost folosit potențialul MEAM pentru interacțiunea dintre atomi. Vectorii inițiali ai vitezelor și spinilor atomilor au fost stabiliți aleatoriu în conformitate cu temperaturile inițiale ordinare și de spin, care au coincis cu valorile temperaturii $T = T_s = 8 \text{ K}$. În timpul simulării, temperaturile normale și de spin au fost menținute același utilizând dinamica Langevin. Această valoare a temperaturii a fost aleasă în mod specific sub temperatura de tranziție supraconductibilă a niobiului (9.25 K). Este cunoscut faptul că în supraconductori, inclusiv Nb, în timpul tranziției supraconductibile, are loc fenomenul de expulzare completă sau parțială a câmpului magnetic din volumul materialului, datorită efectului Meissner. Din acest motiv, stratul de Nb nu a fost luat în considerare în modelarea respectivă. Rezultatul dinamicii spinilor nanosistemelor Co – Fe cu două componente la un timp de simulare de 10 ps este prezentat în fig. 5.16. La momentele inițiale de timp, momentele magnetice ale atomilor din nanofilmul de Co și nanofilmul de Fe erau multidirecționale. Ulterior, a fost observată o schimbare comună a orientării spinilor atomilor. Stratul de Fe a fost caracterizat mai mult de formarea regiunilor magnetice vortex și skyrmioni, care anterior au fost obținute prin modelarea unui strat separat de Fe cristalin. Comportamentul magnetic al nanofilmului de Co a fost diferit de

natura orientării reciproce a spinilor în nanostratul de Fe. Au fost obținute regiuni de domeniu magnetic destul de clar definite, care sunt identificate în fig. 5.16:

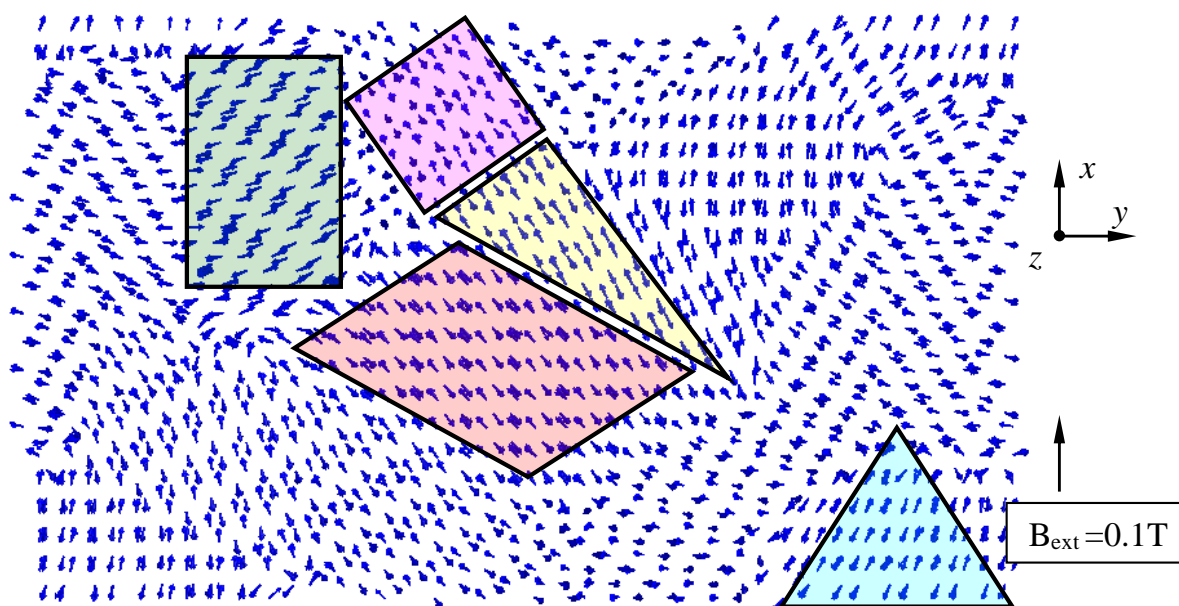


Fig. 5.16. Formarea regiunilor magnetice (domene) într – un nanofilm de Co la un timp de simulare de 10 ps.

Zonele magnetice de domeniu prezentate din fig. 5.16, sunt evidențiate de diferite figuri geometrice și au o orientare spațială diferită a vectorilor de spin unul față de celălalt. În același timp, se observă o orientare uniformă consistentă a spinilor atomici în interiorul regiunilor selectate. Forma domeniilor variază. La granița regiunilor magnetice, vectorii de spin ai atomilor se rotesc. Cu toate acestea, magnetizarea globală a sistemului este scăzută din cauza absenței unei direcții de prioritate clar definite a momentelor magnetice. Natura de bandă a magnetismului nanofilmului de Co este motivul polarizării sporite a spinilor electronilor de conducție, care poate fi utilizată pentru a crea noi nanofilme și nano obiecte magnetice în dispozitive de înregistrare ultra – densă și stocare a informațiilor. Dinamica statistică medie a mișcării atomilor și modificările spinilor acestora pot fi evaluate prin calcularea temperaturilor sistemului. Schimbarea temperaturilor de rețea T_l și de spin T_s ale nanofilmului de Co – Fe studiat în timpul procesului de simulare este ilustrată în fig. 5.17. Analiza graficului temperaturii arată că în momentele inițiale de timp se observă modificări și salturi semnificative ai acestor parametri. Acest efect este explicat prin distribuțiile inițiale stocastice ale vitezelor și momentelor magnetice ale atomilor. Ulterior, vitezele și direcțiile spinilor, care erau instabile în starea inițială, sunt rearanjate, iar fluctuațiile valorilor devin moderate.

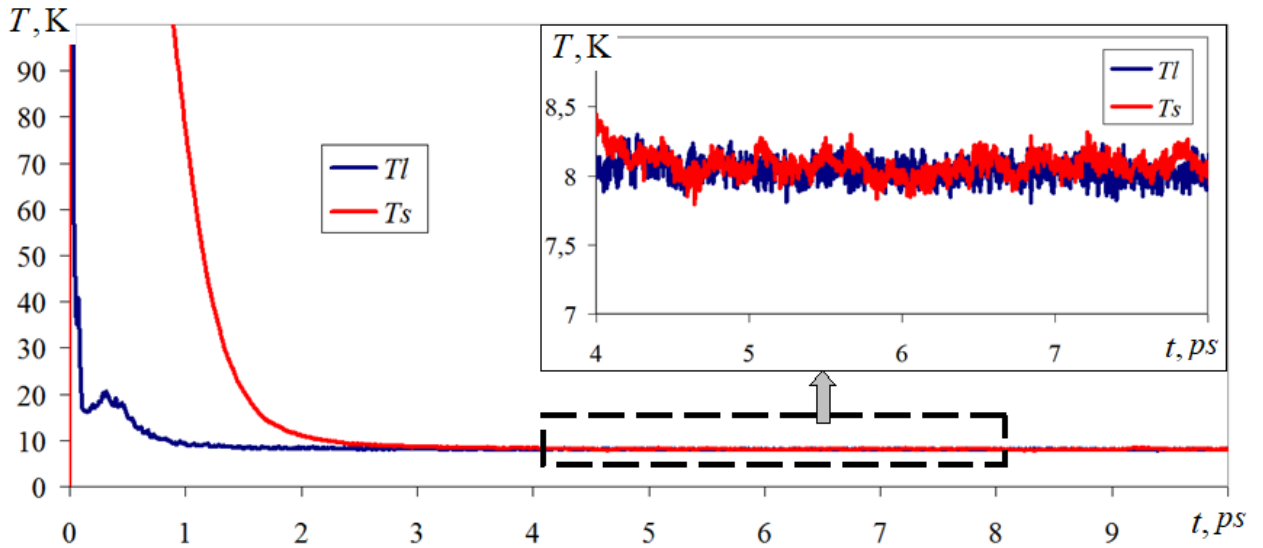


Fig. 5.17. Curbele temperaturii de spin și ale temperaturii rețelei în funcție de timp pentru nanocompozitul Co – Fe.

Dinamica temperaturii ajunge în moduri staționare corespunzătoare valorii termostatului de 8 K. Fluctuațiile minore de temperatură în apropierea valorii țintă indică faptul că compozitul se află într – o stare stabilă energetic, iar termostatele de rețea și de spin funcționează adecvat în sistem. Pentru nanostructura stratificată Co – Fe, modificarea ratei de magnetizare a fost calculată și este prezentată în fig. 5.18:

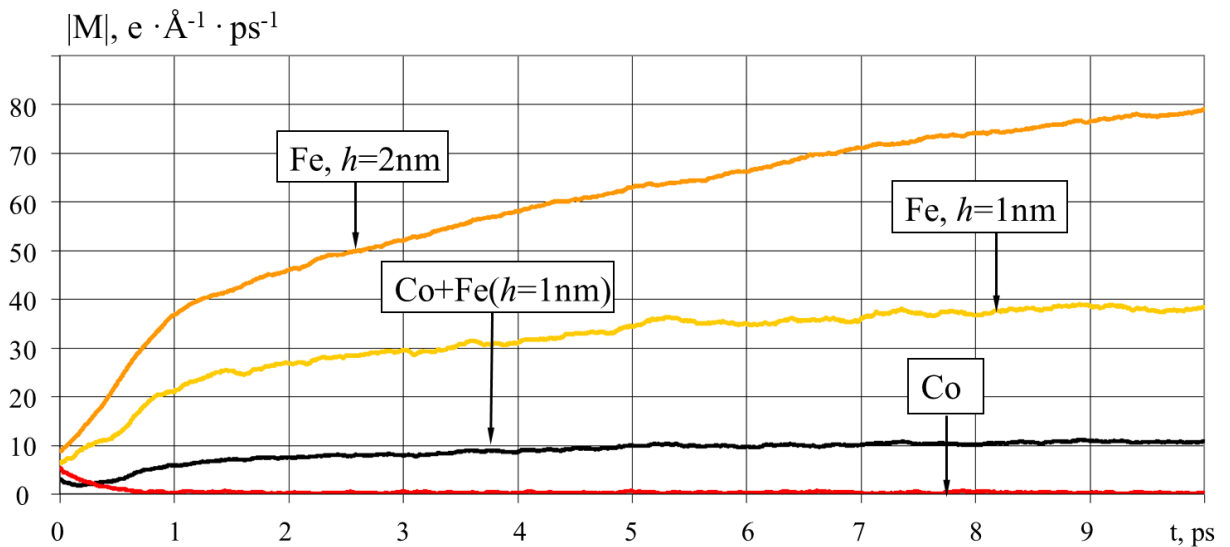


Fig. 5.18. Modificarea ratei de magnetizare în straturile de Co și Fe de diferite grosimi și a nanostructurii în ansamblu.

Viteza de magnetizare a fost determinată cât pentru întreaga nanostructură (Co + Fe($h = 1$ nm)), și separat pentru cobalt (Co) și fier (Fe ($h = 1$ nm)). În plus, a fost efectuat un studiu al comportamentului magnetic al aceluiași sistem, dar cu grosimea nanofilmului de fier crescută de 2 ori (Fe ($h = 2$ nm)). Momentele magnetice ale structurii domeniului care apar în Co sunt multidirecționale, ceea ce face ca rata de magnetizare a acestui nanofilm să fie aproape de zero. După cum se poate observa din fig. 5.18, alinierea domeniilor are loc destul de repede (în timpul primei picosecunde a simulării), iar ulterior valoarea magnetizării Co se modifică nesemnificativ. Dinamica vitezei de magnetizare a nanofilmelor de Fe este mai variabilă. Acest lucru se datorează faptului că este necesar un timp mai mare pentru apariția orientării vortexului spinilor atomici. În plus, după formarea skyrmionilor în Fe, poate apărea o oarecare deplasare, care afectează și modificarea ratei de magnetizare. Skyrmionii din nanostratul de Fe au un moment magnetic clar definit, ceea ce duce la valori mai mari ale ratei de magnetizare a Fe comparativ cu nanofilmul de Co. Acest efect este clar vizibil în fig. 5.18. În varianta experimentului numeric cu o grosime mai mare a nanostratului de Fe, structurile vortex apar nu numai în planul nanofilmului, ci și în volum, ceea ce determină o reorientare a momentelor magnetice ale atomilor și, în consecință, o creștere a normei de magnetizare a materialului. Utilizarea skyrmionilor obținuți în urma simulării și a joncțiunilor Josephson este o direcție foarte eficientă în crearea de dispozitive de memorie rapide și eficiente din punct de vedere energetic, precum și în dezvoltarea qubiților supraconductori și a circuitelor cuantice destinate noilor generații de procesoare cuantice. Astfel de nanostructuri pot fi, de asemenea, folosite ca inductori cinetici reglabili, care sunt proiectați să implementeze și să controleze rețele neuronale artificiale. Cu toate acestea, crearea materialelor nanostructurate și controlul precis al stărilor lor magnetice necesită o dezvoltare a tehnologiilor de fabricație, a proceselor de funcționare, precum și extinderea înțelegerii proprietăților fundamentale ale nano – obiectelor. Utilizarea unei nanostructuri feromagnetice – superconductor ca supapă de spin sau joncțiune de tunel magnetică este relevantă pentru TA – MRAM (în care asistența termică este combinată cu aplicarea unui impuls de câmp magnetic), deoarece temperaturile de blocare ale materialelor magnetice sunt foarte scăzute.

5.2. Concluzii la Capitolul 5.

1. În urma experimentelor numerice a fost posibilă observarea vizuală a structura nanomaterialului care depinde nu numai de caracteristicile actuale ale stratului, ci și de caracteristicile structurale ale regiunilor adiacente acestuia.
2. În nanostratul gros de Nb, s – au observat zone distincte de cristalizare, zonele de cristalizare au un număr mai mare de coordonare și se caracterizează printr – un pachet mai dens de atomi. Regiunile descrise apar în filme suficient de groase, în principal în apropierea straturilor de Co. Nepotrivirea rețelelor cristaline din metalele inițiale determină rearanjări reciproce ale atomilor și transformarea structurii în interiorul materialului.
3. O scădere a zonei fluxului de depunere și a regiunii de simulare cu 75% din valorile inițiale nu duce la rearanjări ale atomilor și la o modificare a compoziției nanofilmelor. O scădere a zonei de flux de depunere a cauzat apariția zonei de densitate atomică crescută în regiunea superioară deasupra substratului.
4. O creștere semnificativă a intensității fluxului de depunere duce la apariția neomogenităților, luxațiilor și golurilor în interiorul nanosistemului format datorită grupării preliminare a atomilor liberi.
5. O scădere a ratei materialelor evaporate și o scădere a regiunii calculate, nu duc la rearanjări ale atomilor activi și la schimbarea compoziției nanostraturilor.

Concluzii generale

1. Dacă direcția vectorului de magnetizare se schimbă într – un strat de feromagnetic F, sau direcția vectorului interacțiunii de schimb E_{exc} se schimbă de la strat F la strat F, atunci nemijlocit apar componente triplete a condensatului supraconductor; excepție este cazul vectorilor antiparaleli a interacțiunii de schimb.
2. Structurile supraconductoare de Nb/Co, Co/Fe/Nb nu trebuie să fie formate din metale nemiscibile pentru a evita creșterea de tip insulă a nanostraturilor de pelicule din cauza neumezirii lor reciproce la interfață.
3. În urma optimizării parametrilor tehnologici de depunere magnetron s – a reușit depunerea de nanostraturi cu interfețele atomar netede, într – un singur ciclu de vid, în atmosferă de Ar.
4. Analiza interfețelor structurilor supraconductor/feromagnetic prin raze X a arătat calitatea înaltă a interfețelor și rugozitatea de până la 0.3 nm.
5. O analiză a distribuției numărului de coordonare în material a arătat că straturile au o structură diferită atunci când nanofilmele multistrat sunt formate în condiții normale. Nanofilmele de Co sunt caracterizate de o structură amorfă. Nepotrivirea rețelelor metalelor inițiale determină rearanjări reciproce ale atomilor și transformarea structurii în interiorul nanosistemului.
5. O scădere a zonei fluxului de depunere și a regiunii de simulare cu 75 % din valorile inițiale nu duce la rearanjări ale atomilor și la o modificare a compoziției nanofilmelor. O scădere a zonei de flux de depunere a cauzat apariția zonei de densitate atomică crescută în regiunea superioară deasupra substratului.
6. O creștere semnificativă a intensității fluxului de depunere duce la apariția neomogenităților, luxațiilor și golurilor în interiorul nanosistemului format, datorită grupării preliminare a atomilor liberi.

RECOMANDĂRI

1. Cu ajutorul dinamicii moleculare și a modelului atomului scufundat – MEAM, au fost ajustați parametrii de depunere magnetron cu scopul îmbunătățirii calității interfețelor straturilor nanometrice adiacente, ceea ce contribuie semnificativ la îmbunătățirea interfețelor adiacente cu sporirea efectelor cuantice, deci se recomandă a depune structurile la temperatura de 300 K a substratului de siliciu.
2. Se recomandă a aplica metamaterialul artificial alcătuit din nanostraturile: [Co (1.5 nm)/Nb (8 nm)/Co (2.5 nm)/Nb (8 nm)]₆ în calitate de legătură slabă a elementului de bază spin – valvă.
3. Configurația de nanostraturi supraconductor/feromagnetic ce alcătuiește legătura slabă a elementului de bază spin – valvă, oferă o diferență de temperatură $\Delta T = 0.5$ K.
4. O joncțiune Josephson cu o legătură slabă compusă dintr – un metamaterial magnetic artificial poate fi comutat între stările paralele și antiparalele prin aplicarea unui câmp de 30 Oe, sau un curent de 20 mA, ceea ce echivalează cu starea închisă sau deschisă a elementului de bază.

BIBLIOGRAFIE

1. KAMERLING, H. Onnes. *Further experiments with liquid helium. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures* În: Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 1911, 120b, 124.
2. DIRK van DELF and KES, P. The discovery of superconductivity. În: J. Physics Today, 2010, 63, 9, p. 38–44.
3. BARDEEN, J., COOPER, N., SHRIEFFER, J. R. Theory of Superconductivity. În: Journal Physical Review, 1957, vol. 108, 1175. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1175>.
4. GORKOV, L.P. *Microscopic Derivation of the Ginzburg – Landau Equations in the Theory of Superconductivity*. În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1959, 36, 1364.
5. FROLICH, H. *Theory of the Superconducting State. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature*. În: Physical Review, 1950, vol. 79, 845.
6. COOPER, L. N. *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas*. În: Physical Review, 1956, 104, 1189–1190. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.1189>.
7. De GENNES, P. G. *Boundary Effects in Superconductors*. În: Reviews of Modern Physics, 1964, vol. 36, p. 225–237. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.225>.
8. DEUTSCHER, G., De GENNES, P. Proximity effects–Superconductivity. 1969, 2. <https://doi.org/10.1201/9780203737958>
9. ANDREEV, A. *Electrodynamics of the Intermediate State*. În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1967, vol. 24, 5.
10. KULIK, I. *Macroscopic quantization and the proximity effect in SNS junctions*. În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1969, vol. 30, 944.
11. ANDREEV, A. *The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors*. În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1964, vol. 46, 5, p. 1823–1828.
12. RYAZANOV, V.V., OBOZNOV, V. A., RUSANOV, A. Yu., VERETENNIKOV, A. V., GOLUBOV, A. A. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a π junction. În: Physical Review Letters, 2001, vol. 86, 11, 2427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2427>.
13. BAKURSKIY, S., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I., BOLGINOV, V. V., RYAZANOV, V. V., VERNIK, I. V., MUKHANOV, O. A., KUPRIANOV, M. Yu., GOLUBOV, A. A. Theoretical model of superconducting spintronic SISFS devices. În: Applied Physics Letters, 2013, vol. 102, 19, 192603. <https://doi.org/10.1063/1.4805032>

14. GOLOVCHANSKIY, I., BOLGINOV, V. V., STOLYAROV, V. S., ABRAMOV, N. N., BEN HAMIDA, A., EMELYANOVA, O. V., STOLYAROV, B. S., KYPRIANOV, V. Yu., GOLUBOV, A. A., RYAZANOV, V. V. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junctions. *În: Physical Review B*, 2016, vol. 94, 21, 214514. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.214514>.
15. ONNES, H. K. *The Superconductivity of Mercury*. *În: Comm. Phys Lab. Univ. Leiden*, 1911, p. 122–124.
16. VODOPYANOV, B.P., TAGIROV, L.R., DURUSOY, H.Z., BEREZHNOV, A.V. The influence of alloying or interdiffusion on the superconducting properties of ferromagnet/superconductor layered systems. *În: Physica C: Superconductivity*, 2001, vol. 366, p. 31 – 42. doi:10.1016/S0921-4534(01)00904-2.
17. STEINHAUSER, O. M. *Computational Multiscale Modelling of Fluids and Solids. Theory and Application*. *În: Springer–Verlag, Berlin–Heidelberg*, 2008, 427 p.
18. VAKHRUSHEV, A.V. *Computational Multiscale Modeling of Multiphase Nanosystems. Theory and Applications*. *În: Apple Academic Press, Waretown, New Jersey*, 2017, 402 p.
19. GINZBURG, V. L. *To the macroscopic theory of superconductivity*. *În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1956, vol. 2, p. 589–592.
20. LARKIN, A. I., OVCHINNIKOV, Yu. N. Неоднородные состояния сверхпроводников. *În: Zh. Eksp. Theor. Fiz*, 1964, vol. 47, p. 1136–1144.
21. FULDE, P., FERRELL, R. A., Superconductivity in a strong Spin–Exchange Field. *În: Physical Review*, 1964, vol. 135, p. 550–563. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A550>.
22. ANDERSON, P.W., SUHL, H. SpinAlignment in the Superconducting State. *În: Physical Review*, 1959, vol. 116, 898. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.116.898>.
23. УАЙТ, Р. М, *Квантовая теория магнетизма*. 1985, Мир.
24. БУЛАЕВСКИЙ, Л. Н., КУЗИЙ, В. В., СОБЯНИН, В. В. Письма в ЖЭТФ, 1977, vol. 25, 314.
25. MUHGE, Th., GARYFIANOV, N.N., GORYNOV, Yu. V., KHALIULIN, G. G., TAGIROV, L. R., WESTERHOLT, H., GARIFULLIN, I. A., ZABEL, H. *În: Physical Review Letter*, 1996, vol. 77, 1857. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1857>.
26. MUHGE, Th., GARYFIANOV, N.N., GORYNOV, Yu. V., KHALIULIN, G. G., TAGIROV, L. R., WESTERHOLT, K., GARIFULLIN, I. A., ZABEL, H. Possible Origin for Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Superconductor/Ferromagnet Multilayers. *În: Physical Review Letters*, 1997, vol. 55, 8945. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1857>.

27. LAZAR, L., WESTERHOLT, K., TAGIROV, L. R., GORYNOV, Yu. V., GARYFIANOV, N.N., GARIFULLIN, I. A. Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers. *În: Physical Review B*, 2000, vol. 61, 3711. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3711>.
28. MEISSNER, H. *Collective Excitation and the Meissner Effect*. *În: Physical Review Letters*, 1959, vol. 2, 458. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.90>.
29. HAUSER, J. J., THEUERER, H. C., WERTHAMER, N. R. Proximity Effects between Superconducting and Magnetic Films. *În: Physical Review*, 1966, vol. 142, 118. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.142.118>.
30. АБРИКОСОВ, А. А., ГОРЬКОВ, Л. П. К теории сверхпроводящих сплавов с парамагнитными примесями. *În: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1960, vol. 39, 1781. [A1961WN99000052](https://doi.org/10.1070/S1063-7758196100000052).
31. WONG, H. K., KETTERSON, J. B. Superconducting properties of Fe/V/Fe sandwiches. *În: Low Temperature Physics*, 1986, vol. 63, 139. <https://doi.org/10.1007/BF00682067>.
32. WONG, H. K., JIN, B. Y., YANG, H. Q., HILLIARD, J. E., KETTERSON, J. B. Superconducting properties of V/Fe superlattices. *În: Low Temperature Physics*, 1986, vol. 63, p. 307–315. <https://doi.org/10.1007/BF00683770>.
33. GU, J. Y., YOU, C., JIANG, J. S., PEARSON, J., BASALIY, Ya. B., BADER, S. D. Magnetization–Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet–Superconductor–Ferromagnet System: CuNi/Nb/CuNi. *În: Physical Review Letters*, 2002, vol. 89, 267001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.267001>.
34. IZYUMOV, I. A., KHUSAINOV, M. G., PROSHIN, Yu. N. ФНД., 2006, vol. 32, 1065.
35. PROSHIN, Yu. N., ZIMIN, A., FAZLEEY, N. G., KHUSAINOV, M. G. Hierarchy of critical temperatures in four–layered ferromagnet/superconductor nanostructures and control devices. *În: Physical Review B*, 2006, vol. 73, 184514. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.184514>.
36. BERGERET, F. S., VOLKOV, A. F., EFETOV, K. B. Enhancement of the Josephson Current by an Exchange Field in Superconductor–Ferromagnet Structure. *În: Physical Review Letters*, 2001, vol. 86, 3140. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3140>.
37. BERGERET, F. S., VOLKOV, A. F., EFETOV, K.B. Odd Triplet Superconductivity and Related Phenomena in Superconductor–Ferromagnet Structures. *În: Review of Modern Physics*, 2003, vol. 77, 1321. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.1321>.
38. CHANG, C., KOSTYLEV, M., IVANOV, E. Metallic spintronic thin film as a hydrogen sensor. *În: Applied Physics Letters*, 2013, vol. 102, p. 1–18. <https://doi.org/10.1063/1.4800923>.

39. ENDOH, T., HONJO, H. A Recent Progress of Spintronics Devices for Integrated Circuit Applications. In: Journal of Low Power Electronics and Applications, 2018, vol. 8, p. 1–17. <https://doi.org/10.3390/jlpea8040044>.
40. BELL, C., BURNELL, G., LEUNG, C.W., TARTE, E.J., KANG, D. J., BLAMIRE, M.G. Controllable Josephson current through a pseudospin –valve structure. In: Applied Physics Letters, 2004, vol. 84, p. 1153-1155. doi:10.1063/1.1646217.
41. DEMINOV, R.G., USEINOV, N. Kh., TAGIROV, L.R. Proximity effects in superconducting triplet spin–valve $F_2/F_1/S$. In: Magnetic Resonance in Solids, 2014, vol. 16, 14209. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.02.033>.
42. WANG, Z., ZHANG, L., WANG, M., WANG, Z., Zhu, D., ZHANG, Y., ZHAO, W. High–Density NAND–Like Spin Transfer Torque Memory With Spin Orbit Torque Erase Operation. In: IEEE Electron Device Lett, 2018, vol. 39, p. 343–346. DOI:[10.1109/LED.2018.2795039](https://doi.org/10.1109/LED.2018.2795039).
43. AKERMAN, J. *Toward a Universal Memory*. In: Science. 2005, vol. 308, p. 508–510. DOI:[10.1126/science.1110549](https://doi.org/10.1126/science.1110549).
44. BAI, Y., YANG, B., ZHANG, H., WU, X., JIANG, N., ZHAO, S. Acta Materialia, 2018, vol. 155, p. 166–174. doi: 10.1016/j.actamat.2018.05.069.
45. MACIEL, N., MARQUES, E.C., NAVINER, L., YANG, J. Reliability analysis of NAND–like spintronic memory. In: Microelectronics Reliability, 2019, p. 10–101, 113332. doi: 10.1016/j.microrel.2019.06.024.
46. LENK, D., MORARI, R., ZDRAVKOV, V.I., ULLRICH. A., KHAYDUKOV, Y., OBERMEIER, G., MUELLER, C., SIDORENKO, A.S., von NIDDA, H. A., HORN, S., TAGIROV, L.R., TIDECKS, R. Full–switching FSF–type superconducting spin–triplet magnetic random access memory element. In: Physical Review B, 2017, vol. 96, 184521. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.184521>.
47. GOBBI, M., NOVAK, M.A., BARCO, E.D. Molecular spintronics. In: Journal of Applied Physics, 2019, vol. 125, 240401. doi: 10.1063/1.5113900.
48. SIDORENKO, A. *Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics*. In: Springer, 2018, 279.

- 49.** KLENOV, N., KHAYDUKOV, Y., BAKURSKIY, S., MORARI, R., SOLOVIEV, I., BOIAN, V., KELLER, T., KUPRIYANOV, M., SIDORENKO, A., KEIMER, B. Periodic Co/Nb pseudo spin valve for cryogenic memory. *În: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2019, vol. 10, p. 833 – 839. doi:10.3762/bjnano.10.83
- 50.** SOLOVIEV, I. I., KLENOV, N. V., BAKURSKIY, S. V., KUPRIYANOV, M.Y., GUDKOV, A. L., SIDORENKO, A.S. Beyond Moore s technologies: operation principles of a superconductor alternative. *În: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2017, vol. 8, p. 2689–2710. doi.org/10.3762/bjnano.8.269.
- 51.** SIDORENKO, A. C. *Reentrance phenomenon in superconductor/ferromagnet nanostructures and their application in superconducting spin valve for superconducting electronics*. *În: Low Temperature Physics*, 2017, vol. 43, p. 962–968. doi: 10.1063/1.4995623.
- 52.** ZDRAVKOV, V.I., KEHRLE, J., OBERMEIER, G.; LENK, D., KRUG von Nidda, H. A., MULLER, C., KUPRIYANOV, M.Yu., SIDORENKO, A. S., HORN, S., TIDECKS, R., TAGIROV, L. R. Experimental observation of the triplet spin–valve in a superconductor–ferromagnet heterostructure. *În: Physical Review. B*, 2013, vol. 87, 144507. doi:10.1103/PhysRevB.87.144507.
- 53.** BUZDIN, A. I., VEDYAYEV, A. V., RYZHANOVA, N. V. Spin–orientation–dependent superconductivity in F/S/F structures. *În: Europhysics Letters*, 1999, vol. 48, p. 686–691. doi:10.1209/epl/i1999-00539-0.
- 54.** KADIGROBOV, A., SHEKTER, R. I., JONSON, M. Quantum spin fluctuation as a source of long – range proximity effects in diffusive ferromagnet/superconductor structures. *În: Europhysics Letters*. 2001, vol. 54, p. 394–400. doi:10.1209/epl/i2001-00107-2.
- 55.** BERGERET, F. S., VOLKOV, A. F., EFETOV, K. B. Enhancement of the Josephson Current by an Exchange Field in Superconductor–Ferromagnet Structures. *În: Physical Review Letters*. 2001, vol. 86, p. 3140–3143. doi:10.1103/physrevlett.86.3140.
- 56.** BUZDIN, A. I. *Proximity effects in superconductor–ferromagnet heterostructures*. *În: Review of Modern Physics*. 2005, vol. 77, p. 935–976. doi:10.1103/revmodphys.77.935.
- 57.** BERGERET, F. S., VOLKOV, A. F., EFETOV, K. B. *În: Review of Modern Physics*. 2005, vol. 77, p. 1321–1373. doi:10.1103/revmodphys.77.1321.

- 58.** FOMINOV, Y. V., GOLUBOV, A. A., KARMINSKAYA, T. Y., KUPRIYANOV, M. Y., DEMIDOV, R. G., TAGIROV, L. R. Triplet proximity effect in FSF trilayers. *În: JETP Letters*. 2010, vol. 91, p. 308–313. doi:10.1134/s002136401006010x.
- 59.** BLANTER, Ya. M., HEKKING, F. W. J. Supercurrent in long SFFS junctions with antiparallel domain configuration. *În: Physical Review B*, 2004, vol. 69, 024525. doi:10.1103/physrevb.69.024525.
- 60.** ESCHRIG, M. Spin–polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress. *În: Reports on Progress in Physics*. 2015, vol. 78, 104501. doi:10.1088/0034-4885/78/10/104501.
- 61.** HOUZET, M., BUZDIN, A. I. Long rangetriplet Josephson effect through a ferromagnetic trilayer. *În: Physical Review B*, 2007, vol. 76, 060504(R). doi:10.1103/physrevb.76.060504
- 62.** ASANO, Y., SAWA, Y., TANAKA, Y., GOLUBOV, A. A. Odd–frequency pairs and Josephson current through a strong ferromagnet. *În: Physical Review B*, 2007, vol. 76, 224525. doi:10.1103/physrevb.76.224525.
- 63.** TRIFUNOVIC, L., POPOVIC, Z., RADOVIC, Z. Josephson effects and spin–triplet pairing correlations in SF₁F₂S junction. *În: Physical Review B*, 2011, vol. 84, 064511. doi:10.1103/physrevb.84.064511.
- 64.** SOSNIN, I., CHO, H., PETRASHOV, V. T., VOLKOV, A. F. Superconducting Phase Coherent Electron Transport in Proximity Conical Ferromagnets. *În: Physical Review Letters*, 2001, vol. 96, 570026. [DOI: 10.1038/srep00699](https://doi.org/10.1038/srep00699)
- 65.** PUGACH, N. G., BUZDIN, A. I. Magnetic moment manipulation by triplet Josephson current. *În: Applied Physics Letters*. 2012, vol. 101, 242602. doi:10.1063/1.4769900.
- 66.** ALIDOUST, M., SEWELL, G., LINDER, J. Non–Fraunhofer Interference Pattern in inhomogeneous Ferromagnetic Josephson Junction. *În: Physical Review Letters*. 2012, vol. 108, 037001. doi:10.1103/physrevlett.108.037001.
- 67.** RICHARD, C., BUZDIN, A. HOUZET, M., MEYER, J. S. Signature of odd-frequency correlations in the Josephson current of superconductor/ferromagnet hybrid junctions. *În: Physical Review B*, 2015, vol. 92, 094509. doi:10.1103/physrevb.92.094509.

- 68.** HIKINO, S., YUNOKI, S. Magnetization induced by odd–frequency spin–triplet Cooper pairs in a Josephson junction with metallic trilayers. *În: Physical Review B*, 2015, vol. 92, 024512. doi:10.1103/physrevb.92.024512.
- 69.** MENG, H., WU, J. WU, X., REN, M., REN, Y. Long–range superharmonic Josephson current and spin–triplet pairing correlations in a junction with ferromagnetic bilayers. *În: Scientific Reports*. 2016, vol. 6, 21308. doi:10.1038/srep21308.
- 70.** BELL, C., BURNELL, G., LEUNG, C. W., TARTE, E. J., KANG, D.J., BLAMAIRE, M. G. Controlable Josephson current through a pseudospin–valve structure. *În: Applied Physics Letters*, 2004, vol. 84, p. 1153–1155. doi:10.1063/1.1646217.
- 71.** ROBINSON, J. W. A., HALASZ, G. B., BUZDIN, A. I., BLAMIRE, M. G. Enhanced Supercurrents in Josephson Junction Containing Nonparallel Ferromagnet Domains. *În: Physical Review Letters*, 2010, vol. 104, 207001. doi:10.1103/physrevlett.104.207001.
- 72.** LEKSIN, P. V., GARIFIANOV, N. N., GARIFULLIN, I. A., SCHUMANN, J., KATAEV, V., SCHMIDT, O. G., BUCHNER, B. Manifestation of New Interference Effects in a Superconductor–Ferromagnet Spin Valve. *În: Physical Review Letters*, 2011, vol. 106, 067005. doi:10.1103/physrevlett.106.067005.
- 73.** ZDRAVKOV, V. I., KEHRLE, J., OBERMEIER, G., LENK, D., KRUG von NIDDA, H. A., MULLER, C., KUPRIYANOV, M. Y., SIDORENKO, A. S., HORN, S., TIDECKS, R., TAGIROV, L. R. Experimental observation of the triplet spin–valve effect in a superconductor–ferromagnet heterostructure. *În: Physical Review B*, 2013, vol. 87, 144507. doi:10.1103/physrevb.87.144507.
- 74.** BAEK, B., RIPPARD, W. H., BENZ, S. P., RUSSEK, S. E., DRESSELHAUS, P. D. Hybrid superconducting–magnetic memory device using competing order parameters. *În: Nature Communication*, 2014, vol. 5, 3888. doi:10.1038/ncomms4888.
- 75.** IOVAN, A., GOLOD, T., KRASNOV, V. M. Controllable generation of a spin–triplet supercurrent in a Josephson spin valve. *În: Physical Review B*, 2014, vol.90, 134514. doi:10.1103/physrevb.90.134514.
- 76.** KHAYDUKOV, Y. N., OVSYANNIKOV, G. A., SHEYERMAN, A. E., CONSTANTIAN, K. Y., MUSTAFA, L., KELLER, T., URIBE–LAVERDE, M. A., KISLINSKII, Y. V., SHADRIN, A. V., KALABOUKHOV, A., KEIMER, B., WINKLER, D. Evidence for spin–

triplet superconducting correlations in metal–oxide heterostructures with noncolinear magnetization. *In: Physical Review B*, 2014, vol. 90, 035130. doi:10.1103/physrevb.90.035130.

77. ROBINSON, J. W. A., WITT, J. D. S., BLAMIRE, M. G. Controlled injection of spin–triplet supercurrents into a strong ferromagnet. *In: Science* 2010, vol. 329, p. 59–61. doi:10.1126/science.1189246.
78. KHAIRE, T. S., KHASAWNEH, M. A., PRATT, W. P., BIRGE, N. O. Observation of the Spin–Triplet Superconductivity in Co-Based Josephson Junction. *In: Physical Review Letters*, 2010, vol. 104, 137002. doi:10.1103/physrevlett.104.137002.
79. BANERJEE, N., ROBINSON, J. W. A., BLAMIRE, M. G. Reversible control of spin-polarized supercurrents in ferromagnetic Josephson junction. *In: Nature Communication*. 2014, vol. 5, 4771. doi:10.1038/ncomms5771.
80. MARTINEZ, W. M., PRATT, W. P., BIRGE, N. O. Amplitude Control of the Spin–Triplet Supercurrent in S/F/S Josephson Junction. *In: Physical Review Letters* 2016, vol. 116, 077001. doi:10.1103/physrevlett.116.077001.
81. GLICK, J. A. AGUILAR, V., GOUGAM, A. B., NIEDZIELSKI, B. M., GINGRICH, E. C., LOLOEE, R., PRATT, W. P., BIRGE, N. O. Phase control in a spin – triplet SQUID. *In: Science Advances*, 2018, vol. 4, p.1-7. doi:10.1126/sciadv.aat9457.
82. LAHABI, K., AMUNDSEN, M., OUASSOU, J. A., BEUKERS, E., PLEIJSTER, M., LINDER, J., AARTS, J. Controlling supercurrents and their spatial distribution in ferromagnets. *In: Nature Communications*, 2017, vol. 8, 2056. doi:10.1038/s41467-017-02236-2.
83. VAVRA, O., SONI, R., PETRARU, A., HIMMEL, N., VAVRA, I., FABIAN, J., KOHLSTEDT, H., STRUNK, C. Coexistence of tunneling magnetoresistance and Josephson effects in SFIS junction. *In: AIP Publishing*, 2017, vol. 7, 025008. doi:10.1063/1.4976822.
84. LENK, D., ZDRAVKOV, V. I., KEHRLE, J. M., OBERMEIER, G., ULLIRICH, A., MORARI, R., KRUG von NIDDA, H. A., MULLER, C., KUPRIYANOV, M. Y., SIDORENKO, A. S., HORN, S., DEMIDOV, R. G., TAGIROV, L. R., TIDECKS, R. Thickness dependence of the triplet spin–valve effect in superconductor-ferromagnet-

- ferromagnet heterostructures. În: Beilstein Journal of Nanotechnol. 2016, vol. 7, p. 957–969. doi:10.3762/bjnano.7.88.
- 85.** LENK, D., MORARI, R., ZDRAVOKB, V. I., ULLRICH, A., KHAYDUKOV, Y., OBERMEIER, G., MULLER, C., SIDORENKO, A. S., KRUG von NIDDA, H. A., HORN, S., TAGIROV, L. R., TIDECKS, R. Full-switching FSF-type superconducting spin-triplet magnetic random access memory element. În: Physical Review B, 2017, vol. 96, 184521. doi:10.1103/physrevb.96.184521.
- 86.** KAPRAN, O. M., IOVAN, A., GOLOD, T., KRASNOV, V. M. Observation of the dominant spin-triplet supercurrent in Josephson spin valve with strong Ni ferromagnets. În: Physical Review Research, 2020, vol. 2, 013167. doi:10.1103/physrevresearch.2.013167.
- 87.** CASCALES, J. P., TAKAMURA, Y., STEPHEN, G. M., HEIMAN, D., BERGERET, F. S., MOODERA, J. S. Switchable Josephson junction based on interfacial exchange field. În: Applied Physics Letters, 2019, vol. 114, 022601. doi:10.1063/1.5050382.
- 88.** WEIDES, M. *Magnetic anisotropy in ferromagnetic Josephson junction.* În: Applied Physics Letters, 2008, vol. 93, 052502. doi:10.1063/1.2967873.
- 89.** IOVAN, A., KRASNOV, V. M. Signature of the spin-triplet current in a spin valve: A micromagnetic analysis. În: Physical Review B, 2017, vol. 96, 014511. doi:10.1103/physrevb.96.014511.
- 90.** GOLOVCHANSKIY, I. A., BOLGINOV, V. V., STOLYAROV, V. S., ABRAMOV, N. N., BEN HAMIDA, A., EMELYANOVA, O. V., STOLYAROV, B. S., KUPRIYANOV, M. Y., GOLUBOV, A. A., RYAZANOV, V. V. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junction. În: Physical Review B, 2016, vol. 94, 214514. doi:10.1103/physrevb.94.214514.
- 91.** ABD EL QADER, M., SINGH, R. K., GALVIN, S. N., YU, L., ROWELL, J. M., NEWMAN, N. Switching at small magnetic fields in Josephson junction fabricated with ferromagnetic barrier layers. În: Applied Physics Letters, 2014, vol. 104, 022602. doi:10.1063/1.4862195.
- 92.** BAKURSKIY, S. V., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I., KUPRIYANOV, M. Y., GOLUBOV, A. A. Superconducting phase domains for memory applications. În: Applied Physics Letters, 2016, vol. 108, 042602. doi:10.1063/1.4940440.

93. BAKURSKIY, S. V., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I., PUGACH, N. G., KUPRIYANOV, M. Y., GOLUBOV, A. A. Protected $0 - \pi$ states in SisFS junction for Josephson memory and logic. *In: Applied Physics Letters*, 2018, vol. 113, 082602. doi:10.1063/1.5045490.
94. SHAFRANIUK, S. E., NEVIRKOVETS, I. P., MUKHANOV, O. A. Modeling Computer Memory Based on Ferromagnetic/Superconductor Multilayers. *In: Physical Review Applied*, 2019, vol. 11, 064018. doi:10.1103/physrevapplied.11.064018.
95. TAGIROV, L. R. *Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/Ferromagnet multilayer*. *In: Physical Review Letters*, 1999, vol. 83, 2058. doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.2058.
96. GEILER, A. L., HARRIS, V. G., VITTORIA, C., SUN, N. X. A quantitative model for the nonlinear response of fluxgate magnetometers. *In: Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 99, 08B316. doi.org/10.1063/1.2170061.
97. RUSANOV, A. Yu., GOLIKOVA, T. E., EGOROV, S. V. Change in the sign of the magnetoresistance effect in bilayer superconductor/ferromagnet structures under change in the type of the domain structure in the ferromagnet. *In: JETP Letters*, 2008, vol. 87, p. 175–180. doi.org/10.1134/S0021364008030120.
98. LEKSIN, P. V., GARIFYANOV, N. N., GARIFULLIN, I. A., SCHUMANN, J., KATAEV, V., SCHMIDT, O. G., BUCHNER, B. Manifestation of New Interference Effects in a Superconductor–Ferromagnet Spin Valve. *In: Physical Review Letters*, 2011, vol. 106, 067005. doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.067005.
99. VESHCHUNOV, I. S., OBOZNOV, V. A., ROSSOLENKO, A. N., PROKOFIEV, A. S., VINNIKOV, L. Ya., RUSANOV, A. Yu., MATVEEV, D. V. Observation of the magnetic domain structure in $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ thin films at low temperatures. *In: JETP Letter*, 2008, vol. 88, 758. doi.org/10.1134/S0021364008230124.
100. ZDRAVKOV, V. I., KEHRLE, J., OBERMEIER, G., GSELL, S., SCHRECK, M., MULLER, C., KRUG NIDDA, H. A., LINDNER, J., MOOSBURGE – WILL, J., NOLD, E., MORARI, R., RYAZANOV, V. V., SIDORENKO, A. S., HORN, S., TIDECKS, R., L. TAGIROV, R. Reentrant superconductivity in superconductor/ferromagnetic–alloy bilayers. *In: Physical Review B*, 2010, vol. 82, 054517. doi.org/10.1103/PhysRevB.82.054517.

- 101.** CHAMPEL, T., ESCHRIG, M. Switching superconductivity in superconductor/ferromagnet bilayers by multiple-domain structures. În: *Physical Review B*, 2005, vol. 71, 220506(R). doi.org/10.1103/PhysRevB.71.220506.
- 102.** LANGE, M., VAN BAEL, M. J., MOSHCHALOV, V. V. Phase diagram of a superconductor/ferromagnet bilayer. În: *Physical Review B*, 2003, vol. 68, 174522. doi.org/10.1103/PhysRevB.68.174522.
- 103.** STAMOPOULOS, D., MANIOS, E., PISSAS, M. Synergy of exchange bias with superconductivity in ferromagnetic–superconducting layered hybrids: the influence of in-plane magnetic order on superconductivity. În: *Superconductor Science and Technology*, 2007, vol. 20, 1205. DOI 10.1088/0953-2048/20/12/022.
- 104.** SUSZKA, A. K., BERGERET, F. S., BERGER, A. Domain–wall–induced magnetoresistance in pseudo–spin–valve/superconductor hybrid structures. În: *Physical Review B*, 2012, vol. 85, 024529. doi.org/10.1103/PhysRevB.85.024529.
- 105.** ZHU, J. C, CHENG, X., BOONE, C., KRIVOROTOV, I. N. Origin of the Inverse Spin Switch in Superconducting Spin Valves. În: *Physical Review Letters*, 2009, vol. 103, 027004. doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.027004.
- 106.** YAMAZAKI, H., SHANNON, N., TAKAGI, H. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in epitaxial Nb(110)/Au(111)/Co(0001) trilayers. În: *Physical Review B*, 2010, vol. 81, 094503. doi.org/10.1103/PhysRevB.81.094503.
- 107.** STEINER, R., ZIEMANN, P. Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: Spin switch versus stray field effect. În: *Physical Review B*, 2006, vol. 74, 094504. doi.org/10.1103/PhysRevB.74.094504.
- 108.** OH, S., Youm, D., Beasley, M. R. A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction. În: *Applied Physics Letters*, 1997, vol. 71, 2376. doi.org/10.1063/1.120032.
- 109.** FOMINOV, Ya. V., GOLUBOV., A. A., KARMINSCAYA., T. Yu., KUPRIYANOV., M. Yu., DEMINOV, R. G., TAGIROV, L. R. Superconducting triplet spin valve. În: *JETP Letters*, 2010, vol. 91, 308. doi.org/10.1134/S002136401006010X.

- 110.** SOLOVIEV, I. I., KLENOV, N. V., BAKURSKIY, S. V., KUPRIYANOV, M. Y., GUDKOV, A. L., SIDORENKO, A. S. Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative. *În: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2017, vol. 8, p. 2689–2710. doi:10.3762/bjnano.8.269.
- 111.** SCHNEIDER, M. L., DONNELLY, C. A., RUSSEK, S. E. Tutorial: High-speed low-power neuromorphic systems based on magnetic Josephson junction. *În: Journal of Applied Physics*, 2018, vol. 124, 161102. doi:10.1063/1.5042425
- 112.** SOLOVIEV, I. I., SCHEGOLEV, A. E., KLENOV, N.V., BAKURSKIY, S. V., KUPRIYANOV, M. Y., TERESHONOK, M. V., SHADRIN, A. V., STOLYAROV, V. S., GOLUBOV, A. A. Adiabatic superconducting artificial neural network: Basic cells. *În: Journal of Applied Physics*, 2018, vol. 124, 152113. doi:10.1063/1.5042147.
- 113.** SCHEGOLEV, A. E., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I., TERESHONOK, M. V. Adiabatic superconducting cells for ultra-low-power artificial neural networks. *În: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2016, vol. 7, p. 1397–1403. doi:10.3762/bjnano.7.130.
- 114.** RYAZANOV, V. V., BOLGINOV, V. V., SOBANIN, D. S., VERNIK, I. V., TOLPYGO, S. K., KADIN, A. M., MUKHANOV, O. A. Magnetic Josephson Junction Technology for Digital and Memory Applications. *În: Physics Procedia*, 2012, vol. 36, p. 35–41. doi:10.1016/j.phpro.2012.06.126
- 115.** GOLDOBIN, E., SICKINGER, H., WEIDES, M., RUPPELT, N., KOHLSTEDT, H., KLEINER, R., KOELLE, D. Memory cell based on a ϕ Josephson junction. *În: Applied Physics Letters*, 2013, vol. 102, 242602. doi:10.1063/1.4811752.
- 116.** BAEK, B., RIPPARD, W. H., BENZ, S. P., RUSSEK, S. E., DRESSELHAUS, P. D. Hybrid superconducting–magnetic memory device using competing order parameters. *În: Nature Communication*, 2014, vol. 5, 3888. doi:10.1038/ncomms4888.
- 117.** ALDOUST, M., HALTERMAN, K. Spin – controlled coexistence of 0 and π states in SFSFS Josephson junction. *În: Physical Review B*, 2014, vol. 89, 195111. doi:10.1103/physrevb.89.195111.
- 118.** GOLOD, T., IOVAN, A., KRASNOV, V. M. Single Abrikosov vortices as quantized information bits. *În: Nature Communication*, 2015, vol. 6, 8628. doi:10.1038/ncomms9628

- 119.** BAKURSKY, S. V., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I., KUPRIYANOV, M. Y., GOLUBOV, A. A. Superconducting phase domains for memory applications. *În: Applied Physics Letters*, 2016, vol. 108, 042602. doi:10.1063/1.4940440
- 120.** SHAFRANJUK, S., NEVIRKOVETS, I. P., MUKHANOV, O. A., KETTERSON, J. B. Control of Superconductivity in a Hybrid Superconducting/Ferromagnetic Multilayer Using Nonequilibrium Tunneling Injection. *În: Physical Review Applied*, 2016, vol. 6, 024018. doi:10.1103/physrevapplied.6.024018
- 121.** GINGRICH, E. C., NIEDZIELSKI, B. M., GLICK, J. A., WANG, Y., MILLER, D. L., LOLOEE, R., PRATT JR, W. P., BIRGE, N. O. Controlable $0 - \pi$ Josephson junction containing a ferromagnetic spin valve. *În: Nature Physics*, 2016, vol. 12, p. 564–567. doi:10.1038/nphys3681.
- 122.** NEVIRKOVETS, I. P., MUKHANOV, O. A. Memory Cell for High–Density Array Based on a Multiterminal Superconducting–Ferromagnetic Device. *În: Physical Review Applied*, 2018, vol. 10, 034013. doi:10.1103/physrevapplied.10.034013.
- 123.** LENK, D., MORARI, R., ZDRAVKOV, V. I., ULLRICH, A., KHAYDUKOV, Y., OBERMEIER, G., MULLER, C., SIDORENKO, A. S., von NIDDA, H. A. K., HORN, S., TAGIROV, L. R., TIDECKS, R. Full-switching FSF-type superconducting spin-triplet magnetic random access memory element. *În: Physical Review, B*, 2017, vol. 96, 184521. doi:10.1103/physrevb.96.184521.
- 124.** LENK, D., ZDRAVKOV, V. I., KEHRLE, J. M., OBERMEIER, G., ULLRICH, A., MORARI, R., KRUG von NIDDA, H. A., MULLER, C., KUPRIYANOV, M. Y., SIDORENKO, A. S., HORN, S., DEMINOV, R. G., TAGIROV, L. R., TIDECKS, R. Thickness dependence of the triplet spin-valve effect in superconductor–ferromagnet–ferromagnet heterostructures. *În: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2016, vol. 7, p. 957–969. doi:10.3762/bjnano.7.88
- 125.** KHAYDUKOV, Y. N., VASENKO, A. S., KRAVTSOV, E. A., PROGLIADO, V. V., ZHAKETOV, V. D., CSIK, A., NIKITENKO, Y. V., PETRENKO, A. V., KELLER, T., GOLUBOV, A. A., KUPRIYANOV, M. Y., USTINOV, V. V., AKSENOV, V. L., KEIMER, B. Magnetic and superconducting phase diagram of Nb/Gd/Nb trilayers. *În: Physical Review B*, 2018, vol. 97, 144511. doi:10.1103/physrevb.97.144511.

- 126.** OBI, Y., IKEBE, M., FUJISHIRO, H. Evidence for Zero- and π -Phase Order Parameters of Superconducting Nb/Co Tri- and Pentalayers from the Oscillatory Behaviour of the Transition Temperature. *In: Physical Review Letters*, 2005, vol. 94, 057008. doi:10.1103/physrevlett.94.057008
- 127.** KUSHNIR, V. N., PRISCHEPA, S. L., CIRILLO, C., VECCHIONE, A., ATTANASIO, C., KUPRIYANOV, M. Y., AARTS, J. Multiple order parameter configuration in superconductor/ferromagnet multilayers. *In: Physical Review B*, 2011, vol. 84, 214512. doi:10.1103/physrevb.84.214512.
- 128.** BERGERET, F. S., VOLKOV, A. F., EFETOV, K. B. Enhancement of the Josephson Current by an Exchange Field in Superconductor-Ferromagnet Structures. *In: Physical Review Letter*, 2001, vol. 86, p. 3140-3143. doi:10.1103/physrevlett.86.3140.
- 129.** FOMINOV, Y. V., CHITCHELKATCHEV, N. M., GOLUBOV, A. A. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers. *In: Physical Review B*, 2002, vol. 66, 014507. doi:10.1103/physrevb.66.014507
- 130.** BLANTER, Y. M., HEKKING, F. W. J. Supercurrent in long SFFS junction with antiparallel domain configuration. *In: Physical Review B*, 2004, vol. 69, 024525. doi:10.1103/physrevb.69.024525.
- 131.** MELNIKOV, A. S., SAMOKHALOV, A. V., KUZNETSOVA, S. M., BUZDIN, A. I. Interference Phenomena and Long-Range Proximity Effect in Clean Superconductor-Ferromagnet System. *In: Physical Review Letters*, 2012, vol. 109, 237006. doi:10.1103/physrevlett.109.237006.
- 132.** BAKURSKIY, S. V., KUPRIYANOV, M. Y., BARANOV, A. A., GOLUBOV, A. A., KLENOV, N. V., SOLOVIEV, I. I. Proximity effect in multilayer structures with alternating ferromagnetic and normal layers. *In: JETP Letters*, 2015, vol. 102, p. 586-593. doi:10.1134/s0021364015210043.
- 133.** OBI, Y., IKEBE, M., KUBO, T., FUJIMORI, H. Oscillation phenomenon of transition temperatures in Nb/Co and V/Co superconductor/ferromagnet multilayers. *In: Physica C*, 1999, p. 317-318. doi:10.1016/s0921-4534(99)00055-6.
- 134.** STAMOPOULOS, D., ARISTOMENOPOULOU, E., LAGOIANNIS, A. Co/Nb/Co trilayers as efficient cryogenic spin valves and supercurrent switches: the relevance to the

standard giant and tunnel magnetoresistance effect. În: Superconductor Science and Technology, 2014, vol. 27, 095008. [doi:10.1088/0953-2048/27/9/095008](https://doi.org/10.1088/0953-2048/27/9/095008).

- 135.** LIU, L. Y., CHACON HERNANDEZ, U. D., XING, Y. T., SUGUIHIRO, N. M., HAEUSSLER, D., BAGGIO - SAITOVITCH, E. JAGER, W., SOLORZANO, I. G. Microstructure and magnetic properties of $\text{Fe}_{72.5}\text{Si}_{14.2}\text{B}_{8.7}\text{Nb}_2\text{Mo}_{1.5}\text{Cu}_{1.1}$ thin films. În: Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2016, vol. 401, p. 242–247. doi:10.1016/j.jmmm.2015.10.048.
- 136.** LEE, S. F., HUANG, S. Y., KUO, J. H., LIN, Y. A., LIN, L. K., YAO, Y. D. Quantitative analysis of interface resistance in Co/Nb multilayers for normal and superconducting Nb. În: Journal of Applied Physics, 2003, vol. 93, p. 8212–8214. doi:10.1063/1.1537704.
- 137.** ROBINSON, J. W. A., PIANO, S., BURNELL, G., BELL, C., BLAMIRE, M. G. Transport and Magnetic Properties of Strong Ferromagnetic Pi–Junction. În: IEEE Transaction on Applied Superconductivity, 2007, vol. 17, p. 641–644. doi:10.1109/tasc.2007.898720.
- 138.** ZDRAVKOV, V. I., KEHRLE, J., OBERMEIER, G., GSELL, S., SCHRECK, M., MULLER, C., KRUG von NIDDA, H. A., LINDNER, J., MOOSBURGER–WILL, J., NOLD, E., MORARI, R., RYAZANOV, V. V., SIDORENKO, A. S., HORN, S., TIDECKS, R. TAGIROV, L. R. Reentrant superconductivity in superconductor/ferromagnetic–alloy bilayers. În: Physical Review B, 2010, vol. 82, 054517. doi:10.1103/physrevb.82.054517.
- 139.** ZDRAVKOV, V., SIDORENKO, A., OBERMEIER, G., GSELL, S., SCHRECK, M., MULLER, C., HORN, S., TIDECKS, R., TAGIROV, L. R. Reentrant Superconductivity in $\text{Nb}/\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$. În: Physical Review Letters, 2006 vol. 97, 057004. doi:10.1103/physrevlett.97.057004.
- 140.** NAGY, D. L., BOTTYAN, L., CROONENBORGH, B., DEAK, L., DEGROOTE, B., DEKOSTER, J., LAUTER, H. J., LAUTER–PASYUK, V., LEUPOLD, O., MAJOR, M., MEERSSCHAUT, J., NIKONOV, O., PETRENKO, A., RUFFER, R., SPIERING, H., SZILAGYI, E. Coarsening of Antiferromagnetic Domains in Multilayers: The key Role of Magnetocrystalline Anisotropy. În: Physical Review Letters, 2002 vol. 88, 157202. doi:10.1103/physrevlett.88.157202.
- 141.** LAUTER–PASYUK, V., LAUTER, H. J., TOPERVERG, B. P., ROMASHEV, L., USTINOV, V. Transverse and Lateral Structure of the Spin–Flop Phase in Fe/Cr

- Antiferromagnetic Superlattices. *În: Physical Review Letters*, 2002, vol. 89, 167203. doi:10.1103/physrevlett.89.167203.
- 142.** LANGRIDGE, S., SCHMALIAN, J., MARROWS, C. H., DEKADJEVI, D. T., HICKEY, B. J. Quantification of Magnetic Domain Disorder and Correlation in Antiferromagnetically Coupled Multilayers by Neutron Reflectometry. *În: Physical Review Letters*, 2000, vol. 85, p. 4964–4967. doi:10.1103/physrevlett.85.4964.
- 143.** REHM, C., NAGENGAST, D., KLOSE, F., MALETTA, H., WEIDINGER, A. Magnetic coupling in Fe/Nb multilayers: A neutron reflectivity study. *În: Europhysics Letters*, 1997, vol. 38, p. 61–72. doi:10.1209/epl/i1997-00535-4
- 144.** HJORVARSSON, B., DURA, J. A., ISBERG, P., WATANABE, T., UDOVIC, T. J., ANDERSSON, G., MAJKRZAK, C. F. Reversible Tuning of the Magnetic Exchange Coupling in Fe/V (001) Superlattices Using Hydrogen. *În: Physical Review Letters*, 1997, vol. 79, p. 901–904. doi:10.1103/physrevlett.79.901.
- 145.** FRAERMAN, A. A., KARETNIKOVA, I. R., NEFEDOV, I. M., SHERESHEVSKII, I. A., SILAEV, M. A. Magnetization reversal of a nanoscale ferromagnetic disk placed above a superconductor. *În: Physical Review B*, 2005 vol. 71, 094416. doi:10.1103/physrevb.71.094416.
- 146.** KHAYDUKOV, Y. N., KRAVTSOV, E., ZHAKETOV, V., PROGLIADO, V., KIM, G., NIKITENKO, Y. V., KELLER, T., USTINOV, V., AKSENOV, V., KEIMER, B. Magnetic proximity effect in Nb/Gd superlattices seen by neutron reflectometry. *În: Physical Review B*, 2019, vol. 99, 140503. doi.org/10.1103/PhysRevB.99.140503.
- 147.** GOLUBOV, A. A., KUPRIYANOV, M. Y. Cotrolling magnetism. *În: Nature Materials*, 2017, vol. 16, p. 156–157. doi:10.1038/nmat4847.
- 148.** ZHU, Y., PAL, A., BLAMAIRE, M. G., BARBER, Z. H. Superconducting exchange coupling between ferromagnets. *În: Nature Materials*, 2017, vol. 16, p. 195–199. doi:10.1038/nmat4753.
- 149.** BASKES, M.I. *Modified embedded–atom potentials for cubic materials and impurities.* *În: Physical Review B*, 1992, vol. 46, p. 2727-2742. doi: 10.1103/PhysRevB.46.2727.

- 150.** BASKES, M.I., SRINIVASAN, S.G., VALONE, S.M., HOAGLAND, R.G. Multistate modified embedded atom method. *In: Physical Review B*, 2007, vol. 75, 094113. doi:10.1103/PhysRevB.75.094113.
- 151.** DMITRII, S. P., PIKUNOV, V. P., BASTRAKOVA, M. V., SCHEGOLEV, A. E., KLENOV, V. N., SOLOVIEV, I. I. A bifunctional superconducting cell as flux qubit and neuron. *In: Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2023, vol. 14, p. 1116–1126. doi.org/10.3762/bjnano.14.92.
- 152.** KHAYDUKOV, Y., MORARI, R., ZDRAVKOV, V., MUSTAFA, L., KELLER, T., KEIMER, B., SIDORENKO, A. Evolution of non-collinear magnetic state of exchange biased ferromagnet/normal metal/ferromagnet/superconductor heterostructure in magnetic field studied by polarized neutron reflectometry. *In: LOW Temperature Physics*, 2017, vol. 43, p. 837–840. <https://doi.org/10.1063/1.4995633>.
- 153.** JAMET, M., DUPUIS, V., MELINON, P., GUIRAUD, G., PEREZ, A., WERNSDORFER, W., TRAVERSE, A., BAGUENARD, B. Structure and magnetism of well defined cobalt nanoparticles embedded in a niobium matrix. *In: Physical Review B*, 2000, vol. 62, p. 493–499. doi:10.1103/PhysRevB.62.493.
- 154.** CHEN, G., WANG, Y., SUNARSO, J., LIANG, F., WANG, H. A new scandium and niobium co-doped cobalt-free perovskite cathode for intermediate-temperature solid oxide fuel cells. *In: Energy*, 2016, vol. 95, p. 137–143. doi:10.1016/j.energy.2015.11.061
- 155.** GILL, H.S. *U.S. Patent No. 6665155*. 16 December 2003.
- 156.** JU, K., HORNG, C., ZHENG, Y., LIAO, S., CHANG, J.W. *U.S. Patent No. 6995959*. 7 February 2006.
- 157.** SIDORENKO, A. S., ZDRAVKOV, V.I., PREPELITSA, A.A., HELBIG, C., LUO, Y., GSELL, S., SCHRECK, M., KLIMM, S., HORN, S., TAGIROV, L.R., TIDECKS, R. Oscillations of the critical temperature in superconducting Nb/Ni bilayers. *In: Annals of Physics (Leipzig)*, 2003, vol. 12, p. 37–50. doi:10.1002/andp.200310005.
- 158.** PLIMPTON, S. *Fast Parallel Algorithm for Short-Range Molecular Dynamics*. *Journal of Computational Physics*, 1995, vol. 117, p. 1–19. doi:10.1006/jcph.1995.1039.

- 159.** HUMPHREY, W., DALKE, A., SCHULTEN, K. VMD: visual molecular dynamics. În: Journal of Molecular Graphics, 1996, vol. 14, p. 33-38. doi:10.1016/0263-7855(96)00018-5.
- 160.** STUKAWSKI, A. Visualization and analysis of atomistic simulation data with OVITO—the Open Visualization Tool. În: Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 2009, vol. 18, 015012. doi:10.1088/0965-0393/18/1/015012.
- 161.** VAKHRUSHEV, A., ALEKSEY, Yu F., OLESYA, S., ANASTASIA S., **BOIAN, V.**, SIDORENKO, A. Numerical study of magnetic properties for Co-Fe-Nb nanofilms as promising materials for magnetoresistive memory. În: Beilstein Archives, 2024, vol. 3, 28. <https://doi.org/10.3762/bxiv.2024.19.v1>

Anexa 1. Lista publicărilor la tema tezei.

1. KARPAN, O., MORARI, R., GOLOD, T., BORODIANSKYI, E., **BOIAN, V.**, PREPELITSA, A., KLENOV, N., SIDORENKO, A., KRASNOV, V. In situ characterization of magnetic states in Nb/Co superconductor/ferromagnet heterostructures. În: *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2021, 12, 913–923. <https://doi.org/10.3762/bjnano.12.68>
2. SIDORENKO, A., MORARI, R., BOIAN, V., PREPELITSA, A., ANTROPOV, E., SAVVA, Yu., FEDOTOV, A., SEVRYUKHINA, O., VAKHRUSHEV, A. Hybrid nanostructures superconductor-ferromagnet for superconducting spintronics. În: *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, 1758, 012037. doi: [10.1088/1742-6596/1758/1/012037](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1758/1/012037)
3. VAKHRUSHEV, A., FEDOTOV, A., **BOIAN, V.**, MORARI, R., SIDORENKO, A. Molecular dynamics modeling of the influence forming process parameters on the structure and morphology of a superconducting spin valve. În: *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2020, 11, 1776–1788. <https://doi.org/10.3762/bjnano.11.160>
4. KLENOV, N., KHAYDUKOV, Y., BAKURSKIY, S., MORARI, R., SOLOVIEV, I., **BOIAN, V.**, KELLER, T., KUPRIYANOV, M., SIDORENKO, A., KEIMER, B. Periodic Co/Nb pseudo spin valve for cryogenic memory. În: *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2019, 10, 833–839. <https://doi.org/10.3762/bjnano.10.83>
5. ALEXANDER, V., ALEKSEY, Yu F., OLESYA, S., ANASTASIA S., **BOIAN, V.**, ANATOLIE S. Numerical study of magnetic properties for Co-Fe-Nb nanofilms as promising materials for magnetoresistive memory. În: *Beilstein Archives*, 2024, 3, 28. <https://doi.org/10.3762/bxiv.2024.19.v1>
6. **BOIAN VLADIMIR**, Modelarea proceselor de formare a valvei de spin supraconductoare bazate pe nanostructuri multistrat supraconductor-feromagnet. *Universitatea de stat Dimitrie Cantemir, Tendințe contemporane ale dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători*, 2020, Ediția 9, Vol.1, 48–54. https://ibn.idsi.md/ro/collection_view/700
7. ANATOLIE, S., ROMAN, M., **BOIAN, V.**, EVGHENI, A., ANDREI, P., IURIE, S., NIKOLAI, K., IGOR, S., ALEXANDER, V. Nanostructures Superconductor/Ferromagnet for Superconducting Spintronics. În: *"The 12th international conference on intrinsic Josephson effect and horizons of superconducting spintronics"*, Chișinău, Moldova, 2021, 22–25. https://ibn.idsi.md/ro/collection_view/1566
8. **BOIAN, V.** Pregătirea și investigarea Joncțiunii JOSEPHSON Nb/NiPt/Nb. În: *The 12th international conference on intrinsic Josephson efect and horizons of superconducting spintronics*. Chișinău, Moldova, 2021, 54–55. https://ibn.idsi.md/ro/collection_view/1566

9. **BOIAN, V.** Determination of the critical thickness of Nb superconducting layers coupled proximiti with Co. În: *The 12th International Conference on Electronics, Communications and Computing*, 2022, 20–21, Chisinau, Republic of Moldova. doi.org/10.52326/ic-ecco.2022/EL.08
10. LUPU, M., KLENOV, N., SOLOVIEV, I., BAKURSKIY, S., **BOIAN, V.**, MALCOCI, C., PREPELITSA, A., ANTROPOV, E., MORARI, R., SIDORENKO, A. Spintronic Functional Nanostructures for Artificial Neural Network. În: *International Conference on Electronics, Communications and Computing*, 2023, 20–21. https://ibn.idsi.md/vizualizare_articol/177456
11. **BOIAN, V.** Efectul de proximitate în microelectronica supraconductoare. În: *Conferința Tehnico-Științifică a Studenților, Masteranzilor și Doctoranzilor, Universitatea Tehnică a Moldovei*, 5-7 April, 2023, Vol. I, 270–273. ISBN 978-9975-45-957-0. https://ibn.idsi.md/collection_view/2356.
12. SIDORENKO, A., KLENOV, N., SOLOVIEW, I., BAKURSKIY, S., **BOIAN, V.**, MORARI, R., SAVVA, Yu., LOMAKIN, A., SIDORENKO, L., SIDORENKO, S., SIDORENKO, I., SEVERYUKHINA, O., FEDOTOV, A., SALOMATINA, A., VAKHRUSHEV, A. Base Elements for Artificial Neural Network: Structure Modeling, Production, Properties. În: *International Journal of Circuits, Systems and Signal Processing*, 2023, Vol. 17, 177 – 18. DOI: [10.46300/9106.2023.17.21](https://doi.org/10.46300/9106.2023.17.21)
13. SIDORENKO, A., **BOIAN, V.**, ANTROPOV, E., SAVVA, Yu., LOMAKIN, A., VAKHRUSHEV, A. Functional superconductor–ferromagnet nanostructures for superconducting electronics. În: *Book of Abstracts JAPMED*, 2023, Vol. 12, 85–86. <https://japmed.bsu.edu.ge/index.php/japmed/issue/view/862/366>
14. **BOIAN, V.**, EUGEN, B. Using of the MEAM model for adjusting the technological parameters of magnetron deposition of Nb/Co nanolayers. În: *NANO-2024: “Quo Vadis – Ethics of the Scientific Research”*, 15 – 18. April 2024, Chișinău. <https://humboldt-kolleg.utm.md/>
15. VAKHRUSHEV, A., FEDOTOV, Yu., **BOIAN, V.**, SIDORENKO, A. Simulation of Multilayer Atom Nanostructures for Spinmechatronics. În: *Mechatronic Systems Design and Solid Materials*, 2021, pp. 187–203. ISBN 9781003045748.

Anexa 2. Principiul de funcționare a softului utilizat la modelarea proceselor de formare a nanostructurilor supraconductor/feromagnetic.

LAMMPS constituie un soft clasic al dinamicii moleculare cu ajutorul căruia se poate simula sisteme de particule în stările de agregare: solidă, lichidă, sau gazoasă. Modelarea sistemelor atomice se realizează folosind diferite potențiale interatomice. LAMMPS integrează ecuațiile de mișcare ale lui Newton pentru un set de particule care interacționează. Baza metodei sunt ecuațiile mișcării tuturor atomilor, completate de condițiile inițiale sub forma coordonatelor și vitezelor atomilor:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = - \nabla_{\mathbf{r}_i} U(\mathbf{r}) + \mathbf{F}_{ex}, \quad \mathbf{r}_i(t_0) = \mathbf{r}_{i0}, \quad \frac{d\mathbf{r}_i(t_0)}{dt} = \mathbf{V}_{i0}, \quad i = 1, K, N \quad (*)$$

Metoda dinamicii moleculare se bazează pe conceptul de potențial, care este responsabil pentru natura și caracterul interacțiunilor atomilor nanosistemului. Datorită acurateței și adecvării sale, câmpurile de forță cu multe particule au câștigat o mare popularitate. S-a folosit potențialul metodei modificate a atomului scufundat – **MEAM (Modified Embedded Atom Method)**. Metoda modificată a atomului scufundat se bazează pe teoria funcțională a densității – **DFT (Density Functional Theory)**. În această metodă, potențialul rezultat al nanosistemului este reprezentat ca suma contribuțiilor energiei atomilor individuali, iar contribuțiile interacțiunilor de perechi și cu mai multe elemente sunt considerate separat.

$$U(r) = \sum_i U_i(r) = \sum_i \left(F_i(\bar{\rho}_i) + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \phi_{ij}(r_{ij}) \right), \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (**)$$

unde $U_i(r)$ - este un potențial al unui atom individual, care influențează tipul și gradul de interacțiune în ecuațiile mișcării (*); F_i - este funcția de imersie atomică, dependentă de densitatea de fundal a electronilor; $\bar{\rho}_i$; $\phi_{ij}(r_{ij})$ - este o contribuție a potențialului pereche la energia totală, care variază în funcție de distanță.

Potențialul pereche MEAM calculează interacțiunile pentru diverse materiale folosind metoda atomului încorporat modificat. Conceptual, este o extensie a metodei EAM originală care adaugă forțele unghiulare. Astfel, este utilizat pentru modelarea metalelor și aliajelor cu rețelele: cubică cu volum centrat, cubică cu fețe centrate, hexagonală compactă, precum și materiale cu interacțiuni covalente precum siliciul și carbonul.

MULȚUMIRI

Autorul aduce sincere mulțumiri conducătorului de doctorat – **academicianului, doctor habilitat, profesor universitar, SIDORENKO Anatolie**, pentru îndrumarea, ghidarea, consultarea și ajutorul acordat pentru elaborarea tezei precum și ajutorul personal în unele situații ale vieții. Această lucrare a fost elaborată în cadrul proiectului **SPINTECH**, cu cifrul – 810144.

O plecăciune solemnă aduc în fața **familiei BOIAN în care m – am născut**, pentru înțelegere, suport intelectual și dedicație față de activitatea mea științifică.

Sincere mulțumiri aduc comisiei de îndrumare: **doctorului habilitat în tehnică – PENIN Alexandru, doctorului în științe fizico – matematice – CONDREA Elena, doctorului în științe fizico – matematice – MORARI Roman**, pentru ajutorul acordat în atingerea obiectivelor propuse.

De asemenea, țin să – i mulțumesc D – lui **KONOPKO Leonid**, doctor în științe fizico – matematice, pentru ajutorul fizic acordat la măsurarea temperaturilor critice a unor structuri multistrat nanometrice.

Cu stimă,
Vladimir BOIAN.

DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII

Subsemnatul, Vladimir Boian, declar pe răspundere personală că materialele prezentate în teza de doctorat sunt rezultatele propriilor cercetări și realizări științifice. Conștientizez că, în caz contrar, urmează să suport consecințele în conformitate cu legislația în vigoare.

Numele, Prenumele – **Boian Vladimir**

Semnătura

A handwritten signature in blue ink, consisting of a large, sweeping initial 'V' followed by a series of loops and a long horizontal stroke extending to the right.

Data: 23.06.2024.

CV – ul autorului

Cercetător științific: BOIAN Vladimir

DATE PERSONALE

NUME: Boian Vladimir I.
CETĂȚENIE: Moldovean
DATA NAȘTERII: 17.07.1985
LOCUL NAȘTERII: Republica Moldova , Suvorov



EDUCAȚIE ȘI TRAININGURI:

Educație :

Decembrie. 2018 - până la momentul actual doctorand, cercetător științific UTM IEN
2007 – 2018 Profesor de fizică (cu stagiul de predare a fizicii de 10 ani)
09/2005-07/2010 Student al Universității din Tiraspol din Moldova
Specialitatea obținută: Matematica si Fizica
09/2010-07/2012 Masterand – cu specializarea: Fizica Modernă si Tehnologii Formative
09/1992-07/2003 Școala medie

Traininguri:

01/04/2019-30/06/2019 Schimb de experiență în cadrul proiectului SPINTECH, laborator „Experimental Condensed Matter Physics”, KTH, Suedia.
14/06/2019 Întâlnire de lucru +TrainingWorkshop: " Boosting the scientific excellence and innovation capacity in spintronics of the D. GHITU Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies ", laboratory KTH, Sweden, Acest eveniment este susținut de Uniunea Europeană H2020-WIDESPREAD -05-2017-Twinning project " SPINTECH ", grant agreement Nr.810144.
27-30/09/2019 Școala de vară SPRINTECH "Structuri hibride S/F pentru spintronică".
27-28/05/2021 Școala de vară SPRINTECH " Brain-like Artificial Neural Network: Alternativa spintronicii superconductoare ". Acest eveniment este susținut de Uniunea Europeană prin proiectul H2020-WIDESPREAD -05-2017-Twinning " SPINTECH ", acord de grant Nr.810144.
24/05-26/06/2021 Schimb de experiență în cadrul proiectului SPINTECH - "Stimularea excelenței științifice și a capacității de inovare în spintronică a Institutului de Inginerie Electronică și Nanotehnologii D. GHITU", Laboratorul de Fizică Experimentală a Materiei Condensate, KTH, Suedia.

PROIECTE:

naționale – “ Nanostructuri și nanomateriale funcționale pentru industrie și agricultură ”, Cifra proiectului: 20.80009.5007.11

internaționale – “SPINTECH”, 2018 – 2022, EU – grant agreement Nr: 810144.

PARTICIPĂRI LA MANIFESTĂRI

ȘTIINȚIFICE (naționale și internaționale):

1. Conferința științifică națională "**Tendințe contemporane ale dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători**", Ediția IX , Chișinău, Moldova, 15 iunie 2020,
2. Conferința științifică internațională "**8th International Conference on Functional Nanomaterials and High-Purity Substances**" FNM 2020, Suzdal, Rusia, 5-9 octombrie 2020,
3. Conferința științifică internațională "**The 12th international conference on intrinsic Josephson effect and horizons of superconducting spintronics**", Chișinău, Moldova, 22-25 octombrie 2021,
4. Conferința științifică internațională "**Electronics, Communications and Computing**", 12 Chișinău, Moldova, 20-21 octombrie 2022,
5. Conferința științifică națională "**Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor**", Chișinău, Moldova, IEN, UTM 5-7 aprilie 2023,
6. Conferința științifică internațională: **NANO-2024: „Quo Vadis – Ethics of the Scientific Research”**, Chișinău. Moldova, 15–18 aprilie.
7. Conferința științifică internațională: **NANO-2024: „Quo Vadis – Ethics of the Scientific Research”**, Chișinău. Moldova, 15–18 aprilie.

Lucrări științifice la tema tezei:

15 lucrări științifice publicate în reviste la tema tezei;

5 articole în reviste din bazele de date SCOPUS și Web of Science;

7 publicații la conferințe naționale și internaționale;

4 articole cu un singur autor.

Premii, mențiuni, distincții, titluri onorifice:

- **Bursa pe domenii științifice a Guvernului anul 2021**
- Laureat a premiului “ **Academician Dumitru Ghițu** ” pentru realizările științifice ale tinerilor cercetători ai Institutului de Inginerie Electronică și Nanotehnologii “ D Ghițu ”, pentru rezultate excelente obținute în anul 2019.

LIMBI VORBITE:

- Româna, limba maternă

- Engleza, nivelul intermediar
- rusa, nivel intermediar.

INTERESE ȘTIINȚIFICE:

structuri hibride superconductor/ferromagnet, temperatură ultra-scăzută, supraconductivitate, nanofizică, tehnica vidului, supape de spin, magnetism, supraconductivitate tripletă, și modelare matematică.

Date de contact se serviciu: Universitatea Tehnică a Moldovei, Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii D. Ghitu, str. Academiei 3/3, MD-2028, Chisinau, Republica Moldova Moldova.

TELEFON:+37368914582(mob)

E-MAIL: boianvladimir@gmail.com , vladimir.boian@iien.utm.md



The event is dedicated to the 250th Birthday of Alexander von Humboldt,
10 year Anniversary of the Eastern European partnership,
and 5 years of The Moldova–European Union Association Agreement

Conference NANO-2019: Limits of
Nanoscience and Nanotechnologies

24-27 September 2019

SPINTECH Summer school “S/F Hybrid Structures
for Spintronics”

27-30 September 2019

2019
CHISINAU



**CERTIFICATE
FOR PARTICIPATION
IN CONFERENCE
NANO-2019**

Hereby is confirmed the participation of
Vladimir BOIAN

Director of the NANO-2019, Prof. Anatolie Siodorenko

CERTIFICATE OF APPRECIATION

Awarded to

Boian Vladimir

For authoring and presenting the article titled


**Determination of the critical thickness of Nb
superconducting layers coupled proximiti with Co**


contributing essentially to the 12th (2022) edition of the

International Conference

**ELECTRONICS, COMMUNICATIONS AND
COMPUTING**

This conference edition celebrates the 55th year since the founding of the Faculty of Electrophysics, the forerunner of the "Computers, Informatics and Microelectronics" and "Electronics and Telecommunications" faculties.


Assoc. professor, dr. Dumitru CIORBĂ
Conference Chairman, FCIM Dean


Assoc. professor, dr. Pavel NISTIRIUC
Conference Chairman, FET Dean



Technical University
of Moldova

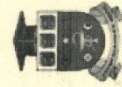


UNTERSTÜTZT VON / SUPPORTED BY

Alexander von
HUMBOLDT
STIFTUNG



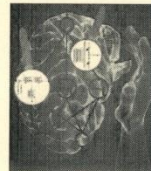
Academy of Sciences
of Moldova



Nicolae Testemiranu State Medical
and Pharmaceutical University



Moldavian Physical Society



CERTIFICATE

We hereby certify that

Vladimir Boian

**Was the member of the Organizing Committee of the Humboldt Kolleg
NANO-2024 "Quo Vadis – Ethics of the Scientific Research"**

Chisinau, Republic of Moldova, April 15-18th 2024

Director of the Humboldt Kolleg,
acad. ASM, Prof.univ. Sidorenko Anatolie

[Handwritten signature]
16.04.24