

ՀՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ՌԱԴԻՈՖԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Զուլֆայան Հակոբ Գրիգորի

**ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ԳԲՀ ԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՏԻՐՈՒՅԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
ՓՈԽԱԿԵՐՊՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ**

Ատենախոսություն

Ա.04.03 - Ռադիոֆիզիկա մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման համար

Գիտական ղեկավար՝
Ֆ.մ.գ.թ., Ա. Հ. Մակարյան

Երևան 2017

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ	2
ԱՌԱՋԱԲԱՆ	4
Աշխատանքի արդիականությունը	4
Աշխատանքի նպատակը.....	6
Գիտական նորույթը	7
Գործնական արժեքը.....	8
Աշխատանքի ներկայացումը	8
Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները.....	9
Հրապարակումները.....	9
Հոդվածներ	9
Թեզիսներ.....	10
Ատենախոսության կառուցվածքը.....	11
ԳԼՈՒԽ 1: ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ:	
ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ	
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ	12
1.1. Միջավայրերի մագնիսական հատկությունները:	
Մագնիսակարգավորվածություն	12
1.2. Ֆերրոմագնիսականություն: Վեյսի տեսությունը:.....	17
1.3. Ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսացման կորը: Դիֆերենցիալ	
մագնիսական թափանցելիություն	19
1.4. Ֆերրոմագնիսական միջավայրերի մագնիսացման կորի և դիֆերենցիալ	
մագնիսական թափանցելիության չափումը.....	24
1.5. Մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումը.....	30
1.6. Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանս	36
1.7. Մագնիսական մոմենտի ոչ գծային տատանումները: Դետեկտում,	
հարմոնիկների գեներացում և հաճախության փոխակերպում:	42
1.8. Մագնիսաօպտիկա և օպտոմագնիսականություն: Ոչ գծային	
մագնիսաօպտիկական երևույթներ	47
ԳԼՈՒԽ 2: ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ	
ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ	56

2.1	Ներածություն	56
2.2	Ֆերրոմագնիսական միջավայրում հզոր իմպուլսային լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը	57
2.3	Փոքր հզորությամբ հեղիւմ-նեոնային լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը թափանցիկ ֆերրոմագնիսական բյուրեղում	73
2.4	Փոքր հզորությամբ CO ₂ լազերային ճառագայթման դետեկտումը թափանցիկ ֆերրիտում.....	79
2.5	Ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսների ֆերրոմագնիսական դետեկտոր ...	85
	Երկրորդ գլխի ամփոփում	90
ԳԼՈՒԽ 3: ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԳԲՀ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ		92
3.1	Ներածություն	92
3.2	Փորձարարական սարքավորումը	94
3.3	ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտման հետազոտման արդյունքները	98
3.4	Արդյունքների քննարկում և եզրակացություն.....	101
ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ		103
ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ.....		104
ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ		105
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ		106

ԱՌԱՋԱԲԱՆ

Աշխատանքի արդիականությունը

Ֆերրոմագնիսական նյութերը լայնորեն կիրառվում են գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում՝ ինֆորմացիայի պահպանման և փոխակերպման, ազդանշանների դետեկտման, ուժեղացման, հաճախության փոխակերպման համար և այլն [1]-[5]: Ֆերրոմագնիսական նյութերը ինֆորմացիայի գրանցման և պահպանման համար օգտագործվող ամենատարածված նյութերից են: Սակայն ինֆորմացիայի գրանցման և փոխակերպման ավանդական մեթոդներն այլևս չեն բավարարում ինֆորմացիայի արագության ժամանակակից պահանջներին: Հետևաբար անհրաժեշտ է փնտրել մագնիսական նյութերի մագնիսացման կառավարման՝ ավանդական մեթոդներից շահեկանորեն տարբերվող արագագործ այլ մեթոդներ: Միջավայրի մագնիսացման կառավարումը լազերային ճառագայթման միջոցով այս խնդրի լուծման հեռանկարային մեթոդներից մեկն է [6]:

Ֆերրոմագնիսական միջավայրում փոփոխվող մագնիսական դաշտի ազդեցության դեպքում կարող է առաջանալ փոփոխվող մագնիսական մոմենտ, որի կախումը մագնիսական դաշտից ընդհանուր առմամբ ոչ գծային է: Հետևաբար մագնիսական մոմենտի սպեկտրը բացի փոփոխական դաշտի հաճախությամբ բաղադրիչից կարող է պարունակել նաև հաստատուն բաղադրիչ և տարբեր հարմոնիկներ [4], [5]:

Ցածր հաճախային, ռադիոհաճախային և գերբարձրհաճախային (ԳԲՀ) տիրույթներում այսպիսի փոխազդեցությունները լավ հայտնի են և մանրակրկիտ ուսումնասիրված: Ցածր հաճախությունների տիրույթում ֆերրոմագնիսական նյութերը լայնորեն օգտագործվում են փոփոխական լարման կայունացուցիչներում, սահմանափակիչներում, մագնիսական ուժեղացուցիչներում և այլն: [4],[5]-ում ներկայացված են ԳԲՀ ճառագայթման գեներացումը, դետեկտումը, հաճախության փոխակերպումն ու ուժեղացումը ֆերրոմագնիսական նյութերի օգնությամբ: Սակայն այս հետազոտություններում ոչ գծային փոխազդեցություններն ունեն ռեզոնանսային բնույթ և գործնականորեն չեն դրսևորվում ինֆրակարմիր և տեսանելի տիրույթներում:

Այդ պատճառով նշված տիրույթներում (ինֆրակարմիր և տեսանելի) ֆերրոմագնիսների ոչ գծայնությունը ակտիվորեն չի ուսումնասիրվել: Համարվել է, որ նշված տիրույթներում միջավայրի մագնիսական ընկալունակությունը հավասար է մեկի [7][8], հետևաբար միջավայրը չի դրսևորում մագնիսական հատկություններ, և մասնավորապես չեն կարող ի հայտ գալ նաև մագնիսական ոչ գծային երևույթներ:

Այնուամենայնիվ, ինֆրակարմիր և տեսանելի տիրույթներում կան թափանցիկ ֆերրոմագնիսական նյութեր, որոնք հաջողությամբ կիրառվում են օպտիկական ճառագայթման պարամետրերի կառավարման համար [1], [9]:

Կատարվել են նաև մի շարք աշխատանքներ նվիրված ֆերրոմագնիսական միջավայրի և օպտիկական ճառագայթման փոխազդեցությանը, որի միջոցով տեղի է ունենում ալիքի բևեռացման հարթության պտույտ (Ֆարադեյի էֆեկտ): Վերջին տասնամյակում բազմաթիվ աշխատանքներ կան նաև նվիրված մագնիսացված միջավայրում շրջանային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցությանը միջավայրի հետ, որի հետևանքով ֆերրոմագնիսական նմուշում առաջանում է մագնիսական դաշտ (Ֆարադեյի հակադարձ էֆեկտ) [6][10][15]: Այս աշխատանքներում ներկայացված են ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտի վերակողմնորոշումն օպտիկական ճառագայթման ազդեցության տակ [6]:

Գերկարճ լազերային իմպուլսների ազդեցության տակ մագնիսաօպտիկական գերարագ փոփոխությունները ֆերրոմագնիսում բացատրված են ոչ գծային օպտիկական ընկալունակությամբ [6]: Սակայն արտաքին մագնիսական դաշտում գտնվող ֆերրոմագնիսում ոչ գծային ընկալունակության առաջացումը ֆիզիկորեն հիմնավորված չէ: Այն ունի զուտ ֆենոմենոլոգիական բնույթ [18]: Պետք է նշել, որ ֆերրոմագնիսական միջավայրում գերարագ մագնիսաօպտիկական փոփոխությունները դեռևս մնում են քննարկման առարկա:

[17]-[19] աշխատանքներում ցույց է տրված, որ լազերային ճառագայթման և թափանցիկ ֆերրոմագնիսի միջև ոչ գծային փոխազդեցության շնորհիվ կարող է իրականացվել օպտիկական ուղղում: Նույնիսկ ճառագայթման բավական փոքր հզորությունների դեպքում այս փոխազդեցության փորձնական արդյունքերը բավական շոշափելի են: Ուստի, այս փոխազդեցությունները չեն կարող բացատրվել

ռեզոնանսային մեխանիզմով, քանի որ այդ դեպքում կպահանջվի շատ մեծ, գործնականում անհասանելի մագնիսական դաշտեր:

Սույն աշխատանքում հետազոտվել է օպտիկական (տեսանելի և ինֆրակարմիր) և ԳԲՀ տիրույթների ամպլիտուդամոդուլված ճառագայթման դետեկտումը սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող ֆերրոմագնիսական միջավայրում: Փորձնականորեն ցույց է տրվել, որ հետազոտված ողջ հաճախային դիապազոնում դետեկտված ազդանշանն էապես կախված է մագնիսացման կորի տեսքից, ինչպես նաև արտաքին մագնիսական դաշտի մեծությունից և ուղղությունից: Դետեկտված ազդանշանի ամպլիտուդը զգալիորեն կախված է նաև ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսական մոմենտի և լազերային դաշտի բևեռացման միջև անկյունից:

Աշխատանքի նպատակը

Սույն աշխատանքի նպատակն է տեսականորեն և փորձնականորեն հետազոտել ԳԲՀ և օպտիկական տիրույթների ճառագայթման դետեկտումը սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող ֆերրոմագնիսական միջավայրերում:

Այդ նպատակին հասնելու համար դրվել են հետևյալ խնդիրները.

1. Ֆերրոմագնիսական նմուշների և մագնիսական սենսորների պատրաստում:
2. Ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսացման կորերի չափում և նրանց համակարգչային մոդելավորում,
3. Ֆերրոմագնիսական նմուշների՝ YIG միաբյուրեղների և բազմաբյուրեղների, ինչպես նաև տարբեր տիպի ֆերրիտների օպտիկական հատկությունների (թափանցիկություն, բեկման ցուցիչ և այլն) հետազոտում,
4. YIG միաբյուրեղում հզոր լազերային իմպուլսների դետեկտման հետազոտում,
5. Տարբեր թափանցիկ ֆերրոմագնիսական նյութերում փոքր հզորությամբ անընդհատ լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտում,
6. Ֆերրոմագնիսական միջավայրերում ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտման հետազոտում,
7. Դետեկտման մոդելավորում՝ հիմնվելով ֆերրոմագնիսական նմուշների ստատիկ մագնիսացման կորերի վրա, և դետեկտման արդյունավետության գնահատում:

8. Դետեկտման արդյունավետության հետազոտում՝ կախված ֆերրոմագնիսական նմուշի, նմուշը մագնիսացնող դաշտի և ճառագայթման դաշտի պարամետրերից:

Գիտական նորույթը

Առաջին անգամ ստացվել է էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտում թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրերում հաճախությունների տարբեր տիրույթներում (մոտ ինֆրակարմիր (ԻԿ), հեռու ԻԿ և ԳԲՀ) և ճառագայթման տարբեր հզորությունների (տասնյակ միլիվատտերից մինչև մեգավատտեր) դեպքում:

Հետազոտվել են դետեկտման առանձնահատկությունները: Բացահայտվել է դետեկտման արդյունավետության կախվածությունը արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի մեծությունից և ուղղությունից, ֆերրոմագնիսական միջավայրի պարամետրերից, ինչպես նաև էլեկտրամագնիսական ճառագայթման բևեռացումից և հզորությունից:

Ցույց է տրվել, որ դետեկտված ազդանշանի մեծությունը համեմատական է մագնիսացման կորի երկրորդ կարգի ածանցյալին, և փափուկ ֆերրոմագնիսական (առանց հիսթերեզիսի մագնիսացման կորերով) միջավայրերում դետեկտված ազդանշանը բացակայում է արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության, ինչպես նաև լրիվ հագեցնող մագնիսական դաշտի դեպքում: Կոշտ ֆերրոմագնիսական միջավայրերում (հիսթերեզիսի առկայության դեպքում) նմուշի մագնիսացումից հետո, նմուշի մնացորդային մագնիսացման շնորհիվ, դետեկտված ազդանշանը կարող է գրանցվել նաև արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում:

Ցույց է տրվել նաև, որ հարթ բևեռացված լազերային ճառագայթման դետեկտման դեպքում դետեկտված ազդանշանն առավելագույնն է, երբ հարթ բևեռացված լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտը զուգահեռ է մագնիսացման վեկտորին:

Գործնական արժեքը

Ֆերրոմագնիսական նյութերը, լայնորեն օգտագործվում են ժամանակակից ռադիոէլեկտրոնիկայում: Ֆերրոմագնիսական միաբյուրեղներն ունեն շատ լավ տեխնիկական պարամետրեր և յուրահատուկ ֆիզիկական հատկություններ. այսպես՝ նրանց ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի գիծը բավական նեղ է, իսկ մագնիսական դոմեններն ունեն մեծ շարժունակություն: Բացի այդ, նրանցից մի քանիսը օպտիկապես թափանցիկ են, ունեն փոքր կորուստներ և բավական դիմացկուն են մեխանիկական և քիմիական տարբեր ազդեցությունների նկատմամբ:

Ֆերրոմագնիսական նյութերի հիման վրա ստեղծվել են մի շարք յուրօրինակ սարքեր, որոնք հնարավորություն են ընձեռում մեծ արագությամբ փոփոխել օպտիկական և ԳԲՀ ճառագայթման պարամետրերը: Ստեղծվել են նոր տիպի մագնիսական հիշող սարքեր, որոնք հնարավորություն են տալիս կատարել տեղեկատվության գերարագ գրանցում և ընթերցում:

Սույն ատենախոսության շրջանակներում անցկացված հետազոտությունների արդյունքները կարող են օգտագործվել էլեկտրամագնիսական կարճ իմպուլսների գրանցման, լազերային և ԳԲՀ ճառագայթման հաճախության փոխակերպման, ազդանշանների մեծ արագությամբ գրանցման, պահպանման և ընթերցման համար, ինչպես նաև նմանատիպ այլ ոլորտներում:

Կատարված աշխատանքների հիման վրա, իրականացվել է ինֆրակարմիր էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ֆերրոմագնիսական դետեկտորի նախատիպ:

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են "Microwave and THz Technologies and Applications", IRPhE' 2014, October 2-3, Aghveran, Armenia (2014), Laser Physics-2015 (IPR of NAS of Armenia, 6–9 October, 2015), Ashtarak, Armenia, "Microwave and THz Technologies, Photonics and Wireless Communications", IRPhE' 2016, May 4-6, Yerevan, Armenia (2016) միջազգային գիտաժողովներում, ինչպես նաև Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի, Երևանի պետական համալսարանի «Գերբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության» ամբիոնի

սեմինարներում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Թափանցիկ, մագնիսացված ֆերրոմագնիսական միջավայրերում հարթ բևեռացված, էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցությամբ կարող է ստացվել միջավայրի մագնիսական մոմենտի փոփոխություն՝ դետեկտում:
2. Դետեկտման արդյունավետությունը խիստ կախված է արտաքին հաստատուն մագնիսացնող դաշտի մեծությունից, ուղղությունից և պայմանավորված է ֆերրոմագնիսական նմուշի ստատիկ մագնիսացման կորի ոչ գծայնությամբ:
3. Դետեկտման արդյունավետությունն էապես կախված է ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսական մոմենտի և էլեկտրամագնիսական ալիքի մագնիսական դաշտի փոխադարձ կողմնորոշումից:
4. Ֆերրոմագնիսական միջավայրում ոչ ռեզոնանսային փոխազդեցության դեպքում հնարավոր է ստանալ ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտում, երբ ալիքի մագնիսական դաշտը զուգահեռ է միջավայրի մագնիսական մոմենտին:

Հրապարակումները

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրվել են ստորև բերված 8 գիտական աշխատանքներում.

Հոդվածներ

1. Yu.H. Avetisyan, H.G. Julfayan, A.H. Makaryan, Farokh Nazari, V.R. Tadevosyan, "The Modeling of the Detection of Electromagnetic Radiation in Ferromagnet", Proceeding of international conference on "Microwave and THz Technologies and Applications", IRPhE' 2014, October 2-3, Aghveran, Armenia, pp. 118-121, (2014).
2. H. Haroyan, A. Makaryan, K. Movsisyan, Farokh Nazari, V. Tadevosyan, H. Julfayan, "Detection of CO₂ laser radiation in a ferrite", Journal of Physics: IOP Publishing,

Conference Series 672, 012007 (2016).

3. Р. М. Мартиросян, А. О. Макарян, В. М. Мыхитарян, В. Р. Татевосян, Ф. Назари, А. Джулфаян, "Магнитно-нелинейные материалы для детектирования электромагнитного излучения", Физические основы приборостроения, т.5, No1, 18, сс.88-96, (2016).
4. D. Bagdasaryan , A. Hakhoumian, R. Martirosian, A. Makaryan, V. Tadevosyan, Farokh Nazari, H. Julfayan, "Ferromagnetic Detector of infrared radiation", International Conference on Microwave and THz Technologies, photonics and Wireless communications, IRPhE' 2016, May 4-6, Yerevan, Armenia, p. 57-60 (2016).
5. H. G. Julfayan, "Investigation of the Detection of Infrared Laser Radiation in Monocrystalline Yttrium Iron Garnet". Armenian Journal of Physics, 9 (4). pp. 260-263. ISSN 1829-1171 (2016).
6. H. G. Julfayan, A.H. Makaryan, and V.R. Tadevosyan, "Investigation of Detection of Microwave Radiation in Ferromagnetic YIG". Armenian Journal of Physics, 10 (1). pp. 9-13. ISSN 1829-1171 (2017).

Թեզիսներ

1. H.G. Julfayan, A.H. Makaryan, Farokh Nazari, "Detection of IR laser pulses in the Transparent Ferromagnet", Laser physics 2015 international conference, 6-9 October, Ashtarak, Armenia, P. 46 (2015).
2. D. Bagdasaryan , A. Hakhoumian, R. Martirosian, A. Makaryan, V. Tadevosyan, Farokh Nazari, H. Julfayan, "Ferromagnetic Detector of infrared radiation", International Conference on Microwave and THz Technologies, photonics and Wireless communications, IRPhE' 2016, May 4-6, Yerevan, Armenia, P.TH-11 (2016).

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է առաջաբանից, 3 գլուխներից, եզրակացությունից և 119 անուն գրականության ցանկից:

Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը կազմում է 117 էջ, այն պարունակում է 27 նկար:

**ԳԼՈՒԽ 1: ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ:
ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ**

**1.1. Միջավայրերի մագնիսական հատկությունները:
Մագնիսակարգավորվածություն**

Նյութերն իրենց մագնիսական հատկություններով բաժանվում են դիամագնիսների, պարամագնիսների և ֆերրոմագնիսների: Դիամագնիսական նյութերում ատոմների մագնիսական մոմենտները, ինչպես նաև էլեկտրոնների ուղեծրային մագնիսական մոմենտներն իրար հակառակ են ուղղվում և նյութի մակրոկտորում գումարային մագնիսական մոմենտը հավասարվում է զրոյի: Դիամագնիսական նյութի բոլոր էլեկտրոնները զույգավորված են արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում (մագնիսական մոմենտները միմյանց կոմպենսացնում են): Արտաքին մագնիսական դաշտի կիրառման դեպքում, համաձայն Լենցի կանոնի, մակաձվում է արտաքին դաշտին հակառակ ուղղված մագնիսական մոմենտ, ինչը նվազեցնում է մագնիսական դաշտը միջավայրում:

Ի տարբերություն դիամագնիսական նյութերի, պարամագնիսական նյութերի ատոմներում առկա են չզույգավորված էլեկտրոններ, որի շնորհիվ արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում էլ նյութի ատոմներն ունեն զրոյից տարբեր մագնիսական մոմենտներ: Սակայն այդ մոմենտները դասավորված են անկանոն և նյութի կամայական մակրոկտորում գումարային մագնիսական մոմենտը հավասարվում է զրոյի:

Արտաքին մագնիսական դաշտի կիրառման դեպքում պարամագնիսական նյութի մագնիսական մոմենտներն ուղղվում են այդ դաշտի ուղղությամբ, այսինքն՝ նյութը մագնիսանում է: Դրա հետևանքով պարամագնիսական նյութում ինդուկտվում է մագնիսական դաշտ՝ մեծացնելով մագնիսական դաշտը նմուշի ներսում [20], [21]:

Սակայն կան պարամագնիսական նյութեր, որոնցում նույնիսկ արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում տվյալ նյութի համար որոշակի ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճանում, նյութի մագնիսական մոմենտները ուղղվում են միևնույն

ուղղությամբ և այդ ուղղությամբ ստեղծում են մագնիսացում: Այդպիսի նյութերը կոչվում են մագնիսակարգավորված: Նրանք իրենց մագնիսակարգավորվածությամբ բաժանվում են ֆերրոմագնետիկների, ֆերրիմագնետիկների և անտիֆերրոմագնետիկների: Նրանցից ամենատարածվածները ֆերրոմագնիսական նյութերն են, որոնցում տարրական մագնիսական մոմենտերը ձգտում են լինել միմյանց համուղղված, ինչը բերում է ուժեղ սպոնտան մագնիսացման: Ի տարբերություն պարամագնիսական և դիամագնիսական նյութերի, որոնց մագնիսական թափանցելիությունը մոտ է 1-ին (դիամագնիսական նյութերի համար $\mu \sim 1 - 10^{-6}$, պարամագնիսական նյութերի համար $\mu \sim 1 + 10^{-6}$), ֆերրոմագնիսական նյութերի դեպքում այն շատ մեծ է 1-ից:

Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում սպոնտան մագնիսացումների ուղղությունները նյութի ամբողջ ծավալով միմյանց զուգահեռ չեն: Նյութը բաժանվում է մակրոկտորների՝ դոմենների, որոնց չափերը կարող են հասնել 100-1000 ատոմական չափերի և որոնցից յուրաքանչյուրի ներսում մագնիսական մոմենտները դասավորված են գրեթե միևնույն ուղղությամբ, սակայն մի դոմենից մյուսին անցնելիս այդ ուղղությունները կարող են կտրուկ փոխվել: Հետևաբար մեծ քանակությամբ դոմենների մագնիսացման միջին արժեքը շատ անգամ ավելի փոքր է, քան մեկ դոմենի մագնիսացման արժեքը: Ավելին, հաճախ արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում նմուշի միջին մագնիսական մոմենտը դառնում է 0:

Ֆերրոմագնիսական նյութերում արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում դոմենները ձգտում են կողմորոշվել այդ դաշտի ուղղությամբ, ինչի հետևանքով ֆերրոմագնիսական նյութերում մագնիսական դաշտը կտրուկ աճում է՝ ի վերջո գալով հագեցման (բոլոր դոմենները համուղղված են) : Ֆերրոմագնիսական նյութերից են երկաթը, նիկելը, կոբալտը, նրանց որոշ խառնուրդներ և այլն: Հարկ է նշել, որ ֆերրոմագնիսական նյութերը կորցնում են իրենց ֆերրոմագնիսական հատկությունները որոշակի ջերմաստիճանից բարձր ջերմաստիճանում և վերածվում են պարամագնիսական նյութերի: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է Կյուրիի ջերմաստիճան կամ Կյուրիի կետ [22]:

Տարրական մագնիսական մոմենտը ուղեծրային մագնիսական մոմենտի և սպինային մոմենտների գումարն է: Քանի որ ատոմի ներքին էլեկտրոնային թաղանթների գումարային մագնիսական մոմենտները հավասար են զրոյի, հետևաբար պարամագնիսականությունը և ֆերրոմագնիսականությունը պայմանավորված են միայն մասամբ լրացված **3d** կամ **4f** էլեկտրոնային թաղանթների ու նաև արտաքին **s** թաղանթի (հաղորդականության) էլեկտրոններով:

$\mathbf{M}_s$ սպինային մագնիսական մոմենտը, $\mathbf{M}_L$ ուղեծրային մեխանիկական մոմենտը և $\mathbf{M}$ գումարային մագնիսական մոմենտը ուղիղ համեմատական են համապատասխան անկյունային մոմենտներին.

$$\mathbf{M}_s = -\gamma_s h \mathbf{S} = \frac{g_s e}{2m_e c}, \quad (1.1.1)$$

$$\mathbf{M}_L = -\gamma_L h \mathbf{L} = \frac{g_L e}{2m_e c} h \mathbf{L}, \quad (1.1.2)$$

$$\mathbf{M} = -\gamma h \mathbf{J} = \frac{g e}{2m_e c} h \mathbf{J} \quad (1.1.3)$$

որտեղ h -ը Պլանկի հաստատունն է, իսկ γ -ն գիրոմագնիսական հարաբերությունը.

$$\gamma = \frac{ge}{2m_e c} \quad (1.1.4)$$

(e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, m_e -ն՝ նրա դադարի զանգվածը, c -ն լույսի արագությունը վակուումում, իսկ g -ն սպեկտրոսկոպիկ ճեղքման գործոնն է (Լանդեի g -գործոն) էլեկտրոնի սպինի համար):

Հարկ է նշել, որ ուղեծրային մագնիսական մոմենտի դեպքում $g_L = 1$, իսկ սպինային մագնիսական մոմենտի դեպքում $g_s \approx 2$:

Լրիվ մագնիսական մոմենտի արտահայտության մեջ g -գործոնը կախված է S , L և J քվանտային թվերից.

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.1.5)$$

Այս դեպքում մագնիսական մոմենտները քվանտացվում են նույն ձևով, ինչ մեխանիկական մոմենտը.

$$\{M_z\} = -\gamma h J, -\gamma h (J-1), \dots, \gamma h J \quad (1.1.6)$$

Հետևաբար M_z -ի՝ երկու իրար հաջորդող սեփական արժեքների միջև տարբերությունը կլինի.

$$\Delta M_z = \gamma \hbar = g \mu_B \quad (1.1.7)$$

որտեղ

$$\mu_B = \frac{e \hbar}{2 m_e c} \quad (1.1.8)$$

Բորի մագնետոնն է:

Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում $\{M_z\}$ -ի տարբեր արժեքներին համապատասխանող վիճակներն այլասերված են: Արտաքին H մագնիսական դաշտի կիրառման դեպքում, այս դաշտում մագնիսական մոմենտը ձեռք է բերում պոտենցիալ էներգիա,

$$\varepsilon_z = -MH \quad (1.1.9)$$

և այլասերումն անհետանում է: Հետևաբար առաջանում են $(2J + 1)$ հավասարահեռ էներգետիկ մակարդակներ, որոնց միջև հեռավորությունը կազմում է.

$$\delta \varepsilon = \gamma \hbar H = g \mu_B H \quad (1.1.10)$$

ω հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցության տակ կարող է տեղի ունենալ անցում հարևան էներգետիկ մակարդակների միջև (եթե ճառագայթման քվանտի էներգիան՝ $\hbar \omega = \delta \varepsilon$), որը կոչվում է էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանս կամ էլեկտրոնային սպինային ռեզոնանս (տես օրինակ՝ [2], [21]: Քանի որ ջոկման կանոնները թույլ են տալիս անցումներ միայն հարևան մակարդակների միջև, ապա ռեզոնանսի պայմանը կլինի.

$$\omega = \gamma H \equiv \frac{g e}{2 m_e c} H \quad (1.1.11)$$

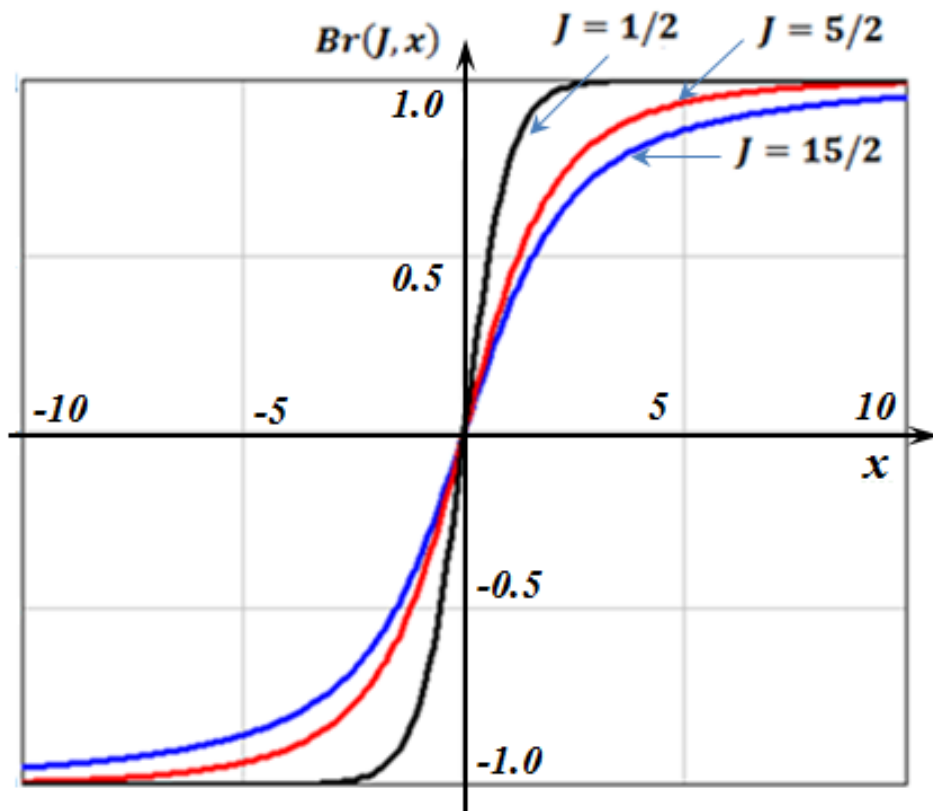
Տարբեր $\{M_z\}$ -երի համար մակարդակների բնակեցվածությունների տարբերությունը բերում է H մագնիսական դաշտի ուղղությամբ մագնիսական մոմենտի առաջացման: Օգտագործելով քվանտային վիճակագրությունը [22], կարելի է ստանալ արտահայտություն միավոր ծավալի մագնիսական մոմենտի համար [20], [21].

$$M = M^0 \operatorname{Br}\left(J, \frac{M^0 H}{N k T}\right) \quad (1.1.12)$$

որտեղ $M^0 = \gamma \hbar J N$ հագեցման մագնիսացումն է, N -ը միավոր ծավալում մագնիսական մոմենտների քանակն է, k -ն՝ Բոլցմանի հաստատունը, T -ն՝ միջավայրի ջերմաստիճանը և $\operatorname{Br}(J, x)$ -ը Բրիլյուենի ֆունկցիան.

$$Br(J, x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J} x\right) \quad (1.1.13)$$

Բրիլյուենի ֆունկցիայի գրաֆիկները ցույց են տրված նկ. 1.1.1-ում:



Նկ. 1.1.1 Բրիլյուենի ֆունկցիան: Կորերն ըստ համարների ցույց են տալիս J արժեքները:

Երբ $x \rightarrow \infty$, այսինքն՝ շատ մեծ մագնիսական դաշտերի դեպքում կամ շատ ցածր ջերմաստիճաններում $Br(J, x) \rightarrow 1$, և բոլոր մագնիսական մոմենտներն ուղղված են դաշտի ուղղությամբ:

Փոքր x -երի համար $Br(J, x)$ -ը վերլուծելով շարքի, (1.1.13)-ից կստանանք, որ $M = x_p H$, որտեղ x_p -ն միջավայրի պարամագնիսական ընկալունակությունն է:

Պարամագնիսական ընկալունակությունը, որն այս սահմանային դեպքում կախված է H -ից, կարող ենք գրել հետևյալ կերպ (Կյուրիի օրենք)։

$$x_p = \frac{C}{T}, \quad (1.1.14)$$

որտեղ

$$C = \frac{1}{3} J(J+1) \frac{(\gamma h)^2}{K} N \quad (1.1.15)$$

Կյուրիի հաստատունն է:

1.2. Ֆերրոմագնիսականություն: Վեյսի տեսությունը:

Ֆերրոմագնիսներում մագնիսական մոմենտների շատ մեծ արժեքներ (M_s հագեցման մագնիսացման մոտ) ստացվում են ոչ շատ ցածր ջերմաստիճաններում և բավական փոքր դաշտերի դեպքում: Այս երևույթի ֆորմալ բացատրությունը տրվել է 1907 թվականին Վեյսի կողմից [23]: Վեյսը ենթադրել է, որ բացի արտաքին մագնիսական դաշտից, ֆերրոմագնիսական միջավայրում առկա է նաև բավական մեծ ներքին դաշտ:

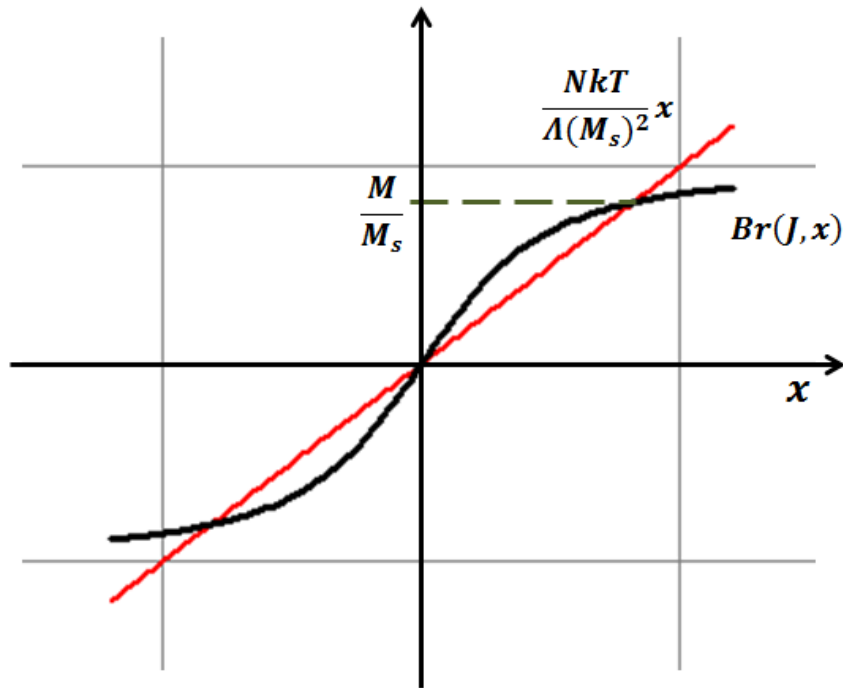
$$H_i = \Lambda M \quad (1.2.1)$$

Այստեղ Λ -ն 1-ից շատ մեծ հաստատուն է:

Վեյսն օգտագործել է պարամագնիսականության Լանժևենի դասական տեսությունը [2]: Սակայն դասական տեսությամբ ներքին դաշտի ծագման բուն մեխանիզմը չի բացատրվում: Դա հնարավոր է անել միայն քվանտային տեսության շրջանակներում: Այսպես, 1.1 պարագրաֆում քննարկված Բրիլյուենի մոտեցմամբ, M մագնիսական մոմենտի համար կարելի է գրել.

$$M = M_s Br \left[J, \frac{M_s}{NkT} (H + \Lambda M) \right] \quad (1.2.2)$$

Նկ.1.2.1-ում բերված են $\frac{M(x)}{M_s} = \frac{NkT}{\Lambda M_s^2} x$ և $Br(J, x)$ ֆունկցիաների գրաֆիկները՝ կախված $x = \frac{M_s}{NkT} (H + \Lambda M)$ պարամետրից արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում ($H = 0$), որտեղից երևում է, որ որոշակի պայմանների իրականացման դեպքում M -ի համար հնարավոր է գրոյից տարբերվող լուծում: Իրոք, $H = 0$ դեպքում (1.2.2) տրանսցենդենտ հավասարման գրաֆիկական լուծումից երևում է, որ երկու գրաֆիկների հատման կետը կհամապատասխանի ֆերրոմագնիսական նմուշի M մագնիսացման ոչ զրոյական արժեքին:



Նկ.1.2.1 Ֆերրոմագնիսի սպոնտան մագնիսացման դեպքում (1.2.2) տրանսցենդենտ հավասարման գրաֆիկական լուծումը:

M -ի համար զրոյից տարբերվող լուծում գոյություն կունենա միայն χ յուրիի ջերմաստիճանից փոքր ջերմաստիճանների դեպքում՝ $T < T_c$ (որտեղ $T_c = \Lambda C$ χ յուրիի ջերմաստիճանն է, իսկ C -ն՝ χ յուրիի հաստատունը [15]), քանի որ $\frac{NkT}{\Lambda M_s^2} x$ գծային ֆունկցիայի դիքությունը այս դեպքում փոքր է $Br(J, x)$ ֆունկցիայի դիքությունից 0 կետում, ինչն ապահովում է կորերի հատում 0-ից տարբերվող կետում (նկ. 1.2.1):

$T > T_c$ դեպքում սպոնտան մագնիսացումը հավասարվում է 0-ի, իսկ Բրիլյուենի ֆունկցիայի արգումենտը դառնում է բավական փոքր: $B_J(x)$ -ը վերլուծելով աստիճանային շարքի, մագնիսական ընկալունակության համար կստանանք.

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (1.2.3)$$

Սա χ յուրի-Վեյսի օրենքն է:

Համաձայն Վեյսի տեսության, երբ $T \rightarrow T_c$, կարելի է համարել, որ մագնիսացվածությունը ձգտում է զրոյի: Սակայն արտաքին դաշտի առկայությամբ ի հայտ է գալիս փոքր մագնիսացվածություն M'

$$\frac{M}{M_s} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2} \quad (1.2.4)$$

որտեղ A -ն 1-ի կարգի գործակից է: Սակայն փորձերը ցույց են տալիս, որ T_c -ի մոտակայքում մագնիսացվածությունը փոխվում է ոչ թե (1.2.5) օրենքով, այլ $(1 - T/T_c)^\beta$, որտեղ $\beta \approx 0.33 - 0.37$ (տես օրինակ՝ [23]): (1.2.3) բանաձևը երևույթը լավ նկարագրում է Կյուրիի կետից հեռու տիրույթներում, իսկ դրա մոտակայքում այն ձևափոխվում է $\chi = C'(T - T_c)^{-\gamma}$ -ի որտեղ $\gamma \approx 1.3 - 1.4$ կարգի թիվ է:

Այսպիսով՝ Վեյսի տեսությունը T_c - ից վերև և ներքև որակապես լավ նկարագրում է ֆերրոմագնիսների վարքը, սակայն փուլային անցման տիրույթում այն չի կարող քանակապես ճիշտ նկարագրել նյութերի ֆերրոմագնիսական հատկությունները [23]: Վեյսի տեսության մեջ նյութի մագնիսացվածությանը համեմատական էֆեկտիվ դաշտի առկայությունն ընդունվում է որպես պոստուլատ, իսկ Λ -գործակիցը՝ ֆենոմենոլոգիական հաստատուն է:

1.3. Ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսացման կորը: Դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիություն

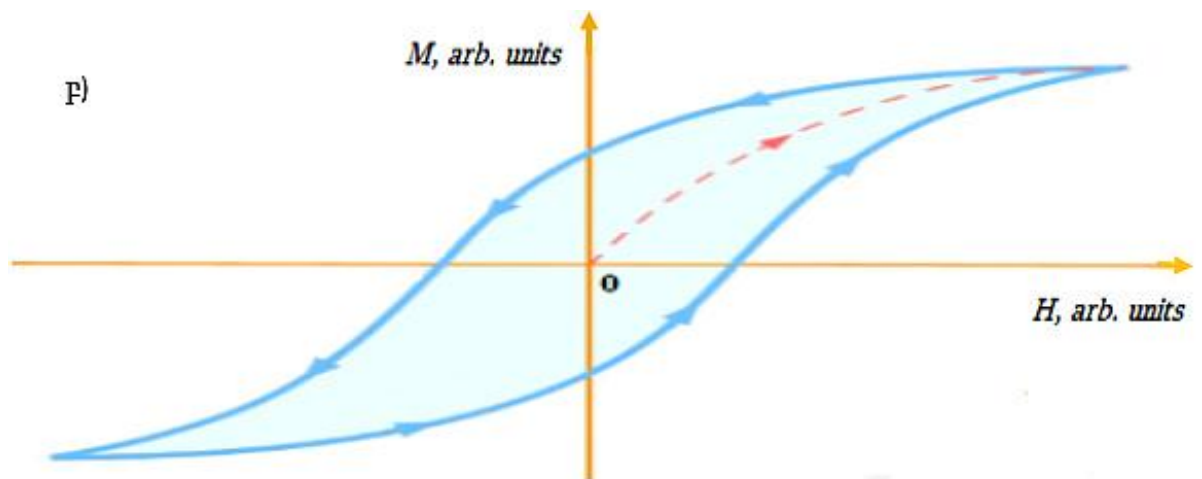
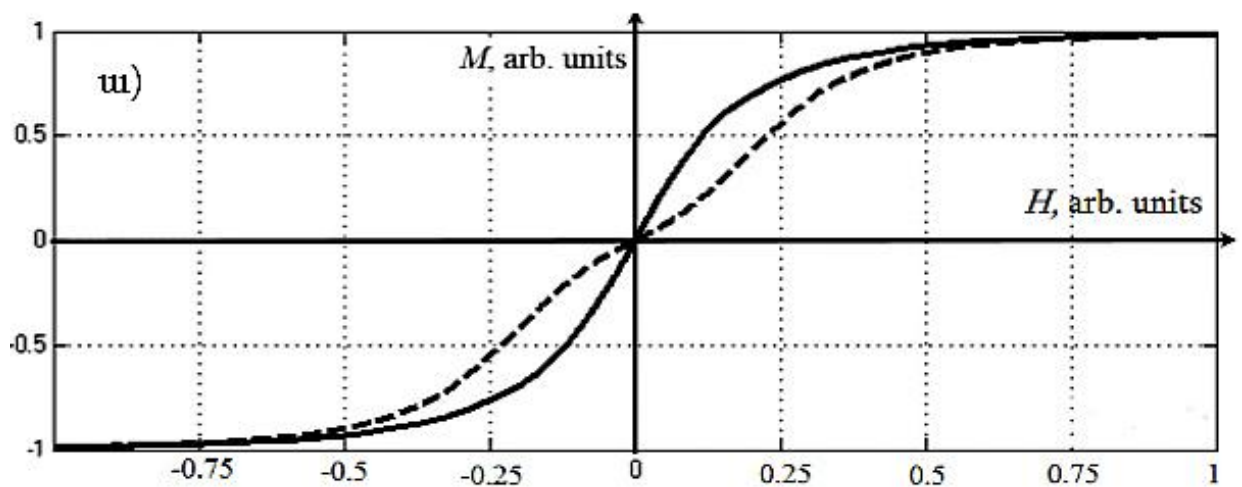
Մագնիսական նյութերի կարևոր բնութագրերից մեկը նրանց մագնիսացման կորն է, որի տեսքը կախված է նյութի բաղադրությունից, չափից, ձևից, նրան շրջապատող միջավայրի մագնիսական հատկություններից:

Ֆերրոմագնիսական նյութում մագնիսացման կորերի տիպական տեսքերը պատկերված են Նկ. 1.3.1 ա-ում: Այդ կորերը, այսինքն՝ մագնիսական մոմենտի կախվածությունները մագնիսական դաշտից ոչ գծային են: Նույնիսկ փոքր դաշտերի դեպքում ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսացումը ոչ գծայնորեն է կախված մագնիսական դաշտից: Սակայն այդ ոչ գծայնությունը գործնականում այնքան փոքր է, որ այդ կորը մեծ ճշտությամբ կարելի է փոխարինել ուղիղ գծով և գրաֆիկի այդ տիրույթը համարել գծային տիրույթ (Նկ. 1.3.1 ա-ի սկզբնական մասը): Այս տիրույթից հետո մագնիսացման կորն աստիճանաբար շեղվում է ուղիղ գծից և մտնում է ոչ գծային գոտի: Գծային տիրույթից հետո dB/dH կորի դիքությունը սկսում է աստիճանաբար նվազել: (այստեղ B -ն ֆերրոմագնիսի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է, H -ն՝

արտաքին մագնիսական դաշտը): H դաշտի որոշակի արժեքից սկսած M մագնիսական մոմենտը H -ի հետագա աճի դեպքում այլևս չի աճում: Այս դեպքում ասում են, որ ֆերրոմագնիսական նյութը հագեցած է (նկ. 1.3.1 ա): Մագնիսացման կորի դիքությունը (մագնիսական մոմենտի աճը միևնույն ΔH -ի դեպքում) գծային տիրույթում շատ ավելի մեծ է, քան ոչ գծային և առավել ևս հագեցման տիրույթում: Դա երևում է նկ. 1.3.1 ա-ի մագնիսացման կորից:

Բացի մագնիսական մոմենտի՝ արտաքին դաշտից ունեցած կախվածությունից, ֆերրոմագնիսական նյութերն ունեն նաև մագնիսական դաշտի <<հիշողություն>>.

Նրանց մագնիսացման կորերն ունեն հիսթերեզիսի բնույթ (տես նկ. 1.3.1 բ):



Նկ. 1.3.1 Մագնիսացման կորերի տիպական տեսքերը. ա) առանց հիսթերեզիսի մագնիսացման կորեր՝ երկու տարբեր նմուշների համար (կետագիծ և հոծ գիծ), բ) հիսթերեզիսով մագնիսացման

Տիպական տեսքի մագնիսացման կորերը կարող են նկարագրվել (1.2.2) արտահայտությամբ, իսկ այդ կորի վարքի որակական բացատրությունը հետևյալն է: Ֆերրոմագնիսական նյութը ատոմական կամ մոլեկուլար տեսանկյունից բաղկացած է մեծ թվով մագնիսական մոմենտներից կամ որ նույնն է՝ մագնիսական դիպոլներից: Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում այդ դիպոլները դասավորվում են պատահական ձևով, որի արդյունքում ֆերրոմագնիսի որևէ մակրոկտորում մագնիսական մոմենտը դառնում է 0-ին մոտ: H արտաքին մագնիսական դաշտի կիրառման դեպքում այս դիպոլները սկսում են դասավորվել այդ դաշտի ուղղությամբ՝ միմյանց զուգահեռ: Փոքր դաշտերի դեպքում մագնիսական H դաշտի աճին զուգընթաց դաշտի B ինդուկցիան նմուշի ներսում նույնպես աճում է՝ գործնականորեն ուղիղ համեմատական H -ին (մագնիսացման կորի գծային տիրույթ): Սակայն արտաքին դաշտի որոշակի արժեքից սկսած B -ի աճման արագությունը սկսում է նվազել, քանի որ նվազում է չկողմնորոշված դիպոլների քանակը: Սա համապատասխանում է մագնիսացման կորի ոչ գծային տիրույթին: Արտաքին մագնիսական դաշտի հետագա աճին զուգընթաց այդ դաշտին ոչ զուգահեռ դիպոլների քանակն էլ ավելի է նվազում և ի վերջո գալիս է մի վիճակ, երբ գրեթե բոլոր դիպոլներն ուղղված են արտաքին դաշտին զուգահեռ (հագեցման տիրույթ): Դրանից հետո դաշտի աճին զուգընթաց նյութի մագնիսացումը՝ M -ը գրեթե չի աճում, քանի որ այլևս գրեթե չկան դաշտին ոչ զուգահեռ մագնիսական մոմենտներ (դիպոլներ):

Ֆերրոմագնիսական նյութերի ոչ գծային հատկությունները ցածրհաճախային և ռադիոհաճախային տիրույթներում լավ հետազոտված են և կիրառվում են գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում, մասնավորապես տվյալների գրանցման և պահպանման, ազդանշանների դետեկտման, հզորության սահմանափակման, հաճախության փոխակերպման, ճառագայթման ղեկավարման համար և այլ ոլորտներում [1], [2]: ԳԲՀ տիրույթում առաջին անգամ ոչ գծային երևույթներ դիտվել են նիկել-ֆերրիտի փոշում՝ մագնետրոնի $f \approx 9$ ԳՀց հաճախությամբ ԳԲՀ ճառագայթման ազդեցության տակ, Բլոմբերգենի և Դեյմոնի կողմից [3]: Հետագայում կատարվել են բազմաթիվ աշխատանքներ նվիրված ֆերրոմագնիսական միջավայրում ԳԲՀ

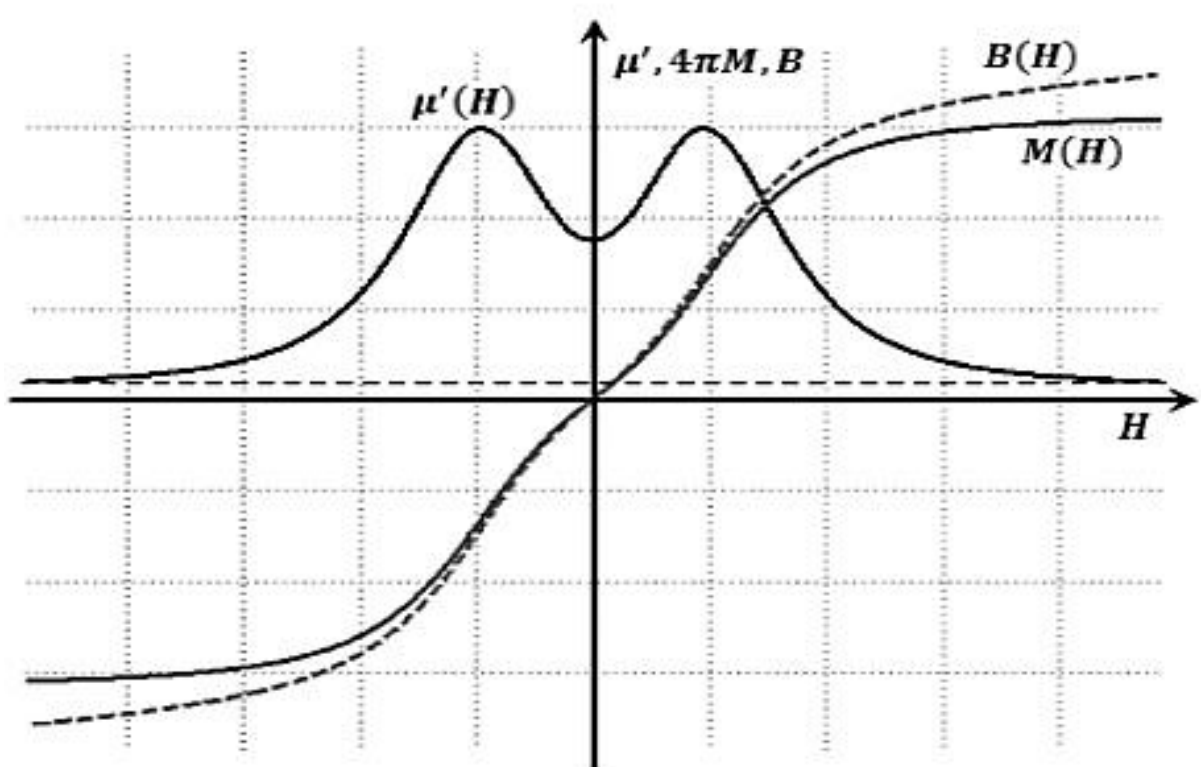
ճառագայթման գեներացմանը, դետեկտմանը, հաճախությունների փոխակերպմանը և ուժեղացմանը (տես օրինակ՝ [4], [5]):

Ֆերրոմագնիսական նյութերի վարքը հաստատուն և փոփոխական մագնիսական դաշտերում հաճախ չափազանց հարմար է նկարագրել դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունից միջոցով [25]: Ֆերրոմագնիսական նյութի որևէ նմուշի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունը՝

$$\mu'(H_0) = \left(\frac{dB}{dH} \right) |_{H=H_0}, \quad (1.3.1)$$

որը խիստ կախված է արտաքին մագնիսական դաշտից, միարժեքորեն որոշվում է նմուշի մագնիսացման կորի միջոցով: Հետևաբար, ունենալով դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կախումը մագնիսական դաշտի մեծությունից, կարելի է վերականգնել նմուշի $B(H)$ -ի կամ $M(H)$ -ի մագնիսացման կորերը:

Նկար 1.3.2-ում ներկայացված են $M(H)$ մագնիսացման կորը և նրան համապատասխան μ' դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության և B մագնիսական ինդուկցիայի կորերը՝ կախված մագնիսացնող դաշտից:



Նկ. 1.3.2 $4\pi M(H)$, $B(H)$ -մագնիսացման կորերը և μ' -ի կախումը մագնիսացնող դաշտից:

Ֆերրոմագնիսական նյութերի ստատիկ մագնիսական բնութագրերը հեշտ է որոշել տորոիդալ ձև ունեցող նմուշների համար [25], [29]: Տորոիդի վրա փաթաթվում է n_1 գալարների թվով նույնանման համասեռ կոճ, որի միջով անցկացվել է որոշակի I հոսանք: Ստեղծվում է մագնիսական դաշտ, որի ինդուկցիան նմուշում չափվում է էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի փոխակերպման շնորհիվ՝ n_2 գալարներով մեկ այլ կոճի միջոցով, որը փաթաթվում է տորոիդի մյուս կողմում: n_1 առաջնային փաթույթի հոսանքի ստեղծած գրեթե ամբողջ մագնիսական հոսքը սահմանափակված է մագնիսական շղթայում, որի դերը կատարում է տորոիդաձև նմուշը: Մագնիսական դաշտի ուժագծերը տորոիդի յուրաքանչյուր լայնական հատույթում ուղղահայաց են տորոիդի տվյալ հատույթի մակերևույթին, որն ունի S մակերես: Մագնիսական դաշտն այս հատույթում „համասեռ“, է (H -ը և B -ն այս հատույթի գրեթե բոլոր կետերում ունեն միևնույն արժեքը): Հաշվի առնելով տորոիդի այս բնութագրերը, հոսանքի և ինդուկտված էԼՇՈՒ-ի համար Մաքսվելի հավասարումներից կունենանք.

$$In_1 = HI, \quad (1.3.2)$$

$$e(t) = -n_2 S \frac{dB}{dt}, \quad (1.3.3)$$

որտեղ I -ը մագնիսական ուժագծերի միջին երկարությունն է, իսկ $e(t)$ – կոճի էլեկտրաշարժ ուժը:

Էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի փոխակերպման միջոցով մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի չափման առանձնահատկությունն այն է, որ ինդուկտված էԼՇՈՒ-ն առաջանում է t_1 -ից մինչև t_2 ժամանակային ինտերվալում մագնիսական հոսքի փոփոխման դեպքում: Գործնականում մագնիսական հոսքի փոփոխությունն իրականացվում է I հոսանքը I_1 -ից մինչև I_2 փոփոխելու միջոցով: Սա ուղեկցվում է մագնիսական դաշտի՝ H_1 -ից H_2 փոփոխությամբ և մագնիսական ինդուկցիայի B_1 -ից B_2 համապատասխան փոփոխությամբ: (1.3.2)-ից և (1.3.3)-ից կարող ենք գրել.

$$H_1 = \frac{I_1 n_1}{l_c}, \quad H_2 = \frac{I_2 n_1}{l_c}, \quad (1.3.4)$$

$$\delta B = B_2 - B_1 = \frac{1}{n_2 S} \int_{t_1}^{t_2} e(t) dt, \quad (1.3.5)$$

որտեղ δB – ն մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի փոփոխման չափն է նմուշում:

Այսպիսով՝ չափելով համապատասխան մեծությունները, (1.3.4) և (1.3.5) արտահայտությունների հիման վրա կարելի է որոշել մագնիսական նմուշի ստատիկ բնութագրերը:

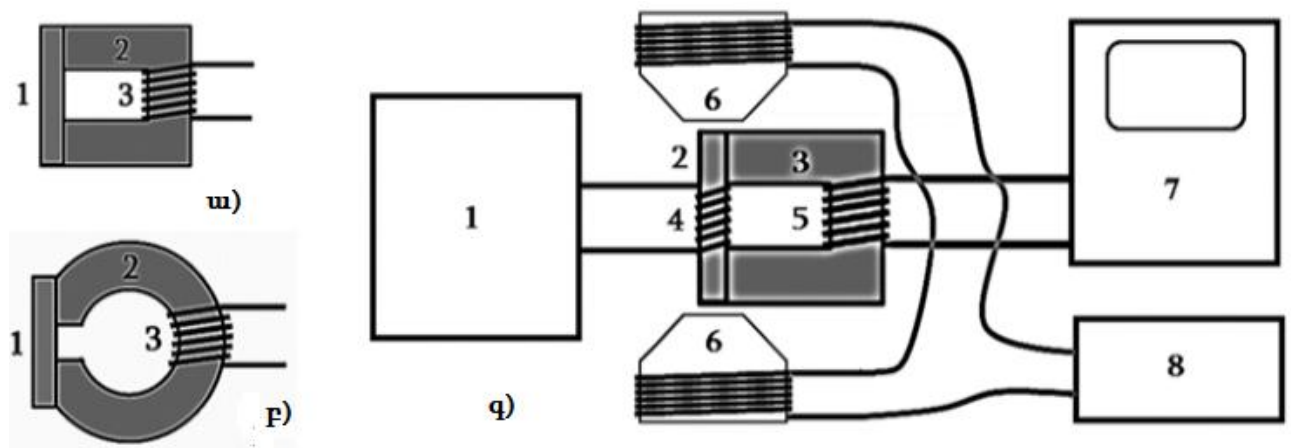
1.4. Ֆերրոմագնիսական միջավայրերի մագնիսացման կորի և դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության չափումը

Սույն պարագրաֆում ներկայացվում են ֆերրոմագնիսական նյութերի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության՝ արտաքին մագնիսական դաշտից կախվածության և մագնիսացման կորի փորձարարական հետազոտությունները [27], որոնք չափազանց կարևոր են ֆերրոմագնիսական միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ոչ գծային փոխազդեցությունները հետազոտելիս՝ նրանց բնույթը պարզաբանելու, ինչպես նաև այդ փոխազդեցությունների միջոցով ստացվող փոխակերպումների արդյունավետությունը բարձրացնելու համար:

Հետազոտությունների փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման պատկերված է նկ. 1.4.1-ում [27], [112]: Չափումները կատարվել են հետևյալ կերպ. կառուցվել է տրանսֆորմատոր, որտեղ որպես միջուկ օգտագործվել է YIG նմուշը՝ հարակցված պայտածև ֆերրիտի հետ: $n_1 = 300$ գալար պարունակող առաջնային փաթույթը փաթաթված է YIG նմուշի շուրջ (տես նկ 1.4.1 ա, բ): Ստանդարտ ներդաշնակ տատանումների գեներատորից $f = 1$ կՀց հաճախությամբ փոփոխական լարումը տրվում է տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթին, որը ֆերրիտի միջուկում ստեղծում է փոփոխական մագնիսական հոսք և երկրորդային փաթույթում ($n_2 = n_1$) ինդուկտում էլեկտրաշարժ ուժ: Երկրորդային փաթույթը փաթաթված է մեծ մագնիսական թափանցելիությամբ ($\mu \approx 2000$) պայտածև ֆերրիտի միջուկի վրա (տես նկ 1.4.1 ա, բ), ուստի ամբողջ մագնիսական հոսքն անցնում է երկրորդային փաթույթի մակերեսով: Երկրորդային փաթույթում ինդուկտված ազդանշանը գրանցվում է օսցիլոգրաֆի միջոցով: YIG նմուշը, մագնիսական սենսորի հետ միասին, տեղադրվում է արտաքին դեկավարվող մագնիսական դաշտում, որի մեծությունը կարող է փոփոխվել 0-ից մինչև 1 կԷ տիրույթում: Նշենք, որ ընտրվել են տարբեր տիպի

և չափերի պայտաձև ֆերրիտներ՝ բոլոր դեպքերում ապահովելով նրանց հատույթի բավականաչափ մեծ մակերես (անհամեմատ մեծ, քան հետազոտվող նմուշի հատույթի մակերեսն է), որպեսզի բացառվի նրանց հագեցումը արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ:

Երկրորդային փաթույթում ինդուկտված լարման ամպլիտուդի կախումն արտաքին մագնիսական դաշտից չափվել է առաջնային փաթույթի հոսանքի ամփոփոխ ամպլիտուդի դեպքում:



Նկ. 1.4.1 ա, բ) YIG նմուշները տարբեր մագնիսական սենսորներով, գ) YIG նմուշների մագնիսացման կորերի չափման համակարգի բլոկ սխեման. 1–սինդուկտիվ լարման գեներատոր, 2– YIG նմուշ, 3– պայտաձև ֆերրիտ, 4–առաջնային փաթույթ, 5–երկրորդային փաթույթ, 6–էլեկտրամագնիս, 7–օսցիլոգրաֆ, 8–հաստատուն հոսանքի ղեկավարվող աղբյուր:

Դժվար չէ տեսնել, որ չափված լարման ամպլիտուդն ուղիղ համեմատական է YIG նմուշի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությանը: Իրոք, դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունը սահմանվում է որպես նյութի մագնիսական թափանցելիություն թույլ, փոփոխական H -մագնիսական դաշտում, որը վերադրված է H_0 հաստատուն մագնիսական դաշտին.

$$\mu'(H_0) = \left(\frac{dB}{dH} \right) \Big|_{H=H_0}, \quad (1.4.1)$$

որտեղ B -ն մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է (մագնիսական հոսքի խտությունը) [27]: Այլ կերպ ասած, μ' -ը որոշում է B - H մագնիսացման կորի դիքությունը: Այստեղից հետևում է, որ դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունն ուղիղ համեմատական է Φ մագնիսական հոսքի խտությանը, հետևաբար նաև ինդուկտված լարմանը.

$$U_2(t) = \frac{d\Phi}{dt} \sim \frac{dB}{dt} = \mu'(H_0) \frac{dH}{dt}, \quad (1.4.2)$$

Քանի որ մեր դեպքում մագնիսական դաշտը փոփոխվում է ներդաշնակ օրենքով՝ $H(t) = H_0 \sim \sin \omega t$, ապա տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթում ինդուկտված լարումը նույնպես կլինի ներդաշնակ՝

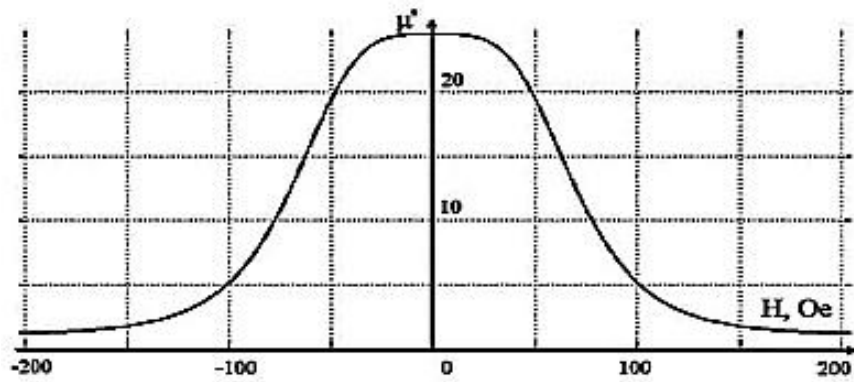
$$U_2(t) = \mu'(H_0) \omega H_0 \cos \omega t = U_0(H_0) \cos \omega t, \quad (1.4.3)$$

կամ

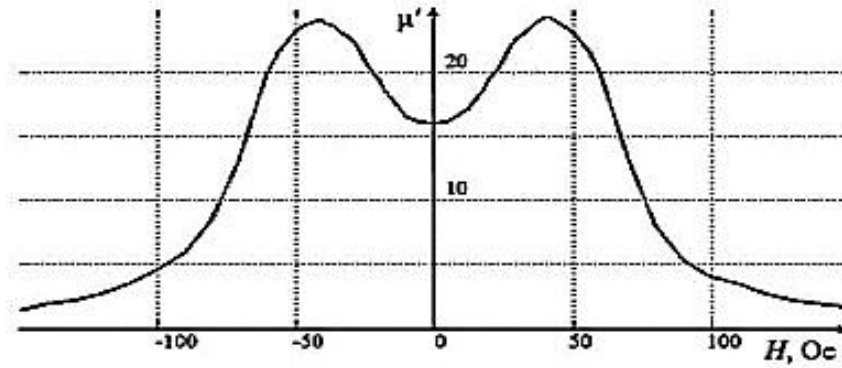
$$\mu'(H_0) = \frac{U_0(H_0)}{\omega H_0}, \quad (1.4.4)$$

որտեղ H_0 -ն մագնիսական դաշտի փոփոխական բաղադրիչի ամպլիտուդն է, իսկ $U_0(H_0)$ -ն երկրորդային փաթույթում ինդուկտված լարման ամպլիտուդը:

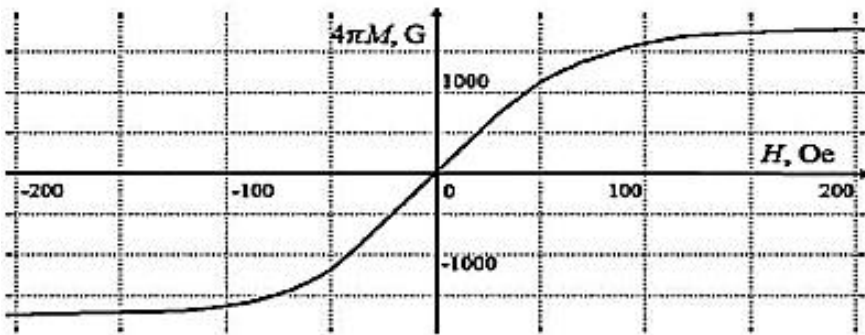
Այսպիսով՝ երկրորդային փաթույթում չափելով ինդուկտված լարման ամպլիտուդի կախումն արտաքին H_0 մագնիսական դաշտից, կարելի է որոշել չափվող նմուշի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունը, այսինքն՝ $M-H$ մագնիսացման կորի դիքությունը: YIG նմուշի մագնիսացման կորի չափման դեպքում, հաշվի առնելով, որ հագեցման մագնիսացումը $4\pi M_0 \approx 1750$ Գ է, դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կորի ինտեգրման միջոցով կստանանք $M-H$ մագնիսացման կորը: Նկ. 1.4.2-ում պատկերված են YIG բյուրեղների՝ $0,4 \times 5 \times 6,5$ մմ³ և $0,4 \times 5 \times 8$ մմ³ չափերով նմուշների (երկու տարբեր ֆերրիտային սենսորների հետ միասին), դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունները՝ կախված արտաքին H մագնիսական դաշտից և նրանց համապատասխան մագնիսացման կորերը [27], [112]:



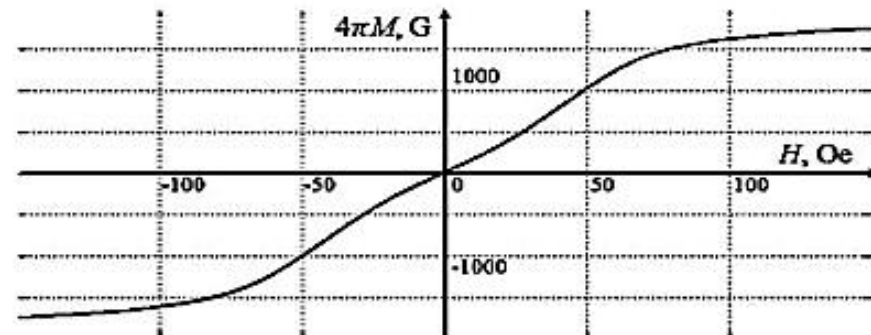
ա)



բ)



գ)



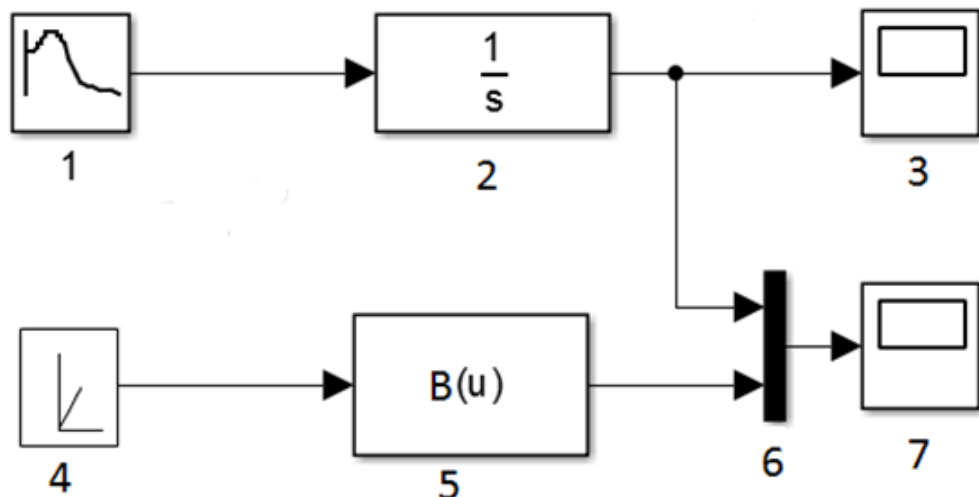
դ)

Նկ. 1.4.2: ա) և բ) YIG բյուրեղի մագնիսացման կորերը երկու տարբեր ֆերրիտային սենսորների դեպքում (ա և բ), և նրանց համապատասխան դետեկտված ազդանշանների ամպլիտուդների կախվածություններն արտաքին մագնիսական դաշտից (գ և դ) (հոծ գծեր – փորձի արդյունքներ, կետագծեր – մոդելավորման արդյունքներ):

Ինչպես արդեն նշվեց մագնիսացման կորերի չափման համար անհրաժեշտ է չափել μ' դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունները, այնուհետև ինտեգրել դրանք: Նշված գործողությունները կատարելու և նմուշների մագնիսական պարամետրերը գնահատելու համար, նախ կատարվում է դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության՝ $\mu'(H_0)$ -ի՝ H արտաքին մագնիսական դաշտից կախման կորի համակարգչային մոդելավորում Matlab Simulink միջավայրում [26], [30]: Այնուհետև այդ կորերն ինտեգրվում են և նորմավորվում ըստ հագեցման մագնիսացման:

Նկ. 1.4.3-ում պատկերված է դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության չափման՝ փորձով որոշված տվյալների և դրանց հիման վրա $M-H$ մագնիսացման կորի կառուցման Simulink մոդելի բլոկ դիագրամը:

Simulink մոդելն աշխատում է հետևյալ կերպ: 1 բլոկն իրենից ներկայացնում է դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության՝ փորձնականորեն ձեռք բերված տվյալների աղբյուր: (1.4.1) բանաձևից և $B = H + 4\pi M$ կապից հետևում է, որ $M-H$ կորի ստացման համար անհրաժեշտ է ինտեգրել $(\mu'-1)$ -ը, որն իրականացվում է 2 բլոկի միջոցով: Ինտեգրումից հետո 3 օսցիլոգրաֆի էկրանին ստացվում է $M-H$ մագնիսացման կորի օսցիլոգրամը:



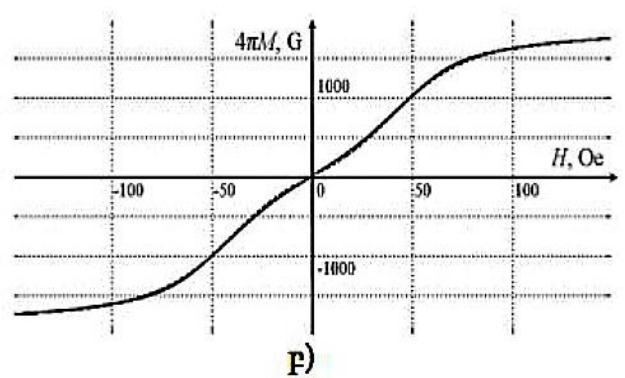
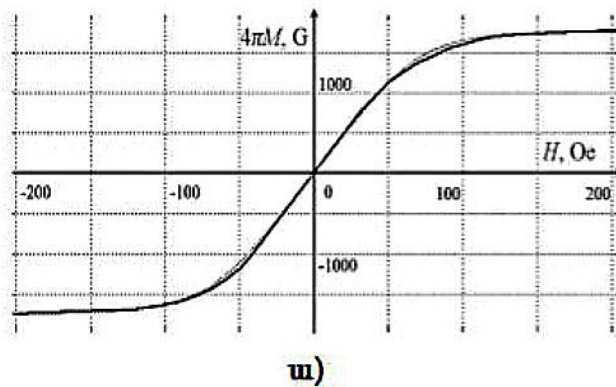
Նկ. 1.4.3: Փորձնականորեն ստացված մագնիսացման կորերի և նրանց անալիտիկ մոդելների համեմատության Simulink մոդելի բլոկ սխեման. 1 - դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության տվյալների աղբյուր, 2 - ինտեգրատոր, 3, 7 - օսցիլոգրաֆներ, 4 - գծային ազդանշանի գեներատոր, 5 - Բրիլյուենի ֆունկցիայի բլոկ, 6 - մուլտիպլեքսոր:

Մագնիսացման կորերի քանակական բնութագրերի որոշման համար կատարվել է այդ կորերի մոտարկում անալիտիկ ֆունկցիաներով: Դանդաղորեն, գծային օրենքով աճող մագնիսական դաշտը, որը գեներացվում է 4 բլոկի միջոցով, տրվում է 5 բլոկի մոտքին, որը և կառուցում է մագնիսացման կորը՝ այն մոտարկելով Բրիլյուենի ֆունկցիայով: Կատարվել են մոտարկումներ տարբեր անալիտիկ ֆունկցիաների միջոցով (Լանժուենի, Բրիլյուենի, արկտանգենս և այլն): Փորձնականորեն ստացված և անալիտիկ ֆունկցիաներով մոտարկված կորերի համեմատման համար այդ կորերը միաժամանակ պատկերվում են միևնույն 7 օսցիոլոգրաֆի վրա: Բրիլյուենի ֆունկցիայով $Br(J, x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J} x\right)$ մոտարկելիս.

$$4\pi M = A \cdot Br(\alpha H + \beta H^3 + \gamma H^5) \quad (1.4.5)$$

$$Br(J, x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J} x\right) \quad \text{ֆունկցիայի մոդելավորման}$$

արդյունքում ստացված մագնիսացման կորերը (նկ. 1.4.4 կետագիծ) $\approx 5\%$ -ի ճշտությամբ համընկնում են փորձնականորեն ստացված կորերի հետ A , α , β և γ գործակիցների հետևյալ արժեքների դեպքում. $A = 1750$ Գ, $\alpha = 0.0275$, $\beta = 6.86 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 2.05 \cdot 10^{-9}$ (նկ. 1.4.4 ա) և $A = 1750$ Գ, $\alpha = 0.0146$, $\beta = 9.69 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 0$ (նկ. 1.4.4 բ):



Նկ. 1.4.4: ա) և բ) YIG նմուշների և ֆերրիտային սենսորների համակարգերի մագնիսացման կորերը, (հոծ գիծ – փորձնականորեն ստացված արդյունքներ, կետագիծ – սիմուլյացիայի արդյունքներ) [26], [112]:

1.5. Մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումը

Մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումն արտածելիս պետք է հաշվի առնել փոխանակային փոխազդեցությունը: Եթե M մագնիսական մոմենտը համասեռ է կամ կոորդինատներից կախված դանդաղ է փոփոխվում, ապա այդ փոխազդեցության համար բավարար է Վեյսի մոլեկուլյար դաշտը: Երբ M -ը շատ խիստ է կախված կոորդինատներից, ապա մագնիսական դաշտի արտահայտության մեջ պետք է ավելացնել լրացուցիչ դաշտ, որը նկարագրում է փոխանակային փոխազդեցության աճը, երբ հարևան սպինային մոմենտները միմյանց զուգահեռ չեն:

Ֆերրոմագնիսում դինամիկ պրոցեսները դասական մոտեցմամբ նկարագրելու համար անհրաժեշտ է մակրոսկոպիկ էլեկտրադինամիկական հավասարումները լրացնել նյութական առնչություններով, որոնք նկարագրում են M մագնիսական մոմենտի կախումը H դաշտից տրված նյութի համար: Որպես նյութական հավասարում կարող ենք դիտարկել մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումը:

Մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումն առաջին անգամ առաջարկվել է Լանդաուի և Լիֆշիցի կողմից 1935 թվականին: Դիտարկենք այս հավասարումը իզոտրոպ ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտի համասեռ տատանումների համար:

Ենթադրենք ֆերրոմագնիսական միջավայրը դասական հոլերի համակարգ է, որոնցից յուրաքանչյուրն օժտված է J անկյունային մոմենտով և m մագնիսական մոմենտով: Հոլի շարժման հավասարումը կարելի է գրել հետևյալ կերպ [31].

$$\hbar \frac{dJ}{dt} = [m \times H] \quad (1.5.1)$$

Այստեղ հաշվի է առնված, որ J -ն չափվում է m -ի և H -ի միավորներով (բացարձակ միավորներով): Հավասարման երկու կողմերը բազմապատկելով հոլերի N քանակով և հաշվի առնելով, որ $M = -\gamma \hbar J$, կստանանք ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումը.

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma [M \times H] \quad (1.5.2)$$

Այս հավասարման մեջ կորուստները հաշվի առնված չեն, այսինքն՝ մագնիսական դաշտի էներգիայի դիսիպացիան արհամարված է:

(1.5.2)-ում նաև անտեսված է փոխանակային փոխազդեցությունը: Հեշտ է տեսնել, որ (1.5.2) հավասարման մեջ մոլեկուլյար դաշտը ($H_E = \Lambda M$) նույնպես չի մասնակցում: Սակայն վերը հիշատակված լրացուցիչ փոխանակային դաշտը հանդես կգա այս հավասարման մեջ, եթե M -ը լինի անհամասեռ: Այսպիսով՝ (1.5.2) հավասարումը ճիշտ է միայն համասեռ մագնիսացման դեպքում և մոտավոր, երբ M -ը դանդաղորեն փոփոխվում է տարածության մեջ:

(1.5.2) հավասարման մեջ γ մեծությունը, որը նկարագրում է մագնիսական մոմենտի հավաքական շարժումը, հավասար չէ ազատ վիճակում կամ պարամագնիսական նյութում գտնվող նույն իոնների γ -ին: Ըստ դասական տեսության γ -ն կարող է որոշվել փորձով:

(1.5.2) հավասարման առանձնահատկությունն այն է, որ նրանում M -ի մեծությունը շարժման ընթացքում մնում է հաստատուն: Իրոք, եթե այդ հավասարման երկու կողմերն էլ սկալյար կերպով բազմապատկենք M -ով, ապա կունենանք.

$$\frac{d\mathbf{M}^2}{dt} = 0 \quad (1.5.3)$$

Եթե նաև հաշվի առնենք, որ $\mathbf{M}$ վեկտորի մի ծայրն ամրացված է, ապա այս հավասարումից կհետևի, որ մագնիսական մոմենտի մյուս ծայրը կկատարի շրջանաձև շարժում: Այդ շարժումը հայտնի է որպես պրեցեսիա:

Միջավայրի մագնիսական բևեռացման հատկությունը նկարագրվում է այն հավասարումներով, որոնք հիմնված են ստատիկ մագնիսական դաշտում մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարման վրա (1.5.2) (Լարմորի թեորեմ) [8].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] = -[\mathbf{M} \times \boldsymbol{\omega}_L], \quad (1.5.4)$$

որտեղ $\boldsymbol{\omega}_L = \gamma \mathbf{H} = (q/2mc) \mathbf{H}$ լարմորյան պրեցեսիայի հաճախությունն է:

Ֆերրոմագնիսի վարքը փոփոխական մագնիսական դաշտում սովորաբար նկարագրվում է մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարմամբ ստատիկ մագնիսական դաշտում՝ հավասարման աջ մասին ավելացնելով $\mathbf{R}$ դիսիպատիվ անդամը, որը կարող է ունենալ տարբեր տեսքեր [22], [25].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \mathbf{R} \quad (1.5.5)$$

Հավասարումների մի մասը, որոնք ստացվել են այս ճանապարհով, կարելի է ներկայացնել որպես Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարման ձևափոխություններ [22].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} [(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{M}] \quad (1.5.6)$$

Իսկ մնացածները Բլոխի հավասարման ձևափոխություններն են [32].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma \frac{\mathbf{M} - \mathbf{M}_0}{\tau} \quad (1.5.7)$$

Օրինակ՝ Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարումը ձևափոխվել է Հիլբերտի կողմից: Հիլբերտը (1.5.7) հավասարման դիսիպատիվ անդամում $-\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}]$ -ը փոխարինել է $d\mathbf{M}/dt$ -ով [33].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (1.5.8)$$

Մինչդեռ, Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարման՝ Կալենի կողմից ձևափոխված տարբերակն ունի հետևյալ տեսքը [34].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \chi \mathbf{M} - \lambda [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})], \quad (1.5.9)$$

որը փաստացի (1.5.8)-ից տարբերվում է նրանով, որ աջ մասում ավելացել է $-\chi \mathbf{M}$ գծային անդամը:

Իսկ Բլոխի հավասարումը, ձևափոխված Բլոմբերգենի կողմից [35], գրվում է հետևյալ կերպ.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma \frac{\chi_0 \mathbf{H} - M_0}{\tau} \quad (1.5.10)$$

Այստեղ $\mathbf{M}$ մագնիսական մոմենտն, ի տարբերություն (1.5.8) հավասարման, ներկայացված է կիրառված մագնիսական դաշտից իր ունեցած կախվածությամբ, այսինքն՝ $\mathbf{M} = \chi_0 \mathbf{H}$ տեսքով:

(1.5.6)-(1.5.10) հավասարումներն ունեն միևնույն թերությունը. նրանք չեն կարող լիովին նկարագրել մագնիսական մոմենտի շարժումը $\mathbf{H}$ դաշտի արագ ժամանակային փոփոխությունների դեպքում, քանի որ նշված բոլոր հավասարումները հիմնված են (1.5.5)-ի վրա, որը գրված է ստատիկ մագնիսական դաշտի համար:

Իրոք, (1.5.5) հավասարման աջ և ձախ մասերը սկալյար կերպով բազմապատկելով $\mathbf{M}$ -ով, կստանանք $\mathbf{M}^2 = \text{const}$, ինչը ստացվել էր նաև (1.5.3)-ում: Հետևաբար (1.5.4 – 1.5.10) հավասարումները չեն կարող նկարագրել մագնիսական մոմենտի գրգռումը փոփոխական մագնիսական դաշտում:

[36], [37] աշխատանքներում առաջարկված հավասարման մեջ հաշվի է առնված փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությունը մագնիսական մոմենտի շարժման վրա: Այդ հավասարման մեջ առկա է մի անդամ, որը բնութագրում է $\mathbf{M}$ մագնիսական մոմենտի գրգռումը $\mathbf{H}$ փոփոխական մագնիսական դաշտում: Հաշվի առնելով նաև $\mathbf{R}$ դիսիպատիվ անդամի առկայությունը, այդ հավասարումը կգրվի հետևյալ տեսքով.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma^2 I \frac{d\mathbf{H}}{dt} + \mathbf{R}, \quad (1.5.11)$$

որտեղ I –ն իներցիայի մոմենտն է:

(1.5.11) հավասարումը նկարագրում է $\mathbf{M}$ մագնիսական մոմենտի գրգռումը $\mathbf{H}$ դաշտում: Իրոք, հավասարման երկու կողմերը սկալյար կերպով բազմապատկելով $\mathbf{M}$ -ով, կստանանք.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{M}^2}{2} \right) = -\gamma^2 I \mathbf{M} \frac{d\mathbf{H}}{dt} \quad (1.5.12)$$

Այս հավասարումը ցույց է տալիս, թե ինչի շնորհիվ և ինչ եղանակով է փոփոխվում մագնիսական մոմենտը, ինչպես նաև համակարգի կինետիկ էներգիան փոփոխական մագնիսական դաշտում: Քանի որ (1.5.11) հավասարման առաջին անդամն ուղղահայաց է $\mathbf{M}$ մագնիսական մոմենտին ((1.5.12)-ում $\mathbf{R}$ -ն արհամարհված է, քանի որ այն չի կարող նկարագրել մագնիսական մոմենտի գրգռումը), հետևաբար մագնիսական մոմենտի գրգռումը փոփոխական դաշտում պայմանավորված է $\gamma^2 I \frac{d\mathbf{H}}{dt}$ անդամով:

(1.5.11) հավասարումից հետևում է, որ փոփոխական մագնիսական դաշտում մագնիսական մոմենտը մարող պրեցեսիային զուգահեռ կատարում է նաև տատանողական շարժում՝ փոփոխական դաշտի հաճախությամբ: Մագնիսական մոմենտի տատանումների ամպլիտուդը, տրված արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի դեպքում, կախված է նմուշի մագնիսացման կորի դիքությունից:

Քանի որ արտաքին մագնիսական դաշտը փոփոխվում է, ապա ֆերրոմագնիսի մագնիսացման կորի դիքությունը նույնպես փոփոխվում է, ինչը նշանակում է, որ արտաքին դաշտի որոշակի արժեքի դեպքում ֆերրոմագնիսի մագնիսական մոմենտը կարող է կատարել նաև ոչ գծային տատանումներ: Արտաքին դաշտի հետագա աճի շնորհիվ, ֆերրոմագնիսը կմոտենա իր հագեցմանը, հետևաբար նրա մագնիսական մոմենտը կկատարի արտահայտված ոչ գծային տատանումներ, երբ կիրառված մագնիսական դաշտը փոփոխվի հագեցմանը մոտ տիրույթում:

Դիտարկենք ֆերրոմագնիսական միջավայրի մագնիսական մոմենտի շարժումն արտաքին $\mathbf{H}_0$ հաստատուն դաշտում: Դաշտի ազդեցության տակ ֆերրոմագնիսական միջավայրը մագնիսանում է, առաջանում է $\mathbf{M}_0$ մագնիսական մոմենտ, որը հավասարակշռության վիճակում զուգահեռ է $\mathbf{H}_0$ -ին ($\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$): Եթե մագնիսական մոմենտը դուրս գա իր հավասարակշռության վիճակից, ապա նրա շարժումը կնկարագրվի Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարմամբ:

Նախ դիտարկենք Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարումը անկորուստ միջավայրի համար: Այդ դեպքում հավասարումն ունի (1.5.4) տեսքը.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \quad (1.5.13)$$

Դժվար չէ տեսնել, որ հավասարման երկու կողմերը սկալյար կերպով բազմապատկելով $\mathbf{M}$ վեկտորով, կստանանք.

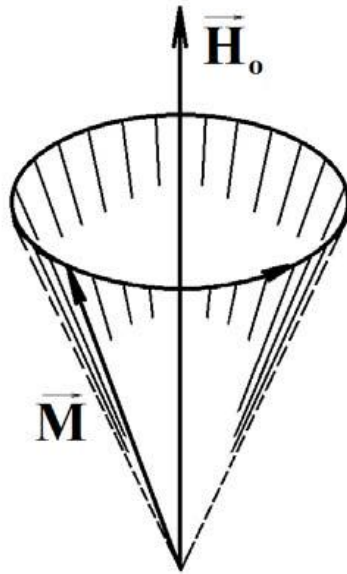
$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\mathbf{M}^2) = 0 \quad (1.5.14)$$

Այստեղից հետևում է, որ $M^2 = \text{const}$, $M^2 = M_0^2$, այսինքն՝ շարժման ընթացքում մագնիսական մոմենտի մեծությունը չի փոփոխվում (նկ. 1.5.1):

(1.5.13) հավասարման լուծումը փնտրենք հետևյալ տեսքով.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp(i\omega t) :$$

որտեղ $\mathbf{m}$ -ը մագնիսական մոմենտի փոփոխական բաղադրիչի ամպլիտուդն է:



Նկ. 1.5.1: Մագնիսական մոմենտի պրեցեսիան հաստատուն մագնիսական դաշտում:

Կոորդինատական համակարգի OZ առանցքն ուղղենք H_0 -ի ուղղությամբ: Տեղադրելով $\mathbf{M}$ -ը, (1.5.13)-ի մեջ, և պրոյեկտելով հավասարումը x, y, z առանցքների վրա, կստանանք.

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma m_y H_0 \\ i\omega m_y &= \gamma m_x H_0 \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.5.15)$$

Այս հավասարումների համակարգը համատեղելի է, եթե նրա գործակիցներից կազմված մատրիցի որոշիչը 0 է: Այդ պայմանից կստանանք.

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (1.5.16)$$

ω_0 -ի արժեքը տեղադրելով հավասարումների համակարգում, կստանանք.

$$m_x = im_y$$

Սա նշանակում է, որ մագնիսական մոմենտի սեփական տատանումներն իրենցից ներկայացնում են H_0 մագնիսական դաշտի շուրջ $\mathbf{M}_0$ մագնիսացման Լարմորյան պրեցեսիա՝ $\omega_0 = \gamma H_0$ հաճախությամբ (նկ. 1.5.1):

(1.5.15) հավասարումների համակարգից հետևում է նաև, որ մագնիսական մոմենտի Z բաղադրիչը չի փոխվում, իսկ $\mathbf{M}$ վեկտորը մագնիսական դաշտի շուրջ կատարում է չմարող պրեցեսիա:

1.6. Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանս

Այժմ դիտարկենք մագնիսական մոմենտի շարժումն այն դեպքում, երբ արտաքին մագնիսական դաշտն իրենից ներկայացնում է $\mathbf{H}_0$ հաստատուն և $\mathbf{h}_0 \exp(-i\omega t)$ փոփոխական լայնական մագնիսական դաշտերի գումար [38]: Ենթադրենք, որ $h_0 \ll H_0$, իսկ ֆերրոմագնիսական միջավայրում տարածվող էլեկտրամագնիսական դաշտի ալիքի երկարությունը շատ մեծ է միջավայրի երկրաչափական չափից՝ $\lambda \gg L$, այնպես, որ ալիքի մագնիսական դաշտը միջավայրի յուրաքանչյուր կետում կարելի է համարել միևնույնը: Մագնիսական դաշտի համար կունենանք.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_0 \exp(-i\omega t),$$

իսկ քանի որ փոփոխական մագնիսական դաշտը լայնական է (էլեկտրամագնիսական ալիքը տարածվում է OZ առանցքով), ապա մագնիսական դաշտի վեկտորի պրոյեկցիաները կլինեն.

$$H_x = h_{0x} \exp(-i\omega t)$$

$$H_y = h_{0y} \exp(-i\omega t)$$

$$H_z = H_0$$

Համարելով, որ $m_x, m_y \ll M_0$, $M_z \sim M_0$, որտեղ M_0 -ն մագնիսական մոմենտի մեծությունն է, մագնիսական մոմենտի վեկտորի պրոյեկցիաների համար կունենանք. (m_x, m_y, M_0): Այսպիսով՝ մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումը կընդունի (1.5.2) տեսքը.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] = \gamma \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ h_x & h_y & H_0 \\ m_x & m_y & M_0 \end{vmatrix} \quad (1.6.1)$$

$\mathbf{M}$ վեկտորը փնտրենք հետևյալ տեսքով.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \exp(i\omega t) \quad (1.6.2)$$

$\mathbf{m}$ վեկտորը տեղադրելով (1.6.1)-ի մեջ, կստանանք.

$$i\omega \mathbf{m} = -\gamma[\mathbf{m} \mathbf{H}_0] - \gamma[\mathbf{M}_0 \mathbf{h}] \quad (1.6.3)$$

m_x, m_y, m_z պրոյեկցիաների համար (1.6.10)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma m_y H_0 + \gamma M_0 h_y \\ i\omega m_y &= \gamma m_x H_0 - \gamma M_0 h_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.6.4)$$

կամ հաշվի առնելով, որ $\omega_0 = \gamma H_0$ ՝ կստանանք.

$$\begin{aligned} i\omega m_x + \omega_0 m_y &= \gamma M_0 h_y \\ \omega_0 m_x - i\omega m_y &= \gamma M_0 h_x \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.6.5)$$

Հետևաբար մագնիսական դաշտի բաղադրիչների համար կունենանք.

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{\gamma M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x + i \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \\ m_y &= -i \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x + \frac{\gamma M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.6.6)$$

կամ

$$\begin{aligned} m_x &= \chi_{xx} h_x + \chi_{xy} h_y \\ m_y &= \chi_{yx} h_x + \chi_{yy} h_y \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.6.7)$$

որտեղ

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\gamma M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (1.6.8)$$

(1.6.7) արտահայտությունները հաճախ հարմար է գրել թենզորական տեսքով

$$\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (1.6.9)$$

որտեղ $\hat{\chi}$ երկրորդ ռանգի ոչ սիմետրիկ թենզորը **մագնիսական ընկալունակության թենզորն** է: Միջավայրի մագնիսական ընկալունակության թենզորը մագնիսական թափանցելիության թենզորի հետ կապված է հետևյալ կերպ.

$$\hat{\mu} = \delta_{ik} + 4\pi \hat{\chi}, \quad (1.6.10)$$

կամ

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 + 4\pi \frac{\gamma M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} & 4\pi \frac{i\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} & 0 \\ -4\pi \frac{i\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} & 1 + 4\pi \frac{\gamma M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (1.6.11)$$

$\omega \gg \omega_0$ դեպքում $\hat{\mu}$ թենզորը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\hat{\mu} \cong \begin{vmatrix} 1 & -4\pi \frac{i\gamma M_0}{\omega} & 0 \\ 4\pi \frac{i\gamma M_0}{\omega} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (1.6.12)$$

(1.6.4) հավասարումները նման են (1.5.15)-ին, ինչից հետևում է, որ այս դեպքում ևս մագնիսական մոմենտի պրոյեկցիան OZ առանցքի վրա հաստատուն է, և **M** վեկտորը **H**₀ մագնիսական դաշտի շուրջը կատարում է չմարող պրեցեսիա [38]:

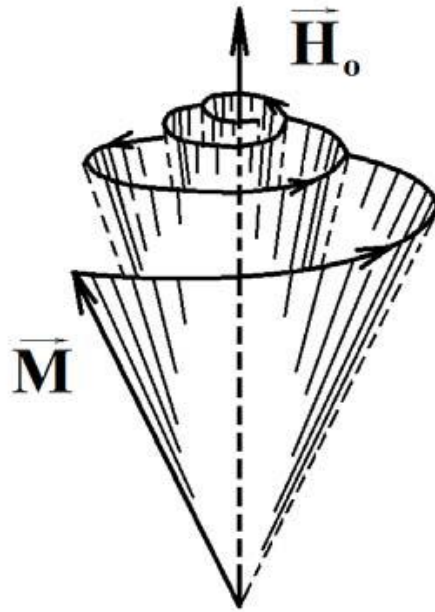
(1.6.4) հավասարումը լուծելիս հաշվի չառնվեցին համակարգում մարումները, այսինքն՝ էներգիայի կորուստը: Ինչպես արդեն ասվեց 1.5 պարագրաֆում, մարումները հաշվի առնելու դեպքում հավասարման մեջ պետք է ավելացնել լրացուցիչ անդամ, որով պայմանավորված կլինի համակարգի էներգիայի կորուստը մագնիսական մոմենտի շարժման ընթացքում: Այս դեպքում մագնիսական մոմենտը կկատարի մարող պրեցեսիա (տես նկ. 1.6.1): Մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումն ընդհանուր դեպքում կընդունի (1.5.2) տեսքը.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \mathbf{R}, \quad (1.6.13)$$

իսկ կորուստների **R** անդամը Լանդաու-Լիֆշիցի կողմից առաջարկված տեսքով գրելու դեպքում հավասարումը կընդունի (1.5.6) տեսքը.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \eta[[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \times \mathbf{M}], \quad (1.6.14)$$

որտեղ $\eta = -\alpha\gamma/M$ պայմանավորում է էներգիայի կորուստը (α -ն անչափ մեծություն է):



Նկ. 1.6.1: Մագնիսական մոմենտի մարող պրեցեսիան:

(1.6.14) հավասարումը լուծելու համար օգտվենք (1.6.1) հավասարման լուծման մեթոդից՝ օգտագործելով նույն փոփոխականները մագնիսական դաշտի և մագնիսական մոմենտի համար: Տեղադրելով $\mathbf{H}$ վեկտորի $(h_{0x} \exp(-i\omega t), h_{0x} \exp(-i\omega t), \mathbf{H}_0)$ և $\mathbf{M}$ վեկտորի $(m_{0x} \exp(-i\omega t), m_{0x} \exp(-i\omega t), \mathbf{M}_0)$ բաղադրիչները (1.6.14) հավասարման մեջ, և լուծելով այն m և h մեծությունների նկատմամբ զծային մոտավորությամբ, մագնիսական թափանցելիության թենզորի համար կստանանք.

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix} \quad (1.6.15)$$

որտեղ

$$\mu = \mu' + \mu'',$$

$$\mu_a = \mu_a' + \mu_a'', \quad \mu_z = \mu_z' + \mu_z'',$$

$$\mu' = 1 + 4\pi \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\omega^2\omega_r^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\omega_r^2},$$

$$\mu'' = -4\pi \frac{M_0}{H_0} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\omega\omega_r}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\omega_r^2},$$

$$\mu_a' = 4\pi\gamma M_0\omega^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\omega_r^2},$$

$$\mu_a'' = -4\pi\gamma M_0 \frac{2\omega^2\omega_r^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\omega_r^2},$$

$$\mu_z' = 1 + 4\pi \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_r^2}{\omega^2 + \omega_r^2},$$

$$\mu_z'' = -4\pi \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega\omega_r^2}{\omega^2 + \omega_r^2} :$$

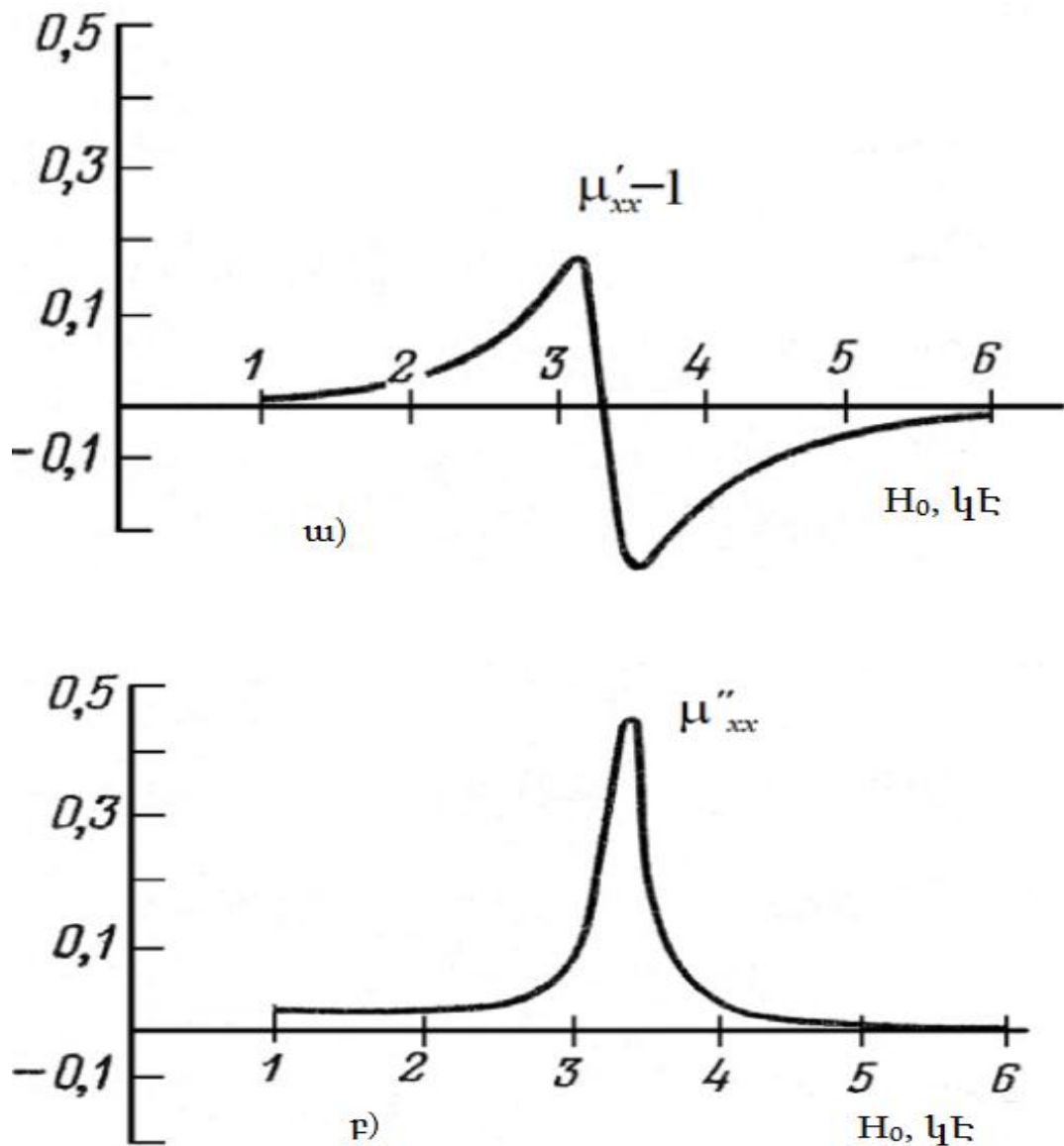
Այստեղ ω -ն փոփոխական դաշտի հաճախությունն է, $\omega_0 = \gamma H_0$ -ն՝ Լարմորյան պրեցեսիայի հաճախությունը, իսկ $\omega_r = \alpha\gamma H_0$ -ն՝ ռելաքսացիայի հաճախությունը:

Քանի որ համակարգում առկա են մարումներ, ապա (1.6.15) թենզորի բաղադրիչները կոմպլեքս մեծություններ են, որոնք միմյանց հետ կապված են Կրամերս-Կրոնիգի առնչություններով:

Մագնիսական թափանցելիության (ընկալունակության) թենզորի կարևոր առանձնահատկություններից է նրա էլեմենտների ռեզոնանսային կախվածությունը ω հաճախությունից և H_0 մագնիսական դաշտից: Այս առանձնահատկությունն առավելագույնը դրսևորվում է, երբ նմուշի վրա ընկնող էլեկտրամագնիսական ալիքն ունի ռեզոնանսային հաճախությանը հավասար հաճախություն: Համակարգում մարումների բացակայության դեպքում ռեզոնանսային հաճախությունը որոշվում է (1.5.16) բանաձևով:

Նկ. 1.6.2-ում պատկերված է մագնիսական թափանցելիության թենզորի անկյունագծային բաղադրիչներից մեկի հաճախային կախվածությունների տիպական տեսքերը: Նրանք ունեն խիստ արտահայտված ռեզոնանսային բնույթ [38]:

Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի առաջին տեսությունը մշակվել է Լանդաուի և Լիֆշիցի կողմից 1935-ին [22], իսկ փորձնականորեն այն հայտնաբերվել է 1946-ին Գրիֆիտսի կողմից [39]:



Նկ. 1.6.2: Մագնիսական թափանցելիության թենզորի μ_{xx} անկյունագծային բաղադրիչների իրական (ա) և կեղծ մասերի (բ) բնութագրիչ հաճախային կախվածությունները:

Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի տեսության մեջ կարևոր ներդրում է ունեցել Կիտելը [40], [41]: Նա ցույց է տվել, որ ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի հաճախությունը (այսինքն՝ այն հաճախությունը, որի դեպքում տեղի է ունենում էլեկտրամագնիսական էներգիայի առավելագույն ռեզոնանսային կլանում ֆերրիտի կողմից) հավասար չէ $\omega_0 = \gamma H_0$ մեծությանը, այլ էականորեն կախված է նմուշի ձևից:

Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի առանձնահատկություններից մեկն այն է, որ այն տեղի է ունենում միայն $\mathbf{M}_0$ մոմենտի նկատմամբ աջ շրջանային բևեռացված փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ:

1.7. Մագնիսական մոմենտի ոչ գծային տատանումները: Դետեկտում, հարմոնիկների գեներացում և հաճախության փոխակերպում:

Մինչ այժմ մենք համարել ենք, որ մագնիսական մոմենտի և մագնիսական դաշտի միջև եղած կապը գծային է: Ելնելով դրանից քննարկել ենք (1.5.6) շարժման հավասարման լուծումները գծային մոտավորությամբ [21]: Դաշտի ամպլիտուդի փոքր արժեքների դեպքում այդ մոտեցումն արդարացված է: Սակայն Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարումն ընդհանուր դեպքում ըստ էության ոչ գծային է, և փոփոխական մագնիսական դաշտի ամպլիտուդի մեծ արժեքների դեպքում նմուշում մագնիսական մոմենտի և մագնիսական դաշտի միջև գծային կապը վերանում է և նմուշում ի հայտ են գալիս ոչ գծային երևույթներ (դետեկտում, հարմոնիկների գեներացում, հաճախության փոխակերպում և այլն): Հետևաբար վերը ներկայացված լուծումներն այլևս կիրառելի չեն այս դեպքի համար:

Ինչպես 1.5 պարագրաֆում, այստեղ նույնպես համարենք, որ մագնիսական $\mathbf{M}$ վեկտորի մեծությունը շարժման ընթացքում մնում է անփոփոխ: Այս վեկտորը հակազուգահեռ է և համեմատական մեխանիկական մոմենտին, որը պայմանավորված է նյութում չկոմպենսացված էլեկտրոնային սպիններով: Ինչպես արդեն ասվեց, անսահմանափակ, անկորուստ միջավայրի համար մագնիսական մոմենտի շարժման հավասարումն ունի (1.5.13) տեսքը.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}], \quad (1.7.1)$$

Եթե հագեցման մագնիսացումը նշանակենք M_0 - ով, որը մոդուլով հավասար է մագնիսական մոմենտի մեծությանը՝ M -ին, իսկ m_x -ով և m_y -ով նշանակենք մագնիսական մոմենտի փոփոխական բաղադրիչները, ապա մագնիսական մոմենտի վեկտորը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ.

$$\mathbf{M} = \hat{i}m_x + \hat{j}m_y + \hat{k}(m_z + M_0), \quad (1.7.2)$$

իսկ նրա մոդուլի քառակուսին կլինի.

$$|\mathbf{M}|^2 = m_t^2 + m_z^2 + 2m_z M_0 + M_0^2 = M_0^2, \quad (1.7.3)$$

որտեղ

$$m_t^2 = m_x^2 + m_y^2 \quad (1.7.4)$$

(1.7.3)-ից կստանանք.

$$m_z = -M_0 \left(1 - \sqrt{1 - m_t^2 / M_0^2} \right) \quad (1.7.5)$$

Դիտարկենք մագնիսական մոմենտի շարժումը $\mathbf{H}_0$ հաստատուն և $\mathbf{h}_{\sim}$ ներդաշնակ օրենքով փոփոխվող մագնիսական դաշտերի ազդեցության տակ.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{\sim}, \quad (1.7.6)$$

որտեղ

$$\mathbf{h}_{\sim} = \hat{i}h_x + \hat{j}h_y + \hat{k}h_z, \quad (1.7.7)$$

Ենթադրելով, որ մագնիսական մոմենտի փոփոխական բաղադրիչները մեծությամբ շատ փոքր են մագնիսական մոմենտի M մեծությունից, այսինքն՝ $m_t^2 \ll M_s^2$, (1.7.5) արտահայտության աջ մասը վերլուծելով Թեյլորի շարքի, կստանանք.

$$m_z \approx m_t^2 / 2M_0 = (m_x^2 + m_y^2) / 2M_0 \quad (1.7.8)$$

որտեղ

$$m_x = \alpha h_x + \beta \dot{h}_y \quad (1.7.9)$$

$$m_y = \alpha h_y - \beta \dot{h}_x, \quad (1.7.10)$$

α և β մեծությունները որոշվում են

$$\alpha = \frac{\gamma^2 H_0 M_s}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2}, \quad (1.7.11)$$

$$\beta = \frac{\gamma M_s}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2}, \quad (1.7.12)$$

բանաձևերով:

Իսկ h_x -ը և h_y -ն ունեն հետևյալ տեքերը.

$$h_x = A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t, \quad (1.7.13)$$

$$h_y = A_2 \sin \omega t + B_2 \cos \omega t, \quad (1.7.14)$$

Հետևաբար, մագնիսական մոմենտի m_z բաղադրիչի համար կստանանք.

$$m_z = -\frac{1}{2M_s} \left[\alpha^2 (h_x^2 + h_y^2) + \beta^2 (\dot{h}_x^2 + \dot{h}_y^2) + 2\alpha\beta (h_x \dot{h}_y - h_y \dot{h}_x) \right] \quad (1.7.15)$$

(1.7.14) -ից հետևում է, որ արտաքին փոփոխական մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում ֆերրոմագնիսական միջավայրի մագնիսական մոմենտի m_z բաղադրիչը նույնպես բացակայում է, ինչը նշանակում է, որ մագնիսական մոմենտն ուղղված է Z առանցքով՝ հաստատուն H_0 դաշտին զուգահեռ: Փոփոխական (ԳԲՀ) դաշտի առկայության դեպքում մագնիսական մոմենտը կկատարի պրեցեսիա H_0 -ի (Z առանցքի) շուրջ, որի կազմած անկյունը Z առանցքի նկատմամբ պայմանավորված է մագնիսական դաշտի փոփոխական բաղադրիչի ամպլիտուդով:

Ֆերրոմագնիսական նմուշի վրա ամպլիտուդամոդուլված ԳԲՀ ազդանշանի ներգործության դեպքում մագնիսական մոմենտի կազմած անկյունը Z առանցքի նկատմամբ կսկսի փոփոխվել մագնիսական դաշտի ամպլիտուդի փոփոխման հաճախությամբ, ինչը կբերի նրա m_z բաղադրիչի տատանմանը նույն հաճախությամբ: Դա ըստ էության ամպլիտուդամոդուլված ազդանշանի դետեկտումն է [42]:

Զաֆֆեն, Կաչերիսը և Կարայանիսը [42] աշխատանքում ցույց են տվել, որ իրոք, եթե մագնիսական մոմենտի որևէ բաղադրիչի երկրորդ կարգի ոչ գծային անդամները չարհամարվեն, ապա, տեսության համաձայն, ֆերրիտում հնարավոր է ամպլիտուդամոդուլացված ԳԲՀ ազդանշանի դետեկտում: Բացի դետեկտումից, մագնիսական մոմենտի ոչ գծային տատանումների շնորհիվ, կարող է ստացվել հարմոնիկների գեներացում, ինչպես նաև հաճախությունների փոխակերպում՝ տարբեր հաճախություններով մագնիսական դաշտերի ազդեցության դեպքում:

Ֆերրոմագնիսական նյութերում ռադիոհաճախային դաշտի ազդեցության տակ ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի դեպքում մագնիսական մոմենտների պրեցեսիան

հետազոտվել է նաև բազմաթիվ այլ հեղինակների կողմից ևս [42]: Նախագծվել են մի շարք ֆերրիտային սարքեր: Ակտիվորեն հետազոտվել են երկրորդ կարգի ոչ գծային երևույթները: Մասնավորապես էյրսի, Վարդանյանի և Մելչորի կողմից [44] հետազոտվել է ԳԲՀ տիրույթի էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հաճախության կրկնապատկումը ֆերրոմագնիսական միջավայրում, իսկ [45] աշխատանքում Պիպինի կողմից ստացվել են արտահայտություններ հաճախության կրկնապատկման և փոխակերպման համար:

Էյրսը, Վարդանյանը և Մելչորը ցույց են տվել [44], որ ԳԲՀ դաշտի ազդեցության տակ գտնվող ֆերրիտում առաջանում է մագնիսական մոմենտի բաղադրիչ՝ ԳԲՀ դաշտի կրկնակի հաճախությամբ: Այդ նույն աշխատանքում ցույց են տրվել նաև, որ եթե ֆերրոմագնիսական միջավայրում գործում են երկու տարբեր հաճախություններով ԳԲՀ դաշտեր, ապա կարող են առաջանալ մագնիսական մոմենտի բաղադրիչներ՝ այդ հաճախությունների կոմբինացիոն հաճախություններով:

Դիտարկենք Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարումը (1.7.1), որի լուծման համապիտանի մեթոդներից մեկը հաջորդական մոտավորությունների մեթոդն է, որն առաջարկվել է [46] աշխատանքում: Հավասարման լուծումը փնտրվում է հետևյալ տեսքով.

$$M = M_0 + M^{(1)} + M^{(2)} + \dots, \quad (1.7.16)$$

և ենթադրվում է, որ $M_0 \gg M^{(1)} \gg M^{(2)} \dots$: Սահմանափակվելով միայն համասեռ տատանումներով, էֆեկտիվ մագնիսական դաշտի համար կարող ենք գրել.

$$H_{ef} = H_0 + h_{\sim} - \hat{N}M, \quad (1.7.17)$$

որտեղ H_0 -ն և $h_{\sim}$ -ը տրված մագնիսական դաշտերն են ($H_0 \gg h_{\sim}$) և $\hat{N}$ -ը՝ ապամագնիսացման գործոնների թենզորը:

Առաջին մոտավորությամբ, հաշվի առնելով հավասարակշռության պայմանը, մագնիսական մոմենտի համար կստանանք գծային հավասարում: Իսկ երկրորդ մոտավորությամբ, իզոտրոպ միջավայրերի համար, պահպանելով n -րդ կարգի անդամները, մագնիսական մոմենտի n -րդ կարգի բաղադրիչների համար ($n \geq 2$) կստանանք հետևյալ ռեկուրենտ հավասարում [21].

$$\frac{d\mathbf{M}^{(n)}}{dt} + \gamma[\mathbf{M}^{(n)} \times \mathbf{H}_0] + \omega_r \mathbf{M}^{(n)} = -\gamma[\mathbf{M}^{(n-1)} \times \mathbf{h}_{\sim}] \quad (1.7.18)$$

ω_1 և ω_2 հաճախություններով ԳԲՀ ազդանշանների ներգործության դեպքում ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտի վարքը նկարագրող հավասարման լուծումը փնտրվում է հետևյալ տեսքով.

$$\mathbf{m} = \chi_1 \mathbf{h}_{a1} + \chi_2 \mathbf{h}_{a2}, \quad (1.7.19)$$

այստեղ χ_1 -ը և χ_2 -ը մագնիսական թափանցելիության թենզորի էլեմենտներն են, $\mathbf{h}_{a1}$ -ը և $\mathbf{h}_{a2}$ -ը՝ համապատասխանաբար ω_1 և ω_2 հաճախությամբ արտաքին փոփոխական մագնիսական դաշտերը ($\mathbf{a}$ նշիչը վերաբերում է արտաքին դաշտին): (1.7.15)-ը տեղադրելով (1.7.1) հավասարման մեջ և կատարելով համապատասխան ձևափոխություններ, կստանանք m_z -ի՝ $n_1\omega_1 \pm n_2\omega_2 \pm \dots$ ($n_{1,2} = 0, 1, 2, \dots$) հաճախություններով բաղադրիչներ, այսինքն՝ ω_1 -ի և ω_2 -ի կոմբինացիոն հաճախություններով անդամներ:

Այսպիսով՝ ֆերրոմագնիսական նմուշին կիրառելով ω_1 , ω_2 , հաճախությամբ մագնիսական դաշտեր, ոչ գծայնության շնորհիվ նմուշում կառաջանան $n_1\omega_1 \pm n_2\omega_2 \pm \dots$ ($n_{1,2} = 0, 1, 2, \dots$) կոմբինացիոն հաճախություններով մագնիսական մոմենտի բաղադրիչներ:

Մագնիսական մոմենտի առաջին կարգի բաղադրիչը՝ $M^{(1)}$ -ը, կլինի գծային հավասարման լուծումը: Այն իրենից ներկայացնում է ω_1 և ω_2 հաճախություններով $M_1^{(1)}$ և $M_2^{(1)}$ մագնիսական մոմենտների գումար, որոնք գրգռվել են համապատասխանաբար h_1 և h_2 դաշտերի կողմից:

Մագնիսական մոմենտի երկրորդ կարգի բաղադրիչը՝ $M^{(2)}$ -ը, բավարարում է (1.7.18) հավասարմանը, երբ $n = 2$: Այդ հավասարումը գծային է $M^{(2)}$ անհայտ մեծության նկատմամբ, բայց ոչ գծային է $M_{1,2}^{(1)}$ մագնիսական մոմենտների և $h_{1,2}^{(1)}$ մագնիսական դաշտերի նկատմամբ: Ակնհայտ է, որ $M^{(2)}$ -ը կպարունակի $\omega_1 + \omega_2$ և $|\omega_1 - \omega_2|$ կոմբինացիոն հաճախություններով բաղադրիչներ (հաճախության փոխակերպում) [21]:

$M_z^{(2)}$ -ի կոմբինացիոն բաղադրիչները կարելի է գտնել նաև M -ի մոդուլի պահպանման պայմանից: Ֆիզիկական տեսանկյունից հետաքրքիր են երկու մասնավոր դեպքեր.

1) երբ ω_1 և ω_2 հաճախությամբ դաշտերը լայնական են M_0 մագնիսական մոմենտի նկատմամբ, այսինքն՝ ուղղահայաց են Z առանցքին ($h_{1z} = h_{2z} = 0$),

2) երբ դաշտերից մեկը լայնական է ($h_{1z} = 0$), իսկ մյուսը՝ երկայնական ($(h_{2z} \neq 0, h_{2x} = h_{2y} = 0)$): Իսկ եթե երկու դաշտերն էլ լինեն երկայնական ($h_1 = h_{1z}, h_2 = h_{2z}$) ապա ըստ (1.7.1) հավասարման կստացվի $M^{(1)} = 0$, հետևաբար նաև $M^{(2)} = 0$, այսինքն՝ տվյալ դեպքում էլեկտրամագնիսական ալիքի և ֆերրոմագնիսական միջավայրի միջև որևէ փոխազդեցություն տեղի չունի:

Հարկ է նշել, որ վերը դիտարկված ֆերրոմագնիսական դետեկտորները իրենց զգայունությամբ էապես զիջում են կիսահաղորդչային դետեկտորներին: Սակայն ֆերրոմագնիսական դետեկտորներն ունեն որոշ առավելություններ կիսահաղորդչային դետեկտորների նկատմամբ: Մասնավորապես, քանի որ դետեկտումն իրականացվում է ֆերրոմագնիսական նմուշի ողջ ծավալում, ապա այն ավելի դիմացկուն է մեծ հզորությունների և ջերմաստիճանային փոփոխությունների նկատմամբ:

1.8. Մագնիսաօպտիկա և օպտոմագնիսականություն: Ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներ

Ֆարադեյի կողմից մագնիսացված միջավայրում հարթ բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացման հարթության պտույտի հայտնագործումից հետո (Ֆարադեյի էֆեկտ, 1845 թվ.) մագնիսաօպտիկան դարձել է գիտության մի առանձին ճյուղ [47]: 1888 թվականին Կեռոի կողմից հայտնաբերվել է մեկ այլ երևույթ. հարթ բևեռացված լույսը մագնիսի մակերևույթին նորմալ անկման դեպքում նրանից անդրադառնալիս դառնում է էլիպտական բևեռացված, ընդ որում այդ էլիպսի գլխավոր առանցքը ստացվում է պտտված ընկնող լույսի բևեռացման հարթության նկատմամբ [48]: Իսկ 1907-ին Կոտոնն ու Մուտոնը [49] հայտնաբերել են, որ երբ գծային բևեռացված լույսը տարածվում է ստատիկ մագնիսական դաշտում գտնվող հեղուկի

միջով՝ մագնիսական դաշտին ուղղահայաց ուղղությամբ, ապա հեղուկում տեղի է ունենում լույսի երկբեկում (լույսը ձեռք է բերում շրջանային բևեռացում):

Մատնանշված այս երևույթները պատկանում են մագնիսաօպտիկական էֆեկտների շարքին, որոնք լայն կիրառություն են գտել տարբեր օպտոէլեկտրոնային սարքերում: Մագնիսաօպտիկական ուսումնասիրում է այն երևույթները, որոնք ի հայտ են գալիս մագնիսացված միջավայրերի հետ էլեկտրամագնիսական (լուսային) ալիքների փոխազդեցության դեպքում: Բացի վերը նշված մագնիսաօպտիկական էֆեկտներից էլեկտրամագնիսական ալիքի և մագնիսակարգավորված միջավայրերի փոխազդեցության ժամանակ կարող են ի հայտ գալ նաև հակառակ բնույթի երևույթներ, այն է՝ նյութի մագնիսացման փոփոխություն էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցության տակ: Այսպիսի երևույթներն ընդունված է անվանել օպտոմագնիսական: Այսպիսի երևույթներից են Ֆարադեյի հակադարձ էֆեկտը, Կոտոն-Մուտոնի հակադարձ էֆեկտը և այլն:

Ֆարադեյի էֆեկտը ի հայտ է գալիս այն դեպքում, երբ գծային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքը ֆերրոմագնիսական միջավայրով մագնիսական դաշտի ուղղությամբ տարածվելիս ալիքի աջ և ձախ շրջանային բևեռացված բաղադրիչները տարածվում են տարբեր փուլային արագություններով, ինչը մագնիսական դաշտում էներգետիկ մակարդակների զեմմանյան ճեղքման հետևանք է: Արագությունների տարբերության հետևանքով լույսի աջ և ձախ բևեռացված բաղադրիչների միջև առաջանում է փուլային շեղում, ինչը բերում է ալիքի բևեռացման հարթության պտույտի: Ստատիկ մագնիսական դաշտում բևեռացման անկյան պտտման չափն ուղիղ համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը: Բևեռացման անկյան պտտույտի ուղղությունը փոխվում է մագնիսական դաշտի ուղղությունը շրջելիս:

[50] աշխատանքում հաշվարկվել է Ֆարադեյի պտույտի անկյունը չկարգավորված եռաչափ սալիկում և ցույց է տրվել, որ պտույտի անկյունը մագնիսական դաշտից կախված տատանվող ֆունկցիա է:

Վերը քննարկված երևույթները գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներ են, որոնք մանրամասն ուսումնասիրված են, և դրանց հիման վրա ստեղծվել են բազմաթիվ սարքեր, ինչպիսիք են օրինակ՝ օպտիկական մեկուսիչները, մագնիսաօպտիկական

ճյուղավորիչները և այլն: Ինչ վերաբերվում է ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներին, ապա դրանք դեռևս շատ թերի են հետազոտված և ունեն բազմակողմանի ուսումնասիրման կարիք: Այդպիսի հետազոտությունները կարող են ունենալ թե՛ հիմնարար, և թե՛ կիրառական մեծ նշանակություն:

Ոչ գծային օպտիկական երևույթների թվին է պատկանում Ֆարադեյի ոչ գծային էֆեկտը, որի դեպքում ճառագայթման բևեռացման պտույտի չափը ոչ գծայնորեն է կախված ընկնող լույսի ինտենսիվությունից [51],[52]: [53] աշխատանքում կատարված է մագնիսաօպտիկայի զարգացման ժամանակագրական վերլուծություն՝ ներառյալ նաև մի շարք ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներ:

[54]-[56] հետազոտվել են նանոգրաֆիտի և տարբեր տիպի նանոմասնիկների մագնիսական հատկությունները:

Ալկալիական մետաղների գոլորշիներում տեղի ունեցող մի շարք ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներ մանրակրկիտ հետազոտվել են տարբեր հեղինակների բազմաթիվ աշխատանքներում [51],[52],[57]-[60]:

Ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթները յուրահատուկ ձևով են դրսևորվում ֆերրոմագնիսական բարակ թաղանթներում (տես օրինակ՝ [61]-[63]), որոնք կարող են լայն կիրառություններ գտնել գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում:

Ոչ գծային մագնիսաօպտիկական երևույթներ կարող են ի հայտ գալ նաև մագնիսացված ֆերրոմագնիսական միջավայրի մի փոքր հատվածը օպտիկական ճառագայթման միջոցով Կյուրիի կետից բարձր ջերմաստիճանով կարճատև տաքացնելու դեպքում [64]-[66]: Կոշտ ֆերրոմագնիսական նյութերի կիրառման դեպքում այս երևույթը կարելի է օգտագործել տվյալների գրանցման և պահպանման համար: Այն օգտագործվում է „Մինի-սկավառակ,, գրանցման տեխնոլոգիայում, ինչը հնարավորություն է տալիս թվայնացված տվյալները սկավառակի վրա գրանցել ավելի մեծ խտությամբ՝ ստանդարտ գրանցման եղանակների համեմատ:

Մագնիսաօպտիկական գրանցումը տեղի է ունենում հետևյալ կերպ. կիսահաղորդչային լազերի լույսի փունջը ֆոկուսացվում է սկավառակի վրա: Միաժամանակ սկավառակի այդ նույն տիրույթը ենթարկվում է արտաքին

մոդուլացված մագնիսական դաշտի ազդեցությանը: Ամեն անգամ, երբ լուսային իմպուլսը տաքացնում է միջավայրն այնքան, որ նրա ջերմաստիճանը գերազանցի Կյուրիի ջերմաստիճանը, միջավայրի սպոնտան մագնիսացումն անհետանում է, և արտաքին մագնիսական դաշտի ուղղության մոդուլման միջոցով ինֆորմացիան գրանցվում է սկավառակի վրա [67], [68]: Լազերային իմպուլսի ավարտից հետո միջավայրի տվյալ տեղամասը արագ սառչում է այնպես, որ նրա ջերմաստիճանը դառնում է Կյուրիի կետից ցածր, հետևաբար միջավայրի տեղամասի մագնիսական մոմենտը ֆիքսվում է, և դաշտերի նկատմամբ դառնում ոչ զգայուն (առնվազն մագնիսական դաշտի միջին ինտենսիվությունների համար):

Տեղեկատվության ընթերցումը սկավառակից նույնպես կատարվում է սկավառակի վրա կիսահաղորդչային լազերի գծային բևեռացված լույսի փնջի ֆոկուսացմամբ, որի ինտենսիվությունը շատ անգամ փոքր է, քան տվյալները գրանցող փնջինը:

Կետոի մագնիսաօպտիկական էֆեկտի շնորհիվ, միջավայրի մագնիսական վիճակը բերում է անդրադարձած փնջի թույլ էլիպտիկ բևեռացման, որի ուղղությունը որոշվում է սկավառակի տվյալ տեղամասի մագնիսական մոմենտների կողմնորոշմամբ:

Ներկայումս մագնիսաօպտիկական գրանցման տեխնոլոգիայում օպտիկական ճառագայթումն օգտագործվում է միայն միջավայրի տաքացման համար, մինչդեռ տվյալների գրանցումը կատարվում է մագնիսական դաշտի մոդուլման միջոցով, իսկ մագնիսական դաշտի մոդուլումն իրականացվում է փոփոխելով մագնիսացնող կոճի հոսանքը: Հարկ է նշել, որ եթե CD (Կոմպակտ Սկավառակ) տեխնոլոգիայում, տվյալների գրանցման և ընթերցման պրոցեսներում, տվյալների գրանցման առավելագույն խտությունը որոշվում է լույսի ֆոկուսացման չափով (լուսավորման տիրույթով), այսինքն՝ դիֆրակցիոն սահմանով, ապա „Մինի-սկավառակի,, դեպքում տվյալների գրանցման խտությունը սահմանափակված չէ լույսի փնջի դիֆրակցիոն սահմանով, այլ որոշվում է մագնիսական դաշտի կիրառման տիրույթի չափերով:

Չնայած այն բանին, որ տվյալների գրանցման և ընթերցման տեխնոլոգիաներն անընդհատ զարգանում են, սակայն ներկայիս մեթոդներն արդեն չեն բավարարում

տվյալների գրանցման, մշակման և փոխանցման արագությունների ժամանակակից պահանջներին, որոնք շարունակաբար աճում են: Հետևաբար տվյալների գերարագ գրանցման և ընթերցման նոր մեթոդների մշակումը խիստ արդիական խնդիր է:

Ֆեմտոսեկունդային լազերների հայտնագործումից հետո, վերը նկարագրված խնդիրների լուծման հեռանկարային ուղիներից մեկը կարող է դառնալ ֆերրոմագնիսական միջավայրի մագնիսացման գերարագ ղեկավարումը լազերային ճառագայթման միջոցով:

Որպես ֆերրոմագնիսական նյութեր այդ նպատակին կարող են ծառայել ֆերրոնոնաքարերը, որոնք հետազոտական և կիրառական մեծ նշանակություն ունեցող մագնիսական դիէլեկտրիկների ամենահայտնի տեսակներից են [6]: Այս ֆերրոմագնիսական նյութերի ֆիզիկական հատկությունները լավ հայտնի են, և նրանց պարամետրերը կարելի է լայնորեն փոփոխել՝ փոփոխելով նրանց քիմիական բաղադրությունն ու աճեցման պայմանները: Նրանց ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի գիծը կարող է շատ նեղ լինել, ինչը նշանակում է, որ մագնիսական կորուստները չափազանց փոքր են: Հետևաբար այս նյութերը կարող են հետազոտվել որպես գերարագ մագնիսական պրոցեսներում կիրառման համար ամենահեռանկարային նյութեր: Մասնավորապես, իտրիում-երկաթի նոնաքարերը (YIG), որոնք ինֆրակարմիր տիրույթի թափանցիկ դիէլեկտրիկներ են, հայտնի են հատկապես իրենց վառ արտահայտված մագնիսաօպտիկական հատկություններով [9]:

[6],[14],[15] աշխատանքներում Նիշմեգենի համալսարանի (Նիդերլանդներ) աշխատակիցների կողմից հետազոտվել է մագնիսական մոմենտի վերակողմնորոշումը օպտիկապես թափանցիկ ֆերրոմագնիսական նյութերում շրջանային բևեռացված լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ և ցույց է տրվել, որ այդ նյութերը կարող են օգտագործվել տվյալների արագ գրանցման և ընթերցման համար: Ենթադրվել է որ մագնիսական մոմենտի վերակողմնորոշումը պայմանավորված է նմուշի լոկալ տաքացմամբ կամ Ֆարադեյի հակադարձ էֆեկտով: Մագնիսակարգավորված նյութերում, գերկարճ լազերային իմպուլսների ազդեցության տակ, պիկոսեկունդային ժամանակային տիրույթում դիտվել են ապամագնիսացման և սպինների վերակողմնորոշման երևույթները [6],[69],[70]: [12]-ում ցույց է տրվել, որ միջավայրի

մագնիսական մոմենտը կարելի է կառավարել շրջանային բևեռացված ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի միջոցով՝ նույնիսկ արտաքին ստատիկ մագնիսական դաշտի բացակայության պայմաններում: Հոդվածի հեղինակների կողմից այս արդյունքն առաջարկվել է բացատրել այն բանով, որ Ֆարադեյի հակադարձ էֆեկտի շնորհիվ առաջացած մագնիսական դաշտը կարող է պտտել միջավայրի մագնիսական մոմենտը կամ առաջացնել միջավայրի ավելի արագ մագնիսական փոփոխություն, քան վերը նկարագրած ջերմային երևույթները:

Հայտնաբերվել է նաև, որ ֆերրոմագնիսական միջավայրի մագնիսացումը կարելի է արդյունավետ կառավարել նաև գծային բևեռացված, գերկարճ լազերային իմպուլսների միջոցով:

Ըստ [13]-ի հեղինակների, գերկարճ լազերային իմպուլսների ազդեցության տակ տեղի ունեցող գերարագ օպտոմագնիսական երևույթները միջավայրում կարող են բացատրվել միջավայրի ոչ գծային դիէլեկտրիկ ընկալունակության առաջացմամբ:

Սակայն ոչ գծային դիէլեկտրիկ ընկալունակության առաջացումն արտաքին մագնիսական դաշտում գտնվող ֆերրոմագնիսական միջավայրում ֆիզիկորեն հիմնավորված չէ. այն ունի զուտ ֆենոմենոլոգիական բնույթ:

Արդեն 1961թ. ԽՍՀՄ հայտնագործությունների պետական ռեեստրում գրանցվել է Գ. Կրինչիկի և Չյոտկինի կողմից մագնիսականության բնագավառում կատարված հայտնագործություն [71], այն է՝ լուսային ալիքի մագնիսական դաշտը առաջ է բերում ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսական մոմենտի անոմալ մեծ պրեցեսիա, ինչը բերում է նրանց բիգիրոտրոպիայի և լույսի բևեռացման հարթության հաճախաանկախ պտույտի:

Չնայած ասվածին, ֆերրոմագնիսական միջավայրում օպտոմագնիսական գերարագ փոփոխությունների մեկնաբանությունը դեռևս քննարկումների և բանավեճերի առարկա է [19], սակայն ինդուկտված մագնիսացման դինամիկայի վերլուծության հիման վրա կարելի է միարժեքորեն պնդել, որ այն պայմանավորված չէ լազերային ճառագայթման հետևանքով միջավայրի տաքացմամբ [72]:

Մինչդեռ [69]–ում հետազոտվել է նեոդիմային իմպուլսային լազերային ճառագայթման ոչ գծային փոխազդեցությունը թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրի հետ, ինչի արդյունքում դիտվել է օպտիկական ուղղում:

[73],[74] աշխատանքներում հեղինակները տեսականորեն հետազոտել են գծային բևեռացված ալիքի ազդեցության տակ գիրոտրոպ միջավայրում երկրորդ հարմոնիկի գեներացումը, իսկ [75]–ում հետազոտվել է հեռու H_4 տիրույթի տարբերային հաճախությունների գեներացումը մագնիսաօպտիկական երևույթի հիման վրա:

Վերջին տասնամյակներում կատարվել են բազմաթիվ հետազոտական աշխատանքներ՝ նվիրված ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների փոխակերպման միջոցով ֆերրոմագնիսական միջավայրերում տերահերցային ճառագայթման գեներացմանը (տես օրինակ՝ [75]–[81]):

Կիլիխը և համահեղինակները [82]–[84] աշխատանքներում մանրակրկիտ ուսումնասիրել են Ֆարադեյի ոչ գծային էֆեկտի տեսությունը և քննարկել նրա հնարավոր կիրառությունները: Մալինովսկին հեղինակակիցների հետ հետազոտել է ոչ գծային օպտիկական փոխազդեցությունների փոխադարձելիության պայմանները [85], իսկ Չենը՝ մագնիսաօպտիկական էֆեկտները ցեզիումում՝ Ֆարադեյի և Ֆոհտի երկրաչափության պայմաններում [86]–[88]: [89] աշխատանքում հետազոտվել են ոչ գծային մագնիսաօպտիկական այնպիսի էֆեկտներ, ինչպիսիք են Ֆարադեյի ֆոտոինդուկտված էֆեկտը և պարամետրական փոխազդեցությունները:

Ֆարադեյի գծային և ոչ գծային էֆեկտները մագնիսական կիսահաղորդիչներում ինտենսիվ կերպով հետազոտվել են Բասսի և համահեղինակների [90]–[93], Հադդադի [94],[95] ինչպես նաև Ուանգի և համահեղինակների [96] կողմից:

Ժելուդևը [97] աշխատանքում մանրամասն վերլուծել է բևեռացման բազմակայուն երևույթները ոչ գծային օպտիկայում, որոնք վերաբերվում են նաև գիրոտրոպ միջավայրերին: [98]–ում դիտարկված է GaMnAs –ում մագնիսացմամբ մակաձված օպտիկական ոչ գծայնությունը, իսկ [99]–ում Պերշանի և համահեղինակների կողմից մշակվել է Ֆարադեյի հակադարձ էֆեկտի տեսությունը: [100], [101] աշխատանքներում նույնպես տեսականորեն քննարկվել է Ֆարադեյի

հակադարձ էֆեկտը, իսկ [102]-ում այն փորձնականորեն հետազոտվել է տերբիում գալիումային նոնաքարում՝ սենյակային ջերմաստիճանում:

[103]-[104] աշխատանքներում փորձնականորեն դիտվել է Կոտոն-Մուտոնի հակադարձ էֆեկտը ստատիկ լայնական ոչ ռեզոնանսային մագնիսական դաշտում՝ գծային բևեռացված լույսի փնջի տարածման դեպքում: [103] աշխատանքում ներկայացված է Կոտոն-Մուտոնի հակադարձ էֆեկտի մանրակրկիտ ուսումնասիրությունը տերբիում-գալիում նոնաքարի (TGG) բյուրեղում, որտեղ մակածվել է մագնիսական մոմենտ լույսի տարածմանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Ներկայացված է չափված էֆեկտի կախվածությունը լույսի ինտենսիվությունից, օպտիկական բևեռացումից և արտաքին մագնիսական դաշտից: Հեղինակների կողմից ստացվել է նաև Կոտոն-Մուտոնի էֆեկտի և նրա հակադարձ էֆեկտի միջև առնչություն, որը լավ համաձայնեցվում է առկա փորձարարական արդյունքների հետ: Այս էֆեկտը կարող է գտնել մի շարք կիրառություններ տարբեր օպտիկական սարքերում:

Վերը նշված բոլոր փորձարարական հետազոտություններում ֆերրոմագնիսական ոչ գծայնության դրսևորումը կախված է լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի և արտաքին մագնիսական դաշտի փոխադարձ կողմնորոշումից: Հետևաբար կարելի է ենթադրել, որ օպտիկական ոչ գծայնության առաջացումը ֆերրոմագնիսում պայմանավորված է նրա ոչ գծային մագնիսական ընկալունակությամբ: Սակայն, քանի որ ինֆրակարմիր և տեսանելի տիրույթներում միջավայրի մագնիսական ընկալունակությունը շատ մոտ է 0-ին (մագնիսական թափանցելիությունը մոտ է 1-ին), հաճախ ենթադրվում է, որ ֆերրոմագնիսական միջավայրը չի կարող դրսևորել որևէ մագնիսական ոչ գծայնություն էլեկտրամագնիսական ալիքի նկատմամբ [7], [106]: Իրոք (1.5.2) հավասարումը, որը նկարագրում է մագնիսական մոմենտի վարքը հաստատուն մագնիսական դաշտում, բացառում է մագնիսական մոմենտի M_z (մագնիսական դաշտի ուղղությամբ) բաղադրիչի փոփոխությունը, և առավել ևս նրա շրջումը մագնիսական դաշտի փոփոխման դեպքում: Եթե մագնիսական մոմենտը զուգահեռ է մագնիսական դաշտին, ապա ընդհանրապես բացառվում է որևէ փոխազդեցություն:

Սակայն, մագնիսական դաշտի փոփոխության դեպքում անհրաժեշտ է հաշվի առնել այն, որ այդ փոփոխությունը ստեղծում է էլեկտրական դաշտ, և որն իր հերթին ազդում է մագնիսական մոմենտի շարժման վրա: Հետևաբար շարժման հավասարման մեջ անհրաժեշտ է ներառել նաև մագնիսական դաշտի փոփոխմամբ պայմանավորված անդամը (տես (1.5.11)):

Այս դեպքում կարելի է ակնկալել, որ մագնիսական դաշտի փոփոխությունը կարող է առաջացնել միջավայրի մագնիսական մոմենտի փոփոխություն նույնիսկ այն դեպքում, երբ մագնիսական դաշտը և մագնիսական մոմենտը զուգահեռ են միմյանց:

Շատ մեծ հաճախությունների դեպքում, որտեղ միջավայրի մագնիսական թափանցելիությունը մոտ է մեկին, հազեցմանը մոտ մագնիսացված ֆերրոմագնիսական միջավայրում փոփոխական դաշտի ազդեցության տակ հնարավոր են միայն մագնիսական մոմենտի ոչ գծային տատանումներ, որոնք կարող են բերել մագնիսական մոմենտի մասնակի վերակողմնորոշման՝ նախնական մագնիսացվածության հակառակ ուղղությամբ: Սա կբերի մագնիսական մոմենտի նվազման, որի չափը կախված է փոփոխական (էլեկտրամագնիսական ալիքի) մագնիսական դաշտի ամպլիտուդից: Այլ կերպ ասած ֆերրոմագնիսական միջավայրում հնարավոր է ստանալ ամպլիտուդամոդուլված էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտում:

Սույն ատենախոսության հետագա գլուխները նվիրված են թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրերում տեսանելի, ինֆրակարմիր և ԳԲՀ տիրույթների էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտման ուսումնասիրմանը:

ԳԼՈՒԽ 2: ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

2.1 Ներածություն

Ինչպես արդեն նշվել է սույն ատենախոսության առաջաբանում, քանի որ ֆերրոմագնիսական նյութերի մագնիսական թափանցելիությունը օպտիկական տիրույթում շատ մոտ է մեկին, ապա նյութի մագնիսական ոչ գծայնությամբ պայմանավորված երևույթները տեղի ունենալ չեն կարող: Մասնավորապես, [13] աշխատանքում ենթադրվել է, որ ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտների գերարագ փոփոխությունները գերկարճ լազերային իմպուլսների ազդեցության տակ կարելի է բացատրել օպտիկական տիրույթում ոչ գծային դիէլեկտրիկ ընկալունակության առաջացմամբ: Սակայն արտաքին մագնիսական դաշտում գտնվող ֆերրոմագնիսական միջավայրի դիէլեկտրիկ ընկալունակության ոչ գծայնության առաջացումը կրում է զուտ ֆենոմենոլոգիական բնույթ և ֆիզիկորեն հիմնավորված չէ:

Ֆերրոմագնիսական նյութերում գերարագ մագնիսաօպտիկական փոխազդեցությունների մեխանիզմը մինչ օրս լիովին պարզաբանված չէ և դեռևս բուռն քննարկումների և բանավեճերի առարկա է:

[27] աշխատանքում փորձնականորեն ստացվել է ինֆրակարմիր տիրույթի գծային բևեռացված ամպլիտուդամոդուլացված լազերային ճառագայթման դետեկտում սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող թափանցիկ YIG ֆերրոմագնիսում: Այդ նույն աշխատանքում առաջարկվել է նաև ֆերրոմագնիսական միջավայրի հետ լազերային ճառագայթման ոչ գծային փոխազդեցության մեխանիզմ, որը բացատրում է փոխազդեցության հետևանքով ստացված արդյունքները: Հետազոտության ընթացքում փորձնականորեն ստացված արդյունքները (դետեկտված ազդանշանի մեծության կախվածությունը լազերային ճառագայթման և ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսական մոմենտի միջև կազմած անկյունից, ինչպես նաև մագնիսական դաշտի

մեծությունից և ուղղությունից), լիովին համապատասխանում են առաջարկված ոչ գծային մեխանիզմին:

Նշված ոչ գծային փոխազդեցությունների լիարժեք պարզաբանման և այդ փոխազդեցությունների արդյունավետության մեծացման պայմանների բացահայտման համար կատարվել են տեսանելի և ԻԿ տիրույթների լազերային ճառագայթման դետեկտման առանձնահատկությունների հետազոտում տարբեր թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրերում, ինչին նվիրված են ատենախոսության այս գլխի հաջորդ պարագրաֆները:

2.2 Ֆերրոմագնիսական միջավայրում հզոր իմպուլսային լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը

Սույն պարագրաֆում ներկայացված են տեսանելի և ինֆրակարմիր տիրույթների գծային բևեռացված իմպուլսային լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտությունների արդյունքները սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրում:

Հետազոտությունների ընթացքում որպես լազերային ճառագայթման աղբյուր օգտագործվել են Spectra Physics ֆիրմայի տիտան-շափյուղա (Ti:sapphs) ֆեմտոպայրկյանային լազերը և նեոդիմային (YAG:Nd) իմպուլսային լազերը: Դիտան-շափյուղա լազերի ճառագայթման ալիքի երկարությունը կարող է լարքավորվել 710 նմ-ից մինչև 950 նմ-ը, իսկ նեոդիմային լազերի աշխատանքային ալիքի երկարությունը 1.06 մկմ է:

Լազերային ճառագայթման հետազոտությունների համար բնականաբար պետք է օգտագործել այնպիսի ֆերրոմագնիսական նյութեր, որոնք թափանցիկ են լազերային ճառագայթման համար: Ելնելով այս պայմանից, որպես ֆերրոմագնիսական միջավայր օգտագործվել է YIG (իտրիում երկաթի նոնաքար) ֆերրոմագնիսական միաբյուրեղ, որն ինֆրակարմիր տիրույթում ունի թափանցիկության պատուհան:

YIG բյուրեղի քիմիական բանաձևը $Y_3Fe_5O_{12}$ է: Այն իդեալական երկցանց ֆերրոմագնիսական նյութ է, ֆերրոնոնաքարերի նախատիպը: Այն ունի էլեկտրական և մագնիսական հետևյալ բնութագրերը [1], [9], [107], [108].

հագեցման մագնիսացումը – $4\pi M_0 = 1750$ Գ,

բյուրեղային անիզոտրոպիայի դաշտը – $H_A = 42$ է,

Կյուրիի ջերմաստիճանը – $T_C = 556$ Կ,

տեսակարար դիմադրությունը – $\rho = 1014$ Օհմ·սմ:

բյուրեղի ջերմահաղորդականությունը 300 Կ ջերմաստիճանում [110], [211], [111], [100] ուղղություններով համապատասխանաբար 8.0, 7.2, 7.8, 6.7 Վ·մ·Կ:

տեսակարար ջերմունակությունը 432.41 Ջ·մոլ·Կ:

Օպտիկական հատկություններն այսպիսին են.

թափանցիկության տիրույթը – 1.1-5.5 մկմ,

բեկման ցուցիչը թափանցիկության տիրույթում 2.209-ից մինչև 2.103,

իսկ 0.6-ից մինչև 1.0 մկմ տիրույթում՝ 2.2-ից մինչև 2.4:

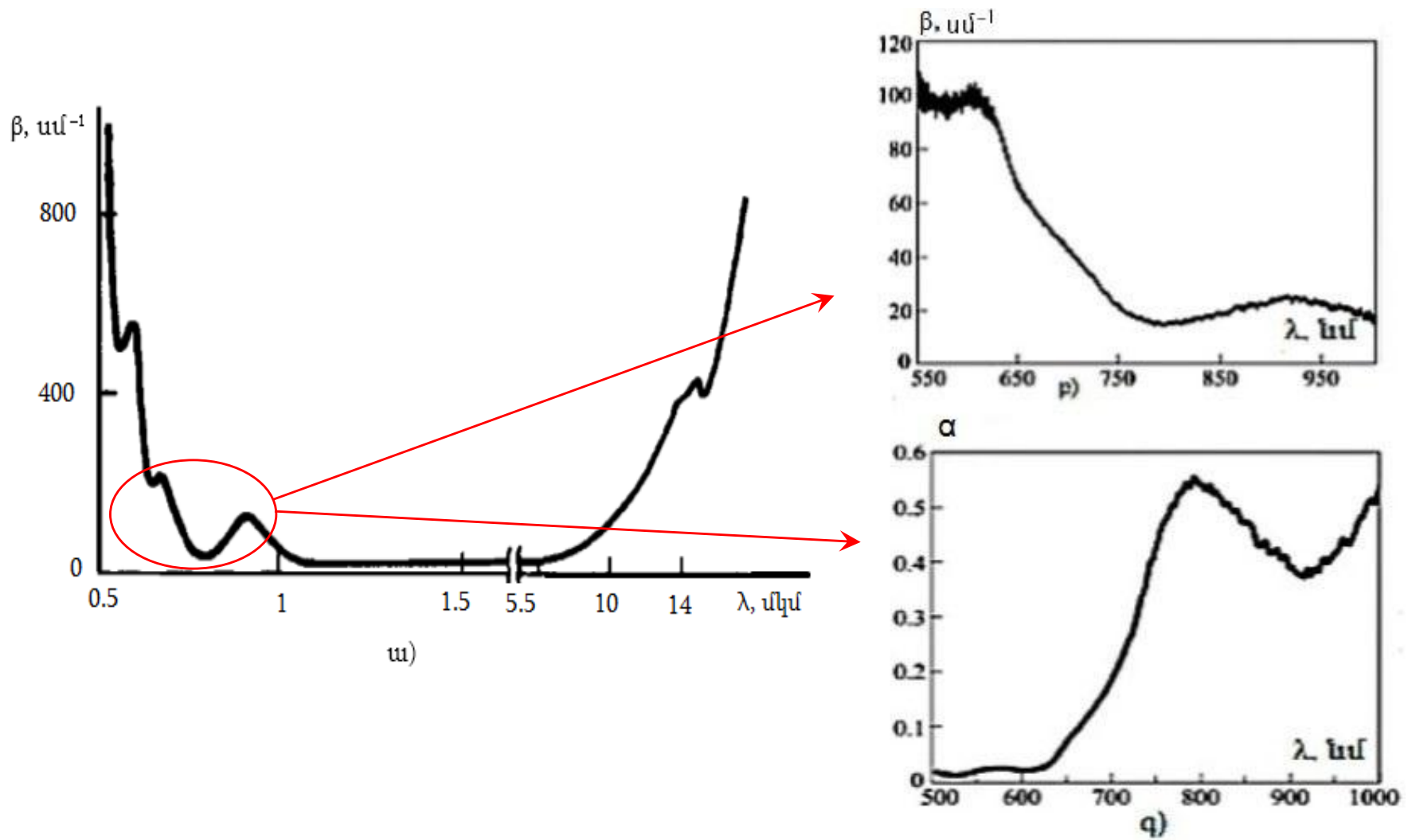
Ֆարադեյի էֆեկտը թափանցիկության տիրույթում 1.08 ռադ.սմ⁻¹ է:

YIG մաքուր միաբյուրեղի կլանման β գործակցի կախվածությունը էլեկտրամագնիսական ալիքի երկարությունից, ըստ [1],[108] աշխատանքների, ներկայացված է նկ. 2.1.1 ա-ում: Թափանցիկության պատուհանում այն կազմում է $\beta = 0.03$ - 0.1 սմ⁻¹:

Ֆերրոնոնաքարի տարբեր նմուշների կլանման գործակիցները թափանցիկության տիրույթին հարակցող մասերում կարող են էապես տարբերվել մեկը մյուսից, ինչը պայմանավորված է տվյալ բյուրեղի աճի պայմաններով և որակով: Այդ պատճառով մեր կողմից չափվել են հետազոտությունների համար օգտագործվող նմուշների կլանման գործակիցները տեսանելի և մոտ ինֆրակարմիր տիրույթներում, որոնք անմիջականորեն հարակցում են նոնաքարի թափանցիկության տիրույթին:

0.55–1.0 մկմ տիրույթում YIG բյուրեղի նմուշների թափանցիկությունը չափվել է USB4000 (Ocean Optics) սպեկտրոմետրի միջոցով: YIG միաբյուրեղի հաստությունը կազմել է 0.4 մմ: Տվյալ նմուշի թափանցման գործակցի կախումը ճառագայթման ալիքի

երկարությունից պատկերված է նկ. 2.2.1 գ-ում, իսկ նկ. 2.2.1 բ-ում ներկայացված է համապատասխան կլանման գործակցի կախումն ալիքի երկարությունից [19], [27]: Այդ կորերից երևում է, որ տիտան-շափյուղա ֆեմտովայրկյանային լազերի լարքավորման տիրույթում (750-950 նմ), տվյալ նմուշը մասամբ թափանցիկ է, իսկ նվազագույն արժեքը նշված տիրույթում ընդունում է $\lambda \approx 780$ նմ ալիքի երկարության դեպքում՝ $\beta \approx 15 \text{ սմ}^{-1}$: YAG:Nd լազերի՝ $\lambda = 1.06$ մկմ ալիքի երկարության համար կլանման գործակիցը կազմում է $\beta \approx 13 \text{ սմ}^{-1}$ [27]:



Նկ. 2.2.1: ա) YIG միաբյուրեղի կլանման գործակցի (β) կախվածությունը ալիքի երկարությունից: 0.4 մմ հաստությամբ իտրիումի ֆերրոնիոնաքարի β - կլանման (բ) և α - թափանցման (գ) գործակիցների կախումը ալիքի երկարությունից:

Այսպիսով՝ չափումները ցույց են տալիս, որ YIG միաբյուրեղը բավականաչափ թափանցիկ է օգտագործվող իմպուլսային լազերների ճառագայթման տիրույթներում և հետևաբար կարող է կիրառվել լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտությունների համար:

Ինչպես նշվեց Գլուխ 1-ում, ֆերրոմագնիսական նյութերի ոչ գծային հատկությունները նկարագրող կարևոր բնութագրերից է նրա մագնիսացման կորը (տես §1.4), որը կախված է նյութի բաղադրությունից, չափերից, ձևից, և շրջապատող միջավայրի մագնիսական հատկություններից: Մեր հետազոտություններում օգտագործվող YIG միաբյուրեղի նմուշների μ' դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության և մագնիսացման կորերի չափման արդյունքները ներկայացված են §1.4-ում:

Ֆեմտովայրկյանային տիտան-շափյուղա և նեոդիմային լազերների ճառագայթման դետեկտման հետազոտման փորձարարական սարքավորումների բլոկ սխեմաները պատկերված են համապատասխանաբար 2.2.2 ա և 2.2.2 բ նկարներում:

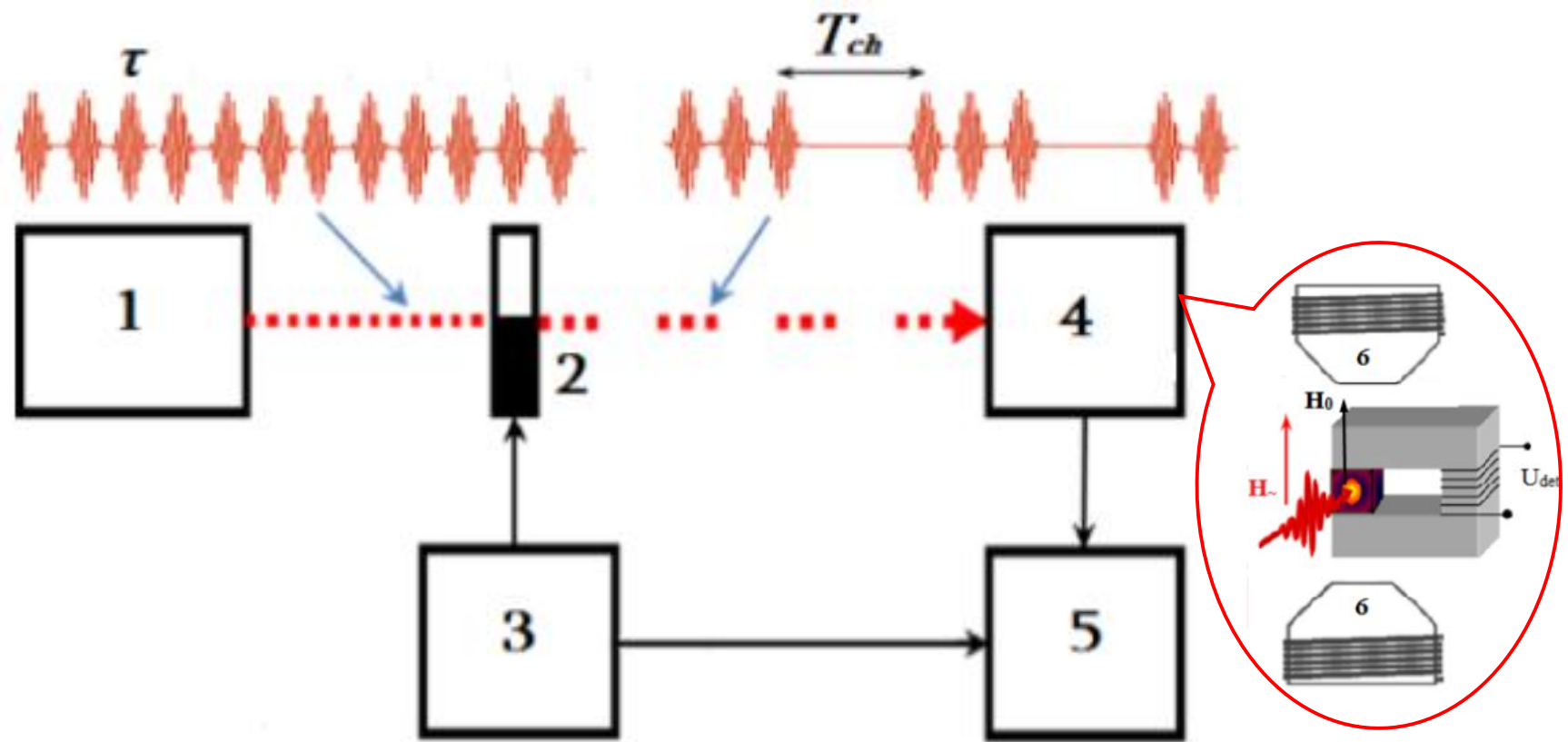
Առաջին դեպքում որպես ամպլիտուդամոդուլացված ճառագայթման աղբյուր օգտագործվել է Spectra-Physics ընկերության Mai-Tai տիտան-շափյուղա ֆեմտովայրկյանային լազերը (տես նկ. 2.2.2-ի 1,2,3 բլոկները): Այն ճառագայթում է ~ 80 ֆվ տևողությամբ և 80 ՄՀց կրկնման հաճախությամբ իմպուլսների հաջորդականություն: Ճառագայթման ալիքի երկարության լարքավորման տիրույթը կազմում է $710-950$ նմ, բևեռացումը՝ գծային է, իմպուլսների պիկային հզորությունը՝ ~ 200 կՎտ (միջին հզորությունը փոփոխվում է $1.1-1.8$ Վտ տիրույթում՝ կախված ճառագայթման ալիքի երկարությունից):

Ինչ վերաբերում է նեոդիմային լազերին՝ 4 (տես նկ. 2.2.2 բ), ապա այն աշխատում է ազատ գեներացման ռեժիմում և ճառագայթում է ~ 1 ՄՎտ պիկային հզորությամբ, 1.06 մկմ ալիքի երկարությամբ և ~ 10 Հց կրկնման հաճախությամբ իմպուլսներ [109]- [112]:

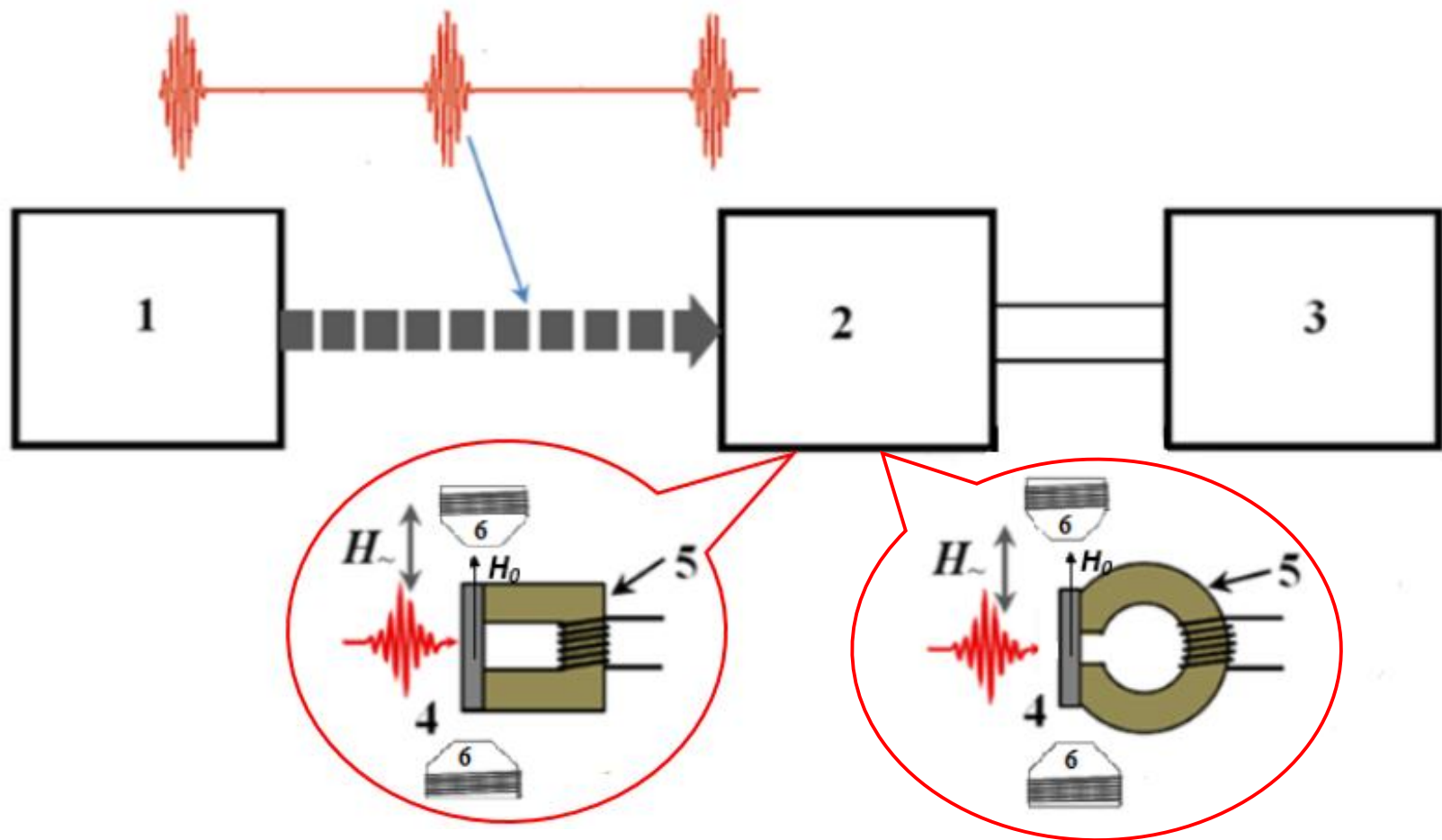
Ֆերրոմագնիսական նմուշը լազերային ճառագայթման ճանապարհին տեղադրվում է այնպես, որ H_0 արտաքին մագնիսական դաշտում նմուշի մագնիսական

մոմենտի ուղղությունը համընկնի հարթ բևեռացված լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի ուղղության հետ (տես նկ 2.2.2):

Ֆերրոմագնիսական նմուշի մեջ մագնիսական մոմենտի փոփոխությունների գրանցման համար օգտագործվել են մագնիսական սենսորներ, որոնք հարակցվում են ֆերրոմագնիսական նմուշին, ինչպես պատկերված է նկ. 2.2.2-ում: Մագնիսական սենսորներն իրենցից ներկայացնում են տարբեր տիպերի և չափսերի պայտածև ֆերրիտներ, որոնց վրա փաթաթված են ինդուկտիվ կոճեր:



Նկ. 2.2.2 ա) Ֆեմտովայրկյանային լազերային ճառագայթման դետեկտման փորձարարական սարքավորման բլոկ-սխեման:
 1-ֆեմտովայրկյանային լազեր, 2-Մեխանիկական փական, 3-Մեխանիկական փականի կարգավորիչ, 4-YIG միաբյուրեղ մագնիսական սենսորի
 հետ միասին,, 5-օսցիլոգրաֆ, 6-էլեկտրամագնիս:



Նկ. 2.2.2 բ) Նեոդիմային լազերի ճառագայթման դետեկտման փորձարարական սարքավորման բլոկ-սխեման:
 2-ֆերրոմագնիսական դետեկտոր, 3-օսցիլոգրաֆ, 4-YIG նմուշներ, 5-մագնիսական սենսորներ, 6-էլեկտրամագնիսներ:

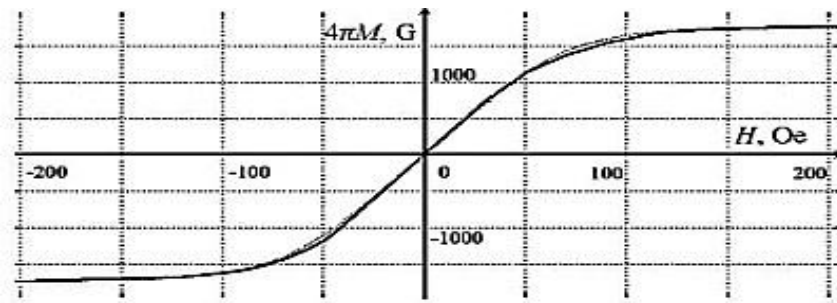
Հետագոտվող YIG նմուշում նախնական մագնիսացման (H_0 -ի) ուղղությամբ մագնիսական մոմենտի փոփոխության դեպքում կոճի տիրույթում առաջանում է մագնիսական հոսք, ինչի շնորհիվ ինդուկտիվ կոճում մակաձվում է ԷԼՇՈՒ: Ստացված ԷԼՇՈՒ-ն մագնիսական սենսորի օգնությամբ գրանցվում է Agilent Technologies ընկերության DSO7012B օսցիլոգրաֆի էկրանին:

Քանի որ ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների կրկնման հաճախությունը բավական մեծ է (~ 80 MHz), ապա նրանց դետեկտումը գործնականում անհնար է վերը նկարագրված ֆերրիտային միջուկով սենսորի օգնությամբ, առանց լազերային ճառագայթման լրացուցիչ ցածր հաճախային մոդուլման: Այդ պատճառով YIG բյուրեղում մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները գրանցելու համար կատարվել է լազերային փնջի լրացուցիչ մոդուլում 2 մեխանիկական փականի միջոցով (~ 1 ԿՀց հաճախությամբ) (տես նկ. 2.2.2 ա):

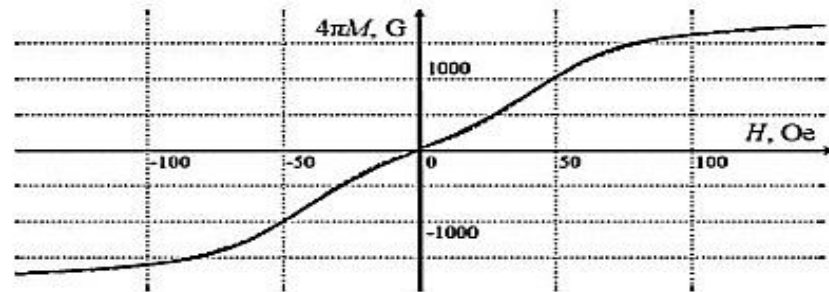
Հիշենք, որ ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորը կախված է ոչ միայն նմուշի նյութից, նրա երկրաչափական չափերից ու ձևից, այլ նաև շրջապատող միջավայրի մագնիսական հատկություններից: Այդ պատճառով տարբեր սենսորների օգտագործման դեպքում ֆերրոմագնիսական նմուշների մագնիսացման կորերը կարող են խիստ տարբերվել միմյանցից: Հետևաբար, դետեկտման հետագոտման արդյունքները ճիշտ մեկնաբանելու համար յուրաքանչյուր ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորն անհրաժեշտ է չափել սենսորի հետ միասին:

Օգտագործված երկու տիպի սենսորների դեպքում YIG ֆերրոմագնիսական նմուշների մագնիսացման կորերի տեսքերը՝ չափված մագնիսական սենսորի հետ միասին §1.4-ում նկարագրված եղանակով, պատկերված են նկ. 2.2.3 ա,բ-ում:

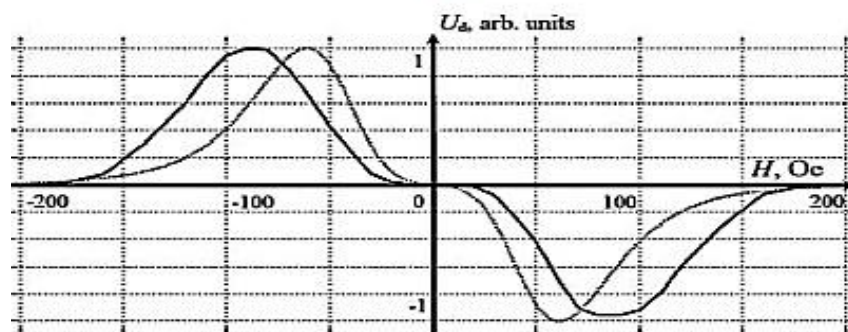
Նշված մագնիսացման կորերին համապատասխան նմուշներով ստացված դետեկտված ազդանշանների մեծությունները կախված արտաքին մագնիսական դաշտից, պատկերված են նկ. 2.2.3 գ,դ-ում:



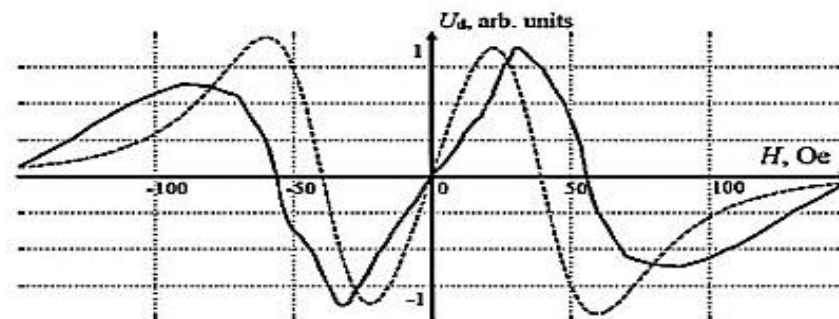
ա)



բ)



գ)



դ)

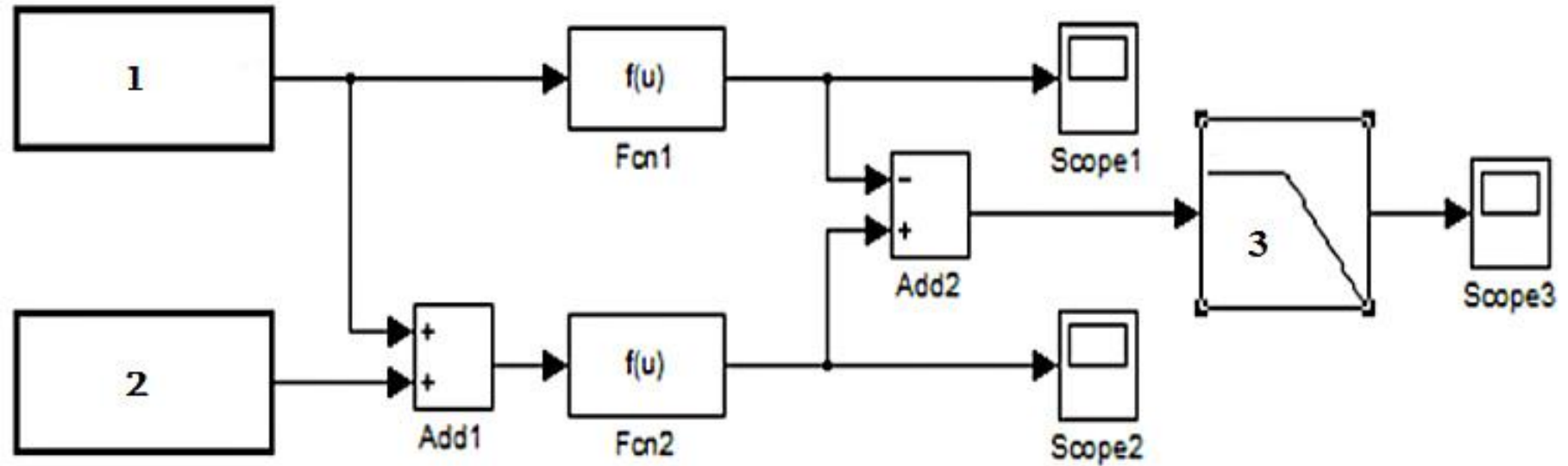
Նկ. 2.2.3 YIG բյուրեղի մագնիսացման կորերը երկու տարբեր ֆերրիտային սենսորների դեպքում (ա և բ), և նրանց համապատասխան դետեկտված ազդանշանների ամպլիտուդների կախվածությունները արտաքին մագնիսական դաշտից (գ և դ) (հոծ գծեր – փորձի արդյունքներ, կետագծեր – մոդելավորման արդյունքներ) [112]:

Ֆեմտովայրկայանային լազերի ճառագայթման դետեկտման դեպքում դետեկտված ազդանշանի առավելագույն արժեքը կազմել է ~ 50 մՎ (~ 150 մկՎ/գալար), իսկ նեոդիմային լազերի ճառագայթման դետեկտման դեպքում այն կազմել է ~ 1 Վ:

Նկ. 2.2.3-ում պատկերված գրաֆիկներից հետևում է նաև, որ դետեկտված ազդանշանների մեծությունները կախված արտաքին մագնիսական դաշտից էապես տարբերվում են միմյանցից՝ տարբեր տիպի ֆերրոմագնիսական նմուշ – սենսոր համակարգերով դետեկտված ազդանշանների գրանցման դեպքում: Ակնհայտ է, որ կա որոշակի համապատասխանություն (կորելացում) մագնիսացման կորերի և ստացվող ազդանշանների մեծությունների միջև:

Այդ համապատասխանության աստիճանը որոշելու, ինչպես նաև փոխազդեցության բնույթը պարզաբանելու և արդյունավետությունը գնահատելու համար, դետեկտման պրոցեսը մոդելավորվել է MatLab (Simulink) ծրագրային միջավայրում [26],[27],[30],[112]:

Ֆերրոմագնիսական դետեկտորի Simulink մոդելի բլոկ-սխեման պատկերված է նկ. 2.2.4-ում:



$$f(u) = f(H) = 4\pi M(H) = A \cdot Br (\alpha \cdot u + \beta \cdot u^3 + \gamma \cdot u^5)$$

Նկ. 2.2.4: Ֆերրոմագնիսական դետեկտորի Simulink մոդելի բլոկ-սխեման: 1 – դանդաղ, գծային օրենքով փոփոխվող ազդանշանի աղբյուր, 2 – մոդուլացված ազդանշանի աղբյուր, 3 – ցածրհաճախային զտիչ, Scope1, Scope2, Scope3 – օսցիլոգրաֆներ, Add1 – գումարիչ, Add2 – հանիչ, f(u) – Բրիլյունի ֆունկցիայի բլոկ:

Simulink մոդելում Fcn1 բլոկի բնութագիծն ընտրվում է ֆերրոմագնիսական դետեկտորի (YIG ֆերրոմագնիսական նմուշի) մագնիսացման կորին համապատասխան: Մագնիսացման կորը ստանալու համար, Fcn1 բլոկի մուտքին տրվում է դանդաղորեն, գծային օրենքով փոխվող ազդանշան (մագնիսական դաշտ): Այս դեպքում Fcn1 բլոկի ելքային ազդանշանը, որը կրկնում է նմուշի մագնիսացման կորի տեսքը՝ ցուցադրվում է Scope1-ի էկրանին (տես նկ. 2.2.4):

Դետեկտման պրոցեսի մոդելավորումը կատարվել է հետևյալ կերպ: Նախ մոտարկվել են YIG նմուշների մագնիսացման կորերը՝ ստացված տարբեր սենսորների կիրառման դեպքում: Մոտարկումը կատարվել է տարբեր ֆունկցիաների միջոցով: Բրիլյուենի ֆունկցիայով (տես 1.1.13 բանաձևը) մոտարկելիս՝ $4\pi M = A \cdot Br(\alpha H + \beta H^3 + \gamma H^5)$, A, α , β և γ պարամետրերի համապատասխան ընտրության դեպքում մոդելավորման կորերը բավական մեծ ճշտությամբ մեծ ճշտությամբ համընկնում են փորձնականորեն ստացված կորերի հետ: Այսպես, կորերի համեմատությունը ցույց է տալիս, որ A, α , β և γ գործակիցների հետևյալ արժեքների դեպքում $A=1750$ Գ, $\alpha = 0.0275$, $\beta = 6.86 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 2.05 \cdot 10^{-9}$ (նկ. 2.2.3 ա) և $A=1750$ Գ, $\alpha = 0.0146$, $\beta = 9.69 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 0$ (նկ. 2.2.3 բ) մոդելավորման կորերը փորձնականորեն ստացվածների հետ համընկնում են ավելի քան 10%-ի ճշտությամբ (տես նկ. 2.2.3):

Գծային օրենքով դանդաղ փոփոխվող ազդանշանը (արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտը) տրվում է նաև Fcn2 բլոկի մուտքին, որը ֆերրոմագնիսական դետեկտորի մոդելի (Fcn1-ի) կրկնօրինակն է: Սակայն Fcn2 բլոկի մուտքին հաստատուն մագնիսական դաշտի հետ համատեղ 2 բլոկից տրվում է նաև ամպլիտոդամոդուլված փոփոխական դաշտ: Այսպիսով՝ Fcn2 և Fcn1 բլոկների ելքային ազդանշանների տարբերությունը կհամապատասխանի նմուշի մագնիսական մոմենտի տատանումներին փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ: Ոչ գծային փոխազդեցությունների հետևանքով ստացվող ասիմետրիկ տատանումների դեպքում կառաջանա ֆերրոմագնիսի մագնիսական մոմենտի ցածր հաճախային բաղադրիչ (փոփոխական դաշտի մոդուլման հաճախությամբ), ինչն իրենից ներկայացնում է դետեկտված ազդանշանը: Այս ազդանշանը զտվում է ցածրհաճախային 3 ֆիլտրի միջոցով և տրվում Scope3-օսցիլոգրաֆին:

Մոդելավորման արդյունքում ստացված դետեկտված ազդանշանի կախումը արտաքին մագնիսական դաշտից՝ գրանցված Scope3 օսցիլոգրաֆի էկրանին, ցուցադրված է նկ. 2.2.3 ա-ում:

Նշենք, որ իրական հետազոտություններում ցածրհաճախային զտիչի դերը կատարում է ֆերրիտային սենսորը և վերջնական գրանցող էլեկտրոնային սարքը (մասնավորապես օսցիլոգրաֆը):

Նկ. 2.2.3-ում փորձարարական արդյունքների հետ համատեղ ցուցադրված են նաև մոդելավորման միջոցով ստացված կորերը (հոծ գծեր): Դետեկտված ազդանշանի կախումն արտաքին մագնիսական դաշտից պատկերող կորերը երկու սենսորների դեպքում [27] համեմատվել են մոդելավորման կորերի հետ (Նկ. 2.2.3 գ և դ, կետագծեր): Այդ կորերի համեմատությունը ցույց է տալիս, որ երկու տիպի կորերի դեպքում էլ (թե՛ մոդելավորմամբ, թե՛ փորձնականորեն ստացված) դետեկտված ազդանշանները միևնույն բնույթի են:

Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում, երկու նմուշների դեպքում էլ դետեկտված ազդանշանը բացակայում է, սակայն նկ. 2.2.3 գ-ից և դ-ից երևում է, որ դետեկտված ազդանշանների՝ արտաքին մագնիսական ունեցած կախվածությունները, երկու նմուշների համար իրարից էականապես տարբերվում են:

Դետեկտումն առաջին նմուշով կատարելու դեպքում, որի համապատասխան մագնիսացման կորը պատկերված է նկ. 2.2.3 գ-ում, ազդանշանը հասնում է իր առավելագույն արժեքին, երբ արտաքին մագնիսական դաշտը փոփոխվում է $H_0 \approx 70-90$ Oe տիրույթում. սա այն տիրույթն է, որտեղ ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորի դիքությունը շատ արագ նվազում է:

Արտաքին մագնիսական դաշտի հակառակ ուղղությամբ կիրառման դեպքում, դետեկտված ազդանշանը փոխում է իր նշանը (նկ. 2.2.3 գ և դ):

Երկրորդ նմուշի դեպքում (նկ. 2.2.3 բ), ի տարբերություն առաջին նմուշի, արտաքին մագնիսական դաշտի սկզբնական աճին զուգընթաց դետեկտված ազդանշանն աճում է՝ հասնելով իր առավելագույն արժեքին (նկ. 2.2.3 դ): Այնուհետև, դաշտի աճին զուգընթաց, ազդանշանը սկսում է նվազել՝ հասնելով զրոյական արժեքի, որից հետո փոխում է նշանը և նորից աճում մինչև հաջող մաքսիմում: Դաշտի հետագա

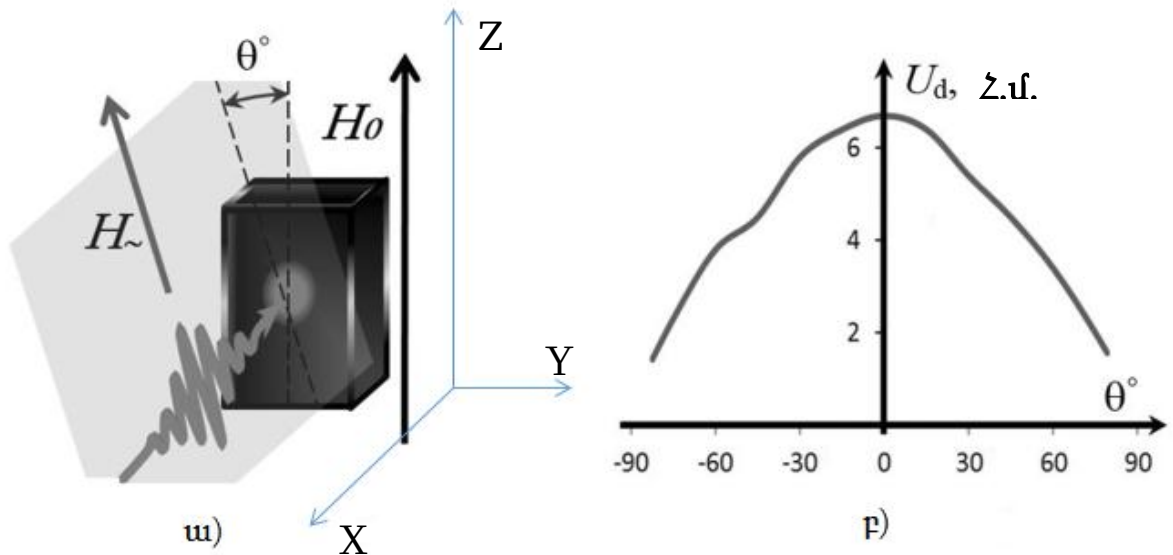
աճը, ինչպես առաջին նմուշի դեպքում, բերում է ֆերրոմագնիսական նմուշի հագեցման և հետևաբար նաև դետեկտված ազդանշանի նվազման: Լրիվ հագեցման դեպքում դետեկտված ազդանշանը բացակայում է:

Այսպիսով՝ երկու նմուշների դեպքում էլ դետեկտված ազդանշանը տարբերվում է զրոյից արտաքին մագնիսական դաշտի այն արժեքների տիրույթում, որտեղ ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորը ոչ գծային է: Սակայն Նկ. 2.2.3 գ,դ-ից դժվար չէ տեսնել, որ դետեկտված ազդանշանների առավելագույն արժեքների դիրքերը ըստ փորձարարական հետազոտությունների արդյունքների որոշ չափով շեղված են ըստ մոդելավորման սպասվելիք արդյունքներից: Այդ շեղումները հիմնականում պայմանավորված են փորձարարական հետազոտման ընթացքում օգտագործվող հզոր լազերային իմպուլսների մագնիսական դաշտերի համեմատաբար մեծ (նմուշի մագնիսացման կորի ոչ գծային տիրույթի չափը գերազանցող) ամպլիտուդներով [26],[27]: Հարկ է նշել, որ հզոր լազերային իմպուլսների մագնիսական դաշտերի ազդեցության տակ կարող են փոփոխվել ոչ միայն դետեկտված ազդանշանի առավելագույն արժեքների դիրքերը, այլ նաև նրանց մեծությունները:

Հետազոտվել է նաև դետեկտված ազդանշանի ամպլիտուդի կախումը լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի ($H_{\sim}$) և ֆերրոմագնիսական նմուշը մագնիսացնող արտաքին դաշտի (H_0) միջև θ անկյունից [27], [112], երբ H_0 դաշտն ուղղված է Z առանցքով (տես նկ 2.2.5 ա): Այդ կախվածությունը ցուցադրված է նկ. 2.2.5 բ-ում, որտեղից երևում է, որ դետեկտված ազդանշանն առավելագույնն է, երբ $\theta = 0$, այսինքն՝ լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտը նմուշի ներսում տատանվում է Z առանցքով: θ անկյան աճի դեպքում դետեկտված ազդանշանը նվազում է:

Դետեկտված ազդանշանի այսպիսի վարքը կարող է բացատրվել այն հանգամանքով, որ նմուշի մագնիսացման կորի ոչ գծային տեղամասում θ անկյան կամայական արժեքի դեպքում նմուշի մագնիսական մոմենտը կատարում է ոչ գծային տատանումներ լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի ուղղությամբ՝ առաջացնելով մագնիսական մոմենտի հաստատուն բաղադրիչի մասնակի

վերակողմնորոշում: Դա բերում է նմուշում մագնիսական մոմենտի միջին արժեքի փոփոխության, որը առավելագույնը կլինի այն դեպքում, երբ այն տեղի ունենա սկզբնական մագնիսացման ուղղությանը զուգահեռ ուղղությամբ, այսինքն՝ երբ $\theta = 0$:



Նկ. 2.2.5: ա) Գծային բևեռացված լազերային փնջի և ֆերրոմագնիսական նմուշի փոխադարձ դասավորությունը, բ) դետեկտված ազդանշանի ամպլիտուդի կախումը Z առանցքի նկատմամբ ճառագայթման մագնիսական դաշտի (H_0) կազմած θ անկյունից:

Նշենք նաև, որ արտաքին H_0 մագնիսացնող դաշտի Z առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ կիրառման դեպքում դետեկտում չի արձանագրվել: Դա բնական է, քանի որ մագնիսական սենսորը կարող է գրանցել միայն նմուշի մագնիսական մոմենտի Z ուղղությամբ բաղադրիչի փոփոխությունը, իսկ այդ ուղղությամբ մագնիսական մոմենտի միջին արժեքը զրո է, և մնում է անփոփոխ էլեկտրամագնիսական ալիքի կամայական ազդեցության դեպքում:

2.3 Փոքր հզորությամբ հեղիում-նեոնային լազերային ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը թափանցիկ ֆերրոմագնիսական բյուրեղում

Ինչպես արդեն վերը նշվեց, [26],[27] աշխատանքներում հետազոտվել է գծորեն բևեռացված լազերային ճառագայթման ոչ գծային փոխազդեցությունը օպտիկապես թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրում սենյակային ջերմաստիճանում, ինչի շնորհիվ ստացվել է օպտիկական ուղղում:

Այս բոլոր աշխատանքներում նկարագրված ոչ գծային փոխազդեցությունները ֆերրոմագնիսական նյութերում էապես պայմանավորված են էլեկտրամագնիսական ճառագայթման մագնիսական դաշտի և արտաքին մագնիսական դաշտի միջև փոխադարձ կողմնորոշումից: Ելնելով ասվածից ենթադրվում է որ ֆերրոմագնիսական միջավայրում փոխազդեցությունների ոչ գծայնությունը պայմանավորված է լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ միջավայրի մագնիսական մոմենտի փոփոխությամբ (տես [27]): Մագնիսական մոմենտի այդ փոփոխությունը նկարագրվում է (1.5.5) շարժման հավասարմամբ:

Նշված աշխատանքներում ոչ գծային փոխազդեցությունները տեղի են ունեցել լազերային ճառագայթման բավական մեծ հզորությունների դեպքում: Սակայն որոշակի պայմաններում ֆերրոմագնիսական միջավայրի ոչ գծայնությունը կարող է լինել բավականաչափ մեծ, որը կբավարարի փոքր հզորությամբ լազերային ճառագայթման դետեկտում իրականացնելու համար [113]:

Լազերային ճառագայթման փոքր հզորությունների դեպքում մագնիսական նյութերի ոչ գծային հատկությունները մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում հետազոտելու համար հաջողությամբ կարող է օգտագործվել միաբյուրեղային իտրիում-երկաթի նոնաքարը, եթե լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունն ընկած է միաբյուրեղի թափանցիկության պատուհանում: Հիշենք, որ YIG միաբյուրեղն ունի թափանցիկության պատուհան 1.1 մկմ-ից մինչև 5.5 մկմ-ը, որտեղ կլանման գործակիցը տատանվում է $\beta \approx 0.03-0.1$ սմ⁻¹ տիրույթում, իսկ բեկման ցուցիչը այդ նույն պատուհանում փոփոխվում է 2.209-ից մինչև 2.103: Այսպիսով, YIG միաբյուրեղը

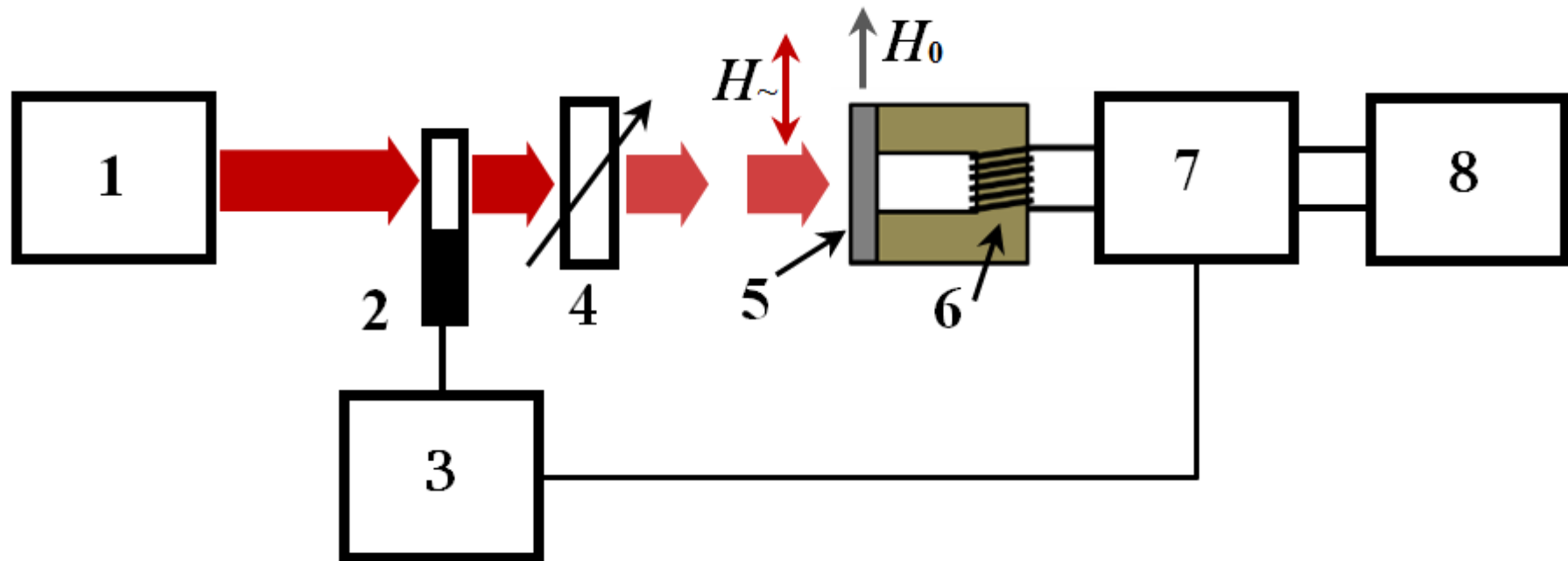
հելիում-նեոնային (He:Ne) լազերի 1.15 մկմ ալիքի երկարությամբ ճառագայթման համար լիովին թափանցիկ է:

Այս պարագրաֆում ներկայացվում է փոքր հզորությամբ գծային բևեռացված հելիում-նեոնային անընդհատ լազերի ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը YIG թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միաբյուրեղում: Ինչպես արդեն ասվեց լազերի ճառագայթման ալիքի երկարությունը՝ $\lambda \approx 1.15$ մկմ է, բևեռացումը՝ գծային: Փունջը Գաուսյան է, տրամագիծը՝ $d \approx 7$ մմ, ճառագայթման հզորությունը կազմում է՝ $P \approx 12$ մՎտ:

Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման պատկերված է նկ. 2.3.1-ում [114]:

Լազերային փունջը թեթևակի ֆոկուսացվելով (փնջի տրամագիծը՝ $d \approx 5$ մմ) ընկնում է ֆերրոմագնիսական YIG նմուշի վրա այնպես, որ լազերային ճառագայթման $H \sim$ փոփոխական մագնիսական դաշտը տատանվում է H_0 հաստատուն մագնիսական դաշտին զուգահեռ հարթության մեջ (տես նկ. 2.3.1):

Այսպիսի փոխդասավորության դեպքում էլեկտրամագնիսական ալիքի ազդեցության տակ կարող են տեղի ունենալ մագնիսացված ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսական մոմենտի ոչ գծային տատանումներ, ինչի հետևանքով կարող է փոփոխվել նմուշի մագնիսական մոմենտի հաստատուն բաղադրիչը:

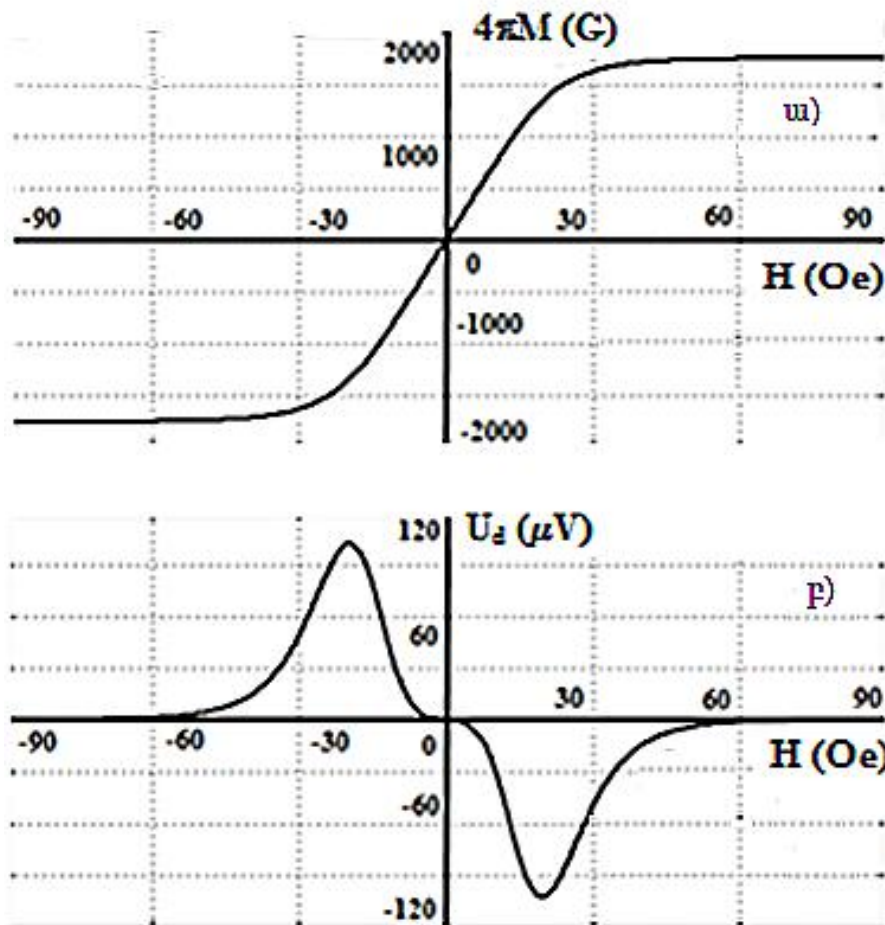


Նկ 2.3.1: Նկ 5: Փորձարարական սարքավորման բոլոր սխեման. 1. հելիում-նեոնային լազեր, 2-Մեխանիկական փական, 3-Մեխանիկական փականի կարգավորիչ, 4- Կարգավորվող օպտիկական մարիչ, 5- YIG մոնոբլոկ, 6 - Մագնիսական սենսոր, 7 - Սինքրոն ուժեղացուցիչ, 8 - օսցիլոգրաֆ:

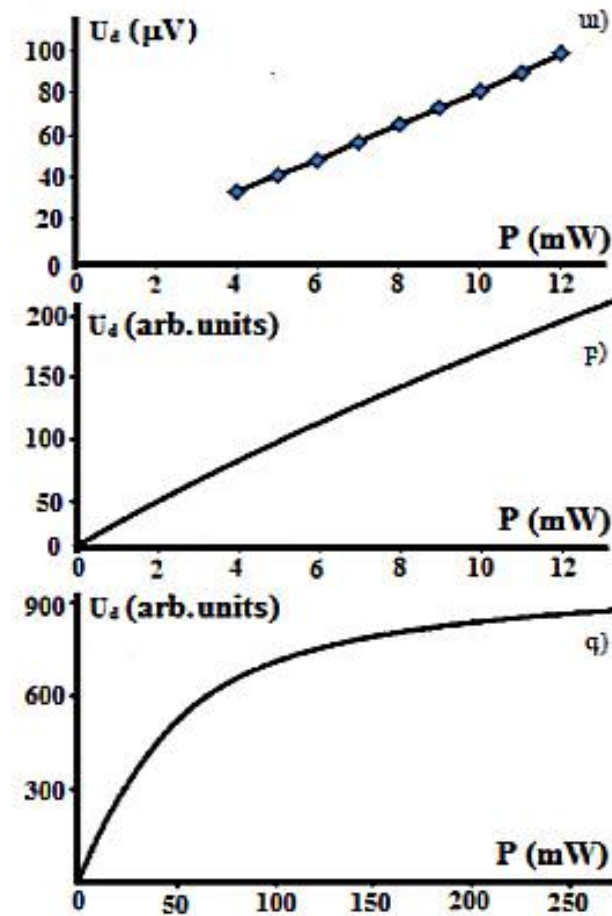
Այդ փոփոխությունը գրանցելու համար օգտագործվել է 6 մագնիսական սենսորը, որն իրենից ներկայացնում է պայտածն ֆերրիտ՝ իր վրա փաթաթված ինդուկտիվ կոճով (նկ. 2.3.1): Մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները առաջացնում են մագնիսական հոսքի փոփոխություն սենսորի կոճում և այնտեղ ինդուկտում էլեկտրաշարժ ուժ (լարում), որն իրենից ներկայացնում է դետեկտված ազդանշանը: Սակայն անընդհատ լազերային ճառագայթման դեպքում այս սենսորը չի կարող գրանցել դետեկտված ազդանշանը՝ առանց լազերային ճառագայթման մոդուլման: Հետևաբար, YIG բյուրեղում մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները գրանցելու համար լազերային փունջը մոդուլվել է 3 մեխանիկական ընդհատիչի միջոցով ~ 1 կՀց հաճախությամբ (տես նկ. 2.3.1): Լազերային ճառագայթման հզորությունը փոփոխելու համար օգտագործվել է 4 օպտիկական մարիչը (ատենյուատորը):

Լազերային ճառագայթման բավական փոքր հզորության պատճառով դետեկտված ազդանշանը կարող է ստացվել չափազանց թույլ, այնպես որ նրա անմիջական գրանցումը աղմուկների ֆոնին կարող է լինել անհնար: Այդ պատճառով դետեկտված ազդանշանն ուժեղացվում է 7 սինքրոն ուժեղացուցչի (Lock-in amplifier) միջոցով որը սինքրոնացված է մեխանիկական փականի հետ: Սա բերում է ազդանշան/աղմուկ հարաբերության էական աճի: Ուժեղացումից հետո ազդանշանը գրանցվում 8 օսցիլոգրաֆի էկրանին:

Նկ. 2.3.2ա-ում պատկերված է $0.4 \times 5 \times 6.5$ մմ³ չափերով YIG նմուշի (ֆերրիտային սենսորի հետ միասին) մագնիսացման կորը, իսկ նկ. 2.3.2բ-ում՝ այդ կորին համապատասխան դետեկտված ազդանշանի կախումը H_0 արտաքին մագնիսական դաշտից:



Նկ. 2.3.2 ա) YIG նմուշի մագնիսացման կորը, բ) Դետեկտված ազդանշանի կախումն արտաքին մագնիսական դաշտից:



Նկ. 2.3.3: Դետեկտված ազդանշանի կախումը լազերային ճառագայթման հզորությունից. ա) փորձնականորեն ստացված [112] բ) մոդելավորմամբ ստացված (ճառագայթման փոքր հզորությունների դեպքում), գ) մոդելավորմամբ ստացված (ճառագայթման մեծ հզորությունների դեպքում):

Նկ. 2.3.2 բ)-ի գրաֆիկներից երևում է, որ արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում (ինչպես և հզոր իմպուլսային լազերների դետեկտման դեպքում) դետեկտված ազդանշանը 0 է: Արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում դետեկտումը նորից բացակայում է ֆերրոմագնիսական նյութի մագնիսացման կորի գծային և հագեցման տիրույթներում: Դետեկտված ազդանշանը տարբերվում է զրոյից միայն արտաքին հաստատուն դաշտի այնպիսի արժեքների դեպքում, որտեղ ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորն ունի ոչ գծային տեղամաս:

Փոքր դաշտերի դեպքում դետեկտված ազդանշանն արտաքին դաշտի աճին զուգընթաց աճում է: Այն հասնում է իր առավելագույն արժեքին՝ ~ 100 մկՎ (~ 0.3 մկՎ/գալար) $H_0 \approx 25$ է արտաքին դաշտի դեպքում, երբ լազերային ճառագայթման հզորությունը ~ 12 մՎտ է (լազերային փնջի ~ 5 մմ տրամագծի դեպքում նրա ինտենսիվությանը կազմում է ~ 60 մՎտ/սմ², որին համապատասխանում է $H \approx 0.02$ է մագնիսական դաշտ): Այնուհետև, արտաքին դաշտի աճին զուգընթաց դետեկտված ազդանշանը նվազում է՝ ի վերջո դառնալով զրո (տես նկ. 2.3.2 բ): Արտաքին դաշտը շրջելիս դետեկտված ազդանշանի վարքը՝ կախված արտաքին դաշտից չի փոխվում: Փոխվում է միայն դետեկտված ազդանշանի նշանը (նկ. 2.3.2 բ):

Հետազոտվել է նաև դետեկտված ազդանշանի կախումը լազերային ճառագայթման հզորությունից: $H_0 = 25$ է արտաքին դաշտի դեպքում լազերային ճառագայթման հզորության նվազմանը զուգընթաց դետեկտված ազդանշանը գծորեն նվազում է (տես Նկ. 2.3.3ա) [112]: Դա նշանակում է, որ արտաքին դաշտի $H_0 \approx 25$ է արժեքին մոտ տիրույթում նմուշի մագնիսական մոմենտը մագնիսական դաշտից կախված փոփոխվում է քառակուսային օրենքով:

YIG ֆերրոմագնիսական բյուրեղում էլեկտրամագնիսական ալիքի փոքր հզորությունների դեպքում ոչ գծային փոխազդեցության էֆֆեկտիվությունը (կախված արտաքին H_0 մագնիսական դաշտից և լազերային ճառագայթման ինտենսիվությունից) գնահատելու համար, ամպլիտուդամոդուլացված էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտման պրոցեսը մոդելավորվել է MATLAB միջավայրում:

Մոդելավորման ժամանակ YIG բյուրեղի մագնիսացման կորը մոտարկվել է $4\pi M = A \cdot \arctg (\alpha H + \beta H^3 + \chi H^5)$ ֆունկցիայով: Ստացված կորը 5%-ի ճշտությամբ

համընկնում է փորձնականորեն ստացված կորի հետ A , α , β , և χ գործակիցների հետևյալ արժեքների դեպքում. $A=1114\text{ G}$, $\alpha = 0.05$, $\beta = 4.13 \cdot 10^{-5}$, $\chi = 4.06 \cdot 10^{-8}$:

Մոդելավորման արդյունքները ցույց են տալիս, որ փոքր հզորությունների դեպքում ($H \ll H_0$) դետեկտված ազդանշանի մեծության կախումը լազերային ճառագայթման հզորությունից լիովին համապատասխանում է փորձնականորեն ստացված արդյունքներին (նկ. 2.3.3 ա,բ): Այս դեպքում դետեկտված ազդանշանի կախումը լազերային ճառագայթման հզորությունից գծային է: Լազերային ճառագայթման մեծ հզորությունների դեպքում ($H \geq H_0$), այդ կախումն էականորեն փոխվում է՝ դառնալով ոչ գծային (նկ. 2.3.3 գ):

Այսպիսով՝ փորձնականորեն ստացվել է փոքր հզորությամբ գծային բևեռացված լազերային ճառագայթման դետեկտում թափանցիկ YIG ֆերրոմագնիսում սենյակային ջերմաստիճանում: Հետազոտության արդյունքները ցույց են տալիս, որ դետեկտված ազդանշանի մեծությունն ու նշանը լավ կոռելացված են ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորի հետ:

Արտաքին մագնիսական դաշտի փոքր արժեքների դեպքում ($H_0 \leq 10\text{ է}$), որտեղ YIG նմուշի մագնիսացման կորը գրեթե գծային է, դետեկտում չի դիտվել: Էֆեկտիվ դետեկտում ստացվել է մագնիսացման կորի առավելագույն ոչ գծայնության տիրույթում: Այդ տիրույթում արտաքին դաշտի ազդեցության տակ տեղի են ունենում մագնիսական մոմենտի անհարմոնիկ (ոչ սիմետրիկ) տատանումներ, ինչի շնորհիվ մագնիսական մոմենտի միջին արժեքը փոխվում է, որը և դետեկտված ազդանշանն է: Արտաքին մագնիսական դաշտի հետագա աճին զուգընթաց մագնիսացման կորն աստիճանաբար մոտենում է հազեցման, ինչի հետևանքով մագնիսական մոմենտի տատանումները նվազում են, և հետևաբար դետեկտված ազդանշանի ամպլիտուդը նույնպես մոտենում է զրոյի:

2.4 Փոքր հզորությամբ CO_2 լազերային ճառագայթման դետեկտումը թափանցիկ ֆերրիտում

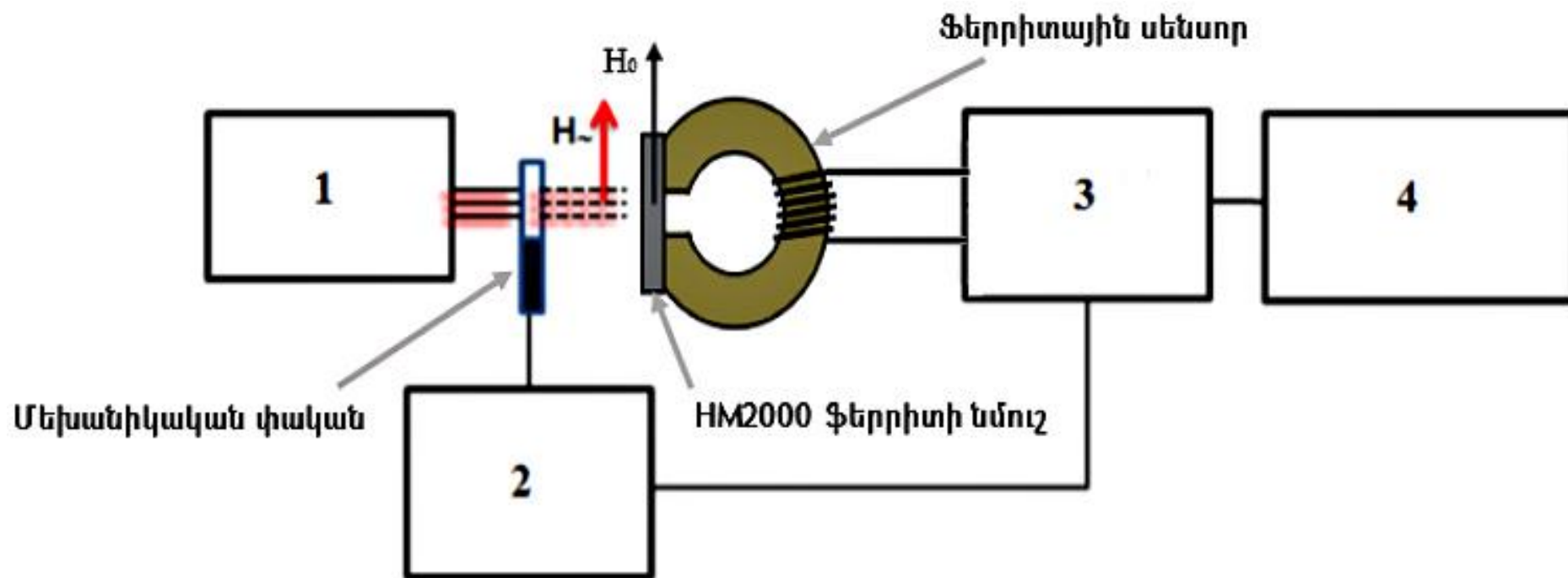
Նախորդ պարագրաֆներում փորձնականորեն հետազոտվել է լազերային ճառագայթման դետեկտումը YIG միաբյուրեղում և ցույց է տրվել, որ դետեկտման

արդյունավետությունը որոշվում է YIG նմուշի ստատիկ մագնիսացման կորի ոչ գծայնությամբ:

Քանի որ ֆերրոմագնիսական նյութերն արտաքին ուժեղ մագնիսական դաշտերում հագենում են, հետևաբար կարելի է ենթադրել, որ կամայական ֆերրոմագնիսական միջավայրում մագնիսական մոմենտը կատարում է ոչ գծային շարժում, երբ կիրառված մագնիսական դաշտը փոփոխվում է հագեցման մոտ տիրույթում: Դա նշանակում է, որ եթե ֆերրոմագնիսական միջավայրը թափանցիկ է էլեկտրամագնիսական ալիքի համար, ապա ալիքի ներթափանցման դեպքում միջավայրում կարող է տեղի ունենալ ոչ գծային փոխազդեցություն:

Սույն պարագրաֆում ներկայացվում է հեռու ինֆրակարմիր տիրույթի (ալիքի երկարությունը՝ $\lambda=10.6$ մկմ) անընդհատ գործող CO_2 լազերի ճառագայթման դետեկտման փորձարարական հետազոտությունը տվյալ տիրույթի համար թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրում:

Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման, որը պատկերված է նկ. 2.4.1-ում նման է [112]-ում նկարագրվածին [115],[116]: CO_2 լազերի ճառագայթումը եղել է գծային բևեռացված, հզորությունը կազմել է $P \approx 15$ Վտ:



Նկ 2.4.1: Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման: 1 – CO₂ լազեր, 2 – մեխանիկական փականի կարգավորիչ, 3 – սինքրոն ուժեղացուցիչ, 4 – օսցիլոգրաֆ, H_0 – արտաքին հասատուն մագնիսական դաշտը, $H_{\sim}$ – լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտը:

Հետազոտությունների համար որպես ոչ գծային ֆերրոմագնիսական նյութ օգտագործվել է NM2000 ֆերրիտը, որը լայնորեն կիրառվում է ցածր հաճախային էլեկտրոնիկայում:

Հարկ է նշել, որ այս ֆերրիտի տարբեր նմուշներ կարող են ունենալ խիստ տարբեր կլանման գործակիցներ $\lambda \sim 10$ մկմ ալիքի երկարության տիրույթում: Որոշ նմուշներ մասամբ թափանցիկ են հեռու ինֆրակարմիր տիրույթում՝ մասնավորապես 10 մկմ-ի շրջակայքում, իսկ նմուշների մեծ մասը նշված տիրույթում գրեթե անթափանց է:

Համաձայն մեր չափումների, դետեկտման համար օգտագործվող ֆերրիտի նմուշի կլանման գործակիցը կազմում է մոտ 16 սմ⁻¹:

NM2000 ֆերրիտի հիմնական պարամետրերը հետևյալն են [117].

Սկզբնական մագնիսական թափանցելիությունը՝ μ_i	2000
$(tg\delta_m / \mu_i) \times 10^6$, $Hm = 0.8$ Ա/մ մագնիսական դաշտի դեպքում	15
Կրիտիկական հաճախությունը՝ f_{kr} , երբ $tg\delta_m = 0.1$	0.6 Մհց
Առավելագույն մագնիսական թափանցելիություն՝ μ_{max}	3000
Մագնիսական դաշտը՝ H_μ -ն, μ_{max} -ի դեպքում	32 Ա / մ
Հազեցման դաշտի ինդուկցիան՝ B_s	0.35 Տ
Մնացորդային դաշտի ինդուկցիան՝ B_r	0.1 Տ
Կոերցիտիվ ուժը՝ H_c	16 Ա / մ
Դիմադրությունը՝ r	5 Օհմ×մ
Կյուրիի ջերմաստիճանը՝ T_c	200° C

Մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները նմուշում գրանցելու համար այն միակցվել է մագնիսական սենսորի հետ, որն իրենից ներկայացնում է $n = 500$ գալար պարունակող պայտածն ֆերրիտային միջուկով կոճ (տես նկ 2.4.1):

Քանի որ այդպիսի գրանցող համակարգը կարող է արձագանքել միայն ֆերրիտային նմուշի մագնիսական մոմենտի ցածր հաճախային փոփոխություններին, ապա CO₂ լազերի ճառագայթումն անհրաժեշտ է մոդուլել ցածր հաճախությամբ, ինչպես արվում էր հելիում-նեոնային լազերի ճառագայթման դետեկտման դեպքում

(տես 2.3 պարագրաֆը): Այս դեպքում ևս մոդուլումն իրականացվել է մեխանիկական ընդհատիչի միջոցով (տես Նկ 2.4.1): Մոդուլման հաճախությունն ընտրվել է ~ 2 կՀց:

Դետեկտված ազդանշանն ուժեղացվում է սինքրոն ուժեղացուցչի միջոցով և գրանցվում օսցիլոգրաֆի էկրանին:

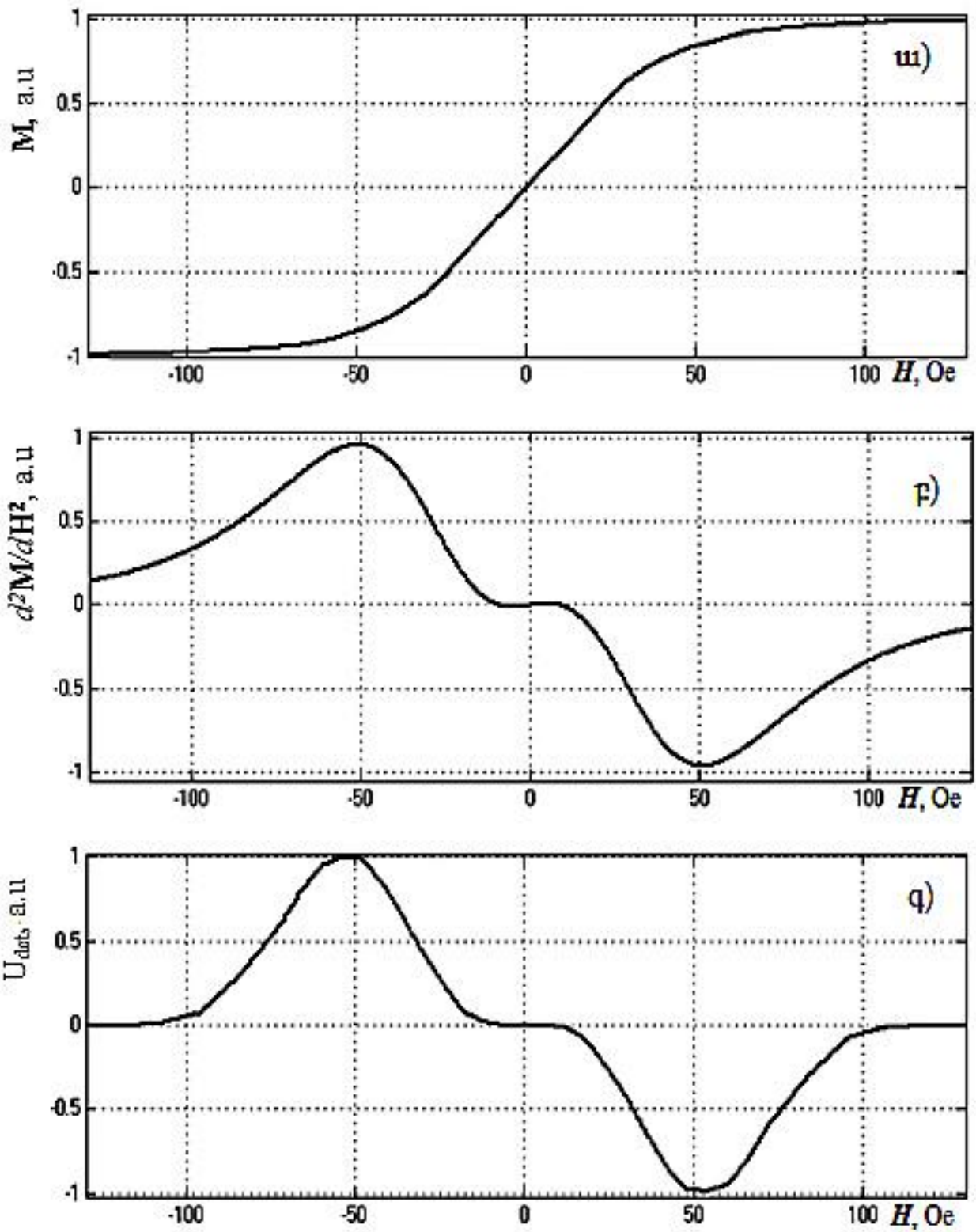
NM2000 ֆերրիտային նմուշի և ֆերրիտային կոճի մագնիսացման կորը չափվել է նույն եղանակով, ինչպես նախորդ պարագրաֆում: Այն պատկերված է Նկ. 2.4.2 ա-ում:

Նկ. 2.4.2 գ-ում պատկերված դետեկտված ազդանշանի կախումը մագնիսական դաշտից [116]:

Ֆերրիտի նմուշի տատիկ մագնիսացման կորի հետ դետեկտված ազդանշանի մեծության կախումը ակնառու ցուցադրելու համար նկ. 2.4.2-ում ներկայացված է նաև մագնիսացման կորի երկրորդ կարգի ածանցյալի գրաֆիկը (նկ. 2.4.2 բ):

Ինչպես երևում է նկ. 2.4.2 գ-ից, այս դեպքում ևս արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում, դետեկտված ազդանշանը բացակայում է: Ազդանշանը հասնում է իր առավելագույն արժեքին ֆերրիտային նմուշի մագնիսացման կորի առավելագույն ոչ գծայնության տիրույթում (երբ մագնիսացման կորի երկրորդ կարգի ածանցյալը նույնպես մոտ է իր առավելագույն արժեքին):

Արտաքին մագնիսական դաշտը շրջելու դեպքում, դետեկտված ազդանշանը նույնպես փոխում է իր նշանը (նկ. 2.4.2 գ): Դետեկտված ազդանշանի առավելագույն ամպլիտուդը գրանցվել է արտաքին մագնիսական դաշտի՝ $H_0 \approx 50$ է արժեքի դեպքում և կոճի գալարների թվի $n = 500$ դեպքում այն կազմել է $U_{\max} \approx 150$ մկՎ:



Նկ. 2.4.2 ա) HM2000 նմուշի մագնիսացման կորը, բ) մագնիսացման կորի երկրորդ կարգի ածանցյալի կախումը արտաքին մագնիսական դաշտից, գ) դետեկտված ազդանշանի մեծության կախումը արտաքին մագնիսական դաշտից:

2.5 Ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսների ֆերրոմագնիսական դետեկտոր

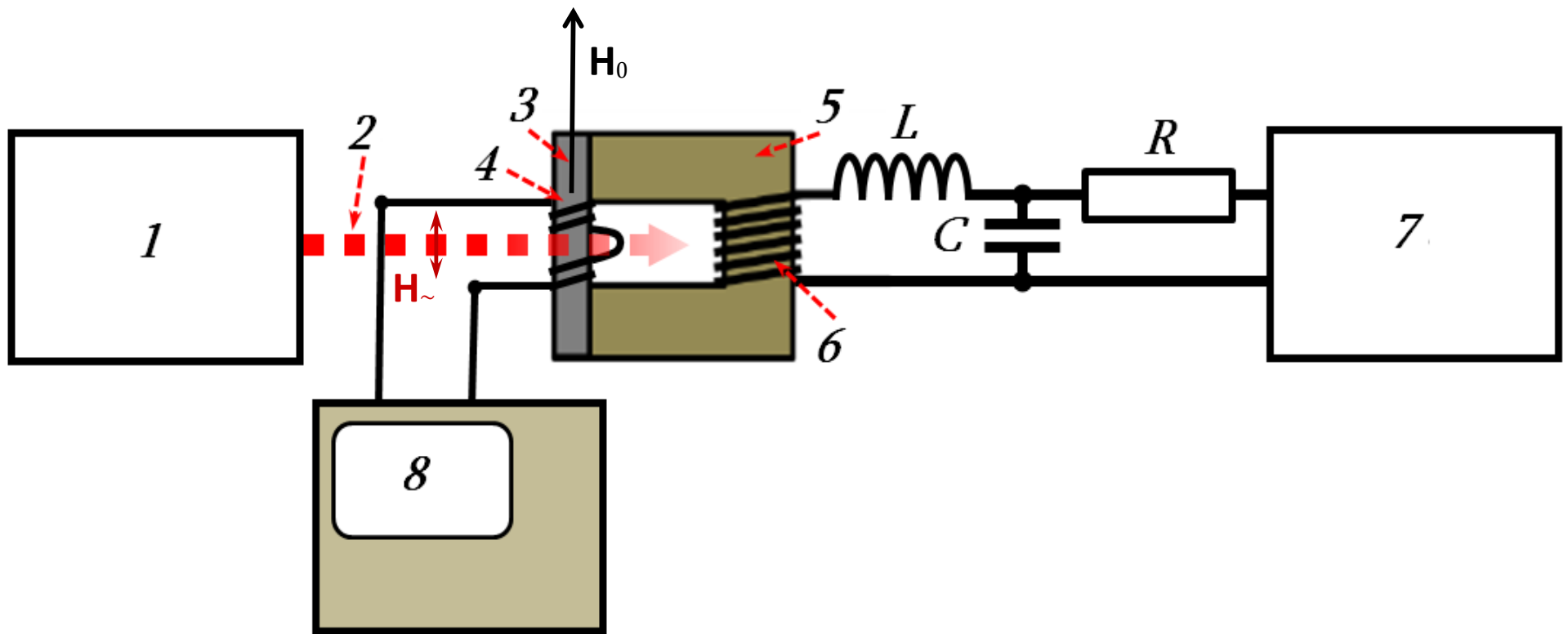
Վերը նկարագրված ֆերրոմագնիսական համակարգերում լազերային ճառագայթման դետեկտում ստացվել է միայն արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում, ընդ որում դետեկտված ազդանշանի մեծությունը խիստ կախված է թե՛ արտաքին մագնիսական դաշտի մեծությունից, և թե՛ լազերի դաշտի և նմուշի նկատմամբ նրա կողմնորոշումից:

Կատարված հետազոտություններից կարելի է եզրակացնել, որ դետեկտման առավելագույն արդյունավետություն ստացվում է, երբ նմուշը մագնիսացնող դաշտը և լազերային ճառագայթման դաշտը միմյանց զուգահեռ են և ուղղված են նմուշի երկայնքով (տես §2.1-2.4): Այստեղից հետևում է, որ վերը նկարագրված ֆերրոմագնիսական նմուշ-մագնիսական սենսոր համակարգերը թույլ են տալիս էլեկտրամագնիսական ալիքների արդյունավետ դետեկտում ստանալ նաև նմուշը մագնիսացնելով պայտածն ֆերրիտի վրա փաթաթված ինդուկտիվ կոճի միջով անցկացնելով հոսանք: Դժվար չէ տեսնել, որ ֆերրոմագնիսական նմուշը այս ձևով մագնիսացնելու դեպքում, նմուշի մեջ H_0 դաշտը միշտ ուղղված կլինի նմուշի երկայնքով, ինչն ամենաարդյունավետն է դետեկտման համար:

Սույն պարագրաֆում ներկայացվում է սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող YIG ֆերրոմագնիսական նմուշում նեոդիմային լազերի ճառագայթման դետեկտման փորձարարական հետազոտությունը, երբ YIG նմուշը մագնիսացվում է նրան հարակցված պայտածն ֆերրիտի վրա փաթաթված ինդուկտիվ կոճի միջոցով :

Փորձարարական սարքավորման բլոկ-սխեման ներկայացված է նկ. 2.5.1-ում:

Որպես գծային բևեռացված ճառագայթման աղբյուր այստեղ նույնպես օգտագործվել է 1.06 մկմ ալիքի երկարության վրա աշխատող իմպուլսային նեոդիմային լազերը ($Nd : YAG$)՝ 1 ՄՎտ պիկային հզորությամբ և ~ 10 Հց իմպուլսների կրկնման հաճախությամբ [109],[110]:



Նկ. 2.5.1: Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման: 1 – իմպուլսային ներդիմային լազեր, 2 – լազերային փունջ, 3 – YIG նմուշ, 4- գրանցող կոճ, 5 - պայտաձև ֆերրիտ, 6 – մագնիսացվող կոճ, 7 – հաստատուն սնման աղբյուր, 8 – օսցիլոգրաֆ

Ֆերրոմագնիսական նմուշը YIG միաբյուրեղն է, որի օպտիկական և մագնիսական բնութագրերը բերված են §2.2-ում:

YIG նմուշը տեղադրվում է լազերային իմպուլսների ճանապարհին այնպես, որ լազերային ճառագայթման $H \sim$ փոփոխական մագնիսական դաշտի ուղղությունը համընկնի արտաքին H_0 հաստատուն մագնիսական դաշտի ուղղության հետ (տես նկ. 2.5.1):

Ֆերրոմագնիսական նմուշում մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները գրանցելու համար նրա վրա փաթաթվել է 4 կոճը, որը կատարել է մագնիսական սենսորի դերը: Նմուշը հարակցվել է 5 պայտաձև մագնիսացված ֆերրիտին, որի վրա նույնպես փաթաթվել է ինդուկտիվ կոճ (6): Նմուշի մագնիսացումը կատարվել է 6 կոճի միջով հոսանք անցկացնելով: Հոսանքը կոճին տրվում է 7 ղեկավարվող սնման աղբյուրի միջոցով: Սնման աղբյուրի և մագնիսացնող կոճի միջև անհրաժեշտ է ապահովել կապազերծում ըստ փոփոխական հոսանքի, այլապես հոսանքի աղբյուրը կշունտիդետեկտված ազդանշանը: Կապազերծումն ապահովվում է հաջորդաբար միացված L կոճի միջոցով, որի ինդուկտիվությունն ընտրվում է անհամեմատ ավելի մեծ՝ 6 մագնիսացնող կոճի ինդուկտիվության նկատմամբ: Մագնիսացնող կոճի շղթայում առավելագույն հոսանքը սահմանափակելու համար միացված է նաև R բալաստային դիմադրությունը ($R=1$ կՕհմ), իսկ C կոնդենսատորը ծառայում է հնարավոր աղմուկների զտման համար: Բալաստային դիմադրության առկայությունը թույլ է տալիս մագնիսացնող կոճի հոսանքը ղեկավարել սնման աղբյուրի լարման փոփոխման միջոցով:

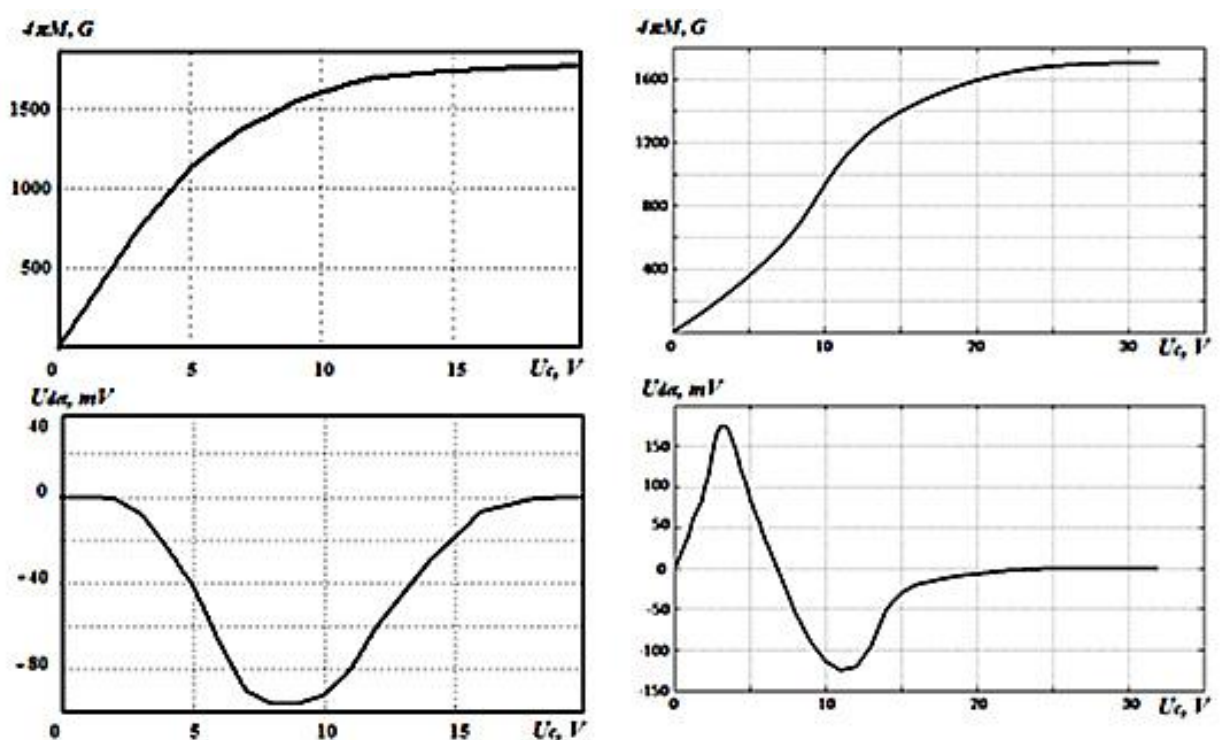
Լազերային ճառագայթման ազդեցության հետևանքով YIG բյուրեղում մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները առաջացնում են փոփոխական մագնիսական հոսք, որը 4 գրանցող կոճում ինդուկտում է որոշակի էլեկտրաշարժ ուժ: Այդ էլեկտրաշարժ ուժը (լարումը) գրանցվում է 8 օսցիլոգրաֆի միջոցով:

Մեր հետազոտություններում ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման համար օգտագործվել են տարբեր կոնֆիգուրացիաներով պայտաձև ֆերրիտներ: YIG նմուշների մագնիսացման կորերը՝ կախված 7 աղբյուրի լարումից երկու տարբեր պայտաձև ֆերրիտների դեպքում, պատկերված են նկ. 2.5.2 ա-ում և բ-ում: Իսկ նկ.

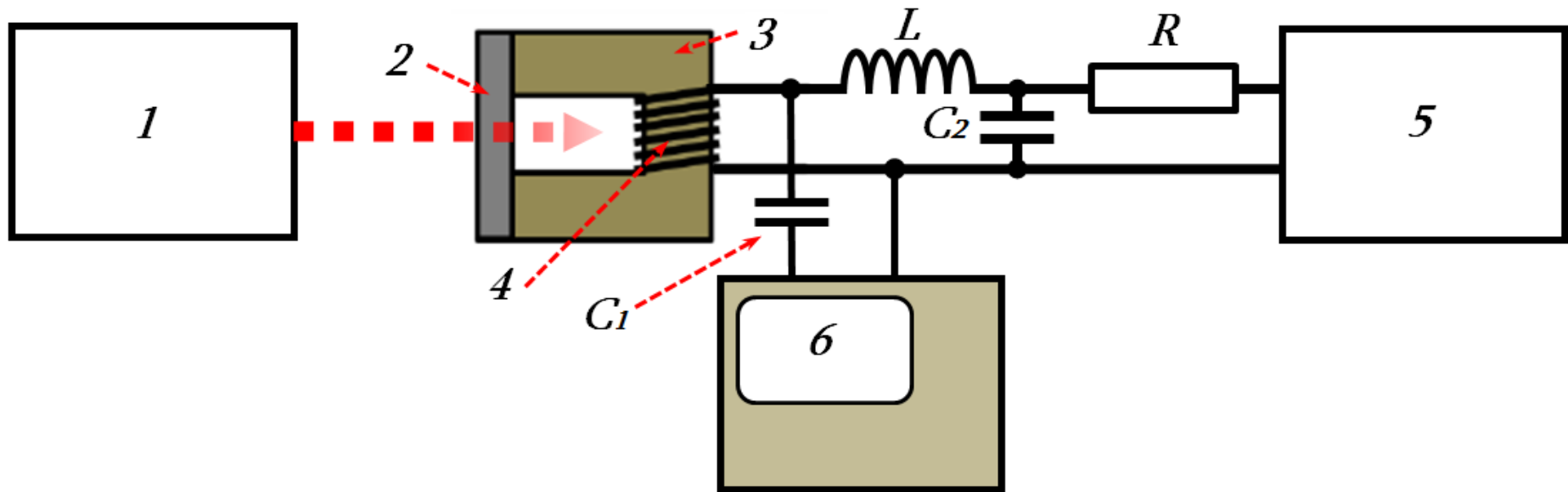
2.5.2 գ-ում և դ-ում պատկերված են այդ կորերին համապատասխան ֆերրոմագնիսական դետեկտորների միջոցով ստացված դետեկտված ազդանշանների գրաֆիկները՝ կախված սնման աղբյուրի լարումից:

Ստացված կորերի համեմատությունը ցույց է տալիս, որ դետեկտված ազդանշանների վարքը՝ կախված սնման աղբյուրի լարումից լիովին համապատասխանում է ֆերրոմագնիսական նուշների մագնիսացման կորերին (նկ. 2.5.2) [109]:

Հետազոտվել է ֆերրոմագնիսական դետեկտորի մեկ այլ տարբերակ ևս [109], որտեղ ֆերրոմագնիսական նմուշի վրա փաթաթված կոճը բացակայում է, իսկ դետեկտված ազդանշանի գրանցումը կատարվում է պայտածն ֆերրիտի վրա փաթաթված կոճի միջոցով, որը նախատեսված էր նմուշի մագնիսացման համար (տես նկ. 2.5.3):



Նկ. 2.5.2: YIG նմուշի մագնիսացման կորերը տարբեր պայտածն ֆերրիտների դեպքում (ա, բ) և այդ կորերին համապատասխան դետեկտված ազդանշանների կախումը սնման աղբյուրի



Նկ. 2.5.3: Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման: 1 – նեոդիմային իմպուլսային լազեր, 2 – YIG նմուշը մագնիսական սենսորի հետ միասին, 3 – պայտածն ֆերրիտ, 4 – մագնիսացվող կոճ, 5 – հաստատուն հոսանքի աղբյուր, 6 – Agilent Technologies ընկերության DSO7012B օսցիլոգրաֆ, L – կապազերծող ինդուկտիվություն, C_1 – կապազերծող ունակություն, C_2 – հարթեցնող ունակություն, R – բալաստային դիմադրություն:

Այս դեպքում սնման աղբյուրի և մագնիսական սենսորի միջև կապագերծումն իրականացվում է L ինդուկտիվության միջոցով, իսկ սնման աղբյուրի և օսցիլոգրաֆի միջև՝ C_1 ունակության միջոցով:

Հարկ է նշել, որ այս դեպքում կարճ լազերային իմպուլսների դետեկտման ժամանակ որպես մագնիսական սենսորի միջուկ (պայտածն ֆերրիտ) անհրաժեշտ է օգտագործել բարձրհաճախային ֆերրիտներ:

Այսպիսով, ֆերրոմագնիսական միջավայրում դետեկտում ստանալու համար անհրաժեշտ մագնիսացնող դաշտը կարելի է կիրառել ոչ միայն արտաքին էլեկտրամագնիսի միջոցով, այլև որպես էլեկտրամագնիս օգտագործելով, մագնիսական սենսորի ինդուկտիվ կոճը, կամ ֆերրոմագնիսական նմուշի վրա փաթաթելով լրացուցիչ կոճ:

Անկախ ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման եղանակից լազերային ճառագայթման դետեկտման արդյունքները գործնականում միմյանցից չեն տարբերվում:

Հետևաբար, հաստատուն սնման աղբյուրի և մագնիսացնող կոճի միջև լավ կապագերծում ապահովելու դեպքում, նկարագրված համակարգերը կարող են հաջողությամբ կիրառվել լազերային կարճ իմպուլսների դետեկտման համար:

Երկրորդ գլխի ամփոփում

Երկրորդ գլխում հետազոտվել է մոտ և հեռու ինֆրակարմիր տիրույթների լազերային ճառագայթման դետեկտումը սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող թափանցիկ ֆերրոմագնիսական նյութերում՝ YIG և NM2000 նմուշներում: Դետեկտում ստացվել է ինչպես հզոր իմպուլսային լազերային ճառագայթման դեպքում (ֆեմտովայրկյանային և նեոդիմային լազերներ՝ համապատասխանաբար՝ 200 կՎտ և 1 ՄՎտ պիկային հզորություններով), այնպես էլ փոքր հզորությամբ անընդհատ լազերային փնջերի դեպքում (հելիում-նեոնային և CO_2 լազերներ՝ համապատասխանաբար՝ 12 մՎտ և 15 Վտ հզորություններով): Ցույց է տրվել, որ ֆերրոմագնիսական նմուշում դետեկտված ազդանշանը 0-ից տարբերվում է նմուշի մագնիսացման կորի ոչ գծային տեղամասերում, իսկ գծային և խորը հագեցման տիրույթներում դետեկտված ազդանշանը բացակայում է:

Փորձնականորեն հետազոտվել է նաև դետեկտված ազդանշանի կախումը լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտի և արտաքին հաստատուն մագնիսացնող դաշտի միջև անկյունից: Յույց է տրվել, որ դետեկտված ազդանշանն առավելագույնն է այդ անկյան զրոյական արժեքի դեպքում, այսինքն՝ երբ լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտը և արտաքին մագնիսացնող (հաստատուն) դաշտը միմյանց զուգահեռ են:

Փորձի արդյունքում ստացվել է նաև դետեկտված ազդանշանի՝ լազերային ճառագայթման հզորությունից կախման կորը, որը փոքր հզորությունների դեպքում գծային է:

Ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորը և դետեկտված ազդանշանը մոդելավորվել են MATLAB Simulink միջավայրում: Ստացված արդյունքները ~ 5-10 %-ի ճշտությամբ համընկնում են փորձնականորեն ձեռք բերված արդյունքների հետ:

MATLAB Simulink միջավայրում մոդելավորվել է նաև դետեկտված ազդանշանի կախումն արտաքին մագնիսացնող դաշտից պատկերող կորը: Փոքր հզորությունների դեպքում այդ կախումը գծային է, ինչը հաստատում է փորձի արդյունքները: Մեծ հզորությունների դեպքում այդ կախումը դառնում է ոչ գծային (փոփոխվում է քառակուսի արմատի օրենքով):

ԳԼՈՒԽ 3: ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԳԲՀ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

3.1 Ներածություն

Ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի փորձնական հայտնաբերումից հետո, բազմաթիվ հետազոտողների կողմից ինտենսիվորեն հետազոտվել են ֆերրոմագնիսական նյութերի հատկությունները ԳԲՀ տիրույթում (տես օրինակ՝ [43], [46]):

Վաղ շրջանի աշխատանքներում ակտիվորեն հետազոտվել են գծային երևույթները ֆերրոմագնիսական միջավայրերում թույլ ԳԲՀ դաշտերի առկայության պայմաններում: Այդ հետազոտությունների հիման վրա ստեղծվել են մի շարք կարևոր ֆերրիտային սարքեր, որոնք առայսօր լայնորեն կիրառվում են բազմաթիվ ռադիոհամակարգերում, ինչպես նաև փորձարարական ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներում [118]:

Սակայն, ինչպես արդեն նշվեց Գլ. 1-ում ֆերրոմագնիսական միջավայրերի հետ ԳԲՀ ճառագայթման փոխազդեցությունը նկարագրող հիմնական հավասարումը (Լանդաու-Լիֆշիցի (1.5.5) հավասարումը), էապես ոչ գծային հավասարում է:

ԳԲՀ ճառագայթմամբ պայմանավորված ոչ գծային երևույթները ֆերրոմագնիսական միջավայրերում առաջին անգամ հետազոտվել են Բլոմբերգենի և Դեյմոնի կողմից [3] (նիկել-ֆերրիտի փոշում $f \cong 9$ ԳՀց հաճախությամբ մագնետրոնի ճառագայթման դաշտում): Այնուհետև կատարվել են բազմաթիվ աշխատանքներ՝ նվիրված ֆերրոմագնիսական միջավայրերում ԳԲՀ ճառագայթման գեներացմանը, հաճախության փոխակերպմանը, ազդանշանի ուժեղացմանը, դետեկտմանը և այլն [42]–[45]: Այս երևույթները ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսի հետևանք են, և լիովին նկարագրվում են Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարմամբ:

Սակայն դժվար չէ տեսնել, որ ըստ Լանդաու-Լիֆշիցի հավասարման, ֆերրոմագնիսական միջավայրի հետ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցություն կարող է տեղի ունենալ միայն այն դեպքում, երբ ալիքի մագնիսական դաշտն ունի միջավայրի մագնիսական մոմենտին ուղղահայաց բաղադրիչ: Հետևաբար, համաձայն այդ հավասարման, ֆերրոմագնիսական միջավայրի և ԳԲՀ դաշտի միջև ոչ գծային

փոխազդեցություն չի կարող տեղի ունենալ, եթե ԳԲՀ ազդանշանի մագնիսական դաշտը զուգահեռ է ֆերրոմագնիսի մագնիսական մոմենտին [4]:

Չնայած ասվածին, ցածր հաճախությունների տիրույթում ֆերրոմագնիսական նյութերն իրենց դրսևորում են որպես խիստ ոչ գծային միջավայրեր, ինչը պայմանավորված է մագնիսացման կորի ոչ գծայնությամբ, այլ ոչ ֆերրոմագնիսական ռեզոնանսով: Փոփոխական մագնիսական դաշտում տեղի է ունենում ֆերրոմագնիսական միջավայրի մագնիսական մոմենտի տատանում նաև այն դեպքում, երբ մագնիսական դաշտը զուգահեռ է մագնիսական մոմենտին: Այս երևույթը լայնորեն օգտագործվում է ցածրհաճախային էլեկտրոնիկայում (տրանսֆորմատորներ, լարման սահմանափակիչներ, մագնիսական ուժեղացուցիչներ և այլն):

Բացի այդ, նման փոխազդեցություններ կարող են տեղի ունենալ նաև օպտիկական տիրույթի էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դաշտի ազդեցության տակ: Մասնավորապես, ինչպես ցույց տրվեց սույն ատենախոսության նախորդ գլխում, նմանատիպ փոխազդեցության հետևանքով տեղի է ունենում գծային բևեռացված, ամպլիտուդամոդուլված լազերային ճառագայթման դետեկտում թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրում այն դեպքում, երբ լազերային ճառագայթման մագնիսական դաշտը զուգահեռ է միջավայրի մագնիսական մոմենտին:

Մի շարք աշխատանքներում ցույց է տրվել նաև, որ թափանցիկ ֆերրոմագնիսական նյութում գերկարճ լազերային իմպուլսների ազդեցության տակ հնարավոր է մագնիսական մոմենտի վերակոդմնորոշում [27],[30],[109],[114]: Սա հիմք է տալիս ենթադրելու, որ ֆերրոմագնիսական միջավայրի և ԳԲՀ ալիքի միջև նույնպես հնարավոր է ոչ ռեզոնանսային ոչ գծային փոխազդեցություն, երբ ԳԲՀ ալիքի մագնիսական դաշտը զուգահեռ է ֆերրոմագնիսական նյութի մագնիսացման վեկտորին:

Սույն գլխում ներկայացվում է փոքր հզորությամբ ԳԲՀ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտումը մագնիսացված ֆերրոմագնիսական միջավայրում ԳԲՀ ճառագայթման մագնիսական դաշտի և ֆերրոմագնիսական նյութի մագնիսական մոմենտի համագիծ (կոլինեար) փոխդասավորվածության դեպքում:

3.2 Փորձարարական սարքավորումը

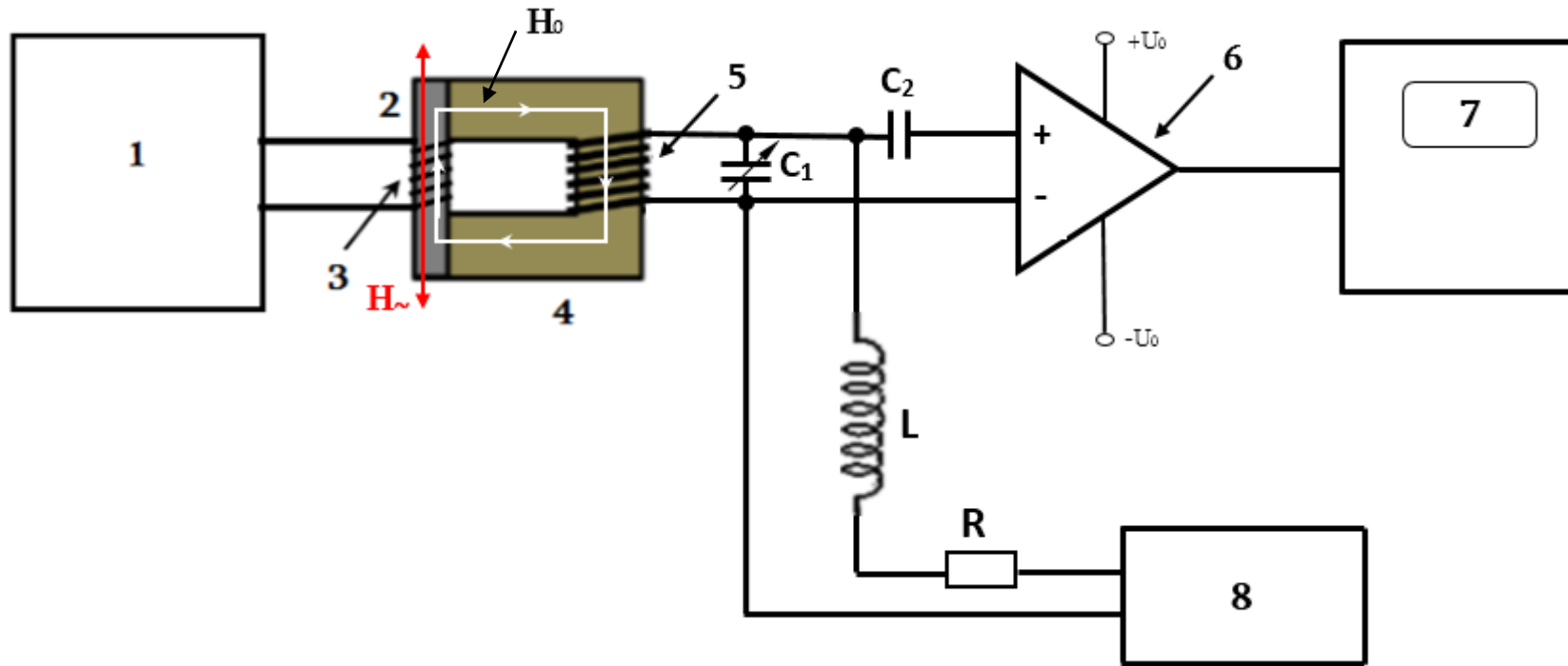
ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտումը հետազոտվել է 1.07 – 2.14 ԳՀց հաճախությունների տիրույթում: Փորձարարական սարքավորման բոլոր սխեման պատկերված է նկ. 3.2.1-ում:

Որպես ԳԲՀ ազդանշանի աղբյուր հետազոտությունների ընթացքում օգտագործվել է հաճախության ճոճքով (sweep) P2-52 մակնիշի գեներատորը՝ 1, որի ելքային հզորությունը կազմում է ~10 մՎտ: Ամպլիտուդամոդուլված ԳԲՀ ազդանշանը (մոդուլման հաճախությունը՝ 100 կՀց) տրվում է 2 ֆերրոմագնիսական նմուշին՝ վերջինիս վրա փաթաթված 3 կոճի միջոցով: Որպես ոչ գծային ֆերրոմագնիսական նմուշ օգտագործվել է $13 \times 3.5 \times 1.5$ մմ³ չափերով ուղղանկյունաձև YIG բազմաբյուրեղը: Կոճի գալարների թիվը՝ $n=10$ է, որի դեպքում անդրադարձումը գործնականում բացակայում է:

Ինչպես և լազերային ճառագայթման դետեկտման դեպքում, ԳԲՀ ազդանշանի դետեկտման համար նույնպես անհրաժեշտ է մագնիսացնել ֆերրոմագնիսական նմուշը և աշխատել մագնիսացման կորի ոչ գծային տեղամասում: Նմուշի մագնիսացումը կատարվում է 8 սնման աղբյուրից ֆերրիտային սենսորի կոճին տալով համապատասխան լարում:

Այս դեպքում նույնպես դետեկտված ազդանշանի (էլեկտրամագնիսական ալիքի մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ YIG նմուշի մագնիսական մոմենտի միջին արժեքի փոփոխությունն արտաքին ԳԲՀ դաշտի ազդեցության տակ) գրանցումը կատարվել է մագնիսական սենսորի միջոցով (տես նկ. 3.2.1), որն իրականացվել է HM2000 մակնիշի 4 պայտաձև ֆերրիտի հիման վրա (տես §2.5): Ֆերրիտի վրա փաթաթվում է 5 կոճը, և գրանցող համակարգը հարակցվում է YIG նմուշին, ինչպես ցույց է տրված նկ. 3.2.1-ում: Ֆերրիտային սենսորի և ֆերրոմագնիսական նմուշի այսպիսի փոխդասավորությունը բերում է նմուշում ապամագնիսացման գործոնների նվազման, ինչն էլ իր հերթին մեծացնում է համակարգի զգայունությունը:

Այս փոխդասավորության դեպքում ապահովվում է նաև ԳԲՀ ճառագայթման մագնիսական դաշտի և նմուշի մագնիսական մոմենտի զուգահեռությունը, ինչն անհրաժեշտ է դետեկտման մեծ արդյունավետություն ստանալու համար:



Նկ. 3.2.1: Փորձարարական սարքավորման բլոկ սխեման: 1 – հաճախության ճոճքով գեներատոր, 2 – YIG նմուշ, 3 – առաջնային փաթույթ, 4 – պայտաձև ֆերրիտ, 5 – երկրորդային փաթույթ (նմուշի մագնիսացման և ազդանշանի դետեկտման համար), 6 – Օպերացիոն ուժեղացուցիչ, 7 – օսցիլոգրաֆ, 8 – կառավարվող հաստատուն հոսանքի աղբյուր C_1 – փոփոխական ունակություն, C_2 – կապազերծող ունակություն, L – կապազերծող կոճ, R – բալաստային դիմադրություն:

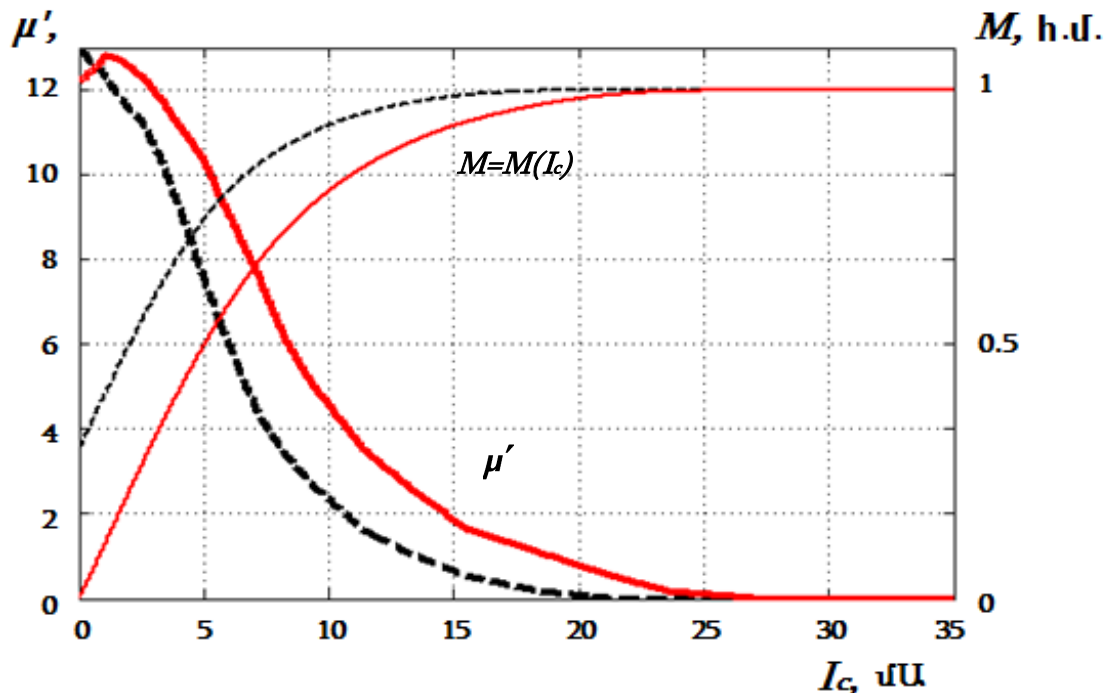
Ինչպես նշվեց 2-րդ գլխում, ֆերրոմագնիսական նյութի մագնիսացման կորը (կամ դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կորը) կախված է ոչ միայն նյութի տեսակից, այլ նաև նրա ձևից, չափից, նրան շրջապատող միջավայրի մագնիսական հատկություններից: Այդ պատճառով, այս դեպքում ևս, չափվել է YIG նմուշի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունը ֆերրիտային սենսորի առկայության դեպքում՝ կախված մագնիսացնող դաշտի մեծությունից (կոճի հոսանքից):

Ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացումը կատարվում է 5 կոճով հոսանք անցկացնելու միջոցով, ինչպես և նկարագրված է §2.1-ում: YIG նմուշի մագնիսացման ժամանակ մագնիսական սենսորի հագեցումից խուսափելու համար, պայտաձև ֆերրիտի հատույթի մակերեսն ընտրվել է մի քանի անգամ ավելի մեծ, քան YIG նմուշի հատույթի մակերեսն է: Դետեկտված ազդանշանի գրանցման համակարգը 8 ղեկավարվող հաստատուն հոսանքի աղբյուրից ըստ փոփոխական հոսանքի կապազերծում ապահովելու նպատակով, մագնիսացնող հոսանքը 5 գրանցող (մագնիսացնող) կոճին տրվում է L ինդուկտիվության միջոցով ($L = 200$ մՀ): Կոճի առավելագույն հաստատուն հոսանքի սահմանափակման համար, L -ին հաջորդաբար միացվում է նաև $R = 100$ Օհմ դիմադրությամբ բալաստային ռեզիստոր [119]:

Դետեկտորի ելքային ազդանշանն առավել արդյունավետությամբ գրանցելու համար մագնիսական սենսորի ինդուկտիվ կոճին զուգահեռ միացվում է C_1 կոնդենսատորը, որը կոճի հետ կազմում է տատանողական կոնտուր: Այն համալարվում է 9PՀ ճառագայթման մոդուլման հաճախության վրա, ինչի շնորհիվ էապես նվազում են աղմուկները: Կոնտուրի պարամետրերի վրա դետեկտված ազդանշանը գրանցող համակարգի ազդեցությունը նվազեցնելու համար ազդանշանը նախապես ուժեղացվում է մեծ մուտքային դիմադրությամբ 6 օպերացիոն ուժեղացուցչի միջոցով: C_2 կոնդենսատորը ապահովում է 5 գրանցող կոճի և ՕՈՒ-ի միջև կապազերծում ըստ հաստատուն հոսանքի:

YIG ֆերրոմագնիսական բազմաբյուրեղի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կախումը մագնիսացնող հոսանքից (մագնիսական դաշտից) չափվել է

§1.4-ում նկարագրված եղանակով: Չափման արդյունքը բերված է նկ. 3.2.2-ում, որտեղից երևում է, որ այդ կորն ունի հիսթերեզիսային բնույթ:



Նկ. 3.2.2: Դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության μ' -ի կախումը 5 կոճի մագնիսացնող հոսանքից, և մագնիսացման կորը՝ $M=M(I_c)$ (հոծ գծերը համապատասխանում են մագնիսացնող հոսանքի աճին, կետագծերը՝ հոսանքի նվազմանը):

Սկզբից մագնիսացնող հոսանքի աճի դեպքում դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունն աճում է և ~ 2 մԱ հոսանքի դեպքում հասնում է իր առավելագույն արժեքին (մագնիսացման կորի դիքությունը նույնպես այստեղ առավելագույնն է): Մագնիսացնող հոսանքի հետագա աճը բերում է դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության նվազման, իսկ ~ 25 մԱ հոսանքի դեպքում այն գործնականում հավասարվում 0-ի՝ մագնիսացման կորը հագեցնում է (տես նկ. 3.2.2, հոծ գիծ):

Մագնիսացնող հոսանքի նվազման դեպքում, դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիությունն աճում է, սակայն այս դեպքում ստացված կորը տարբերվում է հոսանքի աճի դեպքում ստացված կորից (տես նկ. 3.2.2. կետագիծ):

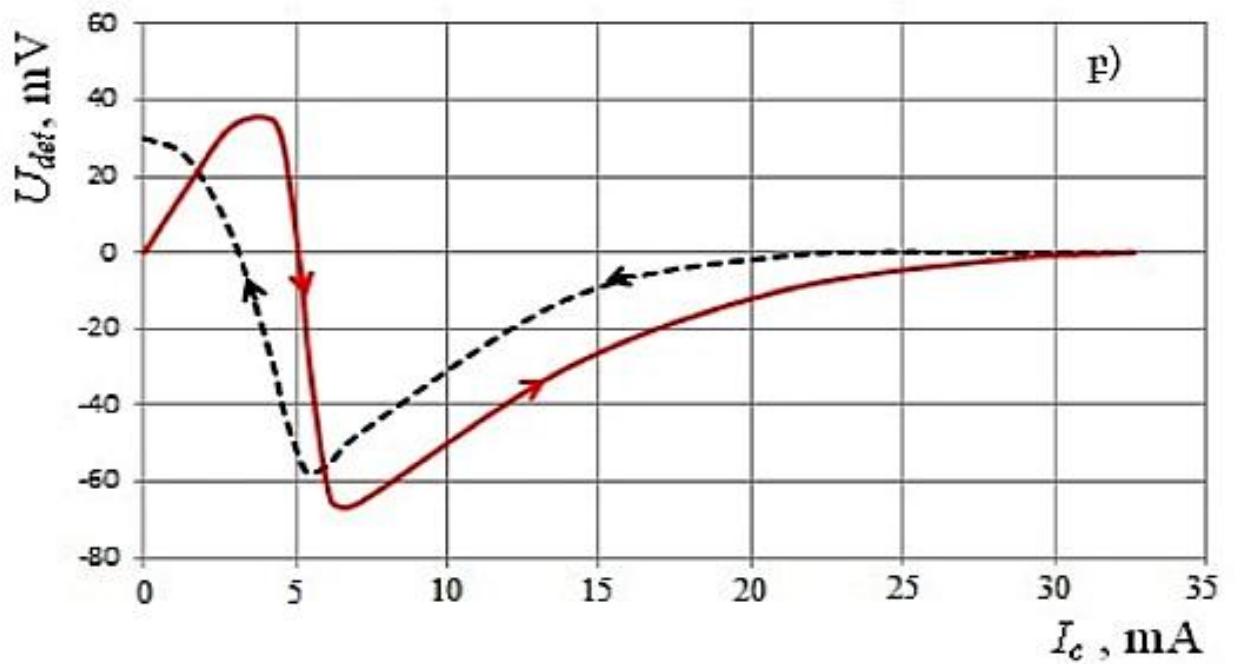
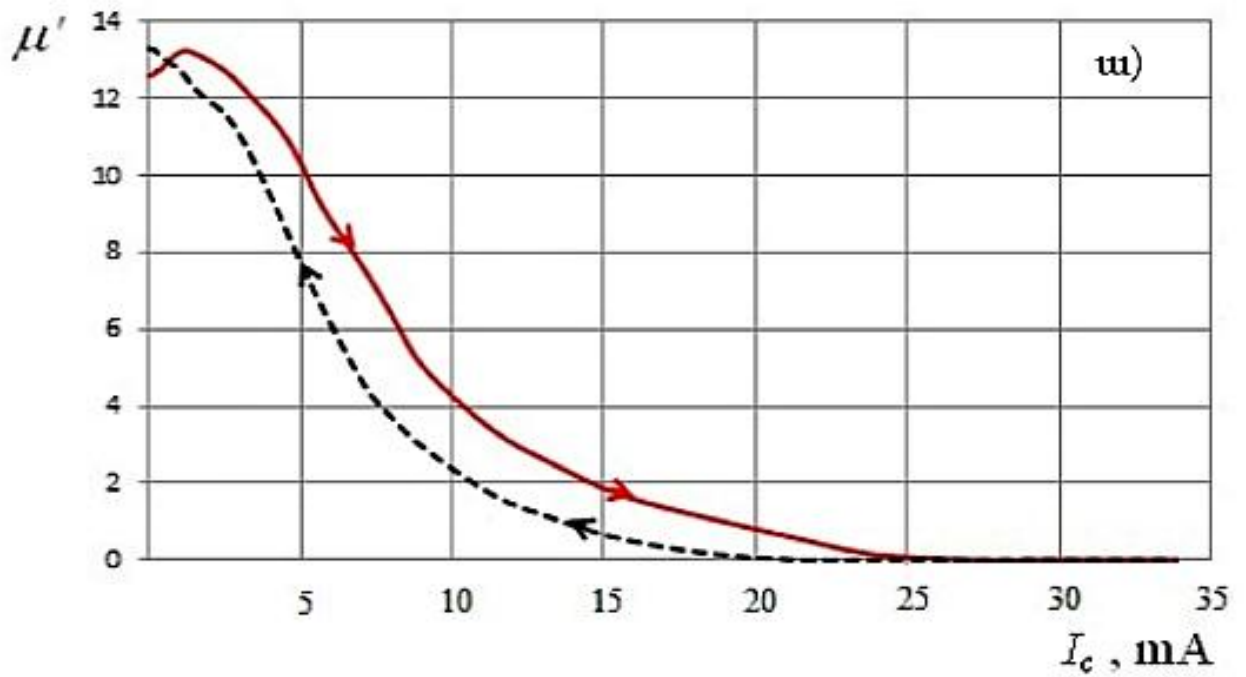
3.3 ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտման հետազոտման արդյունքները

Ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացնող հոսանքից դետեկտված ազդանշանի մեծության կախվածության հետազոտությունը կատարվել է նույն կերպ, ինչպես YIG միաբյուրեղում նեոդիմային լազերի ճառագայթման դետեկտման հետազոտումը (տես §2.2): Դետեկտված ազդանշանի կախումը հաստատուն մագնիսացնող հոսանքից պատկերված է նկ. 3.3.1-ում:

Հետազոտությունը կատարվել է ԳԲՀ գեներատորի հաճախությունների ողջ տիրույթում (1.07-2.14 ԳՀց) և հաճախությունից կախված որևէ առանձնահատկություն չի նկատվել:

Հաստատուն մագնիսացնող հոսանքից դետեկտված ազդանշանի կախման կորը, ԳԲՀ գեներատորի հաճախության 1.1 ԳՀց արժեքի դեպքում, պատկերված է նկ. 3.3.1 բ-ում: Ֆերրոմագնիսական նմուշ – ֆերրիտային սենսոր համակարգի ստատիկ մագնիսական հատկությունների հետ դետեկտման արդյունավետության կապը պարզաբանելու համար նկարում բերված է նաև նմուշ – ֆերրիտային սենսոր համակարգում YIG բազմաբյուրեղային նմուշի դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կախումը մագնիսացնող հոսանքից (Նկ. 3.3.1 ա):

Դետեկտված ազդանշանի կախվածությունը հաստատուն մագնիսական դաշտից (հաստատուն մագնիսացնող հոսանքից) ունի գրեթե նույն վարքը, ինչ ֆեմտոսլայրկյանային լազերային ճառագայթման դեպքում (տես §2.2):



Նկ. 3.3.1: Դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության (ա) և դետեկտված ազդանշանի մեծության (բ) կախումները 5 կործի մագնիսացնող հոսանքից (հոծ գծերը համապատասխանում են մագնիսացնող հոսանքի աճին, կետագծերը՝ հոսանքի նվազմանը):

Նկ. 3.3.1-ում պատկերված կորերի վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ հաստատուն մագնիսացնող դաշտի (մագնիսացնող հոսանքի) բացակայության դեպքում, երբ նմուշը դեռ մագնիսացված չէ, դետեկտված ազդանշանը բացակայում է: Մագնիսացնող դաշտի աճին զուգընթաց դետեկտված ազդանշանն աճում է, հասնում է իր առաջին առավելագույն արժեքին (~35 մՎ)՝ մագնիսացնող կոճի ~4 մԱ հոսանքի դեպքում (հոծ գիծը՝ նկարում), այնուհետև՝ հոսանքի աճին զուգընթաց նվազում է, փոխում նշանը և հասնում երկրորդ առավելագույն արժեքին՝ ~65 մՎ՝ ~7 մԱ հոսանքի դեպքում: Մագնիսացնող հոսանքի հետագա աճը բերում է նմուշի հագեցման, ինչի հետևանքով դետեկտված ազդանշանը նվազում է մինչև զրո: Մագնիսացնող հոսանքի աճման և նվազման դեպքերում դետեկտված ազդանշանի կորերը՝ կախված մագնիսացման հոսանքից տեղաշարժված են միմյանց նկատմամբ, ինչը պայմանավորված է հիսթերեզիսով: Այս դեպքում, մնացորդային մագնիսացվածության շնորհիվ դետեկտում ստացվում է նաև արտաքին դաշտի բացակայության պայմաններում:

3.4 Արդյունքների քննարկում և եզրակացություն

Այսպիսով՝ փորձնականորեն ստացվել է ամպլիտուդամոդուլացված ԳԲՀ ճառագայթման դետեկտում սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող YIG ֆերրոմագնիսում: Դետեկտված ազդանշանն իրենից ներկայացնում է ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսական մոմենտի միջին արժեքի փոփոխությունը՝ ԳԲՀ ազդանշանի մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ: Մագնիսական մոմենտի փոփոխությունները նմուշում գրանցվել են մագնիսական սենսորի միջոցով, որն իրենից ներկայացրել է պայտածև ֆերրիտ՝ իր վրա փաթաթված կոճի հետ միասին:

Չափման արդյունքները ցույց են տալիս, որ դետեկտված ազդանշանի մեծությունն ու նշանը կախված են H_0 հաստատուն մագնիսացնող դաշտից և մագնիսացման կորի ձևից:

Մագնիսացման կորի քառակուսային ոչ գծայնության տիրույթում, ֆերրոմագնիսական նյութում առաջանում են մագնիսական մոմենտի ցածր հաճախային տատանումներ, որը համեմատական է ԳԲՀ ազդանշանի ամպլիտուդին: Մագնիսական մոմենտի այս ցածր հաճախային տատանումները փոխանցվում են 5 գրանցող կոճին պայտածև ֆերրիտի միջոցով և նրանում ստեղծում էլեկտրաշարժ ուժ (դետեկտված ազդանշան):

Չափման արդյունքների վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ հաստատուն մագնիսացնող դաշտի (մագնիսացնող հոսանքի) բացակայության դեպքում (փափուկ ֆերրոմագնիսական նմուշի դեպքում) դետեկտված ազդանշանը բացակայում է (տես նկ. 3.3.1 ա,բ-ի հոծ գծեր): Դետեկտված ազդանշանը հասնում է իր առաջին առավելագույն արժեքներին (~ 35 մՎ և ~ 65 մՎ), դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության առավելագույն փոփոխությունների դեպքում: Մագնիսացնող հոսանքի որոշակի արժեքի դեպքում (~ 5 մԱ) դետեկտված ազդանշանը դառնում է 0 (տես նկ. 3.3.1 ա-ի հոծ գիծը): Նմուշի լրիվ հագեցման դեպքում ևս դետեկտված ազդանշանը բացակայում է:

Չափումների արդյունքների համեմատությունը ցույց է տալիս, որ դետեկտված ազդանշանի մեծությունն ու նշանը լավ համապատասխանության մեջ են նմուշի

դիֆերենցիալ մագնիսական թափանցելիության կորերի հետ: Մասնավորապես, նկ. 3.3.1 ա-ի և բ-ի կորերից երևում է նաև, որ մագնիսացման կորի հիսթերեզիսի շնորհիվ, համակարգում առկա է մնացորդային մագնիսացում (նկ. 3.3.1 ա-ի և բ-ի կետագծեր): Հետևաբար, հիսթերեզիսի շնորհիվ, դետեկտում տեղի է ունենում նույնիսկ արտաքին մագնիսացնող դաշտի բացակայության դեպքում:

Վերը ստացված արդյունքներից կարելի է եզրակացնել, որ դետեկտված ազդանշանի՝ մագնիսացնող հոսանքից (հաստատուն մագնիսացնող դաշտից) կախման կորը (առանց հիսթերեզիսի) բնույթով նույնն է, ինչ լազերային ճառագայթման դետեկտման արդյունքում ստացված կորը (տես գլուխ 2):

Նշենք, որ ստացված արդյունքները կարող են կիրառություններ գտնել ԳԲՀ տիրույթի էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտման, հաճախության փոխակերպման, ինչպես նաև տեղեկատվության գրանցման, պահպանման և մշակման բնագավառներում:

ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Ատենախոսության շրջանակներում կատարված հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ թափանցիկ ֆերրոմագնիսական միջավայրերում կարելի է ստանալ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման դետեկտում: Դետեկտված ազդանշանի մեծությունն ու նշանն էապես կախված են ֆերրոմագնիսական նմուշի ստատիկ մագնիսացման կորի տեսքից, ինչպես նաև արտաքին մագնիսական դաշտի մեծությունից և ուղղությունից:

Դետեկտված ազդանշանի վարքը լավ կորելացվում է ֆերրոմագնիսական նմուշի մագնիսացման կորի հետ: Այն զրոյից տարբերվում է մագնիսացնող դաշտի միայն այն արժեքների դեպքում, որտեղ նմուշի մագնիսացման կորն ունի ոչ գծային տեղամաս: Փափուկ ֆերրոմագնիսական նմուշների դեպքում զրոյական դաշտում և հագեցման տիրույթում դետեկտված ազդանշանը բացակայում է: Հիսթերեզիսի առկայության դեպքում (կոշտ ֆերրոմագնիսական նմուշ), մնացորդային մագնիսացվածության շնորհիվ, դետեկտում ստացվում է նաև արտաքին դաշտի բացակայության պայմաններում:

Դետեկտման արդյունավետությունը խիստ կախված է նաև նմուշի մագնիսացման ուղղության նկատմամբ ճառագայթման մագնիսական դաշտի կազմած անկյունից: Այն առավելագույնն է, երբ ճառագայթման մագնիսական դաշտը զուգահեռ է նմուշը մագնիսացնող դաշտին:

ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ

Հ.մ. - հարաբերական միավորներ

ԻԿ – ինֆրակարմիր

ԳԲՀ – գերբարձր հաճախություն

YIG (Yttrium iron garnet) – իտտրիում-երկաթի նոնաքար

TGG (Terbium gallium garnet) - տերբիում-գալիումի նոնաքար

Nd:YAG (Neodymium-doped Yttrium aluminium garnet) – նեոդիմով լեգիրացված
իտտրիում-ալյումինի նոնաքար

ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ

Իմ խորին երախտագիտությունն եմ հայտնում իմ ղեկավարին՝ **Ա. Մակարյանին**, արժեքավոր խորհուրդների, անչափ մեծ օգնության, հետազոտության ընթացքում տեսական և փորձարարական նոր հմտությունների ուսուցման համար:

Իմ խորին շնորհակալությունն եմ հայտնում նաև Ռադիոֆիզիկայի և Էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի աշխատակիցներին, հատկապես պարոն **Ա. Հախումյանին** ցուցաբերած աջակցության համար, և ԵՊՀ Ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի «ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի» աշխատակիցներին, հատկապես **Վ. Թադևոսյանին**՝ ատենախոսությունը կարդալու և օգտակար խորհուրդներ տալու համար:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- [1] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш., "Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике", Советское радио, М., 360 с (1975).
- [2] Chikazumi S., "Physics of Ferromagnetism", Oxford Univ. Press, Oxford, 1997.
- [3] Bloembergen N., Damon R.W.; "Relaxation Effects in Ferromagnetic Resonance"; Phys. Rev.; v. 85, p. 699 (1952).
- [4] Ферриты в нелинейных СВЧ устройствах, Сб.-к статей под. ред. А.Г. Гуревича, М.: ИИЛ, 634 с., (1961).
- [5] Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ. / Сб.-к статей под. ред. А.Л. Микаэляна. М.: ИИЛ, (1963).
- [6] Kimel A.V., Kirilyuk A., Hansteen F., Pisarev R.V., and Rasing Th., "Nonthermal optical control of magnetism and ultrafast laser-induced spin dynamics in solids". J. Phys. Condens. Matter, 19: 043201 (p. 1-24), 2007.
- [7] Landau L. D. and Lifshitz E. M., "Course of Theoretical Physics, Vol. 8: Electrodynamics of Continuous Media " (Fizmatlit, Moscow, 2005; Pergamon, New York, 1984).
- [8] Landau L. D and Lifshitz E. M., "Course of Theoretical Physics, Vol. 2: The Classical Theory of Fields "(Nauka, Moscow, 1988; Pergamon, Oxford, 1975).
- [9] Krinchik G. S., Chetkin M. V., "Transparent Ferromagnets" Sov. Phys. Usp., 1969. Vol. 12. No. 3. P. 307–319.
- [10] Kabychenkov A. F., "Magnetic phase transitions in a light wave" Sov. Phys. JETPh 73, 672-682 (1991).
- [11] Challener. W. A., McDaniel. T. W., Mihalcea C. D., Mountfield K. R., Pelhos K. and Sendur I. K., "Light delivery techniques for heat-assisted magnetic recording", Jpn. J. Appl. Phys., 42, 981–988, (2003).
- [12] Koopmans B., van Kampen M., Kohlheppand J. T. and de Jonge W. J. M., "Ultrafast magneto - optics in nickel: magnetism or optics?", Phys. Rev. Lett., 85, 844 (2000).

- [13] Kimel A.V., Bentivegna F., Gridnev V.N., Pavlov V.V., Pisarev R.V. and Rasing Th., "Room-temperature ultrafast carrier and spin dynamics in GaAs probed by the photoinduced magneto-optical Kerr effect.". *Phys. Rev. B* 63, 235201, (2001).
- [14] Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A., Pisarev R.V., Balbashov A.M., Rasing Th., "Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses", *Nature*. vol. 435, p. 655-657, 2005.
- [15] Kirilyuk A., "From magneto-optics to ultrafast manipulation of magnetism", *Journal of Science and Arts*, 3, 353, (2011).
- [16] Hohlfeld J., Gerrits Th., Bilderbeek M., Rasing Th., Awano H. and Ohta N., "Fast magnetization reversal of GdFeCo induced by femtosecond laser pulses", *Phys. Rev., B*; 65:012413, 2001.
- [17] Hakobyan H.S., Makaryan A.H., Mekhitarian V.M., Tadevosyan V.R. Detection of Laser Radiation in Optically Transparent Ferromagnetic. *Proc. of International Conference on "Microwave and THz Technologies and Wireless Communications". Armenia-2012*, pp. 52–60 (2013).
- [18] Martirosian R.M., Makaryan A.H., Mekhitarian V.M., Tadevosyan V.R. "Optical Detection in a Ferromagnet", *JETPh Letters*, Vol. 99, No. 8, (2014), pp. 435-440.
- [19] Макарян А.О., "Оптическое детектирование в ферромагнитной среде", *Молодой научный работник ЕГУ*, No 2, (36), с.134-136, (1982).
- [20] Воносовский С.В., "Магнетизм", Москва, Наука, 1032стр., (1971).
- [21] Gurevich, A.G. and Melkov, G.A. "Magnetization Oscillations and Waves", CRC press, Boca Raton, New York, London, Tokyo, (1996).
- [22] Landau L. D. and Lifshitz E. M., "On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies." *Phys. Z. Sowjetunion* 8, 153, pp.101-114. (1935).
- [23] А. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, Главная редакция физика-математической литературы издательства «Наука», Москва, 1973.

- [24] Landau, L. D. And Lifshitz, E. M., Course of Theoretical Physics, Vol. 5, Statistical Physics, Pergamon Press, Oxford, (1980).
- [25] Винокуров Б.Б., "Измерение параметров магнитных полей и характеристик ферромагнитных материалов", Учебн. Пособие, ТПУ, Томск, 112 с. (1990).
- [26] Nazari F., "Investigation of Efficiency of Nonlinear Interaction of Electromagnetic Waves in the Ferromagnetic", Proceedings of the Yerevan State University, Physical and Mathematical Sciences, № 3, pp. 59–63, (2015).
- [27] Мартиросян Р. М., Макарян А. О., Мыхитарян В. М., Татевосян В. Р., Назари Ф., Джулфаян А., "Магнитно-нелинейные материалы для детектирования электромагнитного излучения", Физические основы приборостроения, т.5, No1, 18, сс.88-96, (2016).
- [28] Karimian N., Wilson J.W., Peyton A.J., Yin W., Liu J., Davis C.L., "Differential permeability behaviour of P9 and T22 power station Steels", Journal of Magnetism and Magnetic Materials 352, pp. 81-90 (2014).
- [29] Fraisse H., Masson J.-P., Marthouret F., Morel H., "Modeling Of A Nonlinear Conductive Magnetic-Circuit .2. Bond Graph Formulation", IEEE Transactions on Magnetics, 31 (6), pp.4068-4070 (1995). - 26
- [30] Avetisyan Yu.H., Julfayan H.G., Makaryan A.H., Nazari F., Tadevosyan V.R., "The Modeling of the Detection of Electromagnetic Radiation in Ferromagnet", Proceeding of international conference on "Microwave and THz Technologies and Applications", IRPhE'2014, October 2-3, Aghveran, Armenia, pp. 118-121, (2014).
- [31] Tamm I.E., Fundamentals of the Theory of Electricity, Moskow, (1949) (in Russian)
- [32] Bloch F., "Nuclear induction", Phys. Rev., 70: 460–474, (1946).
- [33] Gilbert T.L.; "A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetic Field", Physical Review, 100: 1243, (1955).
- [34] Callen H. B., "A Ferromagnetic Dynamical Equation ", J. Phys. Chem. Solids, v.4. p.256–270, (1958).

- [35] Bloembergen N., "On the Ferromagnetic Resonance in Nickel and Superalloy", Phys. Rev., 78, p.572-580, (1950)
- [36] В. М. МЫХИТАРЯН, "Закон электромагнитной индукции Фарадея для произвольно движущегося заряда", Известия НАН Армении, Физика, т.**51**, №2, с.147-170 (2016).
- [37] Mekhitarian V. M., "The invariant representation of generalized momentum", J. Contemp. Phys. (Arm. Acad. Sci.) 47, pp. 249–256 (2012).
- [38] О.А. Котельникова, Н.С. Перов, Шапаева Т.Б., Е.Е. Шалыгина "ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ФЕРРИТАХ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ", Москва (2013).
- [39] Griffiths, J. H. E., "Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals", Nature, 158, No. 4019, 670, (1946).
- [40] Kittel, C., "On the theory of ferromagnetic resonance absorption", Phys. Rev., 73, No. 2, 155, (1948).
- [41] Kittel C., "Introduction to solid state physics", Wiley India Pvt. Limited, 688 p., (2007).
- [42] Jaffe D., Cacheris J. C., and Karayianis N., "Ferrite Microwave Detector", Proc. IRE, 46, No 3, 594 (1958).
- [43] Ed. by A. L. Mikaelian (1963) Nonlinear Properties of Ferrites in SHF Fields. Collection of Articles (Inostr. Liter.,Moscow). Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ. / Сб.-к статей под. ред. А.Л. Микаэляна. М.: ИИЛ, 1963
- [44] Ayres W. P., Vartanian P. H., and Melchor J. L., "Frequency doubling in ferrites", J. Appl. Phys., v. 27, pp. 188-189; (1956).
- [45] Pippin J. P., "Frequency doubling and mixing in ferrites," PROC. IRE, v. 44, p. 1054; (1956).
- [46] Gurevich A.G. "Ferrites at Microwave Frequencies", Consultants Bureau, New York, (1963).
- [47] Faraday M., "On the Magnetization of Light and the Illumination of Magnetic Lines of Force", Phil. Trans. Roy. Soc. London 136, 1 (1846).

- [48] Kerr J., "On Rotation of the Plane of the Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet". Philosophical Magazine, 3: 321, (1877).
- [49] Cotton A., Mouton H., "Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liqueurs hétérogènes", Ann. Chim. Phys. (8) 11, 145–203 (1907).
- [50] V. Gasparian and Zh. S. Gevorgian, "Faraday rotation in a disordered medium", PHYSICAL REVIEW A 87, 053807 (2013).
- [51] Kanorsky S. I., Weis A., Wurster J. and Hänsch T. W., "Quantitative investigation of the resonant nonlinear Faraday effect under conditions of optical hyperfine pumping", Phys. Rev. A 47(2), 1220, 1993.
- [52] Baird, P. E. G., Irie M. and Wolfenden T. D., "Non-linear Faraday rotation on simple transitions in samarium vapour", J. Phys. B 22(11), 1733, 1989.
- [53] Zawodny R., "Nonlinear Magneto-Optics of Magnetically Ordered Crystals", in "Modern Nonlinear Optics", edited by M. Evans and S. Kielich (John Wiley & Sons, New York, Vol. 1, Advances in Chemical Physics Vol. LXXXV, Chap. 8, pp. 307-374 (1993).
- [54] Sharoyan E., Mirzakhanyan A., Gyulasaryan H., Sanchez C., Kocharian A., Bernal O., Manukyan A., "Ferromagnetism of Nanographite Structures in Carbon Microspheres", IEEE Transactions on Magnetics, v. 52, No 7, (2016).
- [55] Kolpacheva N. A., Avakyan L. A., Manukyan A. S., Mirzakhanyan A. A., Sharoyan E. G., Pryadchenko V. V., Zubavichus Ya. V., Trigub A. L., Fedorenko A. G., Bugaev L. A., "Synthesis and investigation of the structure of nanocomposites based on nickel nanoparticles dispersed in a phthalocyanine matrix", Physics of the Solid State, v. 58, No 5, pp 1004–1010 (2016).
- [56] Nguyet D.T.T., Duong N.P., Satoh T., Anh L.N., Hien T.D., "Temperature-dependent magnetic properties of yttrium iron garnet nanoparticles prepared by citrate sol-gel". Journal of Alloys and Compounds, 541: 18-22, 2012.

- [57] Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Sarkisyan D., Auzinsh M., "High-Spatial-Resolution Monitoring of Strong Magnetic Field using Rb vapor Nanometric-Thin Cell" *Optics Communications* 284 (16), 4007-4012 (2011).
- [58] Budker D., Gawlik W., Kimball D. F., Rochester S. M., Yashchuk V. V., and Weis A., "Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms", *Rev. Mod. Phys.* 74, pp. 1153-1201, (2002)
- [59] Sargsyan A., Hakhumyan G., Mirzoyan R. and Sarkisyan D, "Investigation of atomic transitions of cesium in strong magnetic fields by an optical half-wavelength cell", *JETP letters*, Volume 98 Issue8, p. 441-445 (2013).
- [60] Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Mariotti E., Sargsyan D., "Giant modification of atomic transition probabilities induced by a magnetic field: forbidden transitions become predominant", *Laser Physics Letters* 11 (5), 055701 (2014).
- [61] Prokhorov A M. Smolenskii G. A and Ageev A N., "Optical phenomena in thin-film magnetic waveguides and their technical application." *Sov Phys. Usp.* 27, 339 (1984).
- [62] A. Babajanyan, Influence of Bismuth Substitution on Yttriumorthoferrite Thin Films Preparation by the MOD Method, 2015 | *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Netherlands, 2015, 397, 310-314 pp.
- [63] A. Babajanyan, A. Hakhoumian, Magneto-Optical Visualization by Bi:YIG Thin Films Prepared at Low Temperatures, *Journal of Applied Physics*, USA, 2015, 117, 163914 ctp.
- [64] Jonsson F., "The Nonlinear Optics of Magneto-Optic Media", Doctoral Thesis, The Royal Institute of Technology Department of Physics – Optics, Stockholm, (2000).
- [65] Unsbo P. and Flytzanis C., "Degenerate four-wave mixing in isotropic nonlinear-optical gyrotropic media." *J. Opt. Soc. Am. B* 14, 560 (1997).
- [66] Akhmediev N. N. and Zvezdin A. K., "Spatial dispersion and new magneto-optical effects in magnetically ordered crystals." *JETP Lett.* 38, 196 (1983).
- [67] Mansuripur M., "The Physical Principles of Magneto-optical Recording", Cambridge University Press, (1998)

- [68] Choi B.C., Freeman M.R., "Time Domain Optical Imaging of Ferromagnetodynamics" in "Magnetic Microscopy of Nanostructures", Editors: Hopster H., Peter H., Oepen NanoScience and Technology, Springer, pp. 51-66 (2005)
- [69] Hansteen F., Kimel A. V., Kirilyuk A. and Rasing Th., "Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films", Phys. Rev. B, 73, 014421, (2006).
- [70] Radu I., Vahaplar K., Stamm C., Kachel T., Pontius N., Durr H.A., Ostler T. A., Barker J., Evans R.F.L., Chantrell R.W., Tsukamoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing Th. & Kimel A. V., "Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins", Nature. V. 472, 205 (2011).
- [71] Г.С. Кринчик, М.В. Четкин, Явление аномальной магнитной восприимчивости ферромагнетиков в оптическом диапазоне частот, Государственный реестр открытий СССР, МЕХАНИКА, АВТОМАТИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, Научные открытия в области магнетизма. Номер и дата приоритета No 175 от 17 марта 1961 г.
- [72] Wang J., Sun C., Hashimoto Y., Kono J., Khodaparast G. A., Cywinski L., Sham L. J., Sanders G. D., Stanton C. J. and Munekata H., "Ultrafast magneto-optics in ferromagnetic III–V semiconductors", J. Phys.: Condens.Matter, 18, R501-530, (2006).
- [73] Rabin H., and Bey P. P., "Phase Matching in Harmonic Generation Employing Optical Rotary Dispersion", Phys. Rev., 156, pp. 1010-1016, (1967).
- [74] Bey P. P. and Rabin H., "Coupled-wave solution of harmonic generation in an optically active medium", Phys. Rev. 162, pp. 794–800, (1967).
- [75] Van Tran N. and Patel C. K. N., "Free-carrier magneto-optical effects in far-infrared difference-frequency generation in semiconductors". Phys. Rev. Lett. 22, 463 (1969).
- [76] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, F. Freimuth, A. Kronenberg, J. Henrizi, I. Radu, E. Beaurepaire, Y. Mokrousov, P. M. Oppeneer, M. Jourdan, G. Jakob, D. Turchinovich, L. M. Hayden, M. Wolf, M. Münzenberg, M. Kläui and T. Kampfrath, "Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation". Nature Photonics **10**, 483–488 (2016).

- [77] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, F. Freimuth, A. Kronenberg, J. Henrizi, I. Radu, E. Beaurepaire, Y. Mokrousov, P. M. Oppeneer, M. Jourdan, G. Jakob, D. Turchinovich, L. M. Hayden, M. Wolf, M. Münzenberg, M. Kläui and T. Kampfrath, "Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation". *Nature Photonics*, **10**, pp. 483-490 (2016)
- [78] Yang Wu, Mehrdad Elyasi, Xuepeng Qiu, Mengji Chen, Yang Liu, Lin Ke, and Hyunsoo Yang "High-Performance THz Emitters Based on Ferromagnetic/Nonmagnetic Heterostructures". *Advanced Materials*, **29**(4) (2016).
- [79] Jakob Walowski and Markus Münzenberg, "Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics". *Journal of Applied Physics* **120**, 140901 (2016);
- [80] S. D. Gorelov, E. A. Mashkovich, M. V. Tsarev, and M. I. Bakunov, "Terahertz Cherenkov radiation from ultrafast magnetization in terbium gallium garnet". *Phys. Rev. B* **88**, 220411(R) (2013).
- [81] S. A. Sychugin, E. A. Anisimov and M. I. Bakunov, "Cherenkov-type terahertz emission from ultrafast magnetization in a slab of magnetooptic material", *Journal of Optics: IOP Publishing*, **17**, 035507 (6pp) (2015).
- [82] Kielich S. and Zawodny R., "On new non-linear magneto- optical phenomena in crystals and liquids", *Optica Acta*, vol. 20, No 11, pp. 867-877 (1973).
- [83] Kielich S. and Zawodny R., "Optical Nonlinear Phenomena in Magnetized Crystals and Isotropic Media", *Acta Phys. Pol. A* 43, 579 (1973).
- [84] Kielich S., Tanas R., and Zawodny R., "Intensity-dependent Faraday effect as a tool for controlling the process of light self-squeezing." *Phys. Rev. A* 36, 5670 (1987).
- [85] Malinowski A., Svirko Y. P. and Zheludev N. I., "Reciprocity in nonlocal optics", *J. Opt. Soc. Am. B* 13, 1641 (1996).
- [86] Chen X., Telegdi V. L., and Weis A., "Magneto-optical rotation near the caesium D2 line (Macaluso-Corbino effect) in intermediate fields: I. Linear regime", *J. Phys. B* 20, No 21, 5653 (1987).

- [87] Chen X., Telegdi V. L., and Weis A., "Quantitative study of the nonlinear macaluso-corbino (resonant Faraday) effect in Cs", Opt. Comm. 74, pp. 301-305 (1990).
- [88] Chen X., Telegdi V. L., and Weis A., "Quantitative observation of the nonlinear dichroic Voigt effect near the Cs D2-line", Opt. Comm. 78, 337 (1990).
- [89] Nersinyan S. R., Sarkisyan V. A., and Tabiryan N. V., "Nonlinear optical effects caused by the influence of light fields on the magnetic properties of the medium", Sov. Phys. Solid State 25, 1471 (1984).
- [90] Buss C., Hugonnard-Bruyere S., Frey R., and Flytzanis C., "Theory of Faraday rotation in semimagnetic semiconductors". Solid State Comm. 92, 929 (1994).
- [91] Buss C., Pankoke R., Leisching P., Cibert J., Frey R., and Flytzanis C., "Giant Photoinduced Excitonic Faraday Rotation in CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe Multiple Quantum Wells", Phys. Rev. Lett. 78, 4123 (1997).
- [92] Tziligakis C., Buss C., Hugonnard-Bruyère S., Frey, and C. Flytzanis R., "Photoinduced gyrotropy: principles and materials", Nonl. Opt. 13, 215 (1995).
- [93] Hugonnard-Bruyere S., Buss C., Frey R. and Flytzanis C., "Free-carrier induced saturation of the Faraday rotation in semimagnetic semiconductors", Appl. Phys. Lett. 66, 2043 (1995).
- [94] Haddad M. et al., "Optically induced polarization rotations in CdTe/CdMnTe multiple quantum wells."Appl. Phys. Lett. 73, 1940 (1998).
- [95] Haddad S. M., "Rotation Faraday lineaire et photo-induite dansdes multipuits quantiques et microcavites de semi-conducteurs semi-magnetiques", PhD thesis, Ecole Polytechnique (2000).
- [96] Wang J., Sun C., Hashimoto Y., Kono J., Khodaparast G. A., Cywinski L., Sham L. J., Sanders G. D., Stanton C. J. and Munekata H., "Ultrafast magneto-optics in ferromagnetic III-V semiconductors", J. Phys.: Condens.Matter, 18, R501-530, (2006).
- [97] Zheludev N. I., "Polarization instability and multistability in nonlinear optics", Sov. Phys. Usp. 32, 357 (1989).

- [98] Han Kang-Jeon, Kim Ji-Hee, Yee Ki-Ju, Liu X., Furdyna J. K. and Hache F., "Magnetization-induced optical nonlinearity in ferromagnetic GaMnAs." J. Appl. Phys. 101, pp. 063519 (2007) 063519.
- [99] Pershan P. S., van der Ziel J. P. and Malmstrom L. D., "Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena." Phys. Rev. 143, 574 (1966).
- [100] Wozniak S., Evans M. W. and Wagniere G., "Optically induced static magnetization near optical resonances in molecular systems." Mol. Phys. 75, 81 (1992).
- [101] Wozniak S., Evans M. W. and Wagniere G., "Optically induced static magnetization near optical resonances in molecular systems: 2. Inverse magnetochiral birefringence", Mol. Phys. 75, 99 (1992).
- [102] Yasin Akhtar Raja M., Allen D., and Sisk W., "Room-temperature inverse Faraday effect in terbium gallium garnet", Appl. Phys. Lett. 67, pp.2123 (1995)
- [103] Baranga A. B.-A., Battesti R., Fouche M., Rizzo C., Rikken G.L.J.A., "Observation of the Inverse Cotton-Mouton Effect", <hal-00518059v2>, (2010).
- [104] Zon B.A., Kupersmidt V.Ya., Pakhomov G.V., and Urazbaev T.T., "Observation of Inverse Cotton-Mouton Effect in the magnetically ordered crystal (Lu,Bi)₃(Fe,Ga)5O₁₂", JETP Lett, v.45, No 5, (1987).
- [105] C. Rizzo, A. Dupays, R. Battesti, M. Fouch'e and G.L.J.A. Rikken, "Inverse Cotton-Mouton effect of the Vacuum and of atomic systems", IOP Publishing, EPL, **90** 64003 (2010).
- [106] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Course of Theoretical Physics, Vol. 9: Statistical Physics, Part 2 (Fizmatlit, Moscow, 2004; Pergamon, New York, 1980).
- [107] "Ferromagnetic Materials", Ed. Wohlfarth E.P., North-Holland, New York, Vol.1 and Vol. 2, (1980), Vol. 3, (1982).
- [108] Porter C.S., Spenser E.G., Le Craw R.C., "Transparent ferromagnetic light modulator using yttrium iron garnet", J. Appl. Phys., v. 29, No 3, pp.495-496 (1958).

- [109] D. Bagdasaryan , A. Hakhoumian, R. Martirosian, A. Makaryan, V. Tadevosyan, Farokh Nazari, H. Julfayan, "Ferromagnetic Detector of infrared radiation", International Conference on Microwave and THz Technologies, photonics and Wireless communications, IRPhE' 2016, May 4-6, Yerevan, Armenia, p. 57-60 (2016).
- [110] D. Bagdasaryan , A. Hakhoumian, R. Martirosian, A. Makaryan, V. Tadevosyan, Farokh Nazari, H. Julfayan, "Ferromagnetic Detector of infrared radiation", International Conference on Microwave and THz Technologies, photonics and Wireless communications, IRPhE' 2016, May 4-6, Yerevan, Armenia, P.TH-11 (2016).
- [111] H.G. Julfayan, A.H. Makaryan, Farokh Nazari, "Detection of IR laser pulses in the Transparent Ferromagnet", Laser physics 2015 international conference, 6-9 October, Ashtarak, Armenia, P. 46 (2015).
- [112] Nazari F. "Investigation of Electromagnetic Wave Detection in Ferromagnetic", PhD Dissertation, Yerevan State University, Faculty of Radiophysics (2016).
- [113] Baghdasaryan V., Nazari F., "Detection of low-power laser radiation in the magnetized transparent ferromagnet", Collection of scientific articles of YSU SSS, Materials of the scientific session dedicated to the 95th anniversary of YSU, 1.2 (4), pp.149-154, (2015).
- [114] Julfayan, H. G. (2016) Investigation of the Detection of Infrared Laser Radiation in Monocrystalline Yttrium Iron Garnet. Armenian Journal of Physics, 9 (4). pp. 260-263. ISSN 1829-1171.
- [115] Haroyan H.S., Makaryan A.H., Movsisyan K.M., Nazari F., Tadevosyan V.R., "Detection of CO₂ Laser radiation in a ferrite", The first ICTP Scientific Event in Armenia SMR2633, 2nd International symposium on optics and its Applications, 1-5 September 2014, Yerevan – Ashtarak, Armenia, p. 143 (2014).
- [116] H. Haroyan, A. Makaryan, K. Movsisyan, Farokh Nazari, V. Tadevosyan, H. Julfayan, "Detection of CO₂ laser radiation in a ferrite", Journal of Physics: IOP Publishing, Conference Series 672, 012007 (2016).

- [117] Справочник по электротехническим материалам (в трех томах), т.3, под ред. Корицкого Ю.В., Пасынкова В.В., Тареева Б.М., Энергоатомиздат, Ленинград, (1988).
- [118] Гуревич А.Г., Магнетизм на сверхвысоких частотах, Соросовский образовательный журнал, No.1, (1999).
- [119] H. Julfayan, A. Makaryan, V. Tadevosyan "Investigation of Detection of Microwave Radiation in Ferromagnetic YIG", Armenian Journal of Physics, Issue 1, Yerevan, 2017, **10**, pp. 9-13.