



**KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS
MATEMATIKOS IR GAMTOS MOKSLŲ FAKULTETAS**

Robertas Samavičius

**DIAMAGNETINĖS SAŲVEIKOS LAZERINIO VALDYMO
SĄLYGŲ TYRIMAS**

Magistro projektas

Vadovas

Doc. dr. Virgilijus Minialga

KAUNAS, 2017

KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS
MATEMATIKOS IR GAMTOS MOKSLŲ FAKULTETAS

DIAMAGNETINĖS SAŲVEIKOS LAZERINIO VALDYMO
SĄLYGŲ TYRIMAS

Magistro projektas

Taikomoji fizika (621F30005)

Vadovas

(parašas) Doc. dr. Virgilijus Minialga
(data)

Recenzentas

(parašas) Doc. dr. Aleksandras Iljinas
(data)

Projektą atliko

(parašas) Robertas Samavičius
(data)

KAUNAS, 2017



KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS

(Fakultetas)

(Studento vardas, pavardė)

(Studijų programos pavadinimas, kodas)

„Baigiamojo projekto pavadinimas“

AKADEMINIO SAŽININGUMO DEKLARACIJA

20 ____ m. _____ d.
Kaunas

Patvirtinu, kad mano, **Roberto Samavičiaus**, baigiamasis projektas tema

„.....“
yra parašytas visiškai savarankiškai ir visi pateikti duomenys ar tyrimų rezultatai yra teisingi ir gauti sąžiningai. Šiame darbe nei viena dalis nėra plagijuota nuo jokių spausdintinių ar internetinių šaltinių, visos kitų šaltinių tiesioginės ir netiesioginės citatos nurodytos literatūros nuorodose. Įstatymų nenumatytų piniginių sumų už šį darbą niekam nesu mokėjęs.

Aš suprantu, kad išaiškėjus nesąžiningumo faktui, man bus taikomos nuobaudos, remiantis Kauno technologijos universitete galiojančia tvarka.

(vardą ir pavardę įrašyti ranka)

(parašas)

Samavičius, Robertas. DIAMAGNETINĖS SĄVEIKOS LAZERINIO VALDYMO SĄLYGŲ TYRIMAS: *Magistro* baigiamasis projektas / vadovas doc. dr. Virgilijus Minialga; Kauno technologijos universitetas, Matematikos ir Gamtos mokslų fakultetas.

Mokslo kryptis ir sritis: Fiziniai mokslai. Taikomoji fizika

Reikšminiai žodžiai: *pirolitinis grafitas, diamagnetizmas, levitacija, lazerinis valdymas*

Kaunas, 2017. 50 p.

SANTRAUKA

Pirolitinis grafitas yra diamagnetinė medžiaga, stabiliai levituojanti magnetiniame lauke, kambario temperatūroje. Dėl savitų pirolitinio grafito savybių jo levitacijos vertikalią ir horizontalią padėtis galima kontroliuoti lazerio spinduliu. Šis levitacijos valdymas priklauso nuo magnetinio lauko, lazerio spindulio bei pirolitinio grafito parametrų. Šio darbo metu naudojantis „Comsol 5.2“ programine įranga bei eksperimentiniais duomenimis atliktas šių parametrų tyrimas. Nustatyta, kad pirolitinio grafito levitaciją lemia bendra, magnetų sistemos, magnetinė indukcija B . Naudojant Halbacho magnetų sistemą pirolitinio grafito plokštelė levituos 0,8 – 1,2 mm aukštyje. Levitacijos aukštis tiesiškai priklausys nuo pirolitinio grafito plokštelės storio. Atlikus šilumos pasiskirstymo modeliavimus nustatyta, kad didžiausia skersinė jėga ($\Delta F = 3,54 \cdot 10^{-7} \text{ N}$) veiks 25 μm storio ir 10 mm skersmens apvalią plokštelę, ją veikiant 500 mW lazeriu.

Samavičius, Robertas. RESEARCH OF CONDITIONS FOR LASER CONTROL OF DIAMAGNETIC INTERACTION: *Master's thesis* / supervisor assoc. prof. Virgilijus Minialga. The Faculty of Mathematics and Natural sciences, Kaunas University of Technology.

Research area and field: Physics. Applied physics

Key words: pyrolytic graphite, diamagnetism, levitation, laser controlled

Kaunas, 2017. 50 p.

SUMMARY

Pyrolytic graphite is diamagnetic material, which placed in a magnetic field will levitate at room temperature. Because of its properties pyrolytic graphite's vertical and horizontal positions can be controlled by a laser irradiation. This levitation control depends on magnetic field, laser beam and pyrolytic graphite properties. In this project "Comsol 5.2" calculations and experimental data to analyze properties of levitation control by laser irradiation. Project results showed that pyrolytic graphite levitation depends on magnetic field density B of magnetic array. Levitation heights in range of 0,8 – 1,2 mm, can be achieved by using Halbach magnet array. Levitation height linearly depends on pyrolytic graphite plates thickness. Simulation of heat flow in pyrolytic graphite allowed us to calculate maximum transverse force ($\Delta F = 3,54 \cdot 10^{-7}$ N) in 25 μm thick and 10 mm diameter plate after 500 mW laser irradiation.

TURINYS

1. ĮVADAS.....	7
2. LITERATŪROS APŽVALGA.....	8
2.1. Grafitas	8
2.2 Pirolitinis grafitas.....	9
2.3 Diamagnetizmas.....	10
2.4 Landau diamagnetizmas	11
2.5 Pirolitinio grafito magnetinės jutos anizotropiškumas.....	12
2.6 Pirolitinio grafito levitacija magnetiniame lauke.....	13
2.7 Pirolitinio grafito šiluminės savybės.....	17
2.8 Lazerio spindulių poveikis medžiagai.....	19
2.9 Pirolitinio grafito optinės savybės.....	20
2.10 Magnetų sistema	21
3. DARBO ĮRANGA IR EIGA.....	24
4. DARBO REZULTATAI	29
4.1. Magnetinių laukų modeliavimas.....	29
4.2. Šilumos pasiskirstymo PG plokštelėje modeliavimas.....	37
4.3. PG levitacijos aukščio matavimas.....	43
4.4. PG plokštelių temperatūros matavimas	45
4.5. Halbacho sistemos tyrinėjimas	47
5. IŠVADOS.....	50
6. LITERATŪROS SĄRAŠAS.....	51

1. ĮVADAS

Pirolitinis grafitas – medžiaga pasižyminti daugeliu naudingų savybių. Pirolitinio grafito diamagnetizmas yra stipriausias iš visų žinomų medžiagų. Dėl anizotropinių savybių grafito šiluminis laidumas plokštumoje yra žymiai didesnis nei tarp plokštumų. Tai leidžia grafitą panaudoti kaip šilumos izoliacinę medžiagą arba šilumos srauto nukreipimui [1]. Anizotropiškumas taip pat veikia mechanines, elektrines bei magnetines medžiagos savybes. Didelė pirolitinio grafito magnetinė jėga leidžia pasiekti stabilią levitaciją magnetiniame lauke, esant kambario temperatūrai. Ši stabili levitacija leidžia naudoti pirolitinį grafitą atominio mikroskopo kalibravimui [2]. Mažas šiluminio plėtimosi koeficientas bei galimybė gauti labai lygius paviršius PG plokšteles leidžia panaudoti kaip veidrodžius. Gardelės tipas leidžia medžiagą panaudoti kaip filtrą rentgeno spindulių, neutronų difraktometrijoje. Pirolitinis grafitas taip pat naudojamas medicinoje (širdies implantuose, ortopedijoje, taip pat tinkleliuose kraujagyslių pralaidumui gerinti), kadangi nesukelia stiprių atmetimo simptomų, yra ilgaamžiška, nesukelia kraujo krešėjimo [3].

Dėl stipraus diamagnetizmo pirolitinis grafitas magnetiniame lauke levituoja ir užima pozicijas, kuriose magnetinis laukas yra mažiausias. 2015 metais paskelbtame straipsnyje, pateikiama galimybė pirolitinio grafito diamagnetizmą panaudoti, tvarkingam elektronikos komponentų išdėstymui [4]. 2012 metais japonų mokslininkų Masajuki Kobajaši ir Jiro Abė atlikti tyrimai parodė galimybę valdyti grafito padėtį magnetiniame lauke, keičiant jo magnetinės jėgos vertę lazerio spinduliu [5]. Augant šiuolaikinių technologijų poreikiui, vystantis elektronikos pramonei, tobulėjant gaminamiems įrenginiams naudojami vis mažesni elektronikos komponentai. Šių komponentų padėties keitimui gamybos procese naudojami mechaniniai įrenginiai. Didelis komponentų kiekis bei gamybos tempas reikalauja didelio šių mechaninių „rankų“ skaičiaus. Palengvinti gamybinį procesą, galima panaudojant diamagnetinę pirolitinio grafito levitaciją ir lazerio spindulį. Tai leistų paspartinti gamybinį procesą, bei sumažintų mechaninių dalių skaičių gamybinėje linijoje.

Darbo tikslas: ištirti pirolitinio grafito levitacijos virš magnetų sistemų sąlygas, ištirti lazerio galios, pirolitinio grafito matmenų, jo savybių ir magnetinių sistemų poveikį, lazeriniam pirolitinio grafito padėties valdymui magnetiniame lauke.

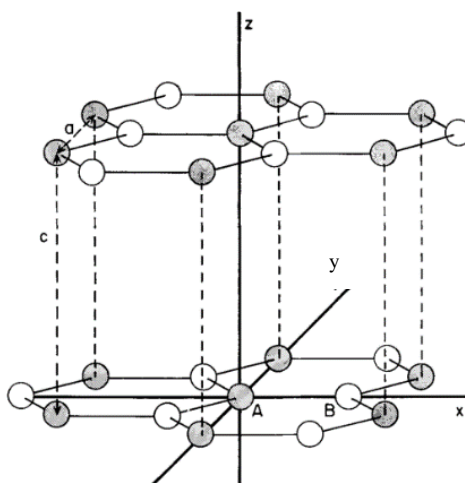
Šiam tikslui pasiekti iškelti uždaviniai:

1. Išanalizuoti pirolitinio grafito magnetines bei šilumines savybes;
2. Apžvelgti magnetines sistemas;
3. Sumodeliuoti sąlygas lazeriniam pirolitinio grafito padėties valdymui;
4. Atlikti PG levitacijos aukščio ir jo pokyčio, dėl lazerinio kaitinimo, matavimus.

2. LITERATŪROS APŽVALGA

2.1. Grafitas

Grafitas – anglies alotropinė atmaina. Dėl savo savybių plačiai naudojamas įvairių medžiagų gamyboje. Nuo tepalų iki ypatingo tvirtumo anglies pluošto. Idealaus grafito struktūrą sudaro lygiagretūs atominiai sluoksniai. Šiuose sluoksniuose kiekvienas anglies atomas susijungia su gretimu, trimis stipriais kovalentiniais ryšiais (1 pav. x ir y kryptys). Šeši susijungę atomai sudaro heksagoninę struktūrą, kuri yra atkartojama visame sluoksnyje. Atstumai tarp sluoksnių atomų yra tris kartus didesni ir susieti silpnais Van der Valso ryšiais (1 pav. z kryptis).



1 pav. grafito atominė struktūra. Atstumas $a = 2,46 \text{ \AA}$ (atstumas tarp artimiausių atomų $1,42 \text{ \AA}$), atstumas $c = 3,37 \text{ \AA}$ [6]

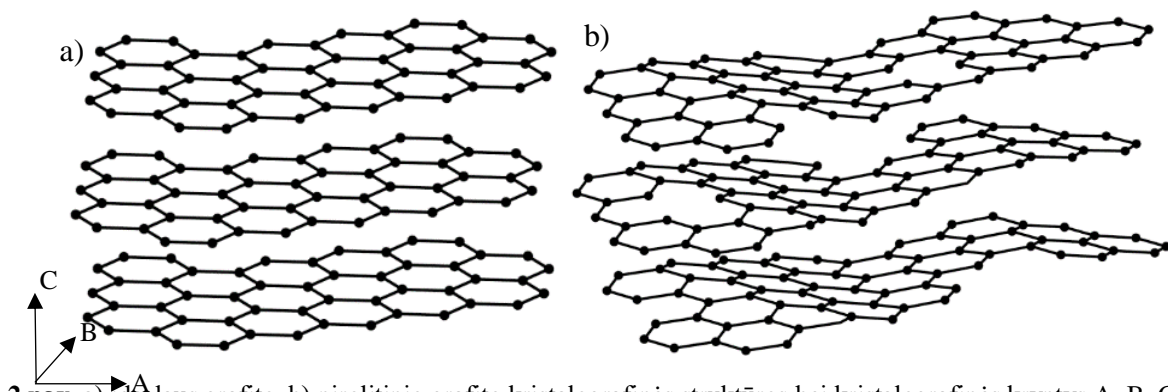
Atstumas tarp artimiausių atomų xy plokštumoje yra $1,42 \text{ \AA}$, atstumas tarp sluoksnių (1 pav. z kryptimi) – $3,37 \text{ \AA}$. Grafito sluoksniai gali būti išsidėstyti dviem skirtingais būdais. Heksagoniniame grafito kas antras sluoksnis yra identiškas vienas kitam. Ši grafito forma yra termodinamiškai stabili. Romboedriniame grafito kas trečias sluoksnis yra identiški. Dėl savitos struktūros idealus grafitas yra labai anizotropiška medžiaga. Žinoma, gamtoje randamo grafito struktūra nėra ideali. Natūralaus grafito kristalituose yra vakancijų, galimi plokštumų orientacijos pokyčiai, dislokacijos, kitų atomų intarpai. Dėl šios priežasties natūralaus grafito anizotropinės savybės yra daug silpnesnės. Tačiau esant tinkamoms sąlygoms jos taip pat pasireiškia. [7] darbe aprašoma cilindro formos grafito levitacija virš Halbacho magnetų sistemos.

Natūralus grafitas yra plačiai paplitęs ir dėl savo savybių gali būti plačiai panaudojamas. Tačiau jo pritaikymo galimybes riboja kristalitų netobulumai. Žymiai aukštesnės kokybės grafitas gaunamas sintetiniu būdu. Priklausomai nuo gamybos būdo skiriasi sintetinio grafito struktūra, savybės tuo pačiu ir panaudojimo būdas. Viena iš sintetinio grafito rūšių yra pirolitinis grafitas, kuris savo struktūra yra labai artimas idealiam grafitui.

2.2 Pirolitinis grafitas

Pirolitinis grafitas (PG) yra sintetinė medžiaga, kuri gaunama pirolizės proceso metu skylančiam angliavandeniliams (propanas - C_3H_8 , metanas - CH_4 , acetilanas - C_2H_2 , propilenas - C_3H_6). Šio proceso metu anglies atomai jungiasi į makro atominius junginius. Angliavandenilių pirolizės sąlygos priklauso nuo skylančios medžiagos. Temperatūrų ruožas pirolizės procesui yra 1000–3000 °C, slėgis nuo – 0,001 atm iki 1 atm [8,9]. Susidarę garai CVD proceso metu lėtai nusodinami ant paviršiaus ir taip PG „auginamas“ sluoksnis po sluoksnio. Pirolitinė anglis, priklausomai nuo pirolizės parametrų (dujų srauto greičio, dujų slėgio, temperatūros ir kt.), gali įgauti koloninę, sluoksninę, izotropinę struktūras, taip pat nuo parametrų priklausys ir PG kokybė. Koloninė ir izotropinė struktūros labiausiai atitinka idealaus grafito struktūrą. Didelį poveikį PG kokybei turės slėgis auginimo metu. Esant mažam slėgiui gaunamas aukštesnės kokybės PG, didėjant slėgiui susidaro daugiau defektų.

Grafitizacijos proceso metu PG įkaitinamas iki 2500–2700 °C. Tokioje temperatūroje pašalinama dauguma defektų, kristalografinės plokštumos tampa tvarkingesnės. Esant didesnei nei 2700 °C atkaitinimo temperatūrai pasiekiamas didžiausias struktūros tvarkingumas. Taip apdirbtas grafitas vadinamas HOPG (didelio tvarkingumo pirolitinis grafitas). Tokiame grafite sluoksniai yra beveik lygiagretūs, kai vidutinis sluoksnių pasvirimas vienas kito atžvilgiu yra ne daugiau kaip vienas laipsnis [8]. HOPG savo struktūra yra artimiausias idealiam grafitui. Dėl tvarkingos kristalografinės struktūros PG ir HOPG pasižymi ryškiais anizotropinėmis magnetinėmis, šiluminėmis, elektrinėmis, mechaninėmis savybėmis (2 pav. b). Tokios savybės leidžia PG pritaikyti aušinimui, elektros izoliacijai, medicinoje.



2 pav. a) idealaus grafito, b) pirolitinio grafito kristalografinės struktūros bei kristalografinės kryptys A, B, C [10]

Nagrinėjant PG valdymą lazeriu yra svarbios diamagnetinės bei terminės jo savybės.

2.3 Diamagnetizmas

Diamagnetizmas — medžiagos savybė būti išstumtai iš magnetinio lauko. Visos medžiagos pasižymi diamagnetinėmis savybėmis, tačiau jos yra silpnos ir medžiagose, kuriose pastebimos kitos magnetinės savybės (paramagnetizmas, feromagnetizmas), diamagnetizmas yra jų nustelbiamas. Diamagnetizmas stipriausiai pasireiškia medžiagose, kuriose atomų elektroniniai sluoksniai yra visiškai užpildyti. Dėl pilnai elektronais užpildytų orbitalių, atomo magnetinis momentas yra lygus nuliui. Šie elektronai judėdami orbitalėmis aplink atomą sudaro tarsi uždaras elektros srovės kilpas. Diamagnetinę medžiagą įnešus į magnetinį lauką, šis sutrikdo elektronų judėjimą apie branduolius medžiagos atomuose. Elektronai keičia judėjimo trajektoriją. Vyksta elektrono orbitos precesinis judėjimas (Larmoro precesija) apie magnetinio lauko kryptį \mathbf{H} . Literatūroje Larmoro precesijos dažnis ω_L aprašomas formule [11]:

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}; \quad (1)$$

čia e – elektrono krūvis, m – elektrono masė, B – magnetinio lauko indukcija.

Dėl atsiradusio papildomo elektronų judėjimo, pagal Lenco taisyklę indukuojama elektros srovė, kuri tampa magnetinio lauko šaltiniu. Indukuotą elektros srovę galima aprašyti formule [11]:

$$I = -e \cdot \left(\frac{\omega_L}{2\pi} \right). \quad (2)$$

Atsiradęs papildomas elektrono magnetinis momentas μ dėl Larmoro precesijos [11]:

$$\mu = -\frac{e^2 B}{6m} \langle r^2 \rangle; \quad (3)$$

čia r – elektrono atstumas nuo branduolio centro.

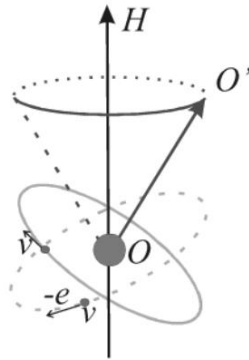
Bendras įmagnetėjimas M bus lygus [11]:

$$M = -N \left(\frac{e}{3\hbar} \langle r^2 \rangle \right) \mu_0 H \mu_B; \quad (4)$$

čia $\mu_B = e\hbar/2m$, \hbar - redukuota Planko konstanta, N – magnetinių momentų skaičius (atomų skaičius) medžiagoje, H - magnetinio lauko stipris ($\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$), μ_0 – vakuumo magnetinė skvarba. Iš čia medžiagos magnetinė jėga išreiškiama taip [11]:

$$\chi = -N \left(\frac{e}{3\hbar} \langle r^2 \rangle \right) \mu_0 \mu_B \quad (5)$$

Dėl neigiamo elektrono krūvio kuriamas magnetinis laukas yra priešingas išoriniam magnetiniam laukui. Iš formulių (1,3 ir 4) matome, kad indukuoto magnetinio lauko stipris priklausys nuo išorinio magnetinio lauko stiprio.



3 pav. Elektrono precesinis judėjimas magnetiniame lauke [12]

Taigi, diamagnetiką magnetiniame lauke, veikia jėga, dėl kurios poveikio diamagnetinė medžiaga stumiama lauko silpnėjimo kryptimi.

2.4 Landau diamagnetizmas

Juo aprašomas laisvų elektronų (elektroninių dujų) diamagnetinis atsakas į magnetinio lauko poveikį. Išorinis magnetinis laukas pakeičia laisvųjų elektronų trajektoriją. Pakitusios trajektorijos projekcija į plokštumą, statmeną išoriniam magnetiniam laukui, sudaro uždaras orbitas. Kitaip tariant laisvieji elektronai, veikiami išorinio elektrinio lauko, juda spiralinėmis kvantinėmis orbitomis [12]. Taip judančių elektronų energija gali įgyti tik tam tikras energinių lygmenų vertes, vadinamus Landau lygmenimis. Juos aprašo formulė [11]:

$$\epsilon'_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega; \quad (6)$$

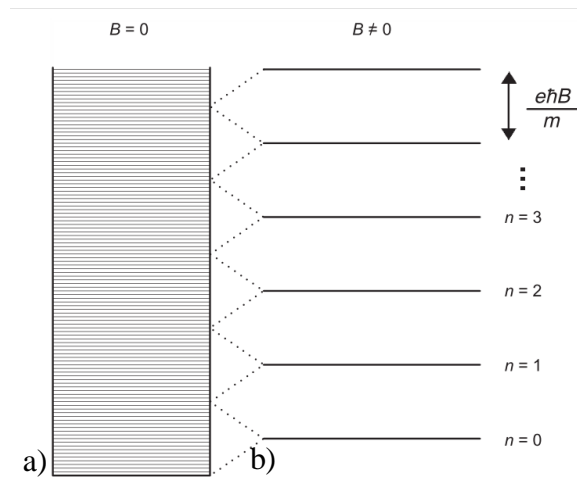
čia $\omega = \frac{eB}{m}$ – laisvojo elektrono magnetiniame lauke spiralinio judėjimo dažnis, n – kvantinis skaičius.

Kiekvienoje Landau kvantinėje būsenoje n gali egzistuoti keletas elektrono banginių funkcijų, su vienodomis virpėjimo energijomis. Tai rodo, kad magnetiniame lauke judančių laisvųjų elektronų kvantiniai lygmenys yra išsigimę. Išsigimimo lygis yra proporcingas magnetinio lauko stipriui [13]. Didėjant magnetinio lauko stipriui, tiek išsigimimo lygis, tiek atstumai tarp Landau lygmenų didėja [11]. Būtent laisvųjų elektronų kvantinių lygmenų išsigimimas ir sąlygoja dideles neigiamos magnetinės jutos vertes grafito [13]. Landau diamagnetinė juta išreiškiama formule [11]:

$$\chi = -N \left(\frac{\mu_B}{2\epsilon_F}\right) \mu_0 \mu_B; \quad (7)$$

čia ϵ_F - Fermi lygmuo.

Didžiausią įtaką medžiagos diamagnetizmui turės energetiškai arti Fermi lygmens esantys elektronai [13]. Elektronų pasiskirstymas aplink Fermi lygmenį priklauso nuo temperatūros. Kintant medžiagos temperatūrai šiame lygmenyje esančių elektronų skaičius kinta. Dėl to keisis ir medžiagos magnetinės jutos vertės.

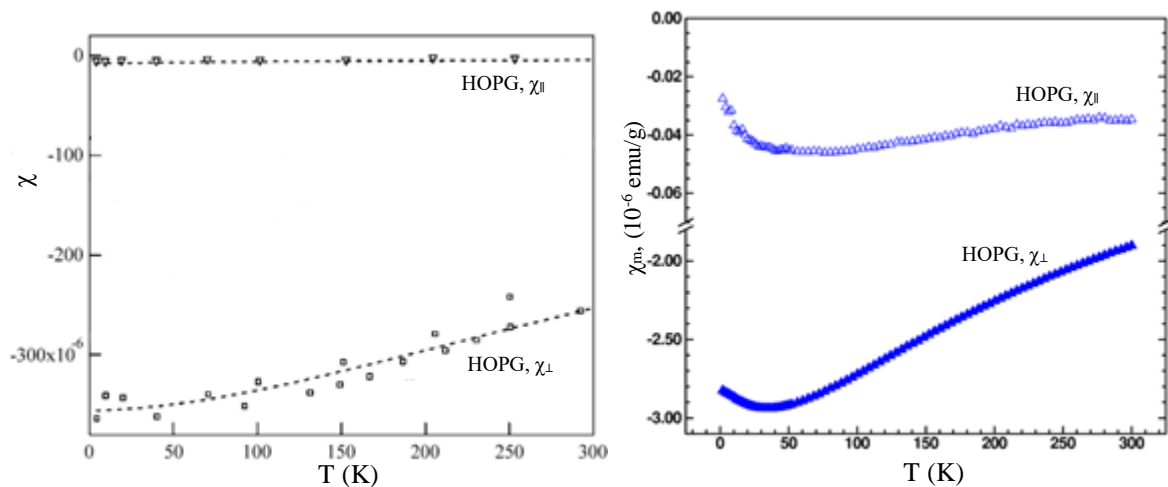


4 pav. a) elektronų energetiniai lygmenys, b) Landau lygmenys [11]

2.5 Pirolitinio grafito magnetinės jutės anizotropiškumas

PG stipriai pasireiškia Landau diamagnetizmas. Grafito struktūra įgalina laisvų elektronų susidarymą (2 pav.). Dėl heksagoninės PG struktūros vienam anglies atomui tenka vienas laisvasis elektronas. Tokie elektronai gali laisvai judėti heksagoninės struktūros plokštumose, kadangi atstumas tarp atomų plokštumoje yra žymiai mažesnis nei tarp plokštumų. Todėl judėjimas tarp plokštumų yra mažai tikėtinas [14]. Dėl žemos lygmenų degradacijos temperatūros, PG magnetinės jutės z kryptimi (1 pav.) vertės priklauso nuo temperatūros. PG magnetinės jutės temperatūrinė priklausomybė yra artima laisvųjų elektronų Fermi–Dirako pasiskirstymui [13, 14].

PG diamagnetinės jutės vertės skiriasi priklausomai nuo kristalografinės krypties. Kryptimi, statmena kristalografinėi plokštumai (1 pav. z ašis), diamagnetinė jūra yra didžiausia iš visų žinomų medžiagų ($\chi_{\perp} = -450 \cdot 10^{-6}$) [2, 15], kryptimi lygiagrečiai plokštumoms (1 pav. x ir y kryptimis), diamagnetinė jūra yra apie 5 kartus mažesnė ($\chi_{\parallel} -85 \cdot 10^{-6}$) [2,15]. Iš mokslinių tyrimų matome, kad PG magnetinės jutės vertės kinta priklausomai nuo medžiagos temperatūros [16, 17]. Šį faktą patvirtina ir teoriniai Landau diamagnetinės indukcijos skaičiavimai [13, 18].



5 pav. HOPG bandinių magnetinės jutės priklausomybės nuo temperatūros, statmenai (χ_{\perp}) ir lygiagrečiai (χ_{\parallel}) kristalografinėi plokštumai [16, 17]

Iš šių grafikų matome, kad magnetinės jutos, lygiagrečios kristalografinei plokštumai (χ_{\parallel}), vertės visame temperatūrų ruože kinta nežymiai ir yra artimos nuliui. Magnetinės jutos, statmenos kristalografiniams plokštumoms (χ_{\perp}), vertės kinta priklausomai nuo temperatūros, šiai didėjant, magnetinės jutos absoliutinės vertės žymiai sumažėja. Ši priklausomybė 150–300 K temperatūrų ruože yra tiesinė, o vertės žymiai didesnės nei χ_{\parallel} atveju. Kaip jau minėta, to priežastis yra laisvųjų elektronų judėjimas grafito kristale. Magnetinės jutos anizotropiškumas aiškinamas ekranuojančių sūkurinių srovių susidarymu dėl magnetinio lauko poveikio, šešių anglies atomų ciklinėje struktūroje. Dėl šios priežasties ekranavimas pastebimas magnetiniam laukui veikiant x ar y kryptimis, tačiau ne z (1 pav.). Temperatūrinė jutos χ_{\perp} priklausomybė atsiranda dėl terminio plėtimosi z kryptimi bei gardėlės atomų virpėjimo amplitudės padidėjimo. Tai apsunkina laisvųjų elektronų judėjimą kristale ir sumažina Landau diamagnetinę indukciją.

2.6 Pirolitinio grafito levitacija magnetiniame lauke

Magnetiniame lauke, kambario temperatūroje ploni PG gabalėliai levituoja. Levitacijos priežastis yra PG indukuojamas priešingos krypties magnetinis laukas. Indukuoto magnetinio lauko stipris priklauso nuo išorinio magnetinio lauko stiprio bei medžiagos savybių.

Levituojantį PG virš magnetų veikia dvi pagrindinės jėgos: diamagnetinė jėga (F_{mag}) ir gravitacijos jėga (F_g). Šiuo atveju diamagnetinė jėga stumia PG plokštelę į viršų, silpnesnio magnetinio lauko kryptimi. Taigi, PG tolstant nuo magnetų polių silpnės diamagnetinės jėgos poveikis. Diamagnetinei jėgai susilyginus su plokštelę veikiančia gravitacijos jėga, PG nusistovės tam tikrame aukštyje virš magnetų. Nuolatinųjų magnetų kuriamos magnetinės indukcijos vertę galima išreikšti formule [19]:

$$B = \mu_0(H + M); \quad (8)$$

čia μ_0 – vakuumo magnetinė skvarba, H – magnetinio lauko stipris, M – nuolatinio magneto įmagnetėjimas.

Magnetinę jėgą, veikiančią magnetinio dipolio momentą m_d , galima išreikšti kaip magnetinės potencinės energijos U gradientą [19]:

$$F_{\text{mag}} = -\nabla(U) = \nabla(m_d \cdot B) = (\nabla m_d) \cdot B + m_d \cdot \nabla B \approx (m_d \cdot \nabla)B. \quad (9)$$

Magnetinio dipolio momentą m_d galima išreikšti [19]:

$$m_d = VM = V\chi H; \quad (10)$$

čia V – dalelės tūris, χ – magnetinė jūta.

Kadangi M ir H reikšmės skiriasi konstanta μ_0 , magnetinę jėgą galime išreikšti taip [19]:

$$F_{\text{mag}} = \frac{V\chi}{\mu_0} (B \cdot \nabla)B. \quad (11)$$

Iš šios lygties matome, kad magnetinės jėgos atsiradimui reikalingas magnetinio lauko gradientas. Homogeniniame lauke diamagnetinė dalelė orientuosis statmenai magnetinio lauko linijoms. Be magnetinės jėgos (F_{mag}) PG plokštelę magnetiniame lauke veiks gravitacijos jėga:

$$F_g = m_g g; \quad (12)$$

čia m_g – PG plokštelės masė, g – laisvojo kritimo pagreitis.

Levituojant PG gabalėliui, magnetinė ir gravitacijos jėgos (10 ir 11) turi būti vienodų dydžių, bet priešingų krypčių. PG plokštelės levitacijos sąlygą galima išreikšti taip [5]:

$$F_{mag} = F_g = m_g g = \frac{V \chi_{\perp}}{\mu_0} B \frac{dB}{dz}. \quad (13)$$

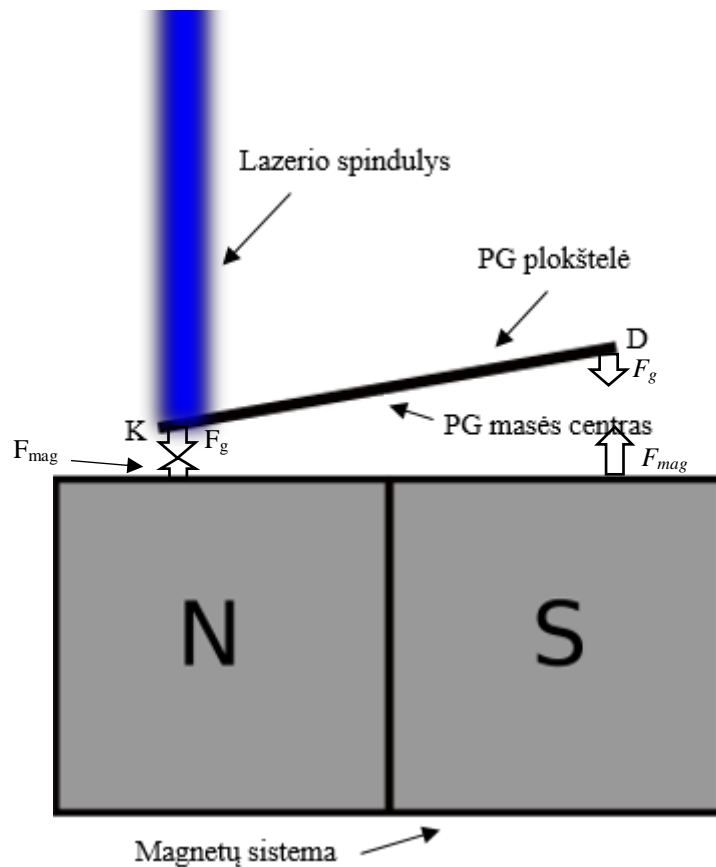
Supaprastinus gauname:

$$\frac{\rho g \mu_0}{\chi_{\perp}} = B \frac{dB}{dz}; \quad (14)$$

čia ρ – PG tankis, z nukreipta vertikalia kryptimi aukštyn.

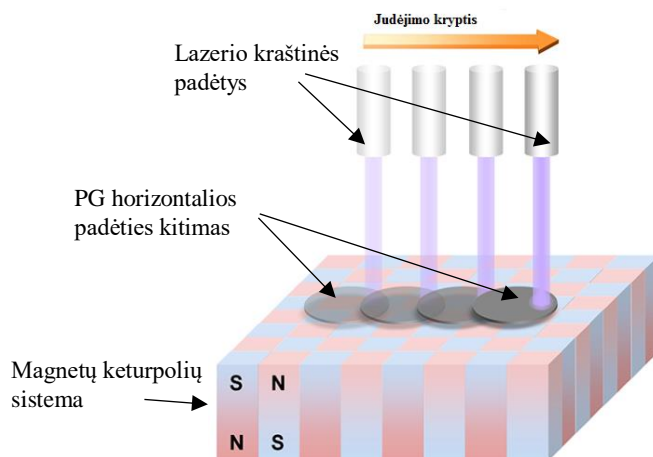
Iš šios lygties matome, kad PG plokštelės levitacijos aukštį galima valdyti, keičiant magnetinio lauko indukciją B , jos gradientą dB/dz arba keičiant PG magnetinę jutą χ . Naudojant lygtį (14), galime gauti magnetinio lauko gradiento, reikalingo PG plokštelės levitacijai pasiekti, vertes. Žinoma, kad PG plokštelės tankis $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ [20], PG magnetinė jėga statmenai kristalografiniams plokštumoms $\chi_{\perp} = -450 \cdot 10^{-6}$ [2,15], laisvojo kritimo pagreitis $g = 9,8 \text{ m/s}^2$, magnetinė skvarba vakuume $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$. Atlikus skaičiavimus su šiais duomenimis gauname, kad magnetinės indukcijos ir jos gradiento sandaugos vertė, reikalinga stabiliai PG levitacijai yra $B \frac{dB}{dz} = 61 \text{ T}^2/\text{m}$ (14. a.). Iš (14) lygties matome, kad levitacijos aukštis nepriklauso nuo medžiagos masės, todėl teoriškai gali levituoti bet kokios masės ir storio PG gabalėlis. Tačiau maksimaliam levitacijos aukščiui pasiekti $B \frac{dB}{dz}$ vertė negali būti mažesnė nei $61 \text{ T}^2/\text{m}$, per visą medžiagos storį.

Šiame darbe aptariamas PG plokštelės levitacijos padėties valdymas, keičiant PG plokštelės magnetinės jutos dydį. Kaip minėta magnetinės jutos dydį galima keisti, kontroliuojant PG temperatūrą. Vienas iš būdų pakelti PG temperatūrą yra lazerio spindulys. Nukreipus lazerio spindulį į PG plokštelę, pakinta jos levitacijos aukštis [5]. Lazerio spindulys įkaitina PG plokštelę, įkaitintame plote sumažėja magnetinė jėga. Susilpnėjęs magnetinei jutai iš formulės (10) galime matyti, kad sumažėja magnetinės jėgos poveikis plokštei. Gravitacijos F_g ir magnetinė F_{mag} jėgų vertės tampa skirtingos ir plokštelė nusileidžia arčiau magnetų, kur didesnės $B \frac{dB}{dz}$ vertės. Padidėjus magnetinės indukcijos vertėms magnetinės jėgos poveikis sustiprėja. Magnetinės jėgos (F_{mag}) vertei susilyginus su gravitacijos jėga (F_g) sistema vėl pasiekia pusiausvyrą.



6 pav. Pirolitinio grafito plokštelės pokrypis veikiant asimetriniam lazerio spinduliui

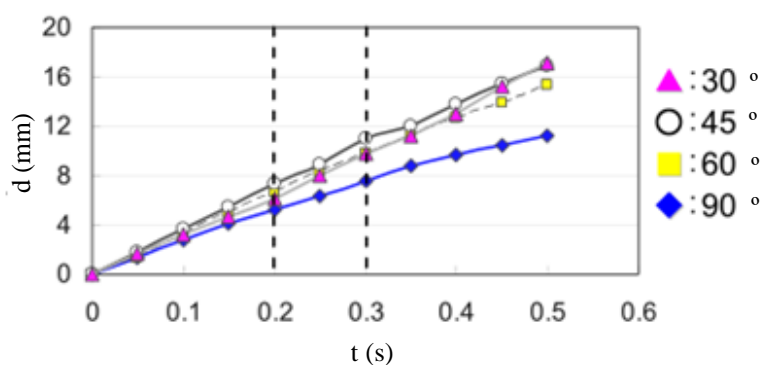
PG plokštelę galima valdyti horizontalia kryptimi, lazerio spindulį nukreipus į plokštelės kraštą [5]. Šiame darbe pateiktais duomenimis PG plokštelė (storis $\approx 25 \mu\text{m}$) judėjo 45 mm/s greičiu, ją paveikus 405 nm 300 mW lazeriu. Plokštelė levitavo virš 500 mT stiprumo neodimio magnetų sistemos. Toks plokštelės judėjimas aiškinamas nesubalansuotos jėgos atsiradimu. Kraštą apšviestą lazerio spinduliu galime laikyti kaip „svirties“ kraštą su apkrova – kraštas K (6 pav.). Kadangi plokštelė levituoja, tai „svirties“ atramos tašką galime laikyti plokštelės masės centru. Kuris jei plokštelė taisyklingos stačiakampio formos, bus plokštelės centre ir atstumas nuo centro link abiejų kraštų bus vienodas. Jei laikysime, kad plokštelė nelinksta nuo savo svorio, tai plokštelės galas, kurio neveikia lazerio šviesa – kraštas D , pakils atstumu lygiu krašto K nusileidimui. D kraštui nutolus nuo magnetų polių jį veiks silpnesnė magnetinė indukcija, todėl sumažės magnetų stūmos jėga. Pakitus balansui tarp F_{mag} ir F_g kraštą D veiks nesubalansuota sunkio jėga F_g . Būtent nesubalansuotas gravitacijos jėgos poveikis D kraštui sudarys sąlygas plokštelės judėjimui horizontaliai lazerio poveikio taškui [5].



7 pav. Pirolitinio grafito judėjimo dėl lazerio poveikio schema [5]

Toks PG plokštelės valdymas magnetiniame lauke galimas ne tik dėl jo diamagnetinių savybių, bet taip pat dėl terminių savybių. Kaip jau minėta PG pasižymi geromis šiluminio laidumo savybėmis, todėl palyginti silpnas šviesos šaltinis gali staigiai įkaitinti plotą ties lazerio tašku. Taip pakeisdamas jo magnetines savybes. Taip pat PG gerai spinduliuoja šilumą, todėl nutraukus poveikį lazeriu energija išspinduliuojama ir plokštelė vėl grįžta į pradinę padėtį. Plokštelei levituojant virš cilindrinės formos magnetų sistemos, kur cilindro centre ir kraštuose magnetų poliškumas skiriasi, pastebėtas sukamasis PG plokštelės judėjimas, jos kraštą paveikus lazerio ar fokusuota Saulės šviesa. PG bandinį paveikus 300 mW 405 nm lazerio šviesa užregistruotas 20 aps./min. greitis, panaudojus fokusuotus Saulės spindulius – 200 aps./min greitis [5]. Šio darbo autorių manymu, šias savybes galima pritaikyti naujose jutiklių sistemose, taip pat tiesioginiam Saulės energijos pavertimui mechanine energija.

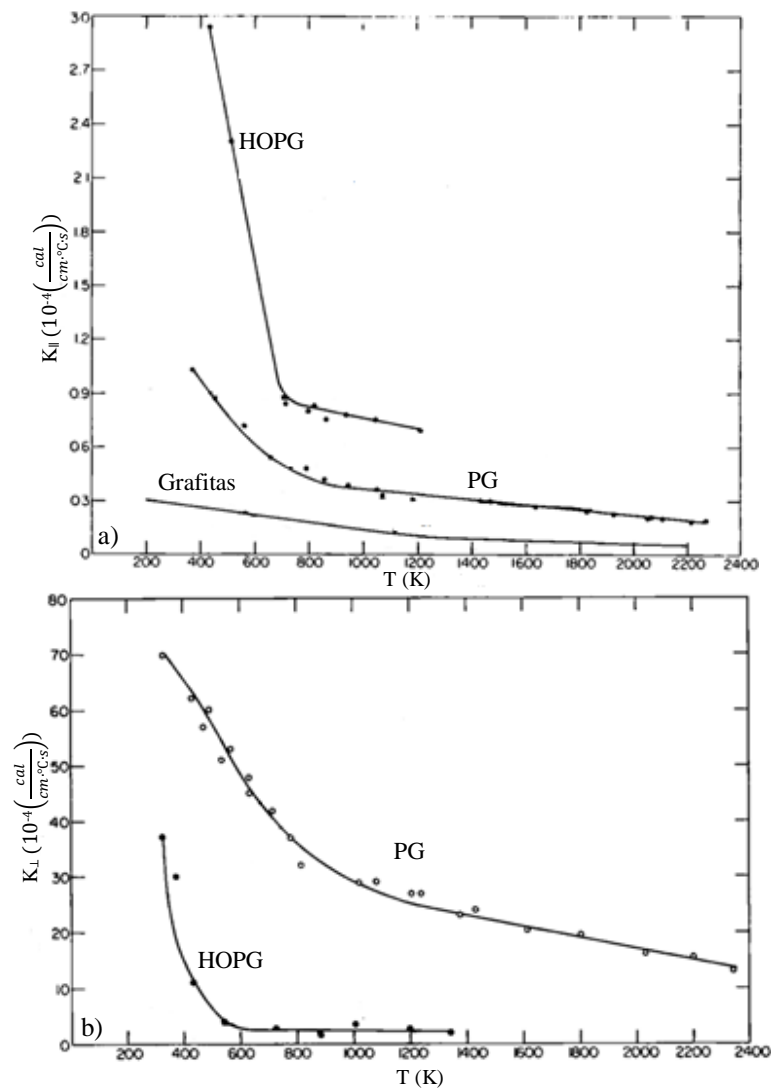
Japonų mokslininkams atlikus eksperimentą [21] pastebėta galimybė valdyti horizontalų pirolitinio grafito judėjimą, virš Halbacho magnetų sistemos, naudojant nuolatinio magneto kuriamą magnetinį lauką. Taip pat pastebėta, kad PG judėjimo greitis magnetiniame lauke priklauso nuo plokštelės formos. Šoninio magnetinio lauko atveju plokštelių judėjimo greitis priklauso nuo kampo tarp, trapecijos formos plokštelės, pagrindo ir šoninės kraštinių (8 pav.). Tai rodo, kad magnetinio lauko poveikis PG taip pat priklauso nuo jo formos.



8 pav. PG plokštelės judėjimo greičio priklausomybė nuo plokštelės formos esant šoniniam magnetiniam poveikiui [21]

2.7 Pirolitinio grafito šiluminės savybės

Efektyviam PG lazeriniam valdymui magnetiniame lauke labai svarbus parametras yra PG šiluminis laidumas. Dėl kristalografinės medžiagos struktūros šiluminis laidumas yra anizotropinė savybė. Pirolitinio grafito šiluminės savybės priklauso nuo krypties, šiluminis laidumas kambario temperatūroje lygiagrečiai kristalografinėms plokštumoms (1 pav. x ir y kryptys) siekia 390 W/mK, statmenai kristalografinėms plokštumoms (1 pav. z kryptimi) 2–3 W/mK [8, 22]. Šiluminio laidumo anizotropiją galima paaikškinti didesniu fononų greičiu tarp atomų (1 pav.) x ir y kryptimis, nei z kryptimi. Grafito šiluminio laidumo vertės priklauso nuo kristalitų dydžio. Kambario temperatūroje šiluminis laidumas (1 pav.) x ir y kryptimi sumažėja jei kristalitų dydis yra mažesnis nei 2 μm , Taip pat šiluminis laidumas (1 pav.) x , y kryptimi priklauso nuo individualių kristalitų tvarkos bei nuo kitos rūšies atomų tarpų tarp anglies atomų [23]. Šiluminio laidumo vertės taip pat priklauso nuo medžiagos temperatūros bei PG apdirbimo būdo [24,25] (9 pav.).



9 pav. PG šiluminis laidumas esant skirtingoms temperatūroms ir apdirbimui a) lygiagrečiai plokštumoms, b) statmenai plokštumoms [25]

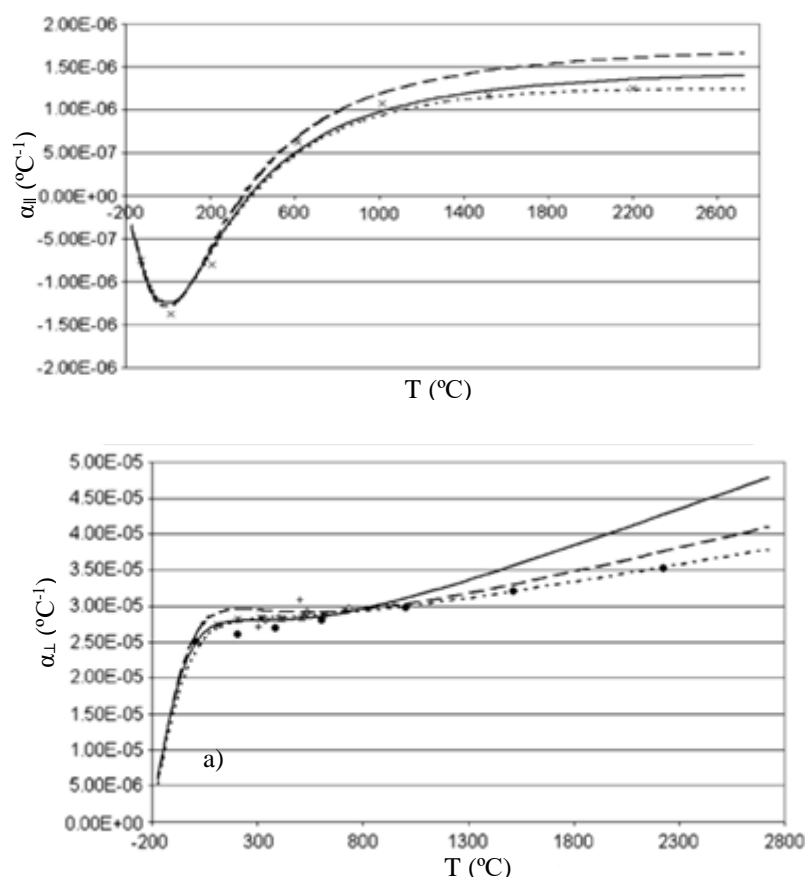
Priklausomai nuo PG kokybės bei jo apdirbimo metodo literatūroje pateiktos įvairios PG šiluminio laidumo vertės (1 lent.).

Iš formulės (12) matome, kad diamagnetinei jėgai įtaką daro PG plokštelės tūris, kuris keičiant jos temperatūrą gali kisti. Todėl dar vienas svarbus PG parametras yra jo šiluminis plėtimasis. Šiluminis medžiagos plėtimasis aprašomas formule [26]:

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha \cdot \Delta T; \quad (15)$$

čia α – šiluminis plėtimosi koeficientas, Δl – medžiagos ilgio pokytis, l_0 – medžiagos pradinis ilgis, ΔT – medžiagos temperatūros pokytis.

Dėl stiprių kovalentinių ryšių x ir y (1 pav.) kryptimis, šiluminio plėtimosi koeficiento vertės šiomis kryptimis yra žymiai mažesnės, nei z kryptimi, kurioje veikia silpnos Van der Vals'o jėgos. Tą patvirtina tiek teoriniai tiek eksperimentiniai tyrimų rezultatai (10 pav.) [27, 28].



10 pav. Grafito šiluminio plėtimosi koeficiento priklausomybė nuo temperatūros a) lygiagrečiai plokštumoms, b) statmenai plokštumoms [27]

Iš literatūroje, bei gamintojų pateiktų duomenų sudaryta PG, kambario temperatūroje, parametru, kurie yra svarbūs medžiagos padėties lazerio spinduliu valdyme, lentelė (1 lent.)

1 lentelė. PG parametrai lygiagrečiai (\parallel) ir statmenai (\perp) kristalografinėms plokštumoms

Tankis ρ , kg/m ³ [29,30]	850 - 2200	
Šiluminė talpa C_p , J/kgK [8, 31, 32]	690 - 730	
Šiluminis laidumas K , W/mK [22, 24, 39, 33, 34]	\parallel	\perp
	400 - 2000	3 - 240
Šiluminis plėtimosi koeficientas α , 10 ⁻⁶ K ⁻¹ [28,30, 35]	0,5 – 0,89	6,5 - 20
Magnetinė jėga χ , 10 ⁻⁶ [7,15]	-85	-450

2.8 Lazerio spindulių poveikis medžiagai

Lazerio spinduliui krintant į neskaidrią medžiagą, dalis energijos atspindima, dalis sugerama. Medžiagos atspindys priklauso nuo krintančios šviesos bangos ilgio ir medžiagos lūžio rodiklio. Taip pat medžiagos atspindžio koeficientas priklauso nuo medžiagos temperatūros, kadangi ji veikia medžiagos dielektrinį koeficientą, energetinę struktūrą, medžiagos fazę [36]. PG kaitinimo lazeriu atveju medžiagos temperatūra pakinta 10 - 15°C [5], todėl šiuo atveju atspindžio koeficientas žymiai nepakinta.

Dielektrikuose ir puslaidininkuose lazerio spindulio sugertis vyksta dėl valentinės juostos elektronų perėjimo į laidumo juostą, arba dėl elektronų perėjimo iš vieno energetinio lygmens į kitą toje pat juostoje. Šie sužadinti elektronai perduoda energiją medžiagos gardelės atomams, taip sužadindami fononus. Fotonai, kurių energija yra mažesnė už medžiagos draustinės juostos plotį, medžiagoje nesugeriami (išimtis, kai medžiagoje yra defektų arba, kai vyksta keletu fotonų absorbcija). Metaluose šviesos sugertį nulemia laisvieji elektronai. Šie elektronai perduoda šviesos fotonų energiją medžiagos gardelei susidūrimų su atomais metu. Grafitas yra pusmetalas, kuriame kaip jau minėta egzistuoja laisvieji elektronai. Todėl galima laikyti, kad lazerio šviesos sugertį grafite taip pat nulemia laisvieji elektronai.

Medžiagai sugėrus šviesos fotonų energiją, dalis jos paverčiama medžiagos šilumine energija. Medžiagos temperatūros kitimą aprašo šiluminė lygtis. Šiluminė lygtis medžiagoje veikiamoje lazerio spinduliu užrašoma taip [36]:

$$\rho(\mathbf{x}, T)c_p(\mathbf{x}, T)\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} - \nabla[\kappa(\mathbf{x}, T)\nabla T(\mathbf{x}, t)] + \rho(\mathbf{x}, T)c_p(\mathbf{x}, T)\mathbf{v}_s\nabla T(\mathbf{x}, t) = Q(\mathbf{x}, t); \quad (16)$$

čia ρ – medžiagos tankis, c_p – medžiagos izobarinė specifinė šiluma, κ – medžiagos šiluminis laidumas, \mathbf{v}_s – medžiagos judėjimo greitis lazerio atžvilgiu.

Kairė lygties pusė aprašo temperatūros kitimą dėl šiluminio laidumo ir konvekcijos. Dešinė pusė aprašo šilumos šaltinių perduotą šilumos kiekį, bei paviršinės temperatūros sumažėjimą dėl šilumos pasiskirstymo medžiagos tūryje. Pradžioje medžiagos temperatūros kitimą lemia

medžiagos tūrinis kaitinimas $Q(\mathbf{x}, t)$, konvekcija ir šiluminis spinduliavimas. PG plokštelės kaitinimo atveju tūrinės šilumos šaltinis yra lazerio spindulys. Spindulio perduodamo šilumos kiekio nagrinėjimas yra sudėtingas, dėl netolygaus energijos pasiskirstymo spindulyje. Tačiau paprastesniu atveju spindulio įtaką medžiagos temperatūrai galima aprašyti formule [36]:

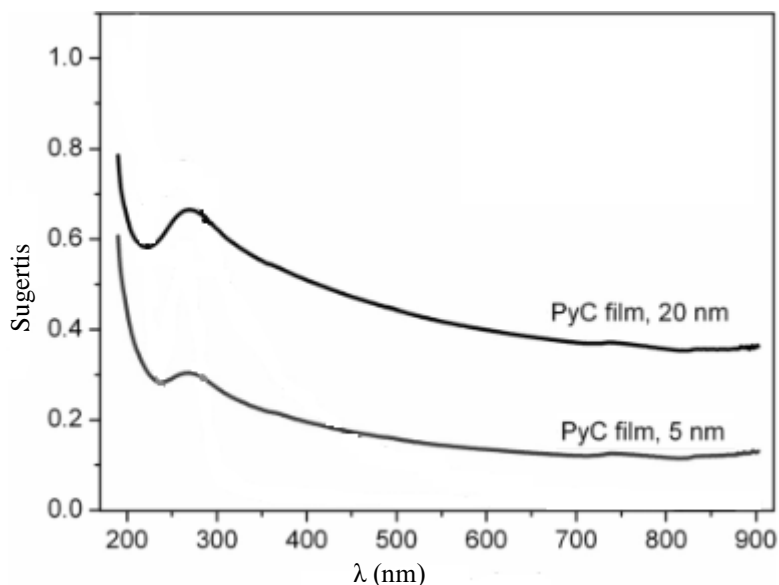
$$Q(\mathbf{x}, t) = g(x, y)f(z)q(t) + U(\mathbf{x}, t); \quad (17)$$

čia $g(x, y)$ – erdvinė spindulio forma (spindulio profilis), $f(z)$ – spindulio silpninimas, $q(t)$ – spindulio formos kitimas laike, $U(\mathbf{x}, t)$ – aprašo medžiagos fazės kitimą, chemines reakcijas vykstančias medžiagoje.

Lygtis (16) yra sudėtinga, jos naudojimą dar labiau apsunkina, kaitinimo metu medžiagoje vykstantys procesai. Todėl šilumos pasiskirstymui medžiagoje ją veikiant lazerio spinduliu dažniausiai naudojami baigtinių elementų metodai [36]. Kai kuriais atvejais sistemos analizę galima supaprastinti. Pavyzdžiui, laikant, kad medžiagos savybės nekinta laike, supaprastėja lazerio pernešamos energijos išraiška.

2.9 Pirolitinio grafito optinės savybės

PG plokštelės lazeriniame padėties valdyme svarbus parametras yra pirolitinio grafito šviesos sugerties spektras. Žinant PG šviesos sugerties savybes galima parinkti tinkamiausio šviesos bangos ilgio lazerį. Taip efektyviausiai išnaudojama jo spindulio galia medžiagos kaitinimui. Literatūroje nėra daug duomenų apie PG UV – vis sugerties spektrą. [37] darbe buvo atlikti 5 nm, 20 nm PG plėvelių sugerties spektro matavimai. Straipsnyje pateikiami UV – vis spektrai 11 pav. Iš grafiko matome, kad PG plėvelės geriausiai sugeria 200 – 300 nm ruože. Šiame ruože sugertis siekia 40 – 70 % priklausomai nuo plėvelės storio. Toliau didėjant bangos ilgiui plėvelės sugertis



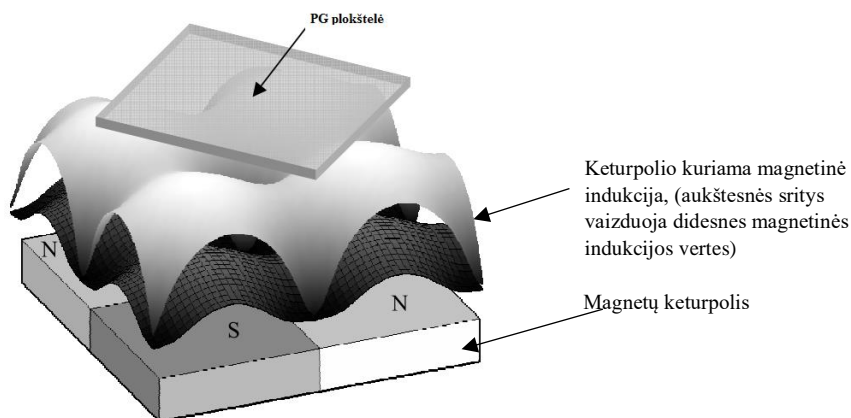
11 pav. PG plėvelių 20 nm ir 5 nm storio UV - vis sugerties spektrai [37]

mažėja. Japonų mokslininkų atliktame eksperimente [5] PG plokštelės valdymas pasiektas naudojant 405 nm 300 mW lazerį. Taip pat pagal [49] informaciją PG sėkmingai valdytas 200 mW lazeriu, kurio bangos ilgis 980 nm. Visuose kaitinimo eksperimentuose buvo naudojamas kietakūnis diodinis lazeris (DPSS).

2.10 Magnetų sistema

1939 m. vokiečių mokslininkas Verneris Braunbekas pirmą kartą pademonstravo diamagnetinę levitaciją su mažais bismuto bei grafito gabalėliais elektromagneto magnetiniame lauke [38]. 1965 m. pademonstruota pirolitinio grafito levitacija tarp dviejų žiedinių elektromagnetų, kurių kuriamos magnetinės indukcijos dydis siekė 1,16 T [39]. 1990 m. išaugęs retųjų žemės elementų magnetų prieinamumas leido sukurti stiprius magnetinius laukus be išorinių energijos šaltinių. Dabar gaminami, komerciškai prieinami NdFeB magnetai kuria iki 1,4 T magnetinį lauką. 1992 m. R. E. Pelrinui pavyko levituoti keturių NdFeB magnetų sistemą virš pirolitinio grafito [38]. Šie magnetai buvo sudėti į kvadrato formos sistemą, o jų įmagnetėjimo kryptys kito šachmatų lentos principu. Tokioje sistemoje pasiekiamas didesnis magnetinio lauko gradientas, bei magnetinė indukcija [38].

Tokią pačią sistemą galima panaudoti ir PG plokštelės levitacijai pasiekti (8 pav.). Tokia sistema ne tik sudaro reikiamo dydžio magnetinio lauko gradientą, bet ir palaiko stabilią grafito plokštelės levitaciją. Šioje magnetų sistemoje, keturpolio centre magnetinis laukas susilpnėja ir stiprėja artėjant link polių centrų. Virš tokios sistemos levituojantis pirolitinis grafitas išlieka padėtyje, kurioje magnetinė indukcija yra mažiausia, sistemos centre. Dėl stipresnės magnetinės indukcijos ties poliais plokštelė atsiduria tarsi „duobėje“ (12 pav.). Mažos magnetinės indukcijos zona yra energetiškai palankesnė PG plokštei, tačiau būti išstumtai iš magnetinio lauko poveikio srities trukdo didelės magnetinės indukcijos sritys. Turint daug taip išdėstytų magnetų PG plokštelę paveikus mechaniškai, ši gali peršokti iš vienos mažos magnetinės indukcijos zonos į kitą [4]. Magnetinio lauko formą galima kontroliuoti naudojant skirtingas magnetų išdėstymo sistemas, bei skirtingos formos magnetus.

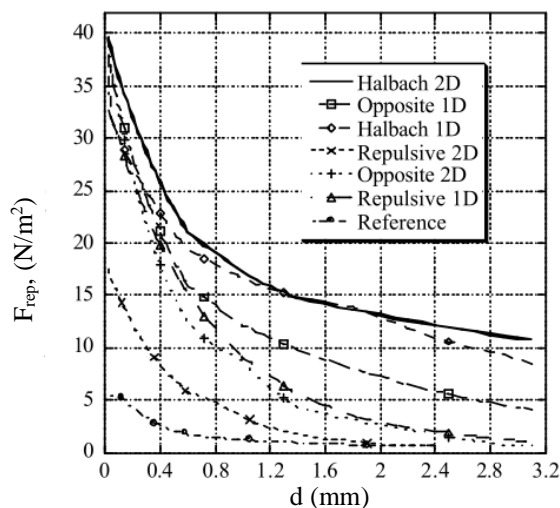


12 pav. Levituojančio PG pozicija magnetiniame lauke [40]

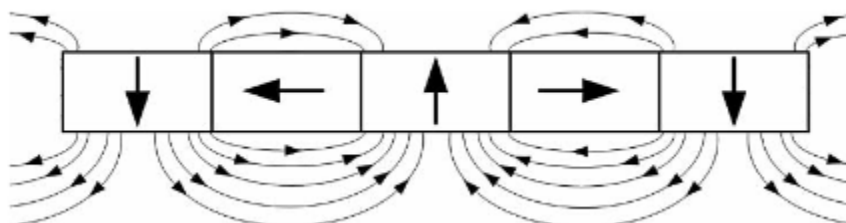
Teoriškai PG levitacija yra galima virš vieno žiedo formos magneto. Dėl magneto formos jo kuriamas magnetinis laukas sudaro „duobę“. Stabiliausiai virš tokio magneto turėtų levituoti apvalus PG bandinys [5]. Levitacijos aukštis priklausys nuo žiedinio magneto kuriamos magnetinės indukcijos dydžio, bei gradiento. Kadangi naudojamas vienas magnetas, tai tikėtinas levitacijos aukštis bus žymiai mažesnis nei naudojant keturių to paties stiprumo magnetų sistemą. Atliktų tyrimų [5] metu pastebėta, kad stabili PG plokštelės levitacija taip pat pasiekama virš žiedinių magnetų, kurių centre yra priešingos įmagnetėjimo krypties cilindrinis magnetas. Tokioje sistemoje sukuriama magnetinės indukcijos „duobė“, tačiau priešingų polių magnetų susilietimo vietoje sukuriamas didesnis magnetinio lauko gradientas, bei magnetinės indukcijos vertės. Būtent dėl šios priežasties dviejų magnetų sistemoje turėtų būti pasiekiamas didesnis levitacijos aukštis.

PG levitacijos aukštis yra svarbus parametras norint PG plokšteles pritaikyti pramonėje. Naudojant plokšteles kaip padėklus transportavimo sistemoje, nuo levitacijos aukščio priklausys objektų uždėtų ant PG plokštelių masė. Iš (13) formulės matome, kad esant papildomai PG plokštelės apkrovai levitacijai bus reikalingos didesnės $B(dB/dz)$ vertės. Taip pat esant per mažam levitacijos aukščiui dėl PG pasvyrimo kaitinimo metu, kaitinamas kraštas gali atsiremti į magnetų sistemą, o tai trikdytų PG plokštelės judėjimą.

Levitacijai didesniame aukštyje galima naudoti sudėtingesnes magnetų sistemas žinomas Halbacho vardu. Šioje sistemoje magnetų įmagnetėjimo kryptis kinta 90° kampu. Čia magnetinio lauko linijos koncentruojamos vienoje sistemos pusėje, o kitoje magnetinės indukcijos vertės yra daug mažesnės lyginant su įprasta magnetų sistema. Virš tokios sistemos PG levituos didesniame aukštyje, kadangi $B(dB/dz)$ vertė reikalinga levitacijai susidarys atstumu z toliau nuo magnetų sistemos. 2002 m. buvo atlikti optimalios magnetų sistemos diamagnetinei levitacijai, tyrimai [41]. Iš 13 pav. grafiko matome, kad stipriausias magnetinio lauko poveikis nuo atstumo iki magnetų sistemos susidaro naudojant 2D Halbacho sistemą. Naudojant tokią sistemą PG padėklo pagalba galima levituoti 3 g svorio objektus 200 μm aukštyje [41]. Paprasčiausia Halbacho sistema pavaizduota 14 pav.

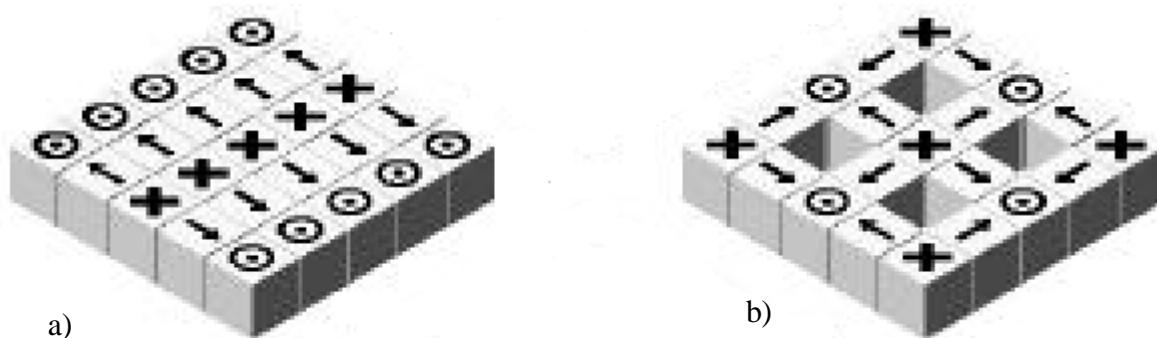


13 pav. Stūmos jėgos tankio F_{rep} priklausomybė nuo atstumo nuo magnetų d [41]



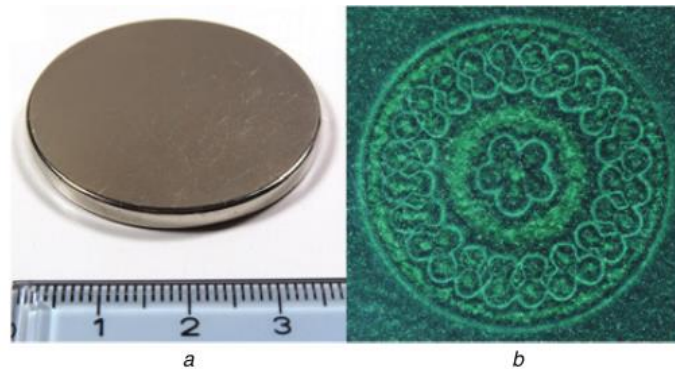
14 pav. Halbacho sistemos magnetinės indukcijos linijos [42]

Tokių sistemų trūkumas yra tas, kad šias sistemas sudėti yra sudėtinga dėl gretimų magnetų stūmos ir persiorientavimo. Magnetų padėčiai išlaikyti galima panaudoti kljus ar nemagnetines kreipiančiąsias. Taip pat stabiliai PG plokštelės levitacijai sistema turi sudaryti mažos indukcijos duobę, o tam pasiekti tam tikrais atvejais reikia didelio kiekio magnetų. Prie kurių didelės ir mažos indukcijos sričių pasiskirstymo reikia pritaikyti ir PG formą. Jei PG plokštelės matmenys nesieks magnetų sistemos kuriamos mažos indukcijos „duobės“ kraštų PG plokštelė tiesiog nuguls ant magnetų sistemos. Tinkamiausios magnetų sistemos PG levitacijai buvo pateiktos [41] darbe (15 pav.). Šiame paveiksle pavaizduotoje b) sistemoje esančiose ertmėse susidaro silpniausias magnetinis laukas, kurį supa stipresnio lauko sritys.



15 pav.. Halbach sistemos a) 1D, b) 2D [41]

Halbacho sistemų gamybą galima supaprastinti naudojant magnetinių domenų spausdinimo technologiją. 2014 metais vokiečių mokslininkui Geraldui Kustleriui pavyko sudaryti kintančios įmagnetėjimo krypties sistemą monolitiniame magnete [43].



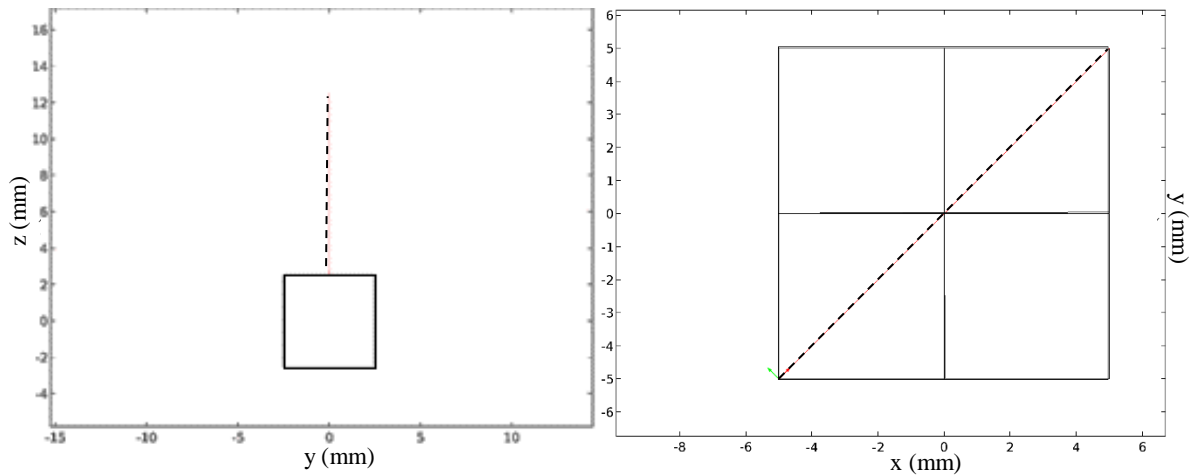
16 pav. a) monolitinis NdFeB magnetas, b) magnetinių laukų sritys [43]

3. DARBO ĮRANGA IR EIGA

Darbe naudota įranga:

- Baigtinių elementų programos „FEMM 4.2“ ir „Comsol 5.2“;
- Teslametras „PHYWE“ su ašiniu Holo jutikliu;
- Infraraudonųjų spindulių termometras „EmsiTest“ IR – 8839“
- Vaizdų analizės programa „ImageJ 1.51n“;
- Fotokamera;
- Kubiniai $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ ir žiediniai ($R = 6 \text{ mm}$, $r = 2 \text{ mm}$, $h = 2 \text{ mm}$) NdFeB magnetai;
- DPSS lazeris (200 mW, 532 nm).

Baigtinių elementų metodo programomis „FEMM 4.2“ ir „Comsol 5.2“ atlikti NdFeB magnetų bei iš jų sudaromų sistemų modeliavimai. Programoje „Comsol 5.2“ pasinaudojus duomenimis apie turimus NdFeB magnetus atliktas šių magnetų ir jų sistemų kuriamo magnetinio lauko modeliavimas. Programoje magnetinių laukų analizės modulyje, pagal turimus matmenis sumodeliuojamas kubinis NdFeB magnetas, kurio $\mu_r = 1,045$. Aplink jį modeliuojama oro sfera, kurioje $\mu_r = 1$. Magneto kubui suteikiamas įmagnetėjimas $M = 500 \text{ kA/m}$, z ašies kryptimi. Esant tokiai M vertei magnetinė indukcija B_z prie magneto poliaus paviršiaus artima 260 mT. Sudarius tokia sistemą, atliekamas magnetinės indukcijos modeliavimas. Nagrinėjama vieno kubinio magneto magnetinė indukcija, keturpolio iš kubinių magnetų sistema, žiedinis magnetas, kubinių magnetų Halbacho sistema. Modelyje matuojamos B ir B_z magnetinių indukcijų vertės skirtingose magnetų sistemų vietose ir brėžiami grafikai.



17 pav. Magnetinės indukcijos skaičiavimo kryptys programoje (punktyrinė linija) „Comsol 5.2“

Iš modeliavimo duomenų teoriškai apskaičiuotos PG plokštelės levitacijos aukščio vertės virš skirtingų magnetų sistemų. Pagal magnetinių laukų pasiskirstymą daromos išvados apie PG levitacijos stabilumą esant skirtingoms magnetų sistemoms, bei PG bandinio matmenims.

Programa „Comsol 5.2“ atliktas šilumos pasiskirstymo PG plokštelėje modeliavimas. Tam naudotas programos modulis nagrinėjantis šilumos pasiskirstymą kietuose kūnuose. Modelio rezultatai priklausė nuo užduotų parametrų: PG matmenų ir formos, lazerio galios, kaitinimo trukmės, energijos pasiskirstymo lazerio spindulyje, PG šiluminių savybių ir aplinkos poveikio kaitinamam kūnui. Modeliavimo metu buvo keičiamas PG bandinio storis, lazerio galia, PG plokštelės forma ir matmenys, lazerio spindulio kritimo į medžiagą vieta. Buvo modeliuojamas šilumos pasiskirstymas 10 mm ir 5 mm skersmens apvaliuose bandiniuose. Į juos buvo nukreiptas lazerio spindulys, kurio skersmuo d_L priklausomai nuo plokštelės dydžio buvo 2,5 mm ir 1,25 mm (tai yra, ketvirtadalis bandinio modelio skersmens). Lazerio galia kito nuo 50 mW iki 500 mW, PG plokštelės storis nuo 25 μm iki 400 μm . Modelyje priimtas lazerio spindulio intensyvumo pasiskirstymas pagal Gauso dėsnį. Lazerio spindulio intensyvumas I , krintantis į plokštelės paviršių, programoje užrašytas formule:

$$I = \frac{1}{P} \cdot gp(x - wv(t)) \cdot gp(y); \quad ()$$

čia P – lazerio galia [W], gp – funkcija aprašanti spindulio intensyvumo pasiskirstymą pagal Gauso dėsnį, x ir y – lazerio spindulio taško padėtis plokštelės paviršiuje, $wv(t)$ – funkcija aprašanti lazerio spindulio judėjimą x ašimi, t – laikas.

Šilumos pasiskirstymui aprašyti, programoje naudojama formulė:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q} = Q; \quad ()$$

čia \mathbf{u} – šilumos srauto \mathbf{q} greičio vektorius, $\mathbf{q} = -k\nabla T$, k – šiluminis laidumas, Q – šiluminė energija.

Lazerio spindulio perduodamas šilumos srautas q_0 plokštei programoje aprašomas formule:

$$q_0 = E \cdot I(x, y, t) \cdot \text{pulse}(t); \quad ()$$

čia $\text{pulse}(t)$ - funkcija aprašanti lazerio spindulio poveikio trukmę.

q_0 su \mathbf{q} sieja formulė:

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = q_0; \quad ()$$

čia \mathbf{n} – modelio ribos normalės vektorius.

Šiluminė difuzija į aplinką aprašoma lygtimi:

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = E\sigma(T_{amb}^4 - T^4); \quad ()$$

čia σ - Stefano — Boltsamo konstanta; T_{amb} – aplinkos, supančios plokštelę, temperatūra; T – plokštelės temperatūra.

Modelyje įvertinama šiluminė konvekcija, aprašyta formule:

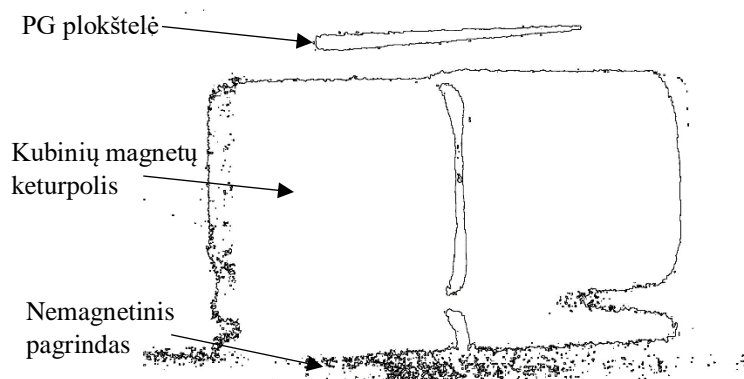
$$q_0 = h \cdot (T_{ext} - T); \quad ()$$

čia T_{ext} – aplinkos temperatūra; h – šiluminio laidumo koeficientas, priklausantis nuo aplinkos slėgio, aplinką sudarančios medžiagos bei jos temperatūros.

PG spinduliavimo geba $E = 0,7$ [44,45], šiluminė talpa – 710 J/kgK [31], tankis – 2200 kg/m^3 [30], PG šiluminio laidumo x ir y kryptimis (1 pav.) vertės pateiktos programoje [46]. Iš gautų duomenų nubrėžtos PG temperatūrų skirtumo priklausomybės nuo lazerio galios, priklausomybės nuo PG bandinio storio grafikai. Pasinaudojus šiais duomenimis apskaičiuotos kaitinamą PG veikiančios jėgos.

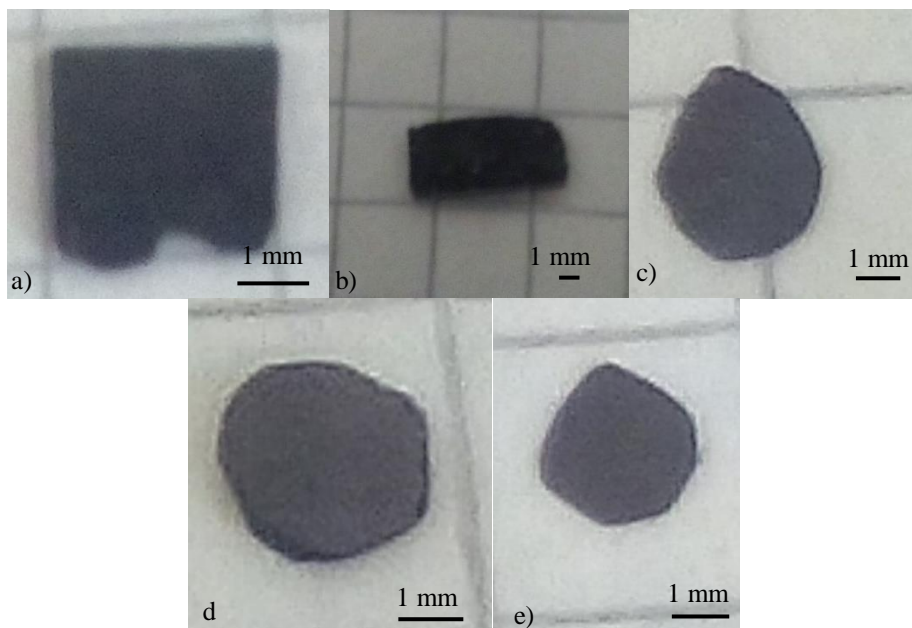
Iš magnetinių laukų ir šilumos pasiskirstymo modelių rezultatų padarytos išvados apie optimalius PG levitacijos, bei jo valdymo lazerio spinduliu sąlygas ir parametrus.

Plokštelių levitacijos aukštis buvo tiriamas analizuojant PG levitacijos nuotraukas „ImageJ“ programa. „ImageJ“ programa vaizdų analizė bei apdorojimo programa turinti plačias pritaikymo galimybes. Šia programa keičiant nuotraukų kontrastą bei šviesumą išryškinamos magnetų bei PG ribos. Paryškintos nuotraukos, pasinaudojant programos funkcija, paverčiamos dvejetainiu vaizdu. Iš kurio ribų radimo funkcija gaunamas (18 pav.) vaizdas. Naudojant šias apdorojimo funkcijas, gaunama supaprastinta levitacijos nuotrauka. Programos įskiepis leidžia apskaičiuoti vidutinį atstumą tarp magnetų ir PG bandinio. Tokie matavimai pakartojami skirtingose fotografijose, paklaidoms sumažinti.



18 pav. PG realios levitacijos nuotrauka apdorota programa „ImageJ“

Bandymuose naudojamų PG plokštelių bandiniai buvo paruošti juos atpjovus iš didesnio 2 cm x 2 cm x 2 cm PG gabalėlio. Bandiniams atpjauti bei pradinei formai suteikti buvo pasinaudota skalpeliu, kurio ašmenų storis $\approx 0,35 \mu\text{m}$. Apvalaus PG formavimui pasinaudota dilde. PG ploninimui naudotas šlifavimo popierius NR1000. Tokiu būdu buvo paruošti įvairių matmenų kvadrato, stačiakampio ir apskritimo formos bandiniai.

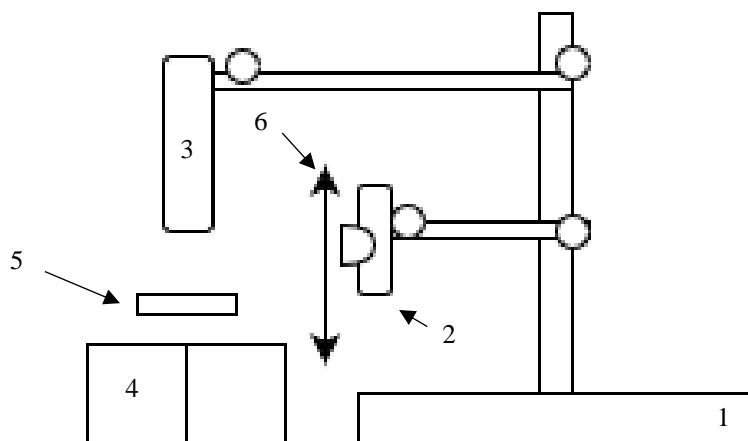


19 pav. PG bandiniai naudoti bandymuose a) 5 mm x 5 mm, b) 8 mm x 3 mm, c) \varnothing 3 mm, storis 70 μm , d) \varnothing 3 mm, storis 90 μm , e) \varnothing 3 mm, storis 350 μm

Darbe buvo naudojami skirtingos formos bei matmenų NdFeB magnetai, kurių magnetinė indukcija prie magneto paviršiaus buvo matuojama teslametru. Matavimams naudoti „PHYWE“ teslametras ir ašinis Holo jutiklis. Teslametro matavimo ribos 20 – 200 – 2000 mT, jautrumas 10 μT . Kubinių NdFeB magnetų magnetinės indukcijos vertė prie magneto paviršiaus ($x = 0 \text{ mm}$) $B \approx 280 \text{ mT}$, žiedinio magneto – $B \approx 260 \text{ mT}$. (Išmatuotos magnetinės indukcijos paklaida $\pm 2 \%$, atstumo paklaida 0,5 mm). Magnetinių laukų vizualizavimui panaudota magnetiniams laukams jautri plėvelė 5 cm x 5 cm (MVF 50 x50).

Temperatūra buvo matuojama infraraudonųjų spindulių termometru „EmsiTest“ IR – 8839. Termometro matavimo paklaida $\pm 1,5\%$. Bandinių kaitinimui buvo naudotas DPSS lazeris (532 nm, 200 mW)

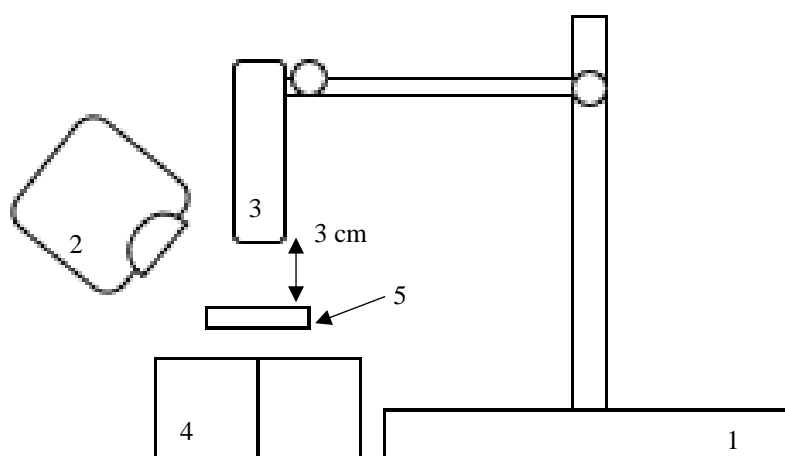
PG plokštelės levitacijos aukščio ir jo pokyčio, dėl padidėjusios temperatūros, matavimai atlikti pasinaudojus darbo stendu (20 pav.). Jį sudarė: stovas su laikikliais 1, foto kamera 2, DPSS lazeris 3, NdFeB magnetų keturpolis 4, PG bandiniai 5, lęšis 6 $f = 98$ mm, skirtas gauti ryškesnius vaizdus.



20 pav. PG levitacijos aukščio matavimo stendas

Matavimų metu buvo daromos PG virš magnetų nuotraukos. Šios nuotraukos buvo analizuojamos programa „ImageJ“, kurios pagalba nustatytas skirtingų PG bandinių levitacijos aukščio pokytis ir levitacijos aukščio pokytis PG bandinį kaitinant lazeriu. Šis stendas taip pat buvo naudojamas PG levitacijos aukščio matavimams, keičiant PG plokštelių (19 pav. a ir b) storius.

PG plokštelės temperatūros matavimui buvo sumontuotas (21 pav.) darbo stendas.



21 pav. PG temperatūros matavimo stendas

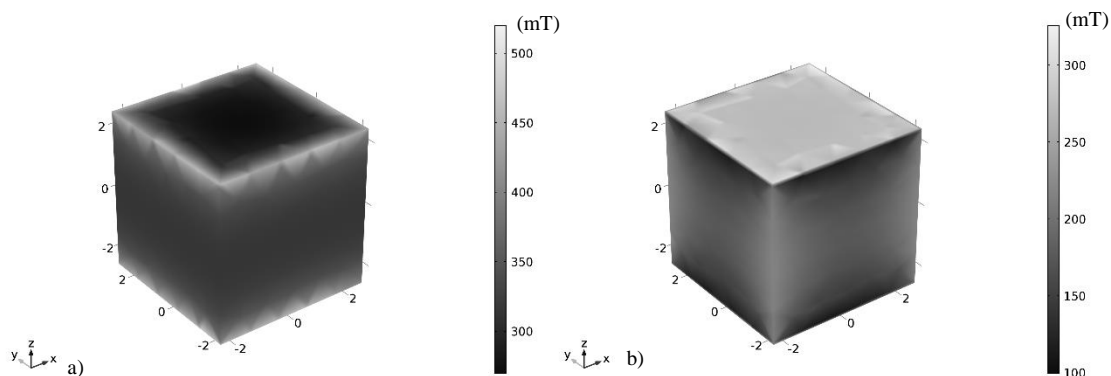
Jį sudarė: stovas su laikikliais 1 IR termometras 2, DPSS lazeris 3, NdFeB magnetų keturpolis 4, PG bandiniai 5. Keičiant DPSS lazerio kaitinimo trukmę buvo registruojama PG plokštelės

temperatūra. Iš surinktų duomenų brėžiamas PG temperatūros priklausomybės nuo kaitinimo trukmės grafikas.

4. DARBO REZULTATAI

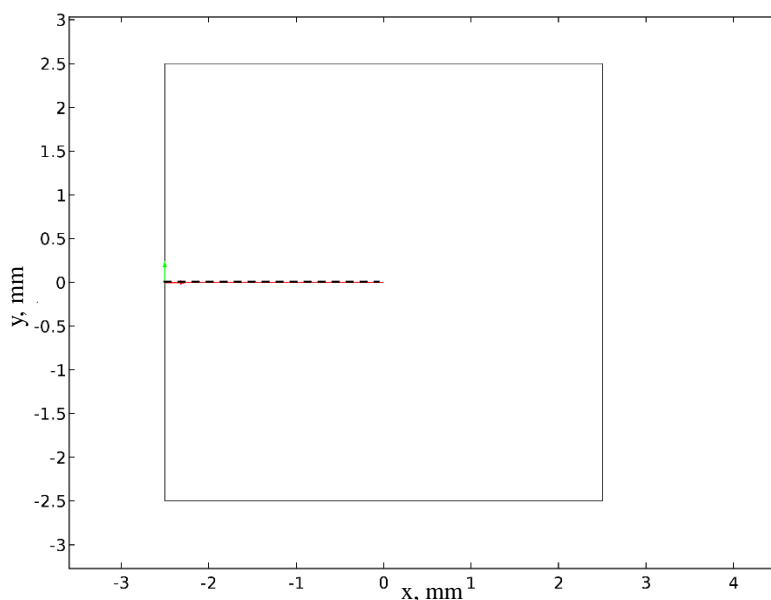
4.1. Magnetinių laukų modeliavimas

Programa „Comsol 5.2“ buvo tiriama vieno kubinio magneto modelis. Modeliavimo tikslas – parinkti modelio savybes artimas mūsų turimai magnetinei sistemai. Modelyje buvo nagrinėjamas magnetinės indukcijos modulis B ir vertikali magnetinės indukcijos dedamoji B_z . Magnetinės indukcijos vertės magneto paviršiuje pavaizduotos 22 pav.

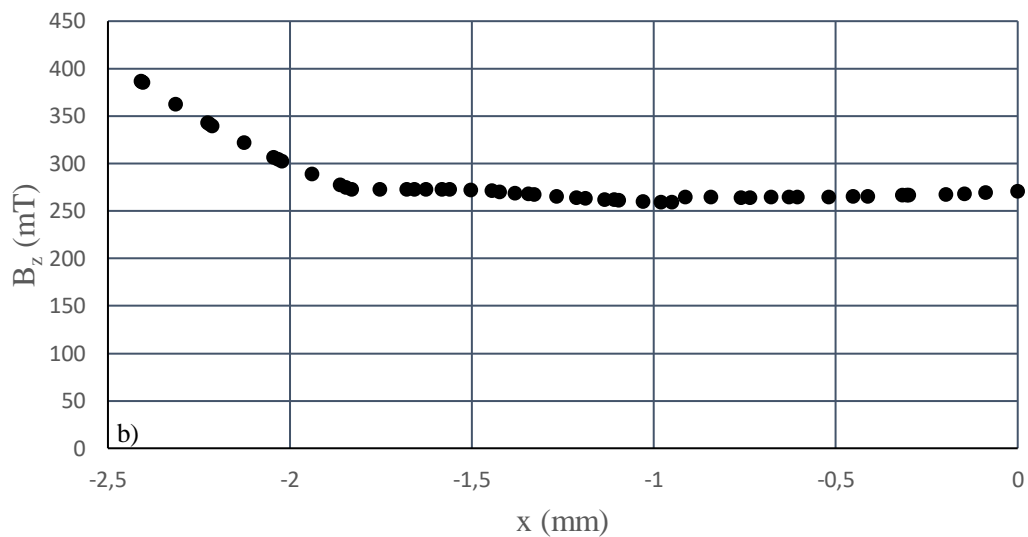
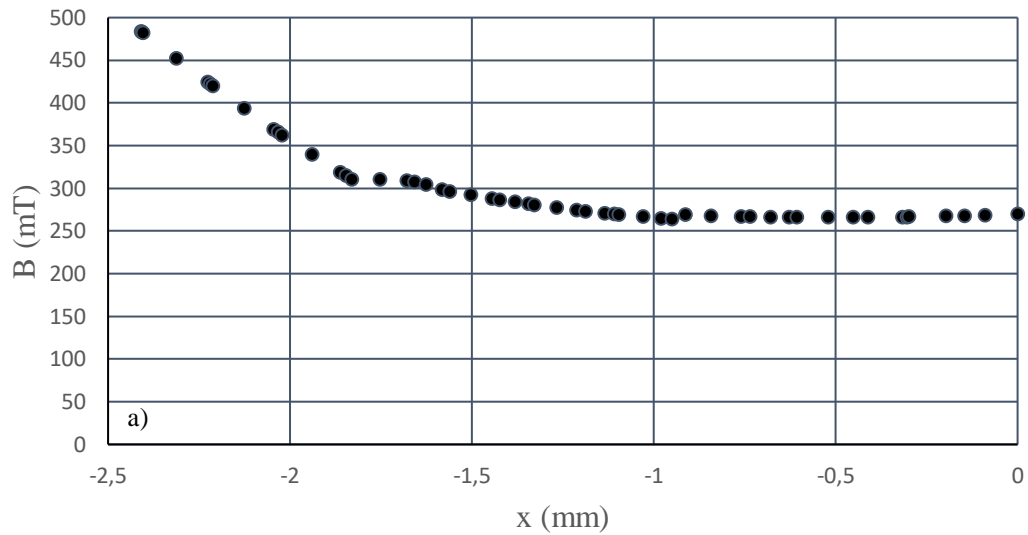


22 pav. Kubinių magnetų magnetinės indukcijos a) B ir b) B_z verčių pasiskirstymas magneto paviršiuje (šviesesnės sritys vaizduoja didesnes magnetinės indukcijos vertes)

Sudarius modelį išmatuotas magnetinės indukcijos pasiskirstymas magneto poliaus paviršiuje. Matavimas atliktas tiesėje, lygiagrečioje kraštinėms ir kertančioje magneto poliaus centrą (23 pav.). Šioje tiesėje išmatuotos B ir B_z vertės, matavimų rezultatai pavaizduoti (24 pav.).

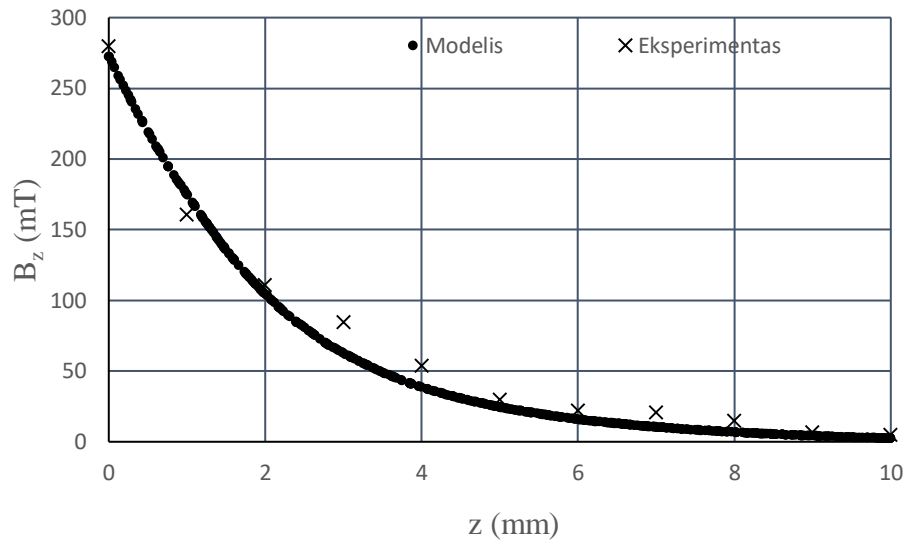


23 pav. Tiesės (brūkšninė linija), kurioje atlikti B ir B_z matavimai, padėtis magneto atžvilgiu



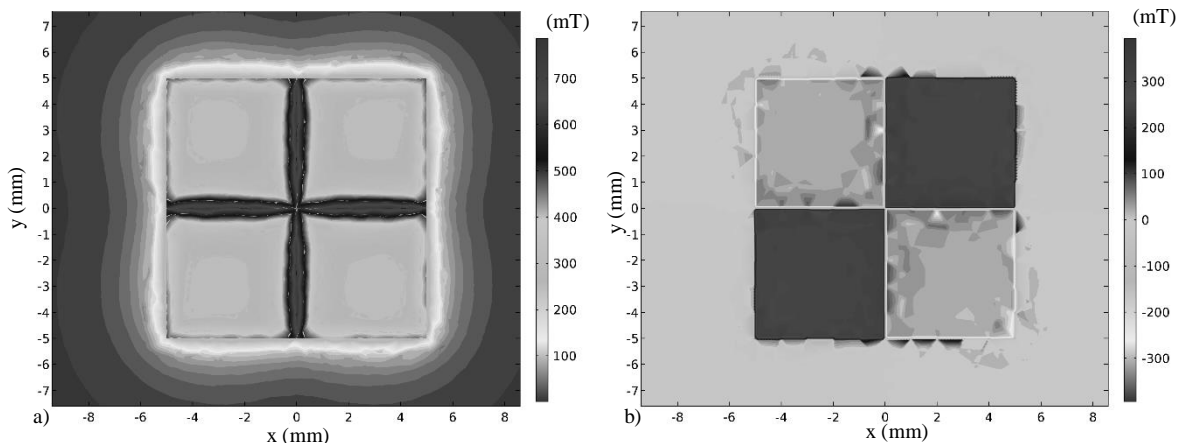
24 pav. Magnetinės indukcijos B (a) ir magnetinės indukcijos dedamosios B_z (b) magneto paviršiuje vertės

Iš šių grafikų matome, kad magnetinė indukcija, tiek B tiek B_z magneto poliaus centre yra artima 260 mT vertei. Modelyje taip pat apskaičiuojamas magnetinės indukcijos pasiskirstymas tolstant nuo magneto poliaus. Nagrinėtas magnetinės indukcijos pasiskirstymas nuo magneto poliaus centro iki 1 cm virš magneto poliaus (25 pav.). Šie rezultatai rodo, kad modelyje naudoti magneto parametrai yra tinkamai parinkti ir artimai aprašo mūsų turimų magnetų magnetinius laukus. Kadangi, eksperimentinių verčių kitimas yra artimas verčių kitimui modelyje.



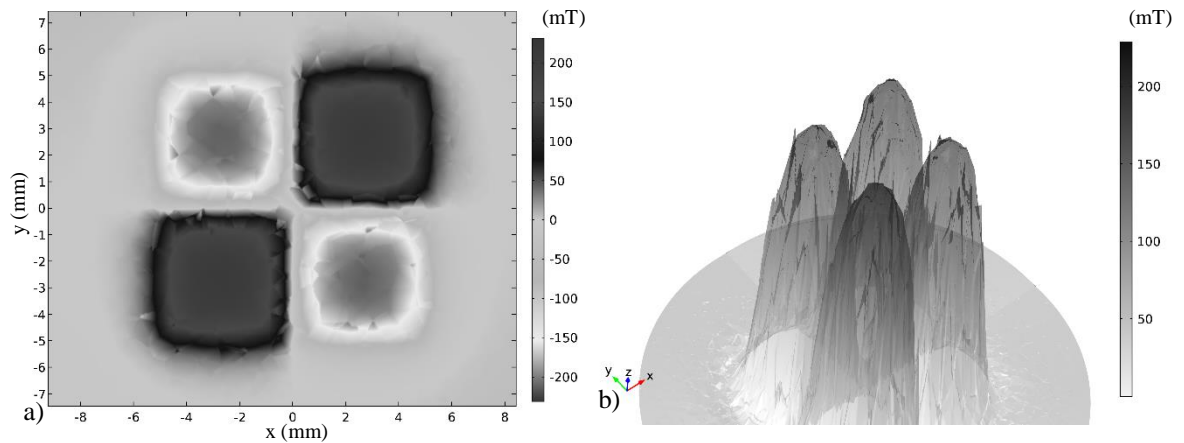
25 pav. Magnetinės indukcijos B_z kitimas tolstant nuo magneto poliaus

Naudojant tuos pačius magnetų parametrus bei modeliavimo metodą, programoje „Comsol 5.2“ modeliuotas magnetų keturpolio magnetinis laukas. Magnetinių indukcijų B ir B_z pasiskirstymas magnetų paviršiuje pavaizduoti 26 pav. Iš paveikslų matome, kad keturpolyje ties magnetų susiglaudimo ribomis pasiekiamos didžiausios magnetinės indukcijos B vertės. B_z indukcijos atveju didžiausios vertės pasiekiamos ties magnetų poliais ir yra artimos vieno magneto B_z vertėms. PG plokštelės magnetinės jutos vertės yra didesnės z ašies kryptimi, taip pat plokštelę z kryptimi veikia gravitacijos jėga. Todėl nagrinėjant PG levitaciją virš keturpolio sistemos didžiausią įtaką bandinio levitacijos aukščiui turėtų daryti B_z vertės.



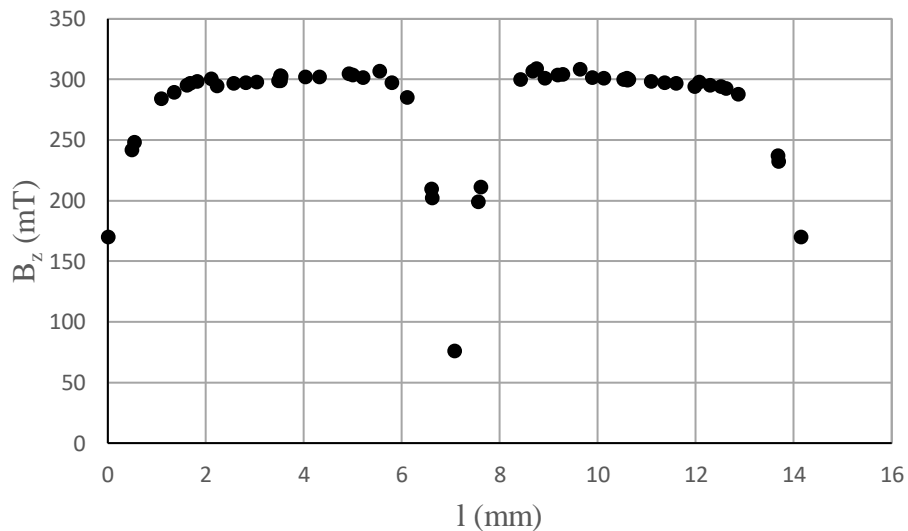
26 pav. Magnetinės indukcijos verčių pasiskirstymas keturpolio paviršiuje, nuliniame aukštyje a) B , b) B_z

PG bandinys levituoja tam tikrame aukštyje virš sistemos, todėl naudinga atlikti magnetinės indukcijos B_z pasiskirstymą aukščiau keturpolio sistemos paviršiaus (27 pav). Paveiksluose matome, kad tam tikrame aukštyje virš magnetų susidaro mažesnės magnetinės indukcijos B_z verčių sritys. apsuptos sritimis, kuriose B_z didesnės. Susidaro magnetinės indukcijos potencialinė duobė, kuri yra būtina sąlyga, stabiliai diamagnetinei levitacijai. Nuodugnesniam B_z indukcijos



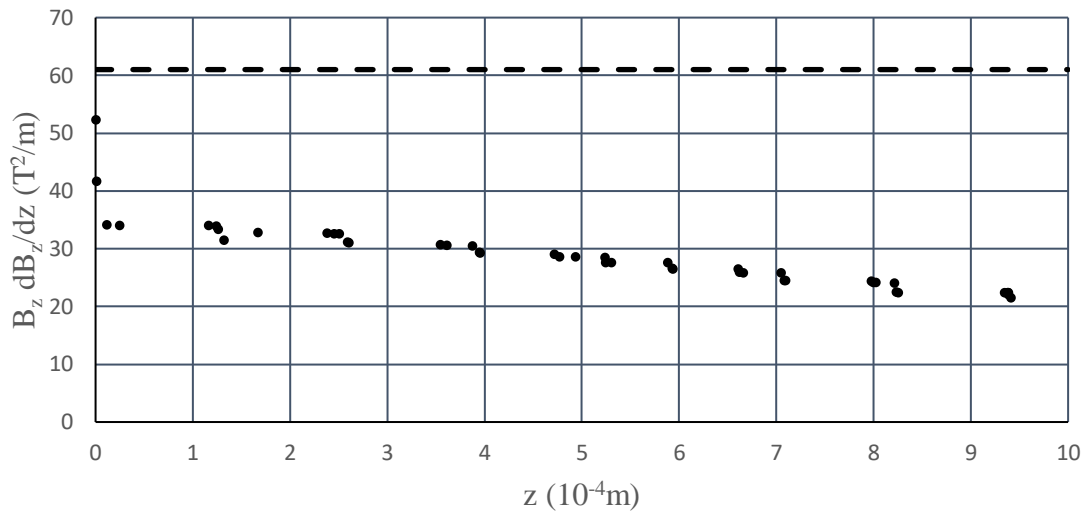
27 pav. a) magnetinės indukcijos B_z pasiskirstymas 0,7 mm aukštyje virš keturpolio sistemos (šviesios ir tamsios sritys vaizduoja skirtingos krypties įmagnetėjimą z ašyje), b) B_z verčių, a) paveiksle, modulio vertės išreikštos skirtingais aukščiais (tamsesnė spalva vaizduoja didesnes magnetinės indukcijos vertes)

pasiskirstymo nagrinėjimui, bei teoriniams levitacijos aukščio skaičiavimams, sudaromi B_z pasiskirstymo keturpolio sistemoje grafikai 28 pav.



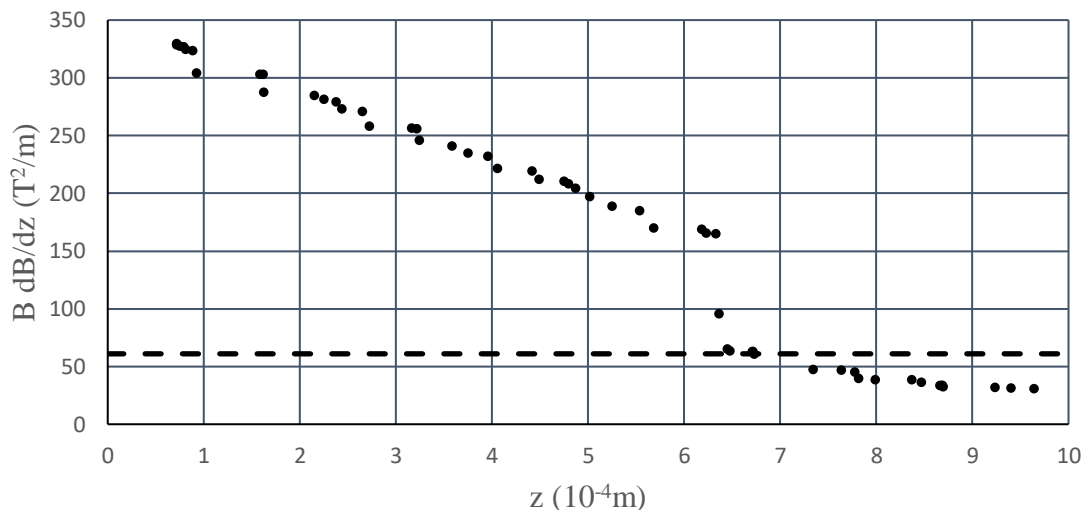
28 pav. B_z verčių įstrižai keturpolio sistemos paviršiaus pasiskirstymas

Iš modeliavime surinktų duomenų matome, kad didžiausios B_z vertės ketrupolyje yra ties individualaus magneto poliaus plokštumos centru. Mažiausios – magnetų priešingais poliais susiglaudimo vietoje. Levitacijos aukščio skaičiavimams pasinaudota (14) formulė. Jau žinome, kad PG levitacijai reikalinga (14. a.) $B \frac{dB}{dz} = 61 T^2/m$. Žinant B_z verčių pasiskirstymą nuo poliaus centro, apskaičiuota $B \frac{dB}{dz}$ ir jo priklausomybė nuo atstumo z iki magneto paviršiaus (29 pav.).



29 pav. $B_z dB_z/dz$ priklausomybė nuo atstumo iki magnetų. Brūkšninė linija žymi $B_z dB_z/dz$ vertę pakankamą PG levitacijai

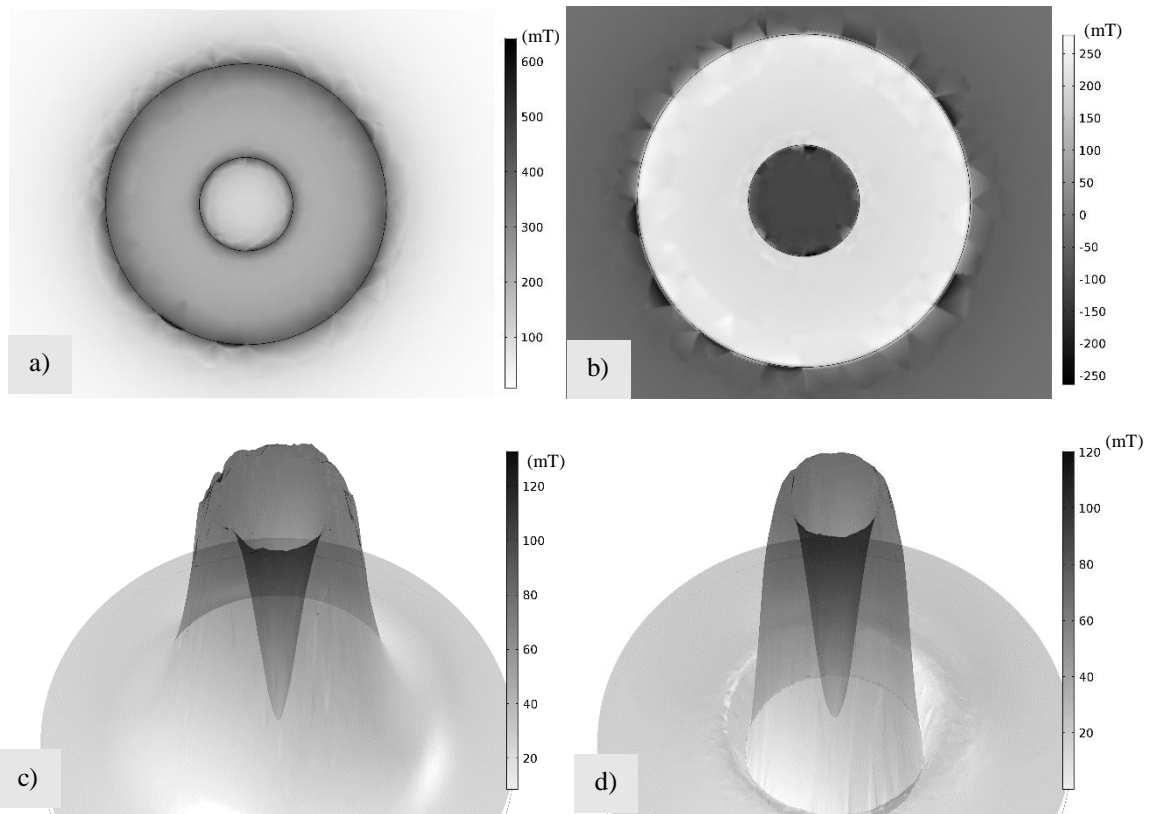
Iš šių rezultatų matyti, kad pagal teorinius skaičiavimus vertikalios magnetinės indukcijos dedamosios B_z nepakanka PG levitacijai. Tokie pat skaičiavimai atlikti pilnutinei magnetinės indukcijos vertei B ir nubrėžtas grafikas (30 pav.)



30 pav. $B dB/dz$ priklausomybė nuo atstumo iki magnetų vertikalia kryptimi z . Brūkšninė linija žymi $B dB/dz$ vertę pakankamą PG levitacijai

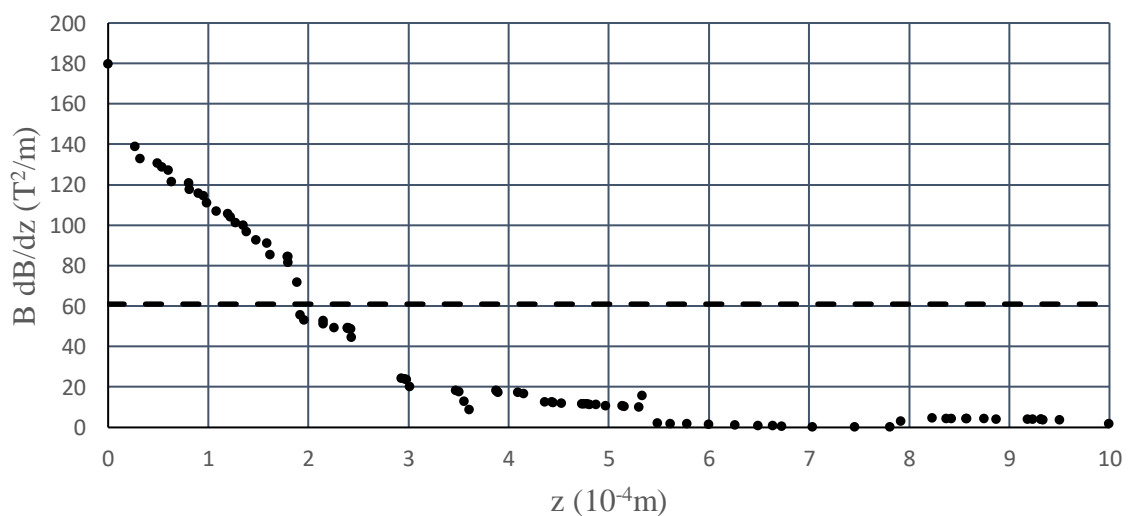
Atlikus skaičiavimus su B vertėmis matyti, kad virš tokios keturių magnetų sistemos PG gali levituoti 0,7 – 0,8 mm aukštyje. Šiuos gautus duomenis palyginome su eksperimentiniais duomenimis.

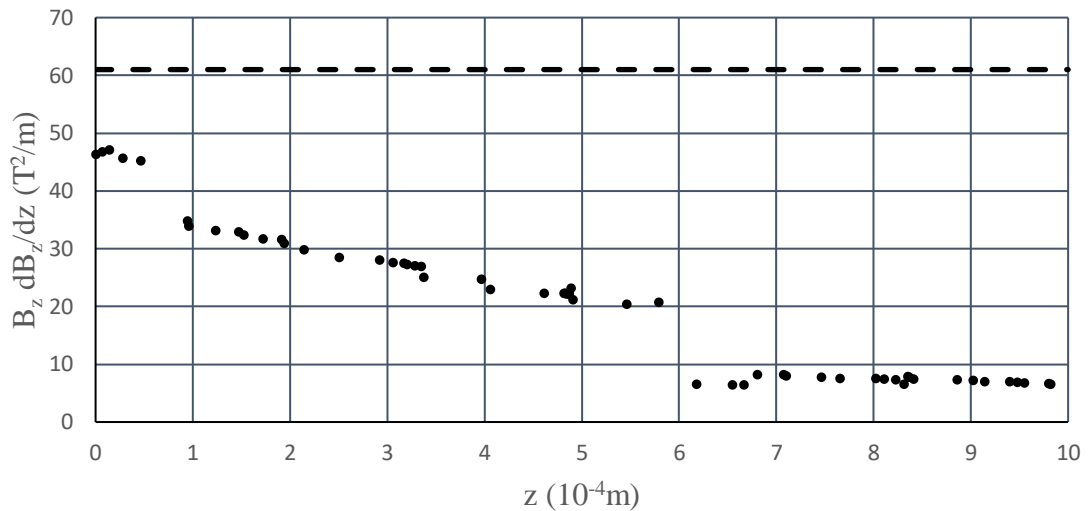
Naudojant tą patį metodą atliktas žiedinio magneto modeliavimas. 31 pav. pateikti žiedinio magneto magnetinės indukcijos pasiskirstymo magneto paviršiuje ir 0,7 mm virš paviršiaus vaizdai



31 pav. Žiedinio magneto magnetinės indukcijos verčių pasiskirstymas prie magneto paviršiaus ($z_0 = 0$) a) B , b) B_z ir $z_l = 0,7$ mm nuo paviršiaus B ir B_z vertės išreikšus aukščiau trimačiame grafike c) B , d) B_z

Iš šių vaizdų matyti, kad *a* atveju didžiausios B vertės pasiektos ties magneto kraštais ir siekia 600 mT, *b* paveiksle didžiausios B_z vertės pasiskirsčiusios visame magneto paviršiuje ir siekia 250 mT. Tiek B indukcija, tiek B_z indukcija 0,7 mm aukštyje ties žiedo centru sudaro mažos indukcijos „duobė“. Iš *c* ir *d* paveikslų matyti, kad PG gali stabiliai levituoti virš vieno žiedinio magneto. Pagal gautus duomenis atliktas magnetinės indukcijos priklausomybės nuo atstumo iki magneto matavimas ir apskaičiuotos $B_z dB_z/dz$ ir $B dB/dz$ vertės. Nubrėžti šių verčių kitimo nuo atstumo grafikai (32 pav.).

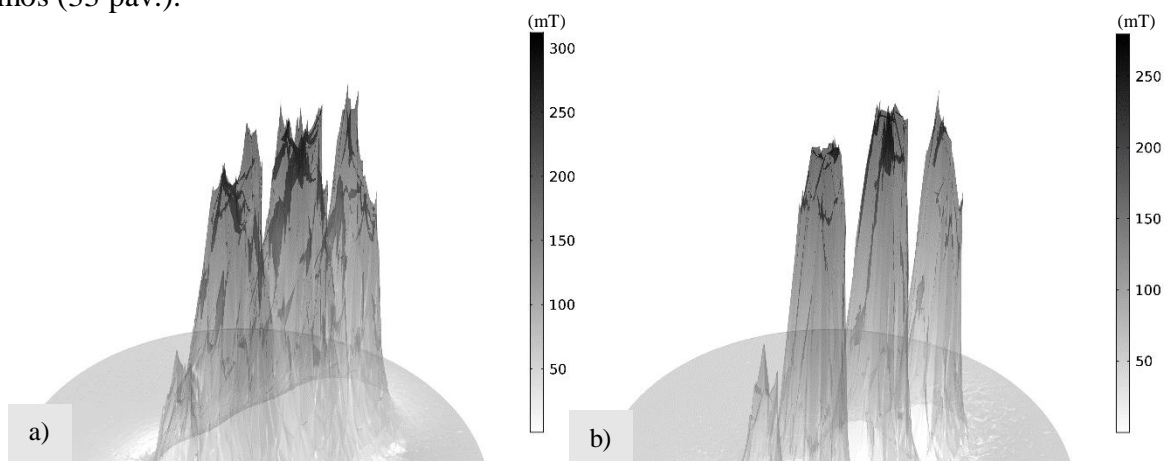




32 pav. $B_z dB_z/dz$, $B dB/dz$ priklausomybė nuo atstumo iki magneto vertikalia kryptimi z . Brūkšninė linija žymi $B_z dB_z/dz$ ar $B dB/dz$ vertę reikalingą PG levitacijai

Iš šių rezultatų matome, kad pagal teorinius skaičiavimus vertikalios magnetinės indukcijos dedamosios B_z nepakanka PG levitacijai virš žiedinio magneto. Praktiškai stebėtą PG levitaciją lemia bendra žiedinio magneto kuriama magnetinė indukcija. Iš grafiko nustatyta, kad virš tokio žiedinio magneto PG plokštelė levituotų 0,2 mm aukštyje.

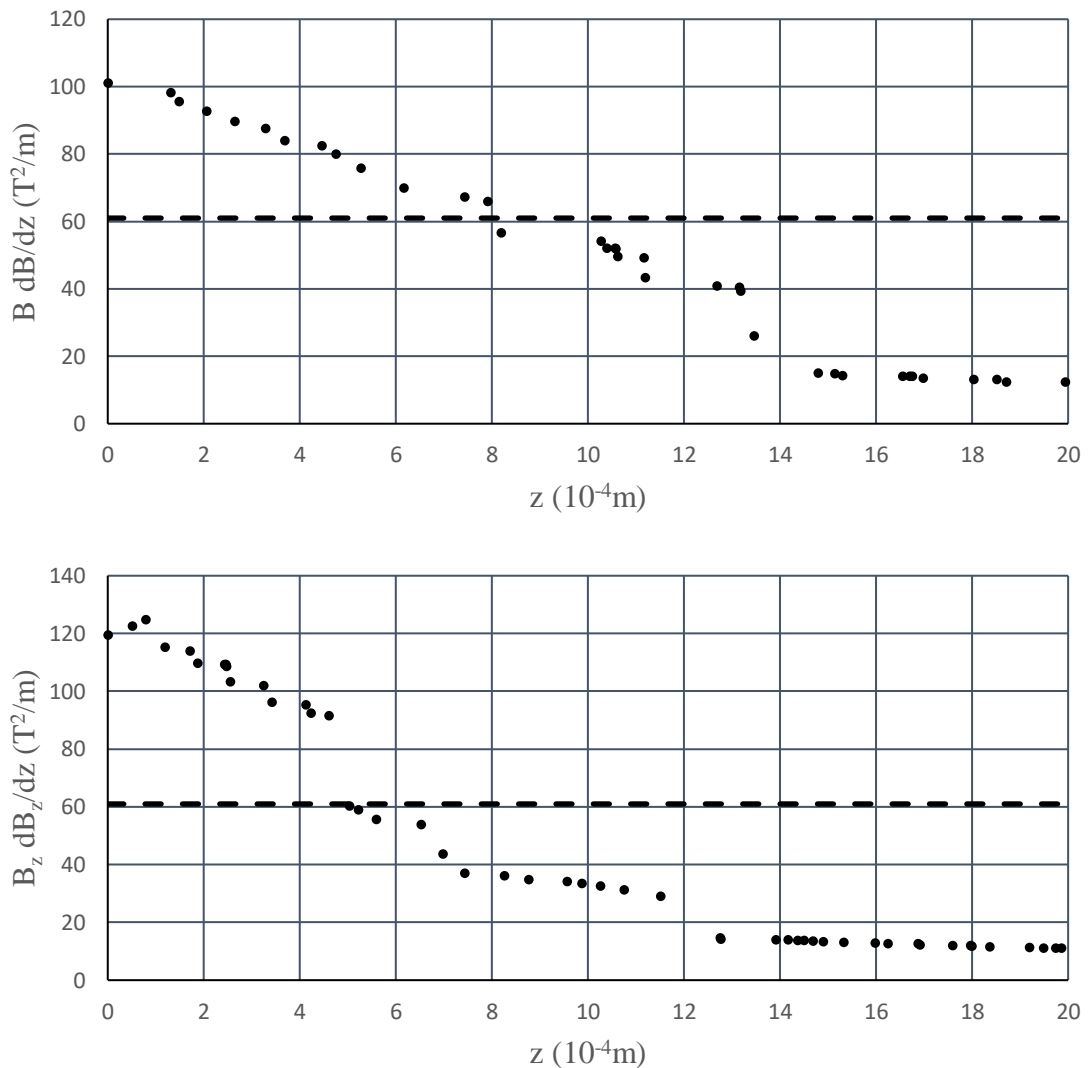
„Comsol 5.2“ programa atlikta iš kubinių magnetų sudarytos Halbacho sistemos analizė. Sistemą sudarė 6 magnetai, gretimų magnetų įmagnetėjimo kryptys kito 90°kampu. Toliau pateikti magnetinės indukcijos B ir jos dedamosios B_z verčių pasiskirstymas $z = 1$ mm virš magnetų sistemos (33 pav.).



33 pav. Magnetinės indukcijos pasiskirstymas $z = 1$ mm virš Halbacho sistemos. Skirtingos a) B ir b) B_z vertės išreikštos skirtingais aukščiais

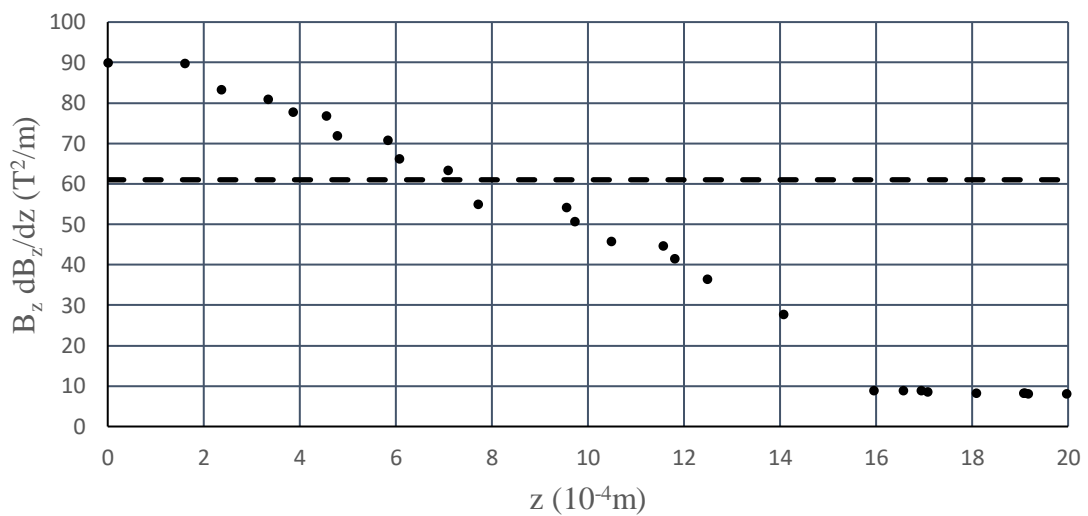
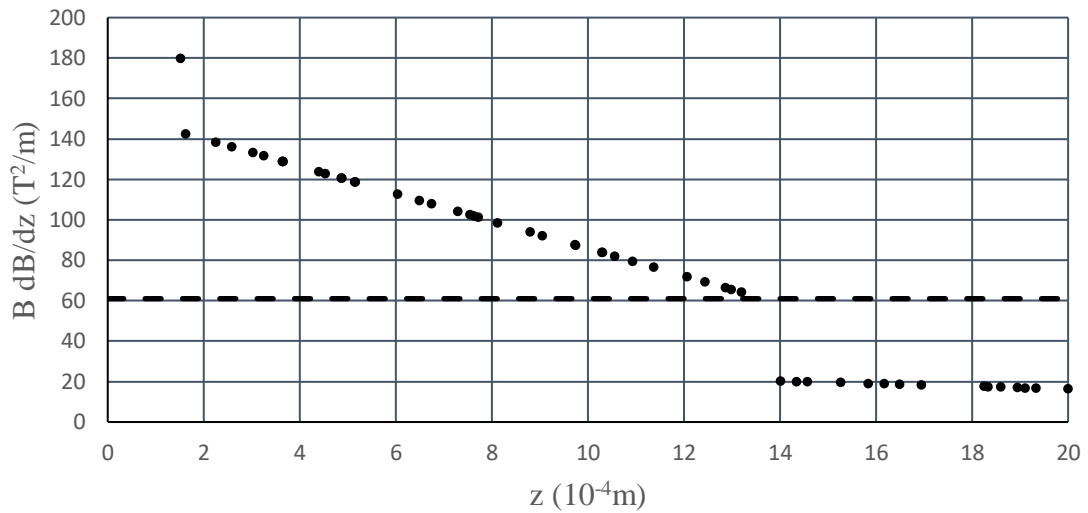
Iš šių modeliavimo vaizdų matyti, kad Halbacho sistemoje susidaro PG levitacijai reikalingos mažų ir didelių B verčių sritys. Tačiau esant vienai eilei magnetų, magnetinės indukcijos sritys nesuformuoja duobės, todėl PG levitacija bus nestabili. Stabiliai levitacijai pasiekti reikia lygiagrečiai sujungti keletą Halbacho sistemos eilių [41].

Levitacijos aukščiui apskaičiuoti, programa nubrėžtas magnetinės indukcijos B ir B_z pasiskirstymas virš Halbacho sistemos. Iš gautų duomenų apskaičiuotos $B_z dB_z/dz$ ir $B dB/dz$ vertės. Nubrėžti šių verčių kitimo nuo atstumo z grafikai (34 pav.).



34 pav. $B_z dB_z/dz$, $B dB/dz$ priklausomybė nuo atstumo z iki magnetų. Brūkšninė linija žymi $B_z dB_z/dz$ ar $B dB/dz$ vertę pakankamą PG levitacijai

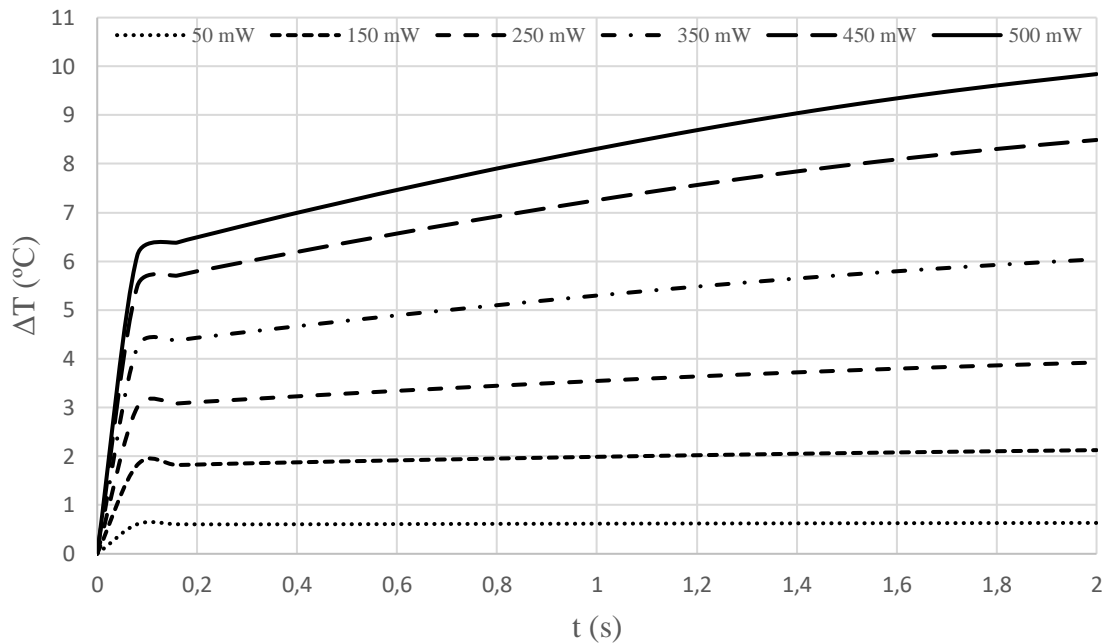
Iš šių grafikų matyti, kad PG virš tokios sistemos levituotų 0,6 – 0,8 mm aukštyje. Tačiau modeliavimus atliekant su dviem eilėmis magnetų, levitacijos aukštis z gaunamas žymiai didesnis (35 pav.). Čia gaunama, kad esant dviem Halbacho eilėms PG virš tokios sistemos levituotų 0,7 – 1,2 mm aukštyje. Iš teorinių skaičiavimų matome, kad Halbacho magnetinė sistema yra efektyvesnė PG levitacijai. Virš tokios sistemos galima įtaisyti sunkesnius (storesnius) PG bandinius. Taip pat PG plokštelės gali būti panaudotos, kaip tam tikrų komponentų padėklai.



35 pav. $B_z dB_z/dz$, $B dB/dz$ priklausomybė nuo atstumo z iki magnetų. Brūkšninė linija žymi $B_z dB_z/dz$ ar $B dB/dz$ vertę pakankamą PG levitacijai

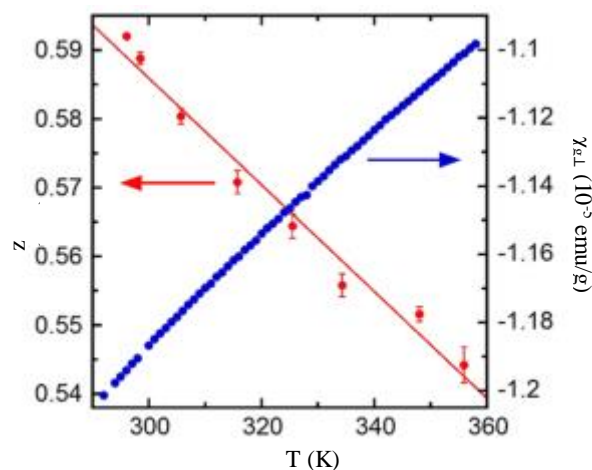
4.2. Šilumos pasiskirstymo PG plokštelėje modeliavimas

Modeliavimas buvo atliktas „Comsol 5.2“ programa. Šilumos pasiskirstymas buvo nagrinėtas 10 mm skersmens apvaliame PG bandinyje. Modelyje bandinio storis kito nuo 25 μm iki 400 μm . Kiekvienam bandinio storiui buvo keičiama lazerio, šviečiančio į plokštelės kraštą, galia. Galia kito nuo 50 mW iki 500 mW. Lazeris švietė į plokštelę 2s. Atlikus modeliavimą nubrėžtas temperatūrų skirtumo, tarp plokštelės kraštų, priklausomybės nuo kaitinimo laiko grafikas (36 pav.).



36 pav. PG (25 μm storio) kraštų temperatūrų skirtumo priklausomybė nuo kaitinimo laiko bei lazerio galios (0–0,2 s riboje matomas išskylinas sąlygotas programos „Excel“, vertės visuose taškuose didėja tolygiai)

Modelio rezultatai rodo, kad didesniai temperatūrų skirtumui gauti reikalingas didesnės galios lazeris. Kaitinant 25 μm storio plokštelės kraštą 2 s. pasiekiamas 10 $^{\circ}\text{C}$ temperatūrų skirtumas. Iš grafiko taip pat matyti, kad lazerio galiai padidėjus 10 kartų, temperatūrų skirtumas taip pat išaugo apie 10 kartų. Panašus dėsningumas pastebėtas esant kitoms lazerio galioms. Pasinaudojus temperatūrų skirtumo grafiku, apskaičiuotas atsiradusios nesubalansuotos jėgos dydis. Diamagnetinės jėgos poveikis apskaičiuotas naudojant (13) formulę. Diamagnetinės jėgos poveikį, esant skirtingoms temperatūroms įvertinome pasinaudoję [5] straipsnyje esančiu, magnetinės jutos priklausomybės nuo temperatūros, grafiku.



37 pav. PG levitacijos aukščio z ir magnetinės jutos $\chi_{g\perp}$ priklausomybė nuo PG temperatūros [5]

Kadangi skaičiavimai atliekami SI sistemos vienetais, magnetinės jutos $\chi_{g\perp}$ vertės perrašomos į SI sistemą. Tam panaudojama formulė [47]:

$$[\text{m}^3/\text{kg}] = [\text{emu}/\text{g}] \cdot 4\pi \cdot 10^{-3}. \quad (18)$$

Šiais vienetais skaičiuojama masės magnetinė jėga ($\chi_{g\perp}$), tačiau diamagnetinės jėgos skaičiavimuose naudojama nedimensinė tūrio magnetinė jėga (χ_{\perp}). Tam panaudojama formulė:

$$\chi_{\perp} = \chi_{g\perp} \cdot \rho; \quad (19)$$

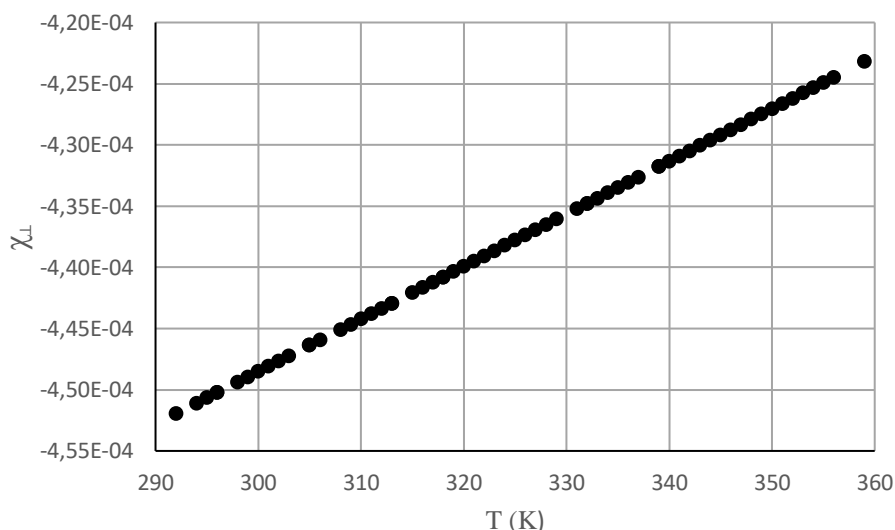
čia ρ – PG tankis.

Perskaičiavus vienetus, nubrėžtas magnetinės jėgos priklausomybės nuo temperatūros grafikas (39 pav.). Iš šio grafiko sudaryta tiesės lygtis, aprašanti magnetinės jėgos priklausomybę nuo temperatūros. Gautoji lygtis [48]:

$$\chi_{\perp} = a \cdot T - b; \quad (20)$$

čia $a = 4,29 \cdot 10^{-7} 1/\text{K}$, $b = 5,77 \cdot 10^{-4}$.

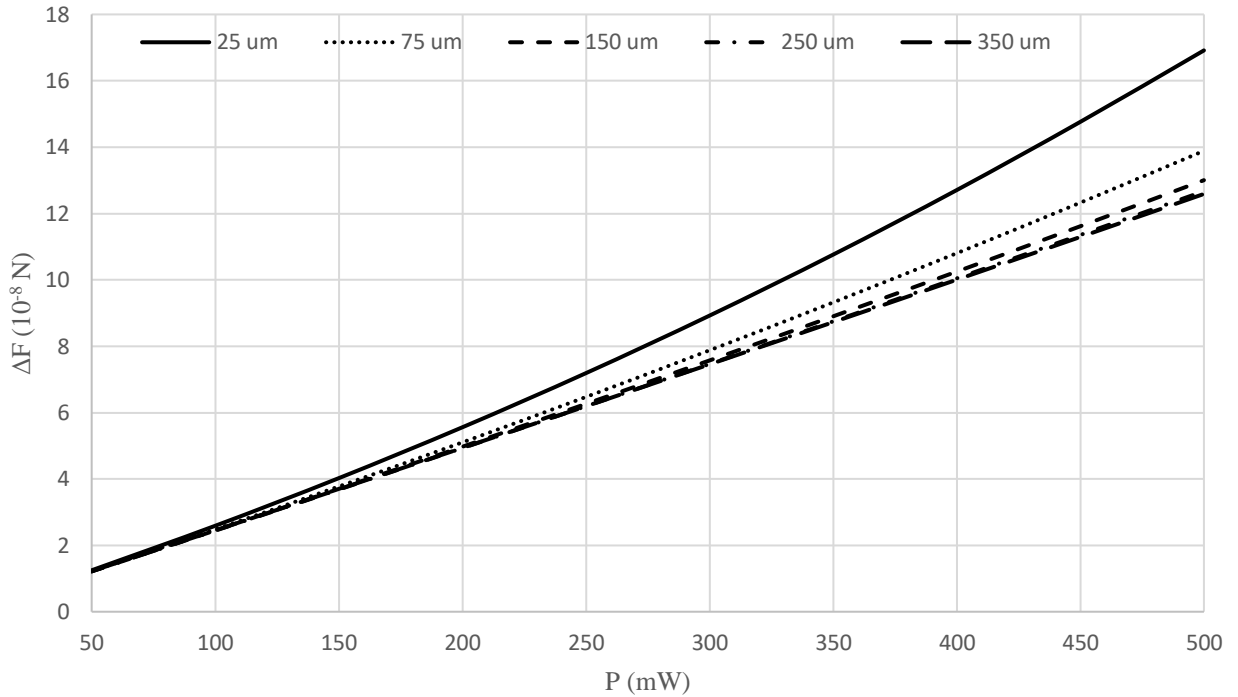
Naudojant šią formulę ir modeliavimo duomenimis, nubrėžtas atsiradusios nesubalansuotos jėgos, dėl PG kaitinimo, priklausomybės nuo kaitinančio lazerio galios grafikas (39 pav.). Iš šio grafiko



38 pav. PG magnetinės jėgos χ_{\perp} priklausomybės nuo temperatūros grafikas

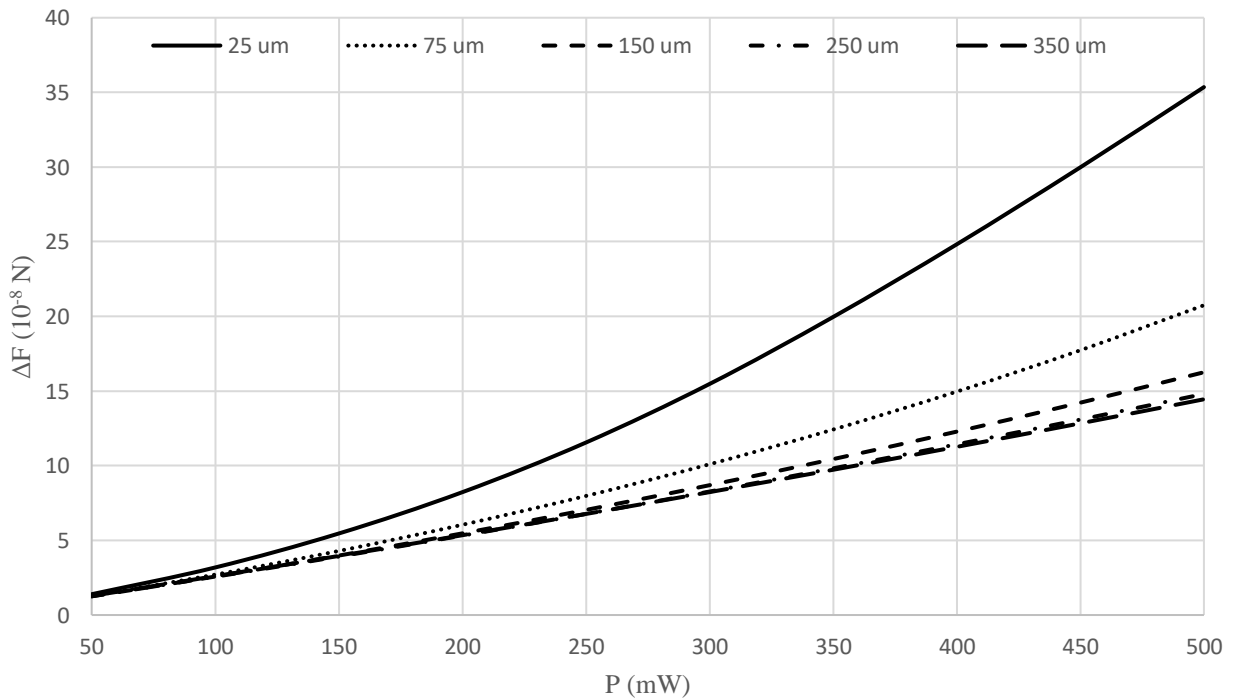
rezultatų matyti, kad didžiausias PG kraštus veikiančių jėgų skirtumas pasiekiamas kaitinant 25 μm plokštelę 500 mW lazeriu. Storiui padidėjus 3 kartus jėgų skirtumas sumažėjo 1,5 karto. 250 μm – 350 μm storio plokštelių tiesės pavidalo grafikai sutampa. Tai rodo, kad didėjant PG storiui, storis turi vis mažesnę įtaką plokštelę veikiančių jėgų skirtumui. 50 – 150 mW ruože plokštelės storis daro nedidelę įtaką, poveikio jėgų skirtumui. Lazerio galiai didėjant nuo 150 mW, jėgų poveikio skirtumas ryškėja.

Toliau pateikti modeliavimo rezultatai PG 5 mm spindulio plokštei (40 pav.). Šie rezultatai rodo, kad 5 mm skersmens ir 25 μm storio plokštelėje atsiradusios jėgos poveikis, kaitinant 500 mW lazeriu yra apie 3 kartus didesnis, nei 10 mm skersmens plokštelėje. Taip pat matyti, kad storio įtaka tokioje plokštelėje yra žymiai ryškesnė. Jėgų skirtumas tarp 25 μm ir 75 μm storio



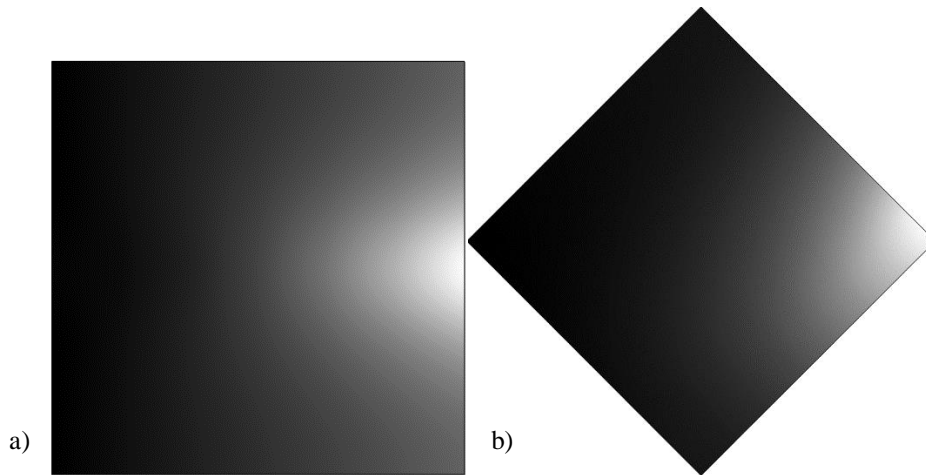
39 pav. Atsiradusios jėgos 10 mm skersmens PG įvairių storių plokštelėse priklausomybės nuo kaitinančio lazerio ($d_L = 2,5$ mm) galios

plokštelių skiriasi 1,7 karto. Ryškesnis jėgų skirtumas tarp skirtingo storio plokštelių pastebėtas esant mažesnės galios lazerio pluoštams. Kaip ir 10 mm skersmens atveju 250 μm ir 350 μm atsiradusių jėgų skirtumas yra mažiausias.

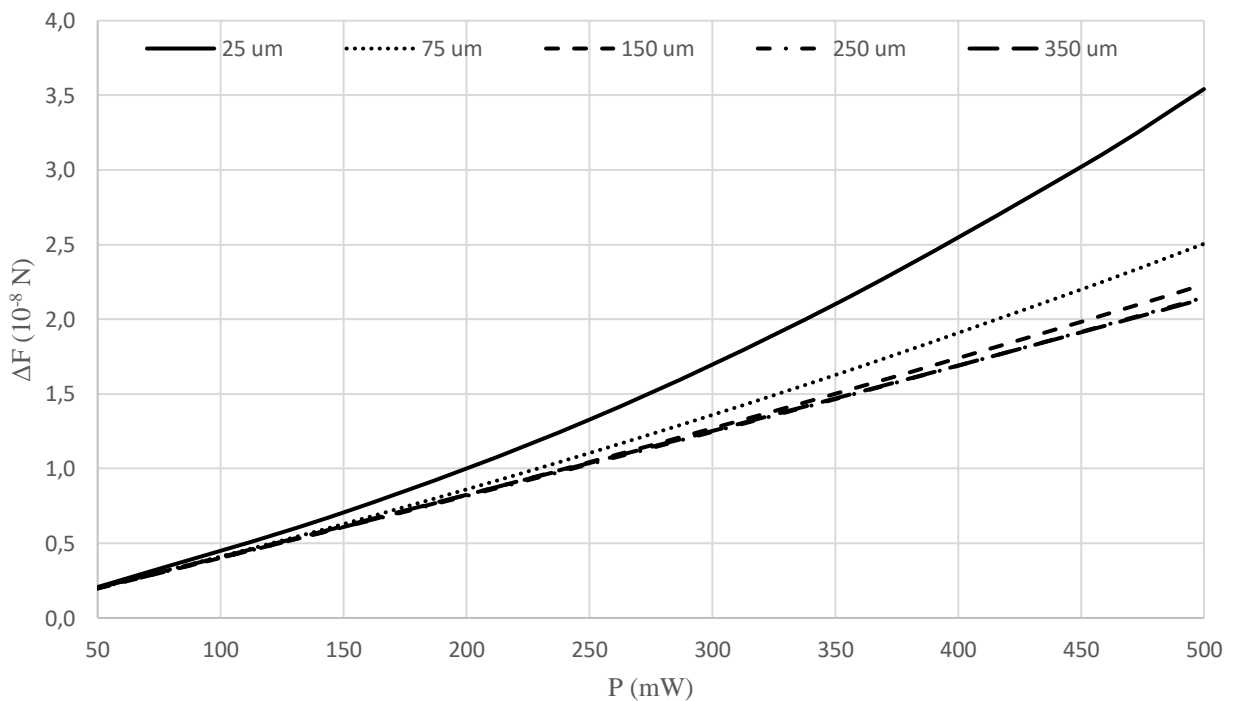


40 pav. Atsiradusios jėgos 5 mm skersmens PG plokštelėje priklausomybė nuo kaitinančio lazerio ($d_L = 1,25$ mm) galios

Taip pat modeliuotas šilumos pasiskirstymas kvadrato formos 5 x 5 mm PG plokštelėje. Buvo sudaryti du modeliai. Vienas kai lazeris kaitina plokštelės kraštą, kitu atveju lazeriu kaitinamas plokštelės kampas (41 pav.). Grafikuose (42 pav., 43 pav.) pateikti modeliavimo rezultatai.

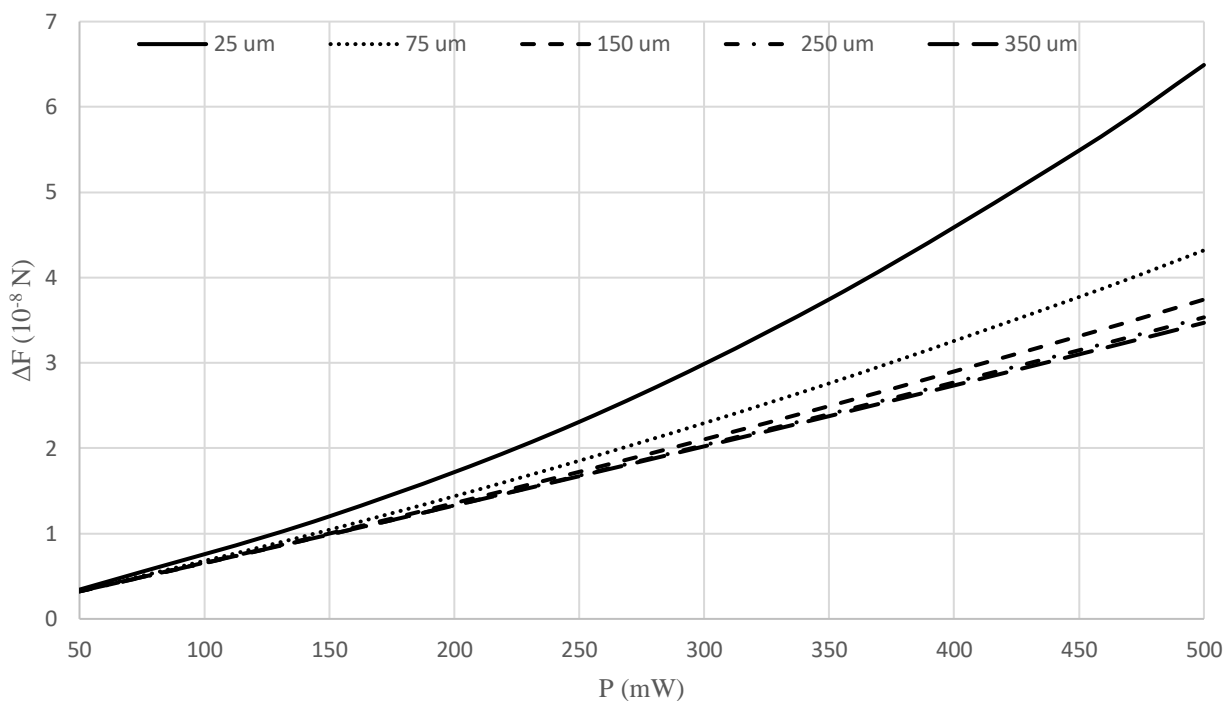


41 pav. Šilumos pasiskirstymas PG plokštelėje, lazeriu kaitinant a) plokštelės dešinį kraštą, b) plokštelės dešinį kampą (šviesesnė spalva vaizduoja didesnę plokštelės temperatūrą)



42 pav. Atsiradusios jėgos 5 x 5 mm matmenų PG plokštelėje priklausomybė nuo kaitinančio lazerio ($d_L = 1,25$ mm) galios, kaitinant kraštą

Šio modeliavimo rezultatus palyginus su apvalios plokštelės modeliavimu, matyti, kad kaitant kvadrato formos bandinio kraštą atsiradęs jėgų skirtumas yra 10 kartų mažesnis, nei kaitinant 5 mm skersmens apvalią plokštelę. Jėgų skirtumo priklausomybė nuo plokštelės storio bei lazerio galios vyksta tais pačiais dėsningumais, kaip ir apvalių plokštelių modeliavime.



43 pav. Atsiradusios jėgos 5 x 5 mm matmenų PG plokštelėje, priklausomybė nuo kaitinančio lazerio ($d_L = 1,25$ mm) galios, kaitinant kampą

Kaitinant plokštelės kampą, poveikio jėgų skirtumas yra du kartus didesnis nei kaitinant kvadratinės plokštelės kraštą.

Iš šilumos pasiskirstymo plokštelėje modeliavimo duomenų matyti, kad valdymui lazerio spinduliu ($d_L = 1,25$ mm), tinkamiausia yra 5 mm skersmens apvali plokštelė. Atsižvelgus į (11 pav.) duomenis. Jei 25 μm – 50 μm storio PG plokštelių sugerties spektras turės panašius dėsningumus, galima teigti kad efektyviausiai kaitintų 270 nm bangos ilgio lazeris. Esant plonai plokštei susidaro didesnis temperatūrų skirtumas tarp plokštelės kraštų. Greičiausiai tai sąlygoja plokštelės tūris. Storesnėje ir didesnio skersmens plokštelėje šiluma iš paviršiaus gali pasiskirstyti didesniame plokštelės tūryje. Esant mažesniam plokštelės tūriui mažesnis šilumos kiekis pasiskirsto tūryje ir paviršinė šiluma iš plokštelės perduodama aplinkai, konvekcijos ir spinduliavimo būdu. Iš gautų rezultatų matome, kad poveikio jėga yra maža, todėl negalima atmesti galimybės, kad PG plokštelė judės ne tik dėl magnetinės jutos pokyčio, bet ir dėl spinduliavimo slėgio. Naudojant kvadrato formos plokštelę, palankiau yra kaitinti jos kampą nei kraštą. Tai galima paaiškinti didesniu atstumu tarp plokštelės kampų nei kraštinių. Mažesnę temperatūrų skirtumą ir tuo pačiu poveikio jėgų skirtumą, kvadrato formos plokštelėje taip pat lemia didesnis kvadrato formos plokštelių tūris lyginant su apvaliomis. Didžioji dalis literatūroje [5,49,50] pateiktų eksperimentinių rezultatų taip pat gauti kaitinant skritulio formos plokštelės, kurių storis siekė 25 – 50 μm .

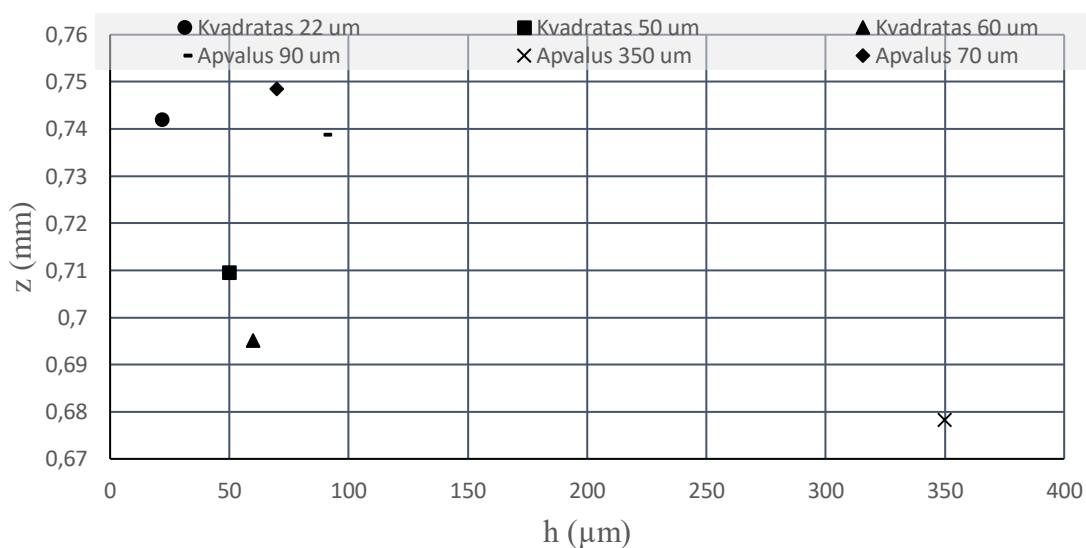
Pasinaudoję (15) formulę apskaičiavome PG plokštelės tūrio pokytį dėl lazerio šiluminio poveikio. Šį tūrio pokytį įstatę į (13) formulę apskaičiuojame šiluminio plėtimosi poveikį PG

judėjimui. Apskaičiavę gauname, kad įvertinus šiluminį plėtimąsi nesubalansuota jėga, kvadrato formos plokštelėje, kurios storis $25 \mu\text{m}$, kraštinės ilgis 3 mm , padidės $3,126 \cdot 10^{-11}$ karto. Palyginus su modeliavimo metu gautomis nesubalansuotos jėgos vertėmis (39, 40, 42, 43 pav.) matome, kad PG plokštelės šiluminis plėtimasis neįtakos levituojančios plokštelės padėties.

4.3. PG levitacijos aukščio matavimas

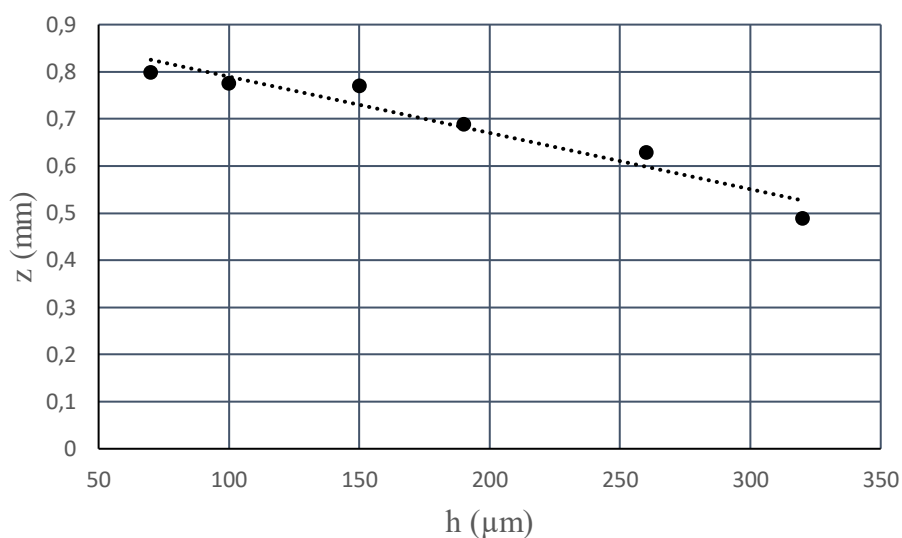
Pasinaudojus (20 pav.) darbo stendu ir „ImageJ“ programa išmatuotas PG plokštelės levitacijos aukštis virš magnetų sistemos. Buvo matuojamas skirtingo storio bei formos bandinių levitacijos aukštis. Skirtingų bandinių levitacijos aukščių, virš kubinių magnetų keturpolio, grafikas pateiktas (44 pav.). Iš šių duomenų matome, kad levitacijos aukštis priklauso nuo PG storio. Plonesni bandiniai levituoja žymiai aukščiau nei storesni.

$70 \mu\text{m}$ storio apvalus bandinio levitacijos aukštis yra didesnis nei $50 \mu\text{m}$ ir $60 \mu\text{m}$ bandinių. Tai rodo, kad esant nedideliems storių skirtumams, bandinio forma daro įtaką levitacijos aukščiui. Tai galima paaiškinti tuo, kad didesnio paviršiaus ploto bandiniai, priklausomai nuo magnetų sistemos, gali pilnai uždengti didesnės magnetinės indukcijos sritis. Nuo jų priklauso diamagnetinės jėgos poveikis PG plokštelei.



44 pav. Skirtingų PG bandinių levitacijos aukščiai

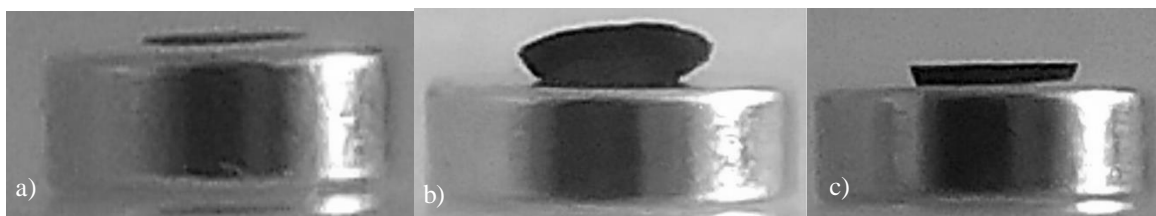
Levitacijos aukščio priklausomybės nuo storio grafiko sudarymui, buvo matuojama vienos plokštelės levitacija, mažinant jos storį h . Tam pasirinkta $5 \times 5 \text{ mm}$ plokštelė, kurios pradinis storis siekė $320 \mu\text{m}$. Levitacijos aukščio z pokyčiai nuo plokštelės storio h pokyčių pateikti grafike (45 pav.).



45 pav. PG plokštelės levitacijos aukščio z priklausomybė nuo plokštelės storio h , esant pastoviam paviršiaus plotui

Iš (45 pav.) grafiko aiškiai matyti tiesinė levitacijos aukščio priklausomybė nuo plokštelės storio. Šie rezultatai rodo, kad PG levitacija magnetiniame lauke, priklauso nuo PG storio, PG formos, bei magnetinio lauko pasiskirstymo erdvėje. Šie parametrai įeina į (11) lygtį, tačiau joje neįvertinta tai, kad magnetinio lauko gradientas reikalingas levitacijai, veiks tik nedidelę PG plokštelės tūrio dalį. Kita plokštelės tūrio dalis bus tarsi papildomas svoris, kuris stums plokštelę arčiau magnetų. Šiuos teiginius patvirtina (44 pav. ir 45 pav.) grafikai, kuriuose matyti, kad priešingai nei (11) formulė teigia, esant didesniai plokštelės storio, tuo pačiu ir tūriui, diamagnetinės jėgos poveikis mažėja. Norint tiksliai apskaičiuoti magnetinės jėgos dydį, naudojant (11) formulę, reikia žinoti kuri plokštelės tūrio dalis yra reikiamoje $B(dB/dz)$ verčių srityje. Tam reikia tiksliai išmatuoti magnetų sistemos magnetinės indukcijos priklausomybę nuo atstumo.

Tas pats stendas (20 pav.) buvo panaudotas, levitacijos aukščio matavimams virš žiedinio magneto. Trys skirtingų storių bandiniai (90 μm, 350 μm, 70 μm), kurių forma yra artima skrituliui (19 pav. *c,d,e*) buvo padėti virš žiedinio magneto. Šių bandinių levitacijos nuotraukos pateiktos (46 pav.). Iš jų matyti, kad 350 μm bandinys virš žiedinio magneto nesilaikė, priešingai nei virš keturpolio (44 pav.). Dalis 70 μm plokštelės nusileido apie 0,3 mm į žiedinio magneto vidinę ertmę (46 pav. *b*). Greičiausiai tai įvyko dėl netinkamos PG formos (19 pav. *c*). Dėl lašo pavidalo formos, smailesnis kampas neuždengia didesnės magnetinės indukcijos srities ir „nuslydo“ į mažos indukcijos zoną centre. Šio PG kybojimas vyko dėl plokštelės krašto atsirėmimo į magneto paviršių. 90 μm bandinys tinkamai levitavo 0,229 mm aukštyje. Iš žiedinio magneto ir levituojančio PG matmenų, matyti, kad plokštelės kraštai tik iš dalies dengia sritį, kurioje

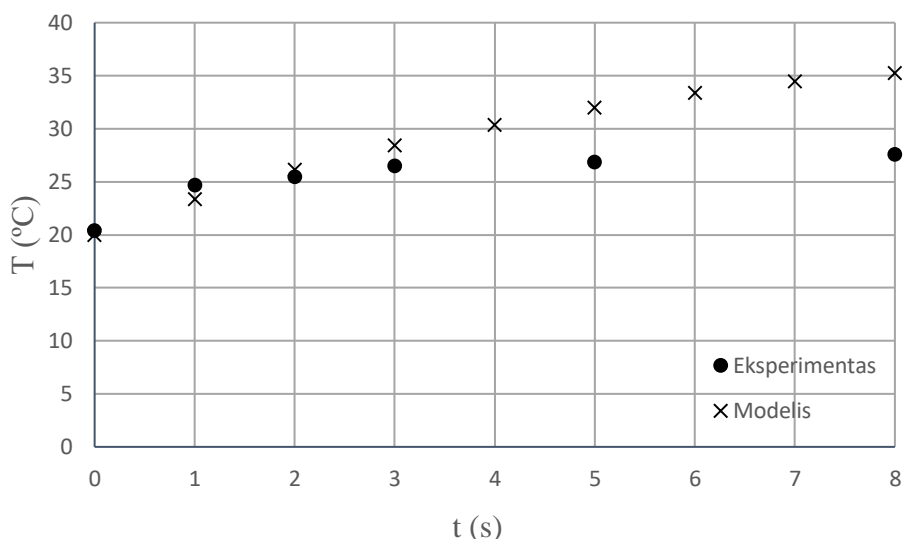


46 pav. apvalių PG bandinių levitacija virš žiedinio magneto a) 90 μm , b) 70 μm , c) 350 μm indukcijos vertės yra didžiausios (31 pav.). Šioje srityje beveik visą magnetinės indukcijos dydį sudaro horizontalios dedamosios. Iš to galima teigti, kad PG levitacijai didžiausią įtaką daro bendra magnetinės indukcijos vertė. Ši teiginį taip pat patvirtina modeliavimo rezultatai (32 pav.). Iš jų apskaičiuotas PG levitacijos aukštis virš žiedinio magneto yra artimas eksperimentiniams rezultatams.

Panašius skaičiavimo rezultatus gauname palyginę levitacijos aukščių virš keturpolio bandymų duomenis su apskaičiuotomis vertėmis. Skaičiavimai rodo, kad levitacijos aukštis siekia 0,7 – 0,8 mm (30 pav.), bandymų metu didžioji dalis PG bandinių levitavo šioje srityje 0,68 – 0,75 mm (44 pav.). Levitacijos aukščio nukrypimus nuo apskaičiuotų verčių, galima paaiškinti levitacijos priklausomybe nuo PG ploto ir magnetų sistemos kuriamo magnetinio lauko.

4.4. PG plokštelių temperatūros matavimas

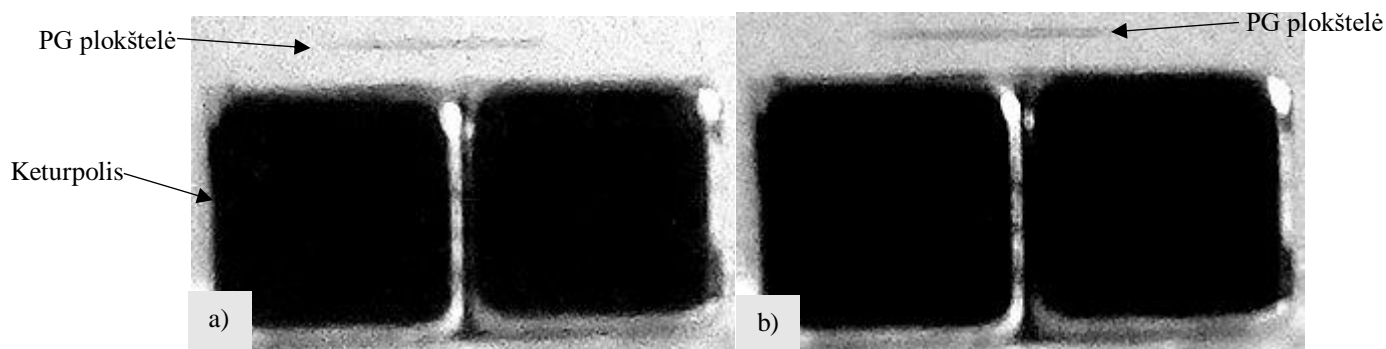
Temperatūros matavimo rezultatai pateikti (47 pav.). Buvo matuojama 50 μm storio kvadrato formos bandinio temperatūra jį kaitinant 200 mW 532 nm lazeriu (21 pav.). Gauti rezultatai palyginami su modeliavimo rezultatais (47 pav.). Iš grafikų matyti, kad abiejų grafikų forma panaši tarpusavyje. Eksperimento metu po 8 s kaitinimo pasiekta 28 $^{\circ}\text{C}$ temperatūra, modeliavimo rezultatai po 8 s kaitinimo yra 35 $^{\circ}\text{C}$. Taip pat reikia atkreipti dėmesį, kad modeliavime buvo



47 pav. PG temperatūros kitimas, kaitinant lazerio spinduliu a) eksperimento 532 nm 200 mW b) modelis 50 mW naudotas 50 mW lazeris. Šį temperatūrų neatitikimą galima aiškinti PG sugerties spektru. Kadangi modeliavime sugerties priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio yra neįvertinama. Modelyje taip

pat naudojamas supaprastintas šiluminės konvekcijos skaičiavimas. PG kaip minėta ankstesniuose skyriuose parametrų vertės kinta priklausomai nuo PG kokybės bei gavimo būdo (1 lent.). Todėl bandymuose naudotos plokštelės parametrai galėjo skirtis nuo parametrų naudotų modelyje.

Stendu (20 pav.) buvo stebimas levitacijos aukščio pokytis kaitinant skirtingų storių ir matmenų PG plokšteles 200 mW lazeriu, kurio šviesos bangos ilgis 532 nm. Kaitinimo metu plokštelių padėtyss buvo filmuojamos. Prieš kaitinimą ir po kaitinimo gauti kadrai palyginami ir programa „ImageJ“ matuojamas levitacijos aukščio pokytis. PG plokštelės (storis 50 μm) levitacijos nuotraukos prieš kaitinimą ir po kaitinimo pateiktos (48 pav.). Išmatuoti aukščiai pateikti (2 lent.). Matyti, kad kaitinant PG plokštelę jos aukštis z sumažėjo dydžiu 0,037 mm, kuris gali būti sisteminių paklaidų lygio. Atsižvelgus į matavimo metodą, galimas paklaidų vertes nustatyti sudėtinga, kadangi gauti rezultatai gali priklausyti nuo kameros virpesių ir nuotraukų analizės programos.



48 pav. PG levitacijos aukštis a) prieš kaitinimą ir b) po kaitinimo

90 μm storio plokštelės aukštis pakito 0,164 mm, tai yra 4 kartus daugiau nei vidutinis kitų plokštelių aukščio pokytis. Šis rezultatas galėjo atsirasti dėl matavimo įrangos paklaidų, bei matavimo metu padarytų klaidų. Šį rezultatą taip pat galėjo įtakoti PG forma bei matmenys. 90 μm bandinio skersmuo 3 mm, kai tuo tarpu likusių kvadrato formos bandinių kraštinės ilgis siekia apie 2 mm. Didesnio paviršiaus ploto plokštelė, gali uždengti keturpolio kuriamo magnetinio lauko sritis, kuriose magnetinės indukcijos vertės yra didesnės. Dėl šios priežasties tiek pradinis levitacijos aukštis tiek ir temperatūrinis poveikis yra didesni.

Šie aukščio pokyčiai parodo, kodėl PG plokštelės ($h = 25 \mu\text{m}$) nepavyko valdyti 200 mW lazerio spinduliu. Kaitinant plokštelių kraštą lazerio spinduliu susidaro nepakankamas temperatūrų skirtumas, kad plokštelei pasvirus susidarytu pakankamai didelė skersinė jėga. Iš modeliavimo rezultatų matome, kad skersinės jėgos nepakanką plokštelei judinti ir veikiant stipresniu lazeriu. Todėl galima teigti, kad plokštelės judėjimas galimai atsiranda dėl skirtingo magnetinio lauko poveikio pasvirusioje PG plokštelėje. Norint valdyti PG reikia sumažinti jo storį arba didinti lazerio galią, taip pat parinkti efektyviausią lazerio šviesos bangos ilgį. Tai leis padidinti temperatūrų skirtumą plokštelės kraštuose, nuo kurios priklausys PG pasvyrimo kampas. Tačiau

nors aukščio pokytis yra nežymus, levitacijos aukščio sumažėjimas patvirtina magnetinės jutos kitimą dėl temperatūros kitimo. Taip pat 60 μm , 50 μm , 30 μm plokštelių aukščių bei temperatūrų pokytis telpa [5] darbe atliktų matavimų rezultatų ribose. Atsižvelgus, kad spinduliavimo slėgis PG plokštei nežymus $F_{sp} \approx 4,2 \text{ nN}$. Šis aukščio z sumažėjimas parodo, kad esant tinkamoms sąlygoms ir įrangai PG plokštelę galima valdyti lazerio šviesa.

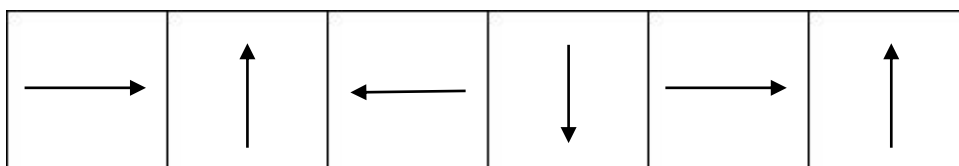
2 lentelė. PG levitacijos aukščio z pokytis kaitinant lazeriu

Plokštelės storis, μm	Levitacijos aukštis, mm			Temperatūros pokytis, $^{\circ}\text{C}$
	Prieš kaitinimą ($t = 0 \text{ s}$)	Po kaitinimo ($t = 10 \text{ s}$)	Skirtumas	
90	0,721	0,557	0,164	7,5
60	0,686	0,629	0,057	7,8
50	0,591	0,554	0,037	7,2
30	0,477	0,452	0,025	7,3

Kadangi turimo lazerio galios nepakako, PG plokštelės padėtį buvo bandyta keisti fokusuota Saulės šviesa. Tam panaudotas 98 mm židinio nuotolio lęšis, kuriuo buvo nukreipiami Saulės spinduliai. Kaitinimo metu plokštelės padėtis buvo filmuojama. Deja, naudojant fokusuotą Saulės šviesą nepavyko pakeisti 480 μm ir 30 μm storio plokštelių padėties (19 pav. b). Kadangi b) plokštelės storis 480 μm , tai būtent dėl didelio storio temperatūrų skirtumas tarp plokštelės galų buvo nepakankamai didelis, kad tokios masės plokštelė pajudėtų. 30 μm storio plokštelės kraštinės ilgis apie 2 mm. Dėl mažo paviršiaus ploto sudėtinga nukreipti pakankamą kiekį šviesos energijos į plokštelės kraštą. Todėl greičiausiai lęšiu buvo kaitinama visa plokštelė, dėl ko galėjo keistis tik jos levitacijos aukštis z , o ne horizontali padėtis.

4.5. Halbacho sistemos tyrinėjimas

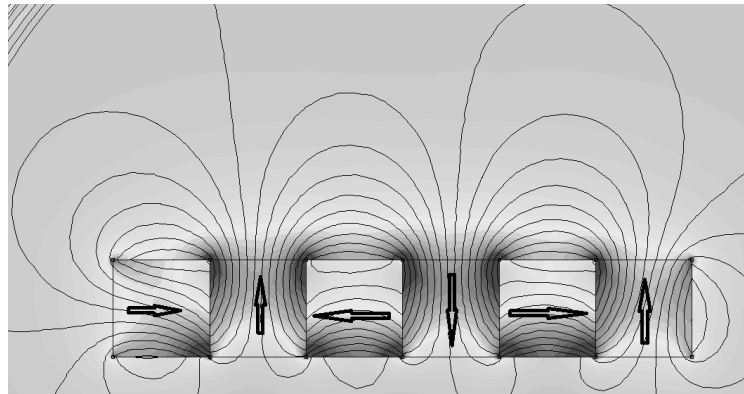
Magnetinių sistemų modeliavimo rezultatuose, gauta kad virš Halbacho sistemos PG levituotų didesniame aukštyje. To priežastis yra tokioje sistemoje koncentruojamas magnetinis laukas (50 pav.). Modeliavimo rezultatams patvirtinti iš 5 x 5 x 5 mm³ kubinių magnetų, kurių $B = 288 \text{ mT}$, buvo sudėta Halbacho sistema. Sistemą sudarančių magnetų įmagnetėjimo kryptys pavaizduotos (49 pav.). Magnetų sistemai suformuoti buvo panaudotos dvi metalinės plokštelės, dvipusė lipni juosta bei epoksidiniai klijai [51]. Magnetai buvo suskirstyti į dvi eiles, lipnios juostelės pagalba magnetai buvo priklijuoti prie magnetinių plokštelių. Šios juostelės neleido



49 pav. Halbach'o magnetų sistemos įmagnetėjimo kryptys

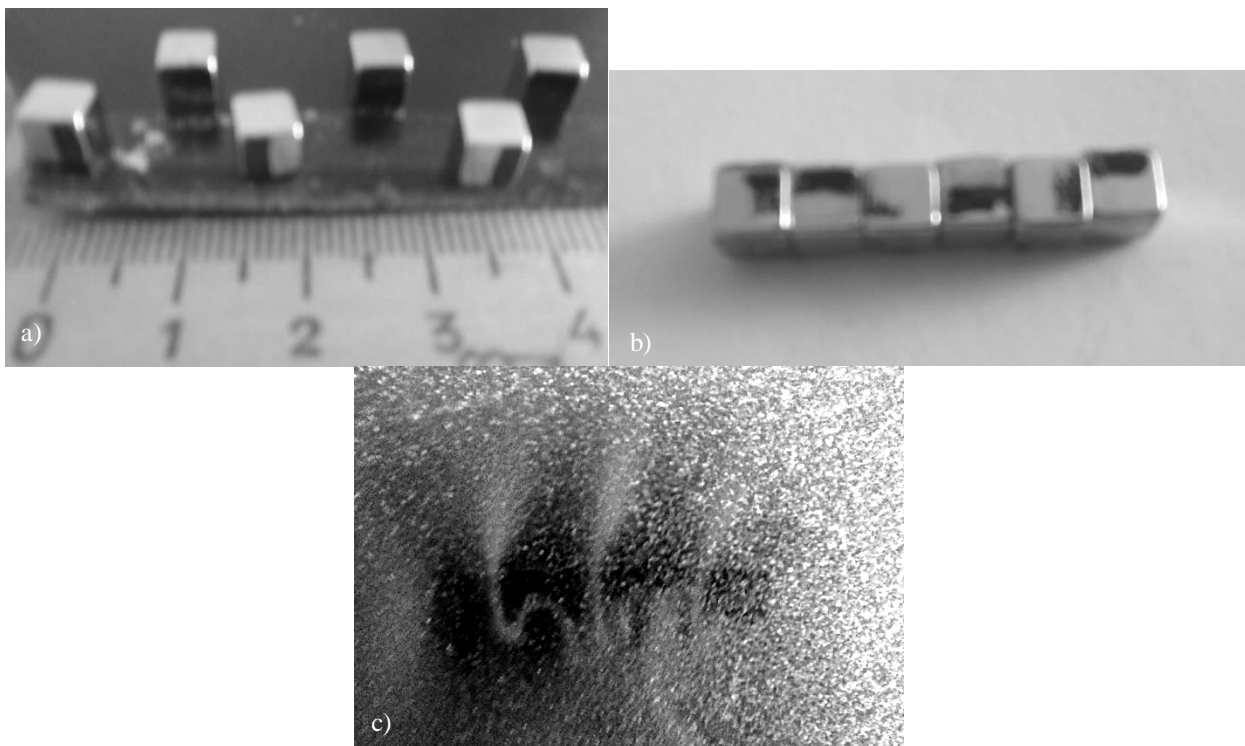
magnetams sukčius, dėl aplinkinių magnetų poveikio. Antra metalinė plokštelė buvo uždėta ant kitos eilės magnetų. Visų magnetų šonai ištepti epoksidiniais klijais, plokštelės sustumiamos. Taip

ribojamas vertikalus magnetų judėjimas. Neįsimagnetinančiais įrankiais magnetai suspaudžiami. Tokioje padėtyje paliekami 24 val.

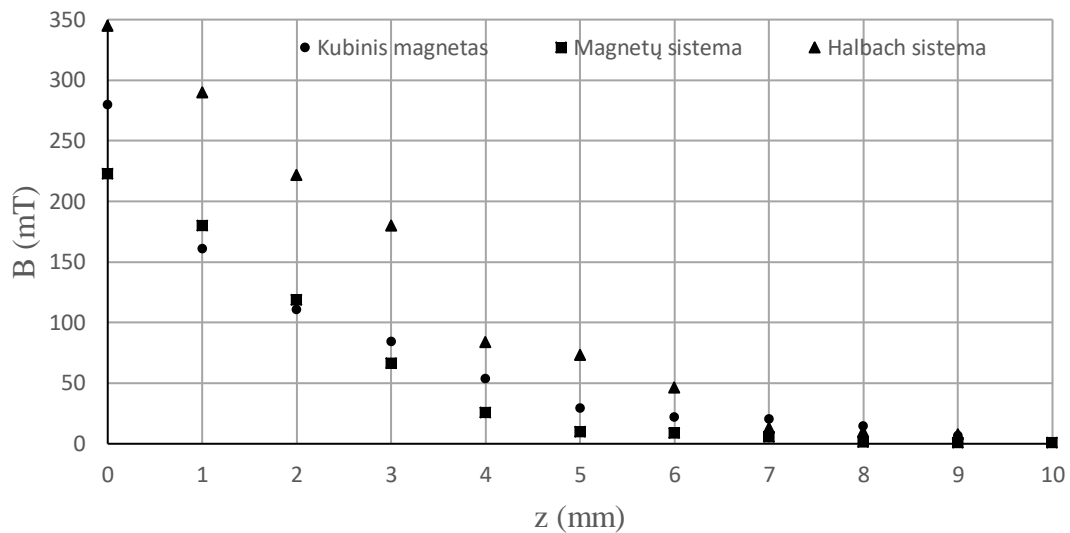


50 pav. Halbach'o sistemos „FEMM 4.2“ modelis

Magnetų sistema formavimo metu ir po jo pavaizduota 51 pav. Šios sistemos magnetinė indukcija palyginta su įprasta šešių kubinių magnetų sistemos magnetine indukcija (52 pav.).



51 pav. Halbach'o sistema a) formavimo metu, b) suformuota sistema, c) suformuotos sistemos MVF plėvelės vaizdas



52 pav. Kubinio magneto x, y sistemoms \blacksquare ir Halbach sistemos \blacktriangle kurių magnetinių indukcijų priklausomybės nuo atstumo palyginimas

Iš šio grafiko matome, kad Halbacho sistemos maksimali magnetinė indukcija yra 1,5 karto didesnė nei įprastoje sistemoje ar vieno magneto maksimali magnetinė indukcija. Taip pat magnetinės indukcijos vertės daug lėčiau mažėja Halbacho sistemoje didėjant atstumui nuo magnetų. Šie rezultatai parodo, kad Halbacho sistema yra daug efektyvesnė PG levitacijai, kadangi ją naudojant galima: palaikyti sunkesnius PG gabalėlius arba PG plokšteles naudoti detalių pernešimui, levituoti PG didesniame aukštyje.

5. IŠVADOS

1. Susipažinta su pirolitinio grafito (PG) magnetinėmis, bei šiluminėmis savybėmis;
2. Išmatuotos NdFeB magnetų magnetinės indukcijos ir jos kitimas erdvėje. Sudaryti magnetų magnetinės indukcijos priklausomybės nuo atstumo iki magnetų grafikai. Naudojantis šiais duomenimis parinkti tinkamiausi magnetai, PG levitacijai. Nustatyta, kad didžiausias levitacijos aukštis pasiekiamas naudojant Halbacho magnetų sistemą;
3. Programa „Comsol 5.2“ atliktas magnetinių sistemų magnetinės indukcijos pasiskirstymo modeliavimas. Sudaryti skirtingų sistemų magnetinės indukcijos pasiskirstymo trimačiai grafikai. Iš gautų duomenų apskaičiuotas teorinis PG levitacijos aukštis. Virš keturpolio sistemos 0,7 – 0,8 mm, virš žiedinio magneto 0,2 – 0,25 mm, virš Halbacho sistemos – 1,2 mm aukštyje. Šiuos skaičiavimus patvirtina eksperimentiniai levitacijos aukščio matavimai;
4. Programos „Comsol 5.2“ modelyje apskaičiuotas temperatūrų skirtumas PG plokštelėje, jos vieną kraštą kaitinant lazerio spinduliu. Programa nubrėžtos temperatūrų skirtumo priklausomybės nuo kaitinimo laiko, PG storio, lazerio galios. Pasinaudojus modeliavimo rezultatais apskaičiuota jėga veikianti kaitinamą PG plokštelę. Nustatyta, kad jėga priklauso nuo lazerio galios, plokštelės paviršius ploto ir storio. Dėl lazerinio kaitinimo, atsiradusios jėgos vertės nepriklausys nuo PG plokštelės šiluminio plėtimosi ar spinduliuotės slėgio. Didžiausia jėga ($3,54 \cdot 10^{-7}$ N) gaunama apvalioje ($r = 5$ mm) 25 μ m storio plokštelėje, kaitinant lazeriu (500 mW).
5. Išmatuoti PG plokštelių levitacijos aukščių pokyčiai dėl lazerio spindulio poveikio, 90 μ m storio plokštelėje – 0,164 mm, 60 μ m storio – 0,057 mm, 50 μ m storio – 0,037 mm ir 30 μ m storio – 0,025 mm.

6. LITERATŪROS SĄRAŠAS

1. SMALC M., SHIVES G. Thermal performance of natural graphite heat spreaders. *Proceeding of IPACK2005*, San Francisco, California, USA, 2005, pp 79 – 89 [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. ISBN: 0-7918-4200-2.
2. Prieiga per: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.736.9349&rep=rep1&type=pdf>.
3. LI Q., KIM S. Lateral force calibration of an atomic force microscope with diamagnetic levitation spring system. *Review of Scientific Instruments*. Division of Engineering, Brown University, Providence, Rhode Island, 2006, 77 [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2209953>.
4. TKACHENKO A., LU J. J. Q. Directed self – assembly of mesoscopic electronic components into sparse arrays with controlled orientation using diamagnetic levitation. *Journal of Magnetism and Magnetic materials*, USA, 2015, 385, 286 – 291 [žiūrėta 2017 – 05 -15]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2015.03.022>.
5. KOBAYASHI M., ABE J. Optical motion control of maglev graphite. *Journal of American Chemical Society*, Japan, 2012, 134(51), 20593 – 20596 [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: https://www.researchgate.net/publication/233907998_Optical_Motion_Control_of_Maglev_Graphite.
6. MCCLURE J. W. Energy band structure of graphite. *IBM Journal of Research and Development* Riverton, NJ, USA, 1964, 8(3), 255 – 261 [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1147/rd.83.0255>.
7. IIDA K., NARISAWA Y. Realization of diamagnetic levitation of column - shaped graphite. *Mechanical Engineering Journal*, Japan, 2015, 2(3) [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://doi.org/10.1299/mej.14-00559>.
8. PIERSON, Hugh O. *Handbook of carbon, graphite, diamonds and fullerenes: processing, properties and applications*. Elsevier Inc. 1994 [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. ISBN: 978-0-8155-1339-1. Prieiga per: Science Direct.
9. *Manufacturing process and material properties of carbon and graphite materials*. 2004 [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: http://www.schunk-benelux.nl/sixcms/media.php/1698/Kohlenstoff-Broschuere_GB.pdf.
10. RATNER Buddy D ir kt. *Biomaterials science: an introduction to materials in medicine 2nd edition*. San Diego: Elsevier Academic Press, 2004. ISBN 0-12-582463-7.
11. REIS Mario. *Fundamentals of magnetism*. USA: Elsevier Academic Press, 2013. ISBN 978-0-12-405545-2.
12. PUIŠO Judita. *Magnetinės medžiagos ir elementai*. Kaunas: Vitae Litera, 2007. ISBN 978-9955-686-43-9.
13. MCCLURE J. W. Diamagnetism of graphite. *Physical Review*, Oregon, USA, 1956, 104, 666 – 671 [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.104.666>.
14. GANGULI N., KRISHANAN K. S. The magnetic and other properties of the free electrons in graphite. *Proceeding of the royal society*, 1941, 177, 168 – 182 [žiūrėta 2017 - 05 – 16]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1098/rspa.1941.0002>.
15. SIMON M. D. Diamagnetically stabilized magnet levitation. *American Journal of Physics*, 2001, 69(6), 702 – 713 [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1119/1.1375157>.
16. BANDOW S. Correlation between diamagnetic susceptibility and electron spin resonance feature for various multiwalled carbon nanotubes. *Applied Physics A*, Japan, 2007, 87(1), 13 – 16 [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-007-3877-0>.
17. HUBER D. L., URBANO R. R. Fluctuating field model for conduction electron spin resonance in graphite. *Physical Review B*, 2004, 70(12) [žiūrėta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.125417>.
18. SHARMA M. P. Diamagnetism of graphite. *Physical Review B*, 1974, 9(6) [žiūrėta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.2467>.

19. GASNER A – L. Magnetic forces produced by rectangular permanent magnets in static microsystems. *The Royal Society of Chemistry*, 2009, 9, 2356 – 2363 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/0.1039/b901865d>.
20. YAJIMA S., SATOW T., HIRAI T. Microstructure and density of pyrolytic graphite. *Journal of Nuclear Materials*, Sendai, Japan, 1965, 17(2), 127 – 135 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: Science Direct.
21. SUZUKI H. Extremely energy – saving linear drive technique by using diamagnetic graphite plate. Japan, 2008 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: http://www.maglev.ir/eng/documents/papers/conferences/maglev2008/topic2/IMT_CP_M2008_T2_8.pdf.
22. HEUSCH C. A. Direct measurements of the thermal conductivity of various pyrolytic graphite samples (PG, TPG) used as thermal dissipation agents in detector applications. *Nuclear Instruments and methods in physics research*, 2002, 480(2-3), 463 – 469 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: https://www.atlas.mpp.mpg.de/~sct/welcomeaux/papers/NIMA480_463_469.pdf.
23. KLEMENS P. G., PEDRAZA D. F. Thermal conductivity of graphite in basal plane. *Carbon*, 1994, 32(4), 735 – 741 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: Science Direct.
24. NULL M. R. Thermal diffusivity and thermal conductivity of pyrolytic graphite from 300 to 2700° K. *Carbon*, 1973, 11(2), 81 – 87 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: Science Direct.
25. PAPPIS J., BLUM S. L. Properties of pyrolytic graphite. *Journal of the American Ceramic Society*, 1961, 44(12), 592 – 597 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1111/j.1151-2916.1961.tb11664.x>.
26. PLUTA Z., HRYNIEWICZ T. Thermal expansion of solids. *Journal of Modern Physics*, 2012, 3(1), 793 – 802 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.4236/jmp.2012.38104>.
27. TSANG D. K. L. Graphite thermal expansion relationship for different temperature ranges. *Carbon*, 2005, 43(14), 2902 – 2906 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: Science Direct.
28. ENTWISLE F. Thermal expansion of pyrolytic graphite. *Physics Letters*, 1962, 2(5), 236 – 238 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: Science Direct.
29. *Basic properties and application examples of PGS graphite sheet*. [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://www.mouser.com/pdfdocs/thermalgraphitesheets.pdf>.
30. *Pyrolytic graphite technical data*. 2014 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: https://www.kennametal.com/content/dam/kennametal/kennametal/common/Resources/Catalogs-Literature/Advanced%20Materials%20and%20Wear%20Components/B-14-04141_KMT_Pyrolytic_Graphite_Datasheet.pdf.
31. *Introduction to aluminum and magnesium annealed pyrolytic graphite (k – Core)*. 2012 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://meptec.org/Resources/09%20-%20Thermacore.pdf>.
32. *High performance pyrolytic graphite composit heat spreaders*. 2011 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. prieiga per: <http://www.mineralstech.com/Documents/Minteq/Pyro/Publications/Technical%20Papers/Pyroid%20HT/High%20Performance%20Pyrolytic%20Graphite%20Composite%20Heat%20Spreaders.pdf>.
33. SLACK G. A. Anisotropic Thermal Conductivity of Pyrolytic Graphite. *Physical Review*, 1962, 172(1), 694 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.694>.
34. LEMAK R. *Pyrolytic graphite heat spreader options for high performance embedded components and systems*. 2006 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://www.mineralstech.com/Documents/Minteq/Pyro/Publications/Technical Papers/Pyroid HT/Pyrolytic Graphite Heat Spreader Options for High Performance Embedded Components and Systems.pdf>.
35. *Physical Properties of PYROID® Pyrolytic Graphite*. [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: https://www.emsdiasum.com/microscopy/products/films/pyrolytic_graphite.aspx.
36. BROWN, M. S. Fundamentals of Laser-Material Interaction and Application to Multiscale Surface Modification. In: *Laser Precision Microfabrication*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010, pp 91 – 120. ISBN 364210522X.
37. DOVBESHKO G. Optical Properties of Pyrolytic Carbon Films Versus Graphite and Graphene. *Nanoscale research letters*, 2015, 10(1), 234 – [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <https://dx.doi.org/10.1186%2Fs11671-015-0946-8>.
38. KÜSTLER G. Diamagnetic levitation – historical milestones. 2006 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.456.2414&rep=rep1&type=pdf>.

39. WALDRON R. D. Diamagnetic levitation using pyrolytic graphite. *Review of Scientific Instruments*, 1966, 37(1), 29 – 35 [žiūrēta 2017 – 05 – 16]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1719946>.
40. GARMIRE D., CHOO H. Diamagnetically levitated MEMS accelerometers. *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, 2007 [žiūrēta 2017 – 05 – 18]. Prieiga per: https://www.researchgate.net/publication/224720456_Diamagnetically_Levitated_MEMS_Accelerometers.
41. MOSER R. Optimization of two-dimensional permanent magnet arrays for diamagnetic levitation. Switzerland, 2002 [žiūrēta 2017 – 05 – 19]. Prieiga per: https://www.researchgate.net/publication/228770522_Optimization_of_two-dimensional_permanent_magnet_arrays_for_diamagnetic_levitation.
42. JIAN L., CHAU K. T. A Coaxial Magnetic Gear With Halbach Permanent-Magnet Arrays. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, 2010, 25(2), 319 – 328 [žiūrēta 2017 – 05 – 18]. Prieiga per: <https://doi.org/10.1109/TEC.2010.2046997>.
43. KÜSTLER G. Diamagnetic levitation of pyrolytic graphite over monolithic NdFeB magnet. *Electronics Letters*, 2014, 50(18), 1289 – 1290 [žiūrēta 2017 – 05 – 15]. Prieiga per: <http://doi.org/10.1049/el.2014.2332>.
44. THORN R. J., SIMPSON O. C. Spectral emissivities of graphite and carbon. *Journal of Applied Physics*, 1953, 24(1), 633 [žiūrēta 2017 – 05 – 18]. Prieiga per: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1721341>.
45. *Table of emissivity* [žiūrēta 2017 – 05 – 19]. Prieiga per: <http://www.omega.com/temperature/Z/pdf/z088-089.pdf>.
46. LUTKOV A. I. *Inorganic materials*, USSR, 1972, 8, 1244.
47. *Magnetic units*. 1985 [žiūrēta 2017 – 05 – 19]. Prieiga per: http://www.ieemagnetics.org/index.php?option=com_content&view=article&id=118&Itemid=107.
48. SAMAVIČIUS R., MINIALGA V. Calculation of forces acting on levitating pyrolytic graphite illuminated by laser. *Open reading 2016*, 2016, p. 208 [žiūrēta 2017 – 05 – 19]. Prieiga per: http://www.openreadings.eu/wp-content/uploads/2016/03/OR2016_abstract_book.pdf.
49. *405 and 980 nm photo heating control of diamagnetic pyrolytic graphite*. 2013 [žiūrēta 2017 – 05 – 18]. Prieiga per: <https://www.youtube.com/watch?v=q91xAqAfzRA>.
50. *Tractor beam laser maglev – magnetic levitated graphene paper moved with UV laser*. 2014 [žiūrēta 2017 – 05 – 18]. Prieiga per: <https://www.youtube.com/watch?v=fB3nsvqRkaQ>.
51. *building Halbach array*. Bos. O, 2010 [žiūrēta 2017 – 05 – 19]. Prieiga per: <https://www.supermagnete.de/eng/Magnet-applications/Building-a-Halbach-array>.