

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Karolina Varsockaja

MEDŽIAGŲ PARINKIMAS KOMPAKTIŠKAM RENTGENO SPINDULIUOTĖS
ŠALTINIUI AKTYVUOJAMAM FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentė	Karolina Varsockaja
Darbo vadovas	dr. Jonas Reklaitis
Recenzentas	dr. Antanas Urbas
Konsultantas Lazerinių tyrimų centro direktorius	Doc. dr. Vytautas Jukna Doc. dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2020

Turinys

Įvadas	3
1. Literatūros apžvalga	4
1.1. Femtosekundiniai rentgeno spinduliuotės šaltiniai	4
1.2. Lazerių sužadunami plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai	6
2. Teorinis įvadas	7
2.1. Lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika	7
2.1.1. Laisvųjų krūvininkų generacija	7
2.1.2. Netiesinė fotojonizacija	7
2.1.3. Laisvųjų krūvininkų greitinimas elektriniame lauke	9
2.2. Lazerinės spinduliuotės ir plazmos sąveika	11
2.3. Lazerinės spinduliuotės energijos pernašos mechanizmai	13
2.3.1. Atvirkštinė stabdomosios spinduliuotės sugertis	13
2.3.2. Jonų turbulencijos sugertis	14
2.3.3. Rezonansinė sugertis	14
2.3.4. Parametriniai trikdžiai	15
2.4. Rentgeno spinduliuotės generacijos fizikiniai pagrindai	16
2.4.1. Stabdomoji rentgeno spinduliuotė ir rekombinacija	16
2.4.2. Būdingoji rentgeno spinduliuotė	19
2.4.3. Rentgeno spinduliuotės sugertis	21
2.4.4. Rentgeno spinduliuotės impulsų trukmė ir detektavimas	21
3. Tyrimo metodika	24
3.1. Bandinių gamyba	24
3.2. Lazerinė sistema	25
3.3. Matavimų eksperimento schema	26
3.4. Rentgeno spinduliuotės detektavimas	27
4. Rezultatų analizė	30
4.1. Eksperimento optimizavimas	30
4.1.1. Fotonų srauto įvertinimas	31
4.1.2. Stabdomosios rentgeno spinduliuotės signalo mažinimas	32
4.1.3. Impulsų pasikartojimo dažnio parinkimas	34
4.1.4. Spektrų pavidalas	36
4.2. Šarminių metalų halogenidų taikiniai	39
4.3. Alavo bandinys	43
4.4. Rezultatų aptarimas	44

Išvados	46
Literatūra	51
Summary	52
Santrauka	54

Įvadas

1895 metais vokiečių mokslininkas W.C. Röntgen pirmą kartą stebėjo spinduliuotę, kurią dėl nežinomos jos prigimties praminė X – spinduliais. 1901 m. už šį atradimą W.C. Röntgen gavo pirmąją Nobelio premiją [1]. Dabar žinoma kaip rentgeno spinduliuotė, tuo metu, dėl savo išskirtinių savybių, ji iškart susilaukė didelio susidomėjimo. Per ateinantį šimtmetį, jai buvo atrasta nemažai pritaikymų, pavyzdžiui — medicinoje [2], biologijoje [3], medžiagotyroje [4], astrofizikoje [5]. Pirmieji rentgeno spinduliuotės šaltiniai buvo rentgeno vamzdžiai, kurie turėjo nemažai trūkumų, ribojančių spinduliuotės pritaikymo galimybes — šaltinis nekoherentinis, spinduliuotė generuojama visomis kryptimis, sąlyginai didelis spektrinis šviesis gaunamas tik ties specifiniais bangos ilgiais [6].

Alternatyvus rentgeno spindulių šaltinis pirmą kartą buvo stebimas, kaip parazitinė spinduliuotė atliekant mokslinius tyrimus su sinchrotroniniu elektronų greitintuvu [7]. Ilgainiui, buvo išvystyti didelės energijos elektronų sinchrotronai, kurių pagalba galima išgauti didelio šviesio rentgeno spinduliuotę. Generuojama spinduliuotė pasižymi stabiliu, dideliu intensyvumu (galimas fotonų srautas 10^6 eilės didesnis, lyginant su galingiausiais tradiciniais rentgeno šaltiniais), plačiame bangos ilgių diapazone, koherentinė, smarkiai kolimuota, poliarizuota bei generuojama impulsais (tipinė impulso trukmė — 100 ps eilės) [8, 9]. Dėl minėtų spinduliuotės charakteristikų, sinchrotronai pradėti naudoti moksliniams tyrimams ir naujiems taikymams, tačiau standartinio sinchrotono su žiediniu greitintuvu dydis ir kaina, atvėrė šias galimybes tik didelio masto įstaigoms ir mokslinėms institucijoms [6].

1960 m. atsiradus lazeriams, nuo pirmųjų lazerines spinduliuotės ir materijos sąveikos eksperimentų, buvo pastebėta, jog lazeriu generuojama plazma medžiagos paviršiuje yra didelio šviesio spindulių šaltinis. Pasirodė, jog tokiu būdu galima išgauti rentgeno spindulius, prilygtančius, generuojamiems sinchrotronuose [6]. Pirmą kartą panaudojus femtosekundinę lazerinę sistemą buvo sugeneruoti subpikosekundinės trukmės rentgeno spinduliai [10], kurie šiuo metu yra kertinis įrankis tyrimo metodams, reikalaujantiems femtosekundinės laikinės skyros [11, 12].

Rentgeno spindulių generacija didelio intensyvumo lazerine spinduliuote, išlieka populiaria tyrimų tematika [13]. Sparčiai tobulėjant lazeriams — didėjant galioms, pasikartojimo dažniam bei trumpėjant impulsams, jie tampa konkurencingi sinchrotronams, juolab lazerinių sistemų kompaktiškumas ir kaina padaro jas prieinamesnėmis ir lengviau pritaikomomis.

Tyrimo idėja yra apibendrinti ankstesnių (autorinių) darbų [14, 15] eksperimentų rezultatus siekiant sukurti rentgeno spinduliuotės šaltinį 5 keV – 20 keV energijų intervale, aktyvuojamą femtosekundiniais lazerio impulsais. **Šio darbo tikslas — ištirti ir palyginti skirtingų medžiagų tinkamumą rentgeno spinduliuotės generavimui naudojant didelės energijos femtosekundinius lazerio „Pharos PH1-SP-1.5mJ“ impulsus.** Išsikelti darbo uždaviniai: užregistruoti rentgeno spinduliuotę pasirinktose medžiagose (Cu, Sn, KI, KBr, NaBr); ištirti generuojamų spinduliuotės srautų priklausomybę nuo lazerinės spinduliuotės parametru ir eksperimento sąlygų; įvertinti didžiausius pasiekiamus fotonų srautus bei charakteringos rentgeno spinduliuotės energiją.

1. Literatūros apžvalga

1.1. Femtosekundiniai rentgeno spinduliuotės šaltiniai

Po šiai dienai, eksperimentiškai yra pademonstruotas ne vienas būdas, kuriuo galima generuoti rentgeno spindulius panaudojant didelio intensyvumo lazerinę spinduliuotę arba jos pagalba išgauti tam tikras spinduliuotės charakteristikas [9, 16]. Keletas tokio elemento privalumų — galimybė sukurti impulsinį, kompaktišką rentgeno spinduliuotės šaltinį, kurio impulsai būtų femtosekundinės trukmės. Taip pat didelės energijos lazeriniai šaltiniai leidžia tirti spinduliuotės ir medžiagos sąveika, spinduliuotės intensyvumams siekiant 10^{20} W/cm² eilės ir daugiau [6], ko pasekoje skirtingais metodais galima išgauti vis didesnių energijų šviesos kvantus. Nors toliau minimuose methoduose vienu ar kitu būdu yra panaudojama lazerinė spinduliuotė, rentgeno spinduliuotės generacijos fizikiniai mechanizmai ir sukuriamų šaltinių charakteristikos iš esmės skiriasi.

Vienas iš tokių metodų — pasitelkiant netiesinės sugerties reiškinį, paprastai dujinėse terpėse, generuojamos aukštos eilės harmonikos [17, 18]. Esant pakankamiems lazerinės spinduliuotės intensyvumams (prilyginamiems atomo Kulono jėgos laukui, kurie gali jį pastebimai modifikuoti), dėl tunelinės medžiagos jonizacijos atsiradę elektronai yra greitinami spinduliuotės elektriniame lauke. Per dalį optinio ciklo, lauko ženklui pakitus, elektronas sulėtėja, yra apskukamas ir vėl greitinamas link pirminio atomo. Rekombinacijos su atomu atveju yra spinduliuojami didelės energijos fotonai. Tokiu būdu generuojama plataus spektro spinduliuotė, kurios bangos ilgiai dengia ir minkštų rentgeno spindulių spektro sritį (fotonų energijos siekia iki 1 keV). Keletas iš šio generacijos būdo privalumų prieš kitus metodus — laikinis ir erdvinis spinduliuotės koherentiškumas, bei galimybė generuoti atosekundinės trukmės impulsus [9, 16]. Šiam momentui, tokiu metodu išgaunami didžiausi fotonų srautai siekia 10^8 fot. \cdot s⁻¹ – 10^9 fot. \cdot s⁻¹ eilės, 280 eV–540 eV energijų intervale, generuojant aukštas harmonikas helio, neono dujose [19]. Kol kas, generuojamų fotonų energijos dar neperžengia kietųjų (> 5 keV – 10 keV) rentgeno spindulių ribos. Taip pat susiduriama su vienu rimtu trūkumu, ribojančiu tokio rentgeno spinduliuotės šaltinio taikymą praktikoje — net esant optimalioms aukštų harmonikų generacijos sąlygoms, konversijos našumas tesiekia $\sim 10^{-7}$ eilės [16, 20].

Kitai aptariamų metodų grupei lazerinė spinduliuotė panaudojama skirtingais būdais, kad išgauti norimų parametrų rentgeno spindulius. Šie metodai apima elektronų pluoštelio greitinimą, naudojant nuolatinės srovės elektrinį lauką, iki kiloelektronvoltų (ypač greitai rentgeno vamzdžiai) arba gigaelektronvoltų (sinchrotronai, laisvųjų elektronų lazeriai) energijos [9, 21, 22]. Ypač greitai rentgeno vamzdžiams sukurti yra kombinuojami du elementai — naudojamas klasikinis rentgeno spinduliuotės šaltinis, bet vietoj šiluminio elektronų generavimo iš katodo, tam yra pasitelkiama lazerinė spinduliuotė. Taip fotoelektronai yra kuriami tik per lazerinio impulso trukmės laiką [23]. Gautas elektronų pluoštas, yra greitinamas elektriniame lauke link anodo ir priklausomai nuo sąveikos tipo su anodo medžiagos atomais, sužadina linijinę arba ištisinę rentgeno spinduliuotę. Tačiau, naudojant tokią schemą, pačių rentgeno

spindulių trukmė yra nulemiama elektronų kelio anodo medžiagoje. Taip pat jai įtakos turi ir didelio išlaisvintų elektronų kiekio tarpusavio Kulono sąveika, jiems sklindant iki anodo. Tad norint gauti subpikosekundinės trukmės rentgeno impulsus, pastaroji sąveika numato tam tikrą galimų išlaisvinti elektronų skaičiaus ribą [9]. Nors tokiu būdu galima gauti femtosekundinės trukmės rentgeno impulsus, iš principo tokia technologija pasižymi labai mažu efektyvumu ir standartinio rentgeno šaltinio trūkumais [24].

Kalbant apie didelio mąsto greitinimo įrenginius, jau užsiminta jog sinchrotroninė spinduliūtė pasižymi ypatingomis charakteristikomis, tačiau net ir trečios kartos sinchrotonų techniniai parametrai riboja mažiausias pasiekiamas rentgeno impulsų trukmes (nuo kelių dešimčių iki kelių šimtų pikosekundžių). Šį trūkumą galima apeiti, pavyzdžiui, femtosekundiniais lazeriniais impulsais moduluojant nedidelės dalies elektronų pluošto energiją, sklindančio žiediniu greitintuvu. Vėliau, moduluotos energijos elektronai gali būti panaudojami rentgeno spindulių generacijai, kuriuos galima atskirti nuo ilgo foninio impulso [16]. Taip pat, pastaruoju metu išryškėjo ir laisvųjų elektronų lazerio technologijos perspektyvumas. Tokio tipo lazeriuose, koherentinės elektromagnetinės spinduliuotės generavimui ir stiprinimui, reliatyvistiniai elektronai yra greitinami naudojant periodines magnetų struktūras (ondulatorius). Priešingai nei kitų metodu atveju, šiai technologijai nereikia papildomai įkomponuoti femtosekundinių ar didelės galios lazerinių impulsų, kad generuoti ultratrumpus rentgeno diapazono spindulius, bet lazerinė spinduliuotė gali būti pasitelkiama norint valdyti elektronų pluošto parametrus. Abi paminėtos technologijos leidžia sukurti didžiausio spektrinio šviesio ir srauto rentgeno impulsus iš visų rentgeno spinduliuotės šaltinių [16]. Tačiau, jos vis dar išlieka sudėtingomis ir ribotai prieinamomis technologijomis, turinčiomis kur tobulėti, kalbant apie plačius mokslinius ar komercinius taikymus.

Dar vienas metodas įgalina lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos metu sukurti plazminį rentgeno spinduliuotės šaltinį [6, 10]. Paveikiant medžiagą intensyvia lazerine spinduliuote, medžiagos atomai yra jonizuojami. Atsiradę laisvieji krūvininkai yra greitinami stipraus elektromagnetinio lauko iki energijų, pakankamų generuoti rentgeno diapazono spindulius. Šie elektronai sąveikaudami su taikinio (dažniausiai, tokio tipo eksperimentuose — kietakūnio) medžiaga, analogiškai, kaip ir rentgeno vamzdžio atveju, gali sužadinti rentgeno spinduliuotę, dėl vykstančių laisvųjų–laisvųjų, laisvųjų–surištųjų ir surištųjų–surištųjų šuolių procesų. Pirmojo proceso atveju, laisvieji elektronai sąveikaudami su jonų branduolių Kulono jėgos laukais, lėtėdami ir prarasdami kinetinę energiją išspinduliuoja ištisinio spektro, taip vadinamąją, stabdomąją spinduliuotę (vok. *bremsstrahlung radiation*). Antrojo proceso metu, laisvieji elektronai, rekombinuodami su jonais, tampa surištaisiais elektronais ir taip pat spinduliuoja ištisinio spektro elektromagnetinę spinduliuotę. Trečiojo proceso metu, įgreitinti elektronai kuria vakansijas vidiniuose medžiagos atomų elektronų sluoksniuose, kurias vėliau užpildo išorinių sluoksnių elektronai. Tokiu atveju, dėl surištųjų–surištųjų būsenų šuolių, spinduliuojama linijinio spektro spinduliuotė [6].

Šiame darbe nagrinėjami rezultatai gauti taikant pastarąjį generacijos mechanizmą, tad sekančiame skyriuje smulkiau apžvelgiami kai kurie metodo aspektai, jo privalumai, pasiekimai,

bei techniniai trūkumai.

1.2. Lazerių sužadinti plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai

Lazeriu aktyvuojamiems plazminiams rentgeno spinduliuotės šaltiniams sukurti yra naudojamos didelės galios, paprastai trumpų impulsų, lazerinės sistemos, leidžiančios medžiagas veikti nuo 10^{12} W/cm² ir didesniais smailiniais spinduliuotės intensyvumais [6]. Toks šaltinis turi vieną ryškų privalumą prieš kitus, prieš tai aptartus šaltinius — galima gauti fotonų energijas esančias, kietųjų rentgeno spindulių diapazone (> 5 keV – 10 keV) su laboratorine įranga. Deja, jis pralošia dėl keleto kitų charakteristikų — spinduliuotė emituojama izotropiškai [25, 26], nėra koherentinė, bei impulso trukmė kaip ir ypač greitų rentgeno vamzdžių atveju, yra nulemiama lazerinės spinduliuotės kelio taikinio medžiagoje [6, 9]. Tokiu generacijos būdu gaunamos rentgeno spinduliuotės fotonų srautai siekia 10^{10} fot.·s⁻¹ eilės į 4π erdvinį kampą, ties vario K_α (8,04 keV) linija [27]. Dėl savo techninės specifikos, šis metodas yra patrauklus norint laboratorijos sąlygomis generuoti femtosekundinės trukmės, didesnių energijų rentgeno diapazono šviesos kvantus ir jau yra taikomas rentgeno spindulių difrakcijai su femtosekundine laikine skyra [16]. Šiuo metu, su tokia metodika pasiekiami ~ 100 fs laikinė skyra ir ~ 50 pm erdvinė skyra. Žinoma, metodą yra kur tobulinti — yra potencialo padidinti jo erdvinę skyrą (judant link mažesnių bangos ilgių) bei pasiekiamus fotonų srautus, ties didesnėmis energijomis. Kalbant apie šiuos postūmius, opiomis problemomis išlieka medžiagų parinkimas, eksperimento geometrija ir optimizavimas.

Kaip užsiminta anksčiau, dažniausiai plazminiai rentgeno šaltiniai lazeriu sužadinti naudojant kietakūnius taikinius [27, 28, 29]. Tačiau, tokių taikinių naudojimas sukelia keletą rimtų nepatogumų, apsunkinančių metodo taikymą vartotojui: 1) veikiant medžiagą didelio intensyvumo lazerine spinduliuote, taikinio paviršius yra abliuojamas, tad prieš taikinį susidaro medžiagos dulkių debesis, sugeriantis dalį žadinančios spinduliuotės; 2) šios dulkės nusėda ant eksperimento schemoje esančių optinių komponentų paviršių, tad reikalingi papildomi techniniai sprendimai, norint apsaugoti optiką; 3) dėl abliuojamo taikinio paviršiaus, reikia pasirūpinti bandinio atnaujinimo mechanizmu, norint kiekvieno impulso metu paveikti naują taikinio paviršiaus vietą, tačiau bandinio judinimas apsunkina eksperimentinių sąlygų atsikartojamumą; 4) dėl kai kurių bandinių geometrijos (pvz.: metalo folijos), kiekvienam eksperimentui reikalingas naujas bandinys [30, 31]. Atsižvelgiant į išskylančias problemas yra išbandyti ir kitokio tipo taikiniai — skysčiai [30], dujos [32] ir net skystieji metalai [33]. Deja ir tokios eksperimentinės schemos turi savų trūkumų — reikalingi sudėtingesni inžineriniai sprendimai taikinių sukūrimui ir naudojimui, bei pasiekiami fotonų srautai esant panašioms eksperimentinėms sąlygoms išlieka mažesni, nei naudojant kietakūnius taikinius.

2. Teorinis įvadas

2.1. Lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika

Norint suprasti kaip lazerinės spinduliuotės pagalba galima sukurti rentgeno spinduliuotės šaltinį, reikalingi teoriniai pagrindai apie lazerinės spinduliuotės sąveiką su medžiaga ir plazmos indukavimą joje. Sekančiuose skyriuose bus gilinamasi į plazminio šaltinio sukūrimo fizikinius principus bei lazerinės spinduliuotės energijos perdavimo plazmai mechanizmus.

2.1.1. Laisvųjų krūvininkų generacija

Vienas iš vyksmų pasireiškiančių lazerinei spinduliuotei sąveikaujant su medžiaga — fotojonizacija. Vyksmo metu, atomui sąveikaujant su fotonu, gali būti sukuriamas jonas, iš atomo išorinių elektronų sluoksnio išmušant elektroną. Priklausomai nuo fotonų energijos bei medžiagos pasirinkimo, jonizacija gali būti tiesioginė arba vykti pasireiškiant netiesiniams procesams. Tiesiogiai jonizuoti atomus įmanoma tik tuomet, kai fotonas turi pakankamai energijos, kad nutraukti atomo – elektrono ryšio energiją (dujos) arba perkelti elektroną iš valentinės juostos į laidumo juostą (kondensuotos medžiagos). Tačiau regimosios arba artimosios infraraudonosios spektro srities fotonai neturi pakankamai energijos, kad jonizuoti medžiagos atomus. Pavyzdžiui $1\ \mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliuotės fotonas turi $E_{1\mu\text{m}} = 1,2\ \text{eV}$ energiją, o regimojo diapazono krašto $\sim 380\ \text{nm}$ bangos ilgio fotonas — $E_{380\text{nm}} = 3,2\ \text{eV}$, tuo tarpu mažiausią jonizacijos energiją iš visų elementų turinčio cezio atomo jonizavimui reiktų — $E_j = 3,89\ \text{eV}$ energijos [34]. Vienas iš galimų tokios problemos sprendimų — inicijuoti netiesinės jonizacijos procesus, pasitelkiant pakankamai didelio intensyvumo lazerinę spinduliuotę ($> 10^{10}\ \text{W/cm}^2$) [35].

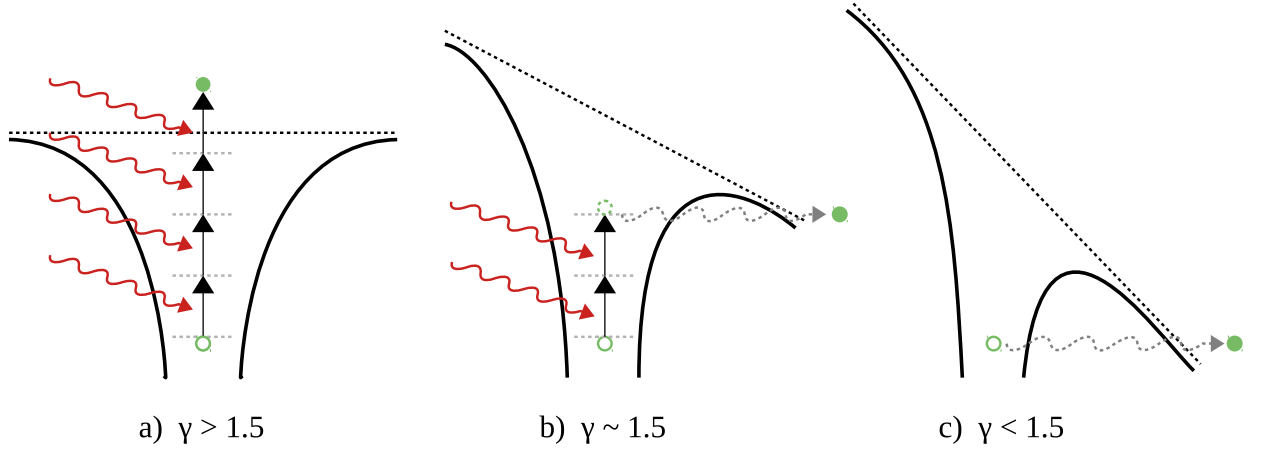
2.1.2. Netiesinė fotojonizacija

Pagrindė yra išskiriami du netiesinės fotojonizacijos režimai — daugiafotonės (1 a) pav.) ir tunelinės jonizacijos (1 c) pav.). Kaip trečiąjį, galima būtų išskirti tarpinį režimą (1 b) pav.), kai fotojonizacija yra lemiama abiejų procesų [36].

Kaip jau užsiminta, vienas regimojo diapazono fotonas neturi pakankamai energijos, kad galėtų jonizuoti atomus, pavyzdžiui dielektrinėse terpėse. Tam reikalinga keletas ar daugiau, tokių fotonų sugertis. Esant lazerinės spinduliuotės fotonų energijai, nepakankamai tiesioginei medžiagos atomų jonizacijai, gali vykti netiesinė jonizacija atomo elektronui vienu metu sugėrus keletą fotonų [36], kaip pavaizduota 1 a) pav. Fotonų skaičius, reikalingas išlaisvinti elektronui yra nusakomas mažiausia N verte, kuri tenkina sąlygą:

$$N\hbar\omega \geq E_g, \quad (1)$$

čia E_g — medžiagos draustinės juostos plotis, $\hbar\omega$ — fotono energija. Jei atomui jonizuoti reikia N fotonų energijos, tai atomo jonizacijos sparta laipsniškai priklauso nuo lazerinės spinduliuotės



1 pav. Schematinis netiesinės fotojonizacijos režimų atvaizdavimas. γ yra Keldišo (Keldysh) parametras, nusakantis vyraujantį jonizacijos mechanizmą. a) Keldišo parametro vertėms esant $\gamma > 1,5$ — dominuoja daugiafotonė jonizacija; b) parametro vertėms esant $\gamma \sim 1,5$ — vyrauja tarpinis režimas, kurio metu elektronas gali sugerti keletą fotonų ir tuneliuoti pro iškreiptą potencialinį barjerą; c) parametro vertėms — $\gamma < 1,5$ — dominuoja tunelinė jonizacija.

intensyvumo [37]:

$$W_{\text{DJ}} = \sigma_N I^N, \quad (2)$$

čia σ — N fotonų, kurių reikia elektronui būti išlaisvintam, sugerties sąveikos skerspjūvis, I — lazerinės spinduliuotės intensyvumas. Augant netiesiškumo eilei N , ima mažėti daugiafotonės jonizacijos sąveikos skerspjūvis σ_N , o kartu su juo ir proceso efektyvumas. Tačiau, esant pakankamai intensyviam lazerinės spinduliuotės šaltiniui, procesą eksperimentiškai galima stebėti net ir labai didelėms N vertėms [37].

Reiktų paminėti, jog esant didesniems spinduliuotės intensyvumams, gali vykti ir taip vadinama, viršlenkstinė jonizacija (angl. *above threshold ionization (ATI)*). Tai daugiafotonis procesas, kurio metu elektronas sugeria didesnį kiekį fotonų, nei mažiausiai energetiškai reikalinga, kaip nusakoma (1) sąlyga. Tokiu būdu išlaisvinto elektrono kinetinė energija bus:

$$E_{\text{kin}} = (M + N)\hbar\omega - E_j, \quad (3)$$

čia M — papildomai sugertų fotonų skaičius.

Esant didesniems spinduliuotės lauko stipriams, kuomet jų vertės tampa palyginamos su atomo Kulono lauko stipriu, vykstantys procesai nebegali būti aprašomi trikdinio artinio rėmuose [38]. Tunelinė jonizacija, pasireiškia prie didesnių intensyvumų nei daugiafotonė jonizacija. Esant stipraus lauko režimui, lazerinės spinduliuotės elektrinis lauko stipris iškraipo branduolio elektrinio lauko potencialą, kaip matome iš 1 c) pav. Tokiu atveju, atsiranda nenuolinė tikimybė elektronui tuneliuoti pro pakitusį potencialinį barjerą. Šis mechanizmas leidžia elektronams būti išlaisvintiems per trumpesnę laiko tarpą nei lazerinės spinduliuotės impulso trukmė [39, 40]. Tunelinė jonizacija vyrauja esant labai didelio intensyvumo lazerinei spindu-

liuotei ($> 10^{16}$ W/cm²), bei mažiems spinduliuotės dažniams [36].

Abu aptarti jonizacijos procesai gali būti paaiškinti remiantis tuo pačiu teoriniu pagrindu, kurį 1965 m. pateikė L. V. Keldysh [41]. Abiejų procesų indėlis netiesinės fotojonizacijos vyksmui nusakomas vadinamuoju Keldišo parametru [36]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

čia ω — lazerinės spinduliuotės dažnis, m_e ir e — elektrono redukuotoji masė ir krūvis, c — šviesos greitis vakuume, n — medžiagos lūžio rodiklis, ε_0 — vakuumo dielektrinė skvarba. Keldišo parametras nurodo vyraujantį procesą: kai $\gamma > 1,5$, vyrauja daugiafotonė jonizacija, kai $\gamma < 1,5$, — tunelinė jonizacija ir parametro vertei esant ties $\gamma \sim 1,5$ — turime mišrų procesą, (pavaizduota 1 pav. b) dalyje), kuomet nėra vieno vyraujančio mechanizmo.

Dar reiktų nepamiršti keleto galimų procesų, kurie vienaip ar kitaip įtakoja minėtuosius anksčiau — tai griūtinė jonizacija ir krūvininkų rekombinacija. Griūtinė jonizacija galima kai elektronas, esantis laidumo juostoje (laisvieji krūvininkai laidininkuose) ar atsiradęs joje dėl fotojonizacijos, gali sugerti lazerinę spinduliuotę ir įgyti papildomos energijos. Toliau, papildomos energijos įgijęs elektronas, smūginės jonizacijos metu gali sužadinti kitą elektroną esantį valentinėje juostoje. To pasekoje, laidumo juostoje atsiranda du laisvi elektronai, kurie vėl įgreitinti gali sužadinti dar daugiau elektronų [36]. Taip pat, dėl branduolio elektrinio lauko traukos bei kitų išorinių jėgų, galima laisvųjų krūvininkų ir jonų rekombinacija, elektronui grįžtant į atomo elektroninę struktūrą.

2.1.3. Laisvųjų krūvininkų greitinimas elektriniame lauke

Kuomet atomai jonizuojami, galime laikyti jog išlaisvinti krūvininkai yra laisvi ir jų judėjimą lemia tik lazerinės spinduliuotės elektrinis laukas. Tarkime, turime klasikinį laisvą elektroną, kuris sąveikauja su elektriniu lauku $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$. Tada, jo judėjimo greitis apskaičiuojamas [9]:

$$v(t) = \int_0^t -\frac{e}{m} E(t') dt' + v_0 = -\frac{E_0 e}{m \omega} \sin(\omega t) + v_0, \quad (5)$$

čia v_0 — elektrono greitis pradiniu laiko momentu. Jei įskaitysime tik tuos elektronus, kurių slinkio greitis, pradiniu laiko momentu buvo $v_0 = 0$, jų vidutinė kinetinė energija E_{kin} , apibūdinama ponderomotoriniu potencialu U_p :

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}. \quad (6)$$

Reikia atkreipti dėmesį, jog U_p proporcingas spinduliuotės elektrinio lauko stiprio kvadratui, tad elektronų vidutinė kinetinė energija auga tiesiškai, kartu su lazerinės spinduliuotės intensyvumu. Dar šį potencialą galima išreikšti:

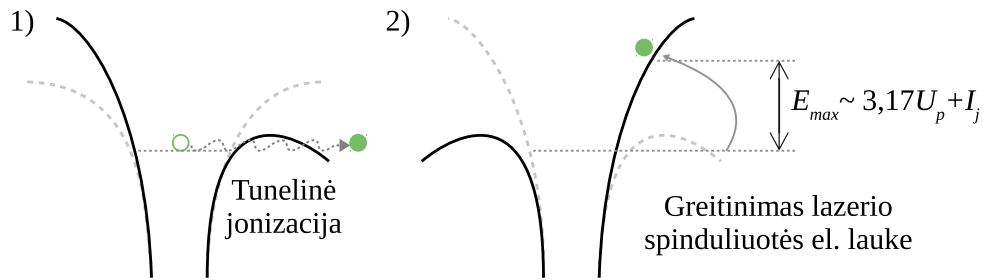
$$U_p(\text{eV}) = 0,97 \cdot 10^{-13} I(\text{W/cm}^2) \lambda^2(\mu\text{m}^2). \quad (7)$$

Dabar, tarkime jog turime su atomu surištą elektroną, ties $x = 0$ koordinate, kuris pradiniu laiko momentu bus išlaisvintas dėl tunelinės jonizacijos ir turės pradinį greitį $v_0 = 0$. Atomas jonizuojamas esant tam tikrai elektrinio lauko $E(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$ fazei φ . Tuomet, galime įvertinti elektrono greitį ir koordinates:

$$v(t) = \int_0^t -\frac{e}{m} E(t') dt' = -\frac{E_0 e}{m\omega} (\sin(\omega t + \varphi) - \sin(\varphi)), \quad (8)$$

$$x(t) = \int_0^t v(t') dt' = \frac{E_0 e}{m\omega^2} (\cos(\omega t + \varphi) - \cos(\varphi)) + \sin(\varphi)t. \quad (9)$$

Greičio išraiškoje narys nepriklausantis nuo laiko gali būti interpretuojamas kaip slinkio greitis. Jei šis narys lygus nuliui, elektronas osciliuos aplink konkretų atskaitos tašką, jei ne — atskaitos taškas judės laikui bėgant. Osciliacijų amplitudė $E_0 e / m\omega^2 = a_0$, dar vadinama ponderomotoriniu radiusu. Šio dydžio tipinės vertės, lazerinės spinduliuotės intensyvumams esant $I \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$, yra kelių nanometrų eilės. Kadangi tokios vertės yra daug didesnės už atomo spindulį, elektroną galime traktuoti kaip laisvai judančią dalelę elektriniame lauke.



2 pav. Elektrono išlaisvinimas ir greitinimas lazerio spinduliuotės elektriniame lauke. 1) Elektronas yra jonizuojamas esant tam tikrai lazerio elektrinio lauko fazei φ ir tuneliuoja pro potencialinį barjerą. Toliau veikiamas lazerio el. lauko tolsta nuo atomo. 2) Kintamam laukui pakeitus ženklą elektronas sulėtinamas, apšukamas ir greitinamas atgal link pirminio atomo.

Didžiausia elektronų įgyjama kinetinė energija siekia $E_{\max} = 3,17U_p + I_j$.

Jonizuotų elektronų tolimesnio judėjimo trajektorijos priklauso tiek nuo veikiančio el. lauko poliarizacijos, tiek nuo lauko fazės jonizacijos metu. Esant tiesinės poliarizacijos laukui, pirmiausiai elektronai tolinami nuo atomo, o lauko ženklui pakitus — lėtinami, apgrežiami ir galimai greitinami link pirminio atomo. Galima parodyti, jog poliarizacijai vis labiau nukrypstant nuo tiesinės, sąveikos su atomu tikimybė smarkiai sumažėja [42]. Net ir esant tiesinei poliarizacijai, tik nedidelė dalis tunelinės jonizacijos būdu išlaisvintų elektronų, gali būti greitinami atgal link pirminių atomų (žr. 2 pav.). Tokiu atveju, egzistuoja tam tikra didžiausia vidutinės kinetinės energijos vertė kurią elektronas gali įgyti prieš grįžtant prie atomo:

$$E_{\max} = 3,17U_p + I_j, \quad (10)$$

čia I_j — jonizacijos potencialas. Išsprendus lygtį $x(t) = 0$ ir įvertinus vidutinės kinetinės energijos įvairioms el. lauko fazėms, nustatyta, jog didžiausia energija pasiekama jonizacijai vykstant ties $\varphi = 18^\circ$ ir atitinka $\sim 3,17U_p$. Ji pasiekama kuomet kintamas el. laukas yra arti didžiausios

savo vertės [9]. Išraiška (10) dar vadinama aukštų harmonikų nukirtimo (angl. *cut-off*) formule. Tai yra didžiausia energija, kurią pasiekia elektronai prieš rekombinuodami su pirminiu atomu. Tačiau, palyginus nedidelė dalis elektronų rekombinuoja su atomu. Galimos ir kitokio pobūdžio elektrono sąveikos su pirminiu atomu — nenuosekli dviguba jonizacija (angl. *nonsequential double ionization*) ir viršslenkstinė jonizacija. Dvigubos jonizacijos atveju, elektronas greitina-
mas atgal link pirminio atomo, gali įgyti pakankamai kinetinės energijos, kad galėtų išmušti antrą elektroną. Višslenkstinės jonizacijos atveju, įgreitintas elektronas yra sklaidomas pirmi-
nio atomo. Vyksmo metu, elektrono sklidimo trajektorija gali pakisti taip, kad jis būtų toliau
greitinas iki dar didesnių energijų lazeriniame spinduliuotės lauke [9].

2.2. Lazerinės spinduliuotės ir plazmos sąveika

Ant medžiagos paviršiaus sufokusuoti didelio intensyvumo lazerinės spinduliuotės impulsai, ploną paviršinį medžiagos sluoksnį paverčia karšta ir tankia plazma. Plazma — dalinai arba pilnai jonizuotos dujos. Ją kuria tokie netiesinės sąveikos procesai, kaip paminėti 2.1.2 skyriuje. Panagrinėkime plazmos formavimąsi smulkiau.

Tarkime dydžiai N_e, N_j ir N_0 nurodo laisvųjų elektronų kiekį, atitinkamą jonų kiekį ir visų esamų atomų kiekį (tiek jonizuotų, tiek ne) tūrio vienetu. Tada plazmos formavimasis aprašomas laikinio elektronų kiekio kitimo lygtimi [43]:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{dN_j}{dt} = (N_0 - N_j)\sigma_N I^N - rN_e N_j, \quad (11)$$

čia r — elektronų – jonų rekombinacijos sparta. Kadangi daugumos medžiagų rekombinacijos sparta yra lėtesnė nei 1 ps, nagrinėjant procesus vykstančius per ultratrumpų (< 1 ps) impulsų trukmę, paskutinio nario (11) sąryšyje galime nepaisyti. Tokiu atveju, veikiant medžiagą lazerine spinduliuote, elektronų tankis tolygiai augs per žadinančio impulso trukmę.

Susidarantis laisvųjų elektronų tankis nulemia lazerinės spinduliuotės sklaidimą plazmoje. Laisvo elektrono poliarizuojamumas $\alpha(\omega)$ išreiškiamas formule:

$$\alpha(\omega) = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2}. \quad (12)$$

Tuomet, elektronų visumos dielektrinė konstanta ε užrašoma:

$$\varepsilon = 1 + N_e \alpha(\omega) = 1 - \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2}, \quad (13)$$

kuri dar gali būti išreiškiamas:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (14)$$

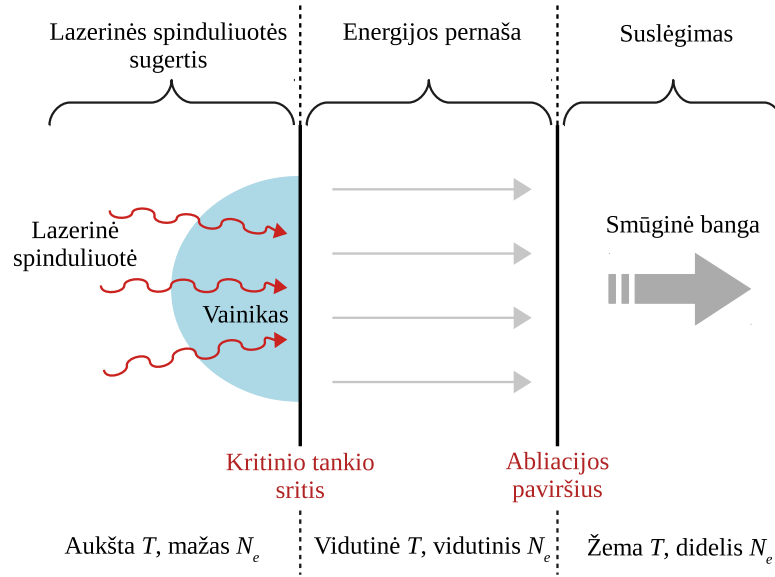
čia dydis ω_p žinomas kaip plazmos dažnis:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (15)$$

Laisvųjų elektronų tankiui didėjant, ties tam tikra jo verte N_{krit} , plazma tampa visiškai ne-skaidri (angl. *overdense plasma*), dažnio ω elektromagnetinei spinduliutei. Pavyzdžiui, $1 \mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliutei, toks tankis atitinka $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ vertę [44]. Dydis N_{krit} yra vadinamas kritiniu plazmos tankiu [9]:

$$N_{\text{krit}} = \frac{\varepsilon_0 m \omega^2}{e^2}. \quad (16)$$

Iš (15) ir (16) išraiškų, galime matyti, jog krūvininkų tankiui pasiekus kritinę vertę, plazmos dažnis tampa lygus lazerinės spinduliuotės dažniui. Laisvųjų krūvininkų tankio vertei tenkinant sąlyga — $N_e < N_{\text{krit}}$, plazmos lūžio rodiklis yra realus dydis ir lazerinė spinduliuotė gali sklirti tokia terpe. Visi lazerinės spinduliuotės ir plazmos sąveikos mechanizmai pasireiškia skaidrioje (angl. *underdense plasma*) srityje arba priartėjus prie kritinio tankio vertės, ties $N_e \simeq N_{\text{krit}}$ [28].



3 pav. Schematinis lazerinės spinduliuotės ir plazmos sąveikos atvaizdavimas. Lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos metu sukuriama plazma, kurią toliau veikiant spinduliuote, ji sušyla iki aukštos temperatūros ir ima plėstis į vakuumą [44]. Taip suformuojama mažo tankio sritis — plazmos vainikas. Plazmos vainike esantys elektronai sugeria spinduliuotės energiją, kurią perneša iš kritinio tankio link abliacijos paviršiaus. Ties abliacijos paviršiumi susidaro stipraus slėgio sritis, dėl įkaitusios plazmos srauto judančio nuo taikinio paviršiaus. Atsiradęs slėgis sukuria smūginę bangą, einančią į taikinio vidų, dėl kurios medžiaga yra suslėgiama.

Esant pakankamai ilgiems lazeriniams impulsams (nanosekundžių eilės), plazma medžiagos paviršiuje susidaro per daug mažesnę laiką nei trunka impulsas, tad toliau veikiamą spinduliuotės, ji yra šildoma iki aukštos temperatūros ir plėsdamasi į vakuumą, sukuria mažo tankio sritį — plazmos vainiką (angl. *corona*), kaip pavaizduota 3 pav. Plazmos vainike esantys elektronai sugeria lazerinę spinduliuotę. Sugerta energija yra pernešama iš kritinio tankio link srities, vadinamos abliacijos paviršiumi, kurioje atsiranda plazma. Ties kritiniu tankiu, plazmos plėtimosi greitis (link lazerinio šaltinio) yra artimas lokaliai garso greičiui c_g (kai $T = \text{const.}$) [6, 44]:

$$v_p \approx c_g = \sqrt{\left(\frac{Z k_B T_e}{m_j}\right)} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}, \quad (17)$$

čia Z — jonizacijos laipsnis, $k_B \approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K — Bolcmano konstanta, T_e — elektronų temperatūra, m_j — jono masė. Plazmos vainiko matmenys atitinka maždaug keletos $c_g \tau_{\text{imp}}$ dydžio verčių, tad femtosekundiniams lazerinės spinduliuotės impulsams, susidarantis vainikas yra labai mažų matmenų — praktiškai galima manyti jog jis neegzistuoja. Tuomet, lazerinė spinduliuotė yra sugerama kieto taikino skinefekto gylėje δ — tai laidininko gylis, kuriame srovės tankio vertė sumažėja per $1/e$ nuo srovės tankio vertės ties laidininko paviršiumi. Jis išreiškiamas [6, 44]:

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \approx 1,68 \cdot 10^{-6} \left(\frac{10^{23} \text{ cm}^{-3}}{N_e} \right)^{1/2} [\text{cm}]. \quad (18)$$

Tad ultratrumpų impulsų atveju, galima laikyti, jog spinduliuotei sąveikaujant su taikiniu, medžiagos tankis nepakinta, o plazmos srauto tėkmės greičio galime nepaisyti.

2.3. Lazerinės spinduliuotės energijos pernašos mechanizmai

Lazerinei spinduliuotei sklindant plazmoje, elektromagnetinės bangos energija gali būti perduodama plazmai, dėl keleto skirtingų mechanizmų. Šie mechanizmai bus aptariami plačiau tolesniuose (2.3.1 – 2.3.3) skyriuose.

2.3.1. Atvirkštinė stabdomosios spinduliuotės sugertis

Elektringosioms dalelėms sąveikaujant su kitomis elektringosiomis dalelėmis arba atomų branduoliais, jos netenka kinetinės energijos ir spinduliuoja stabdomąją spinduliuotę. Tuo tarpu, atvirkštinė stabdomoji spinduliuotės sugertis — procesas, kurio metu elektronas sugeria fotoną susidurdamas su kitu elektronu ar jonu [44].

Elektronai, osciliuojantys veikiami lazerinės spinduliuotės elektrinio lauko, susiduria su jonais. Tokių susidūrimų metu, inicijuojamas elektromagnetinės spinduliuotės energijos perdavimas plazmai. Spinduliuotei nusklidus vienalytėje plazmoje atstumą L , sugerta jos dalis išreiškiamą tokiu sąryšiu [6]:

$$a_s = 1 - e^{-k_{\text{ib}}L}, \quad (19)$$

čia k_{ib} — atvirkštinės stabdomosios spinduliuotės sugerties koeficientas:

$$k_{\text{ib}} = 3,10 \cdot 10^{-7} Z N_e^2 \ln \Lambda \omega^{-2} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2} (T_e(\text{eV}))^{-3/2} \text{cm}^{-1}, \quad (20)$$

čia $\ln \Lambda$ yra Kulono logaritmas elektronų – jonų susidūrimams.

Iš (20) išraiškos matome, jog atvirkštinė stabdomosios spinduliuotės sugertis yra didesnė esant mažesnių temperatūrų, didesnių tankių ir didesnių atominių skaičių Z plazmoms. Sąveikai vykstant nevienalytėse plazmose, didžioji sugerties dalis vyksta aplink kritinio tankio N_{krit} sritį, su sąlyga jog ji nėra pernelyg trumpa. Tuo tarpu, jei kritinio tankio sritis yra pakankamai ilga, stipri sugertis gali pasireikšti sąlyginai mažo tankio ($N_e \ll N_{\text{krit}}$) srityje ir apriboti energijos pernešimą iki kritinio tankio srities [6].

Esant dideliems spinduliuotės intensyvumams, elektronų – jonų susidūrimų dažnis yra nulemiamas ir elektronų virpėjimo elektromagnetinės spinduliuotės lauke. Tada efektyvusis elektronų greitis v_{ef} yra užrašomas [6]:

$$v_{ef} = \sqrt{v_s^2 + (eE/m\omega)^2}, \quad (21)$$

čia v_s — šiluminis elektronų greitis. Kadangi elektronų – jonų susidūrimo skerspjūvis smarkiai priklauso nuo elektronų greičio, atvirkštinės stabdomosios spinduliuotės efektyviosios sugerties išraiška gali būti supaprastinta:

$$k_{ib}^{ef} = k_{ib} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_{virp}}{v_s} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (22)$$

čia $v_{virp} = eE/m\omega$ — elektronų virpėjimo greitis.

Dar viena iš priežasčių, kodėl gali sumažėti atvirkštinė stabdomosios spinduliuotės sugertis — didesniems apšvietos intensyvumams, nukrypstama nuo Maksvelo elektronų energijų skirstinio [45]. Kai elektronų energijos gavimo sparta (iš lazerinės spinduliuotės) yra didesnė nei elektronų energijos perdavimo sparta kitiems elektronams, susidaro mažų energijų elektronų trūkumas, lyginant su Maksvelo pasiskirstimu. Kadangi būtent mažų greičių elektronai dalyvauja atvirkštinės sugerties procese, jų kiekio mažėjimas nulemia ir sugerties mažėjimą [6].

2.3.2. Jonų turbulencijos sugertis

2.3.1 skyriuje pateiktas atvirkštinės sugerties koeficientas k_{ib} įvertintas, taikant prielaidą, jog jonų judėjimas plazmoje yra atsitiktinis. Tačiau buvo pademonstruota [46], jog esant sistemingam jonų judėjimui, sugerties koeficientas gali pastebimai išaugti. Trumpų impulsų (mažesnių nei $\tau_{imp} = 100$ ps) ir idealių eksperimento sąlygų atveju, jonų akustinės fliuktuacijos gali nulemti iki 20% padidėjusią spinduliuotės sugertį. Ilgesnių impulsų, mažesnių atominių skaičių medžiagų ir bangos ilgių $\lambda > 1\mu\text{m}$ atveju, jonų turbulencijos sugertis gali pasireikšti stipriau nei atvirkštinė sugertis [6].

2.3.3. Rezonansinė sugertis

Dar vienas iš mechanizmų, galinčių pasireikšti lazerinei spinduliuotei sąveikaujant su plazma — rezonansinė sugertis. Tačiau šis mechanizmas ima vyrauti lazerinės spinduliuotės intensyvumams didesniems nei 10^{15} W/cm², kuomet plazmos temperatūra ima augti labai sparčiai ir smūginė sugertis tampa neefektyvi [47]. Lazerinei spinduliuotei su elektrinio lauko komponente kritimo plokštumoje, krentant į staigiai augančio tankio gradiento plazmą (sąlyga: $E \cdot \nabla N_e \neq 0$) kampe $\alpha_k \neq 90^\circ$, gali būti sužadintos rezonansinės išilginės plazmos osciliacijos ties kritinio tankio paviršiumi [6, 44]. Sužadintų elektronų bangų slopinimas galimas tiek per smūginius, tiek ne procesus, tad efektyvi rezonansinė sugertis įmanoma net ir esant labai mažiems elektronų – jonų susidūrimų dažniams v_{ej} . Esant didelėms plazmos temperatūroms, ilgesniems žadinančios

spinduliuotės bangos ilgiams ir mažų matmenų plazmoms, rezonansinė sugertis tampa didesnė nei atvirkštinė stabdomosios spinduliuotės sugertis. Esant p -poliarizacijos šviesai ir tinkamam sugerties kampui, 50% spinduliuotės gali būti pasisavinama dėl rezonansinės sugerties mechanizmo. Pagrindinis šios sugerties ypatumas yra karštųjų elektronų generacija, kadangi šio proceso metu, tik mažuma plazmos elektronų pasisavina didžiąją dalį sugeriamos energijos, priešingai nei smūginės sugerties atveju, kurios metu yra šildomi visi elektronai [6, 44].

2.3.4. Parametriniai trikdžiai

Lazerinei spinduliuotei sklindant skaidrioje plazmoje pakankamai ilgą atstumą ($L \gg \lambda$), gali pasireikšti skirtingi spinduliuotės ir plazmos sąveikos procesai. Kaip jau minėta ankstesniuose skyriuose, spinduliuotės energija gali būti panaudota sukurti elektronų ir jonų plazmos bangoms, kurių slopimas šildo plazmą arba gali būti prarandama, dėl spinduliuotės sklaidos. Taip pat, atsirandantis fokusavimasis ir šviesos gijų formavimasis gali sukelti lokalų lazerinės spinduliuotės intensyvumo didėjimą, ko pasekoje lengviau būtų pasiekiamas trikdžių atsiradimo slenkstis [6]. Toliau trumpai aptarsime galimus alternatyvius sąveikos procesus [6, 44]:

- **Priverstinė Brijueno sklaida (PBS)** — lazerinės spinduliuotės dažnio $\omega > \omega_p$ fotonas gali būti sklaidomas jono, kuomet tenkinama sąlyga: $\omega = \omega_B + \omega_j$, čia indeksai B ir j žymi sklaidomos ir jono bangų dažnius. Sklaidos metu mažos energijos jono banga pasisavina tik nedidelę dalį fotono energijos ir likusi energijos dalis atspindima nuo plazmos. Šis trikdys atsiranda ties $N_e < N_{\text{krit}}$, o jo atsiradimo slenkstis, išreiškiant jį per elektronų tankio kitimo nuotolį $L(\mu\text{m})$, plazmos elektronų temperatūrą $T_e(\text{eV})$ ir lazerinės spinduliuotės bangos ilgį λ , užrašomas:

$$I_{PBS} = 7 \cdot 10^{12} \frac{T_e}{L\lambda} \frac{N_{\text{krit}}}{N_e} \text{ W/cm}^2. \quad (23)$$

- **Priverstinė Ramano sklaida (PRS)** — lazerinės spinduliuotės dažnio $\omega > 2\omega_p$ fotonas gali būti sklaidomas plazmono (plazmos elektrono bangos), kuomet tenkinama sąlyga: $\omega = \omega_R + \omega_e$, čia R ir e žymi sklaidomos ir elektrono bangų dažnius. Šis procesas kaip ir Brijueno sklaida, mažina lazerinės spinduliuotės sugertį plazmoje. Šis trikdys atsiranda ties $N_e < \frac{1}{4}N_{\text{krit}}$ ir atgalinės sklaidos slenkstinis intensyvumas išreiškiamas:

$$I_{PRS} = \frac{4 \cdot 10^7}{L\lambda} \text{ W/cm}^2. \quad (24)$$

- **Dviejų plazmonų sukūrimas (DPS)** — lazerinės spinduliuotės dažnio $\omega > 2\omega_p$ fotonas gali sukurti dvi plazmos elektronų bangas, kuomet tenkinama sąlyga: $\omega = \omega_B + \omega_R$, čia B ir R plazmos bangų dažniai. Šis trikdys pasireiškia kai $N_e = \frac{1}{4}N_{\text{krit}}$, jo slenkstinis intensyvumas išreiškiamas:

$$I_{DPS} = 5 \cdot 10^{12} \frac{T_e}{L_{1/4}\lambda} \text{ W/cm}^2, \quad (25)$$

čia $L_{1/4}$ — elektronų tankio kitimo nuotolis ties $N_e \cong N_{\text{krit}}/4$.

- **Fokusavimasis/šviesos gijų formavimasis** — šie netiesinės optikos reiškiniai gali pasireikšti kuomet skersiniame lazerinės spinduliuotės intensyvumo skirstinyje esantis nedidelis trikdys gali indukuoti lokalų elektronų tankio, o kartu ir lūžio rodiklio pokytį. Šis trikdys gali būti sukuriamas tiesiogiai (dėl elektrinio lauko poveikio) arba netiesiogiai (dėl lokalsios stabdomosios sugerties ir atitinkamai, plazmos plėtimosi). Šių reiškinių atsiradimas plazmoje, pastebimai keičia jos parametrus, sukeldamas lokalų elektronų tankio sumažėjimą ir elektronų temperatūros padidėjimą. Elektronų temperatūros išaugimas turi įtakos plazmos spinduliavimo savybėms. Konkrečiau — modifikuojamas rentgeno spinduliuotės spektrinis pasiskirstymas ir intensyvumas, spinduliuojamas plazmos srities, dalyvaujančios netiesinių reiškinių formavimesi.

Femtosekundinių impulsų atveju, pavyzdžiui $\tau_{\text{imp}} = 100$ fs ir esant palyginus dideliame plazmos plėtimosi greičiui $c_g = 10^7$ cm/s, elektronų tankio kitimo nuotolis, kuris grubiai išreiškiamas kaip $L = \tau_{\text{imp}}c_g$, gaunamas $L = 100$ Å. Esant tokioms sąlygoms, iš išraiškų (23)–(25), galime matyti, jog dėl ypatingai mažo elektronų tankio kitimo nuotolio, parametrinių trikdžių išsivystymui, reikalingi labai dideli spinduliuotės intensyvumai [6].

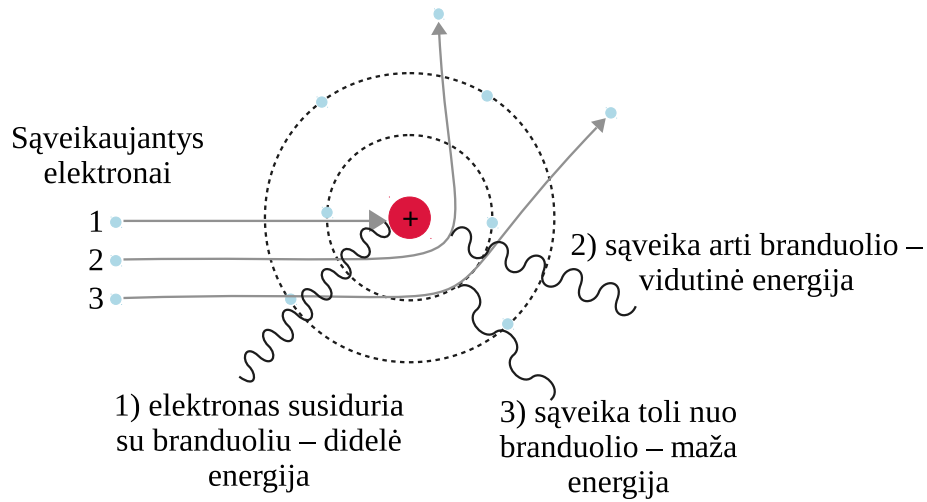
2.4. Rentgeno spinduliuotės generacijos fizikiniai pagrindai

Kaip jau aptarta 2.3 skyriuje, lazerinei spinduliuotei sąveikaujant su plazma, spinduliuotės energija yra sugerama elektronų. Elektronams besiskverbiant į medžiagą, priklausomai nuo elektronų energijos ir sąveikos su elektringosiomis dalelėmis pobūdžio, gali būti spinduliuojami tam tikros energijos fotonai, kurie siektų ir rentgeno spindulių sritį. Dažnai iš lazerinių plazmos šaltinių gaunamų rentgeno spinduliuotės spektrų pastebima, jog yra generuojami ir labai aukštos temperatūros elektronai. Iš tikrųjų, šalia elektronų skirstinio, charakterizuojamo temperatūra T_e ir aprašomo Maksvelo pasiskirstymu, yra gaunamas ir nedidelis kiekis ($N_k/N_e \sim 0,01$) elektronų, kurie irgi gali būti aprašomi Maksvelo skirstiniu tik būtų charakterizuojami daug aukštesne temperatūra T_k . Pavyzdžiui, lazerinei apšvietai esant $I\lambda^2 > 10^{14}$ (W/cm²)μm², yra sukuriami dviejų (ar daugiau) tipų elektronai — vadinami šaltais elektronais, su temperatūromis T_e siekiančiomis 1 keV eilės ir karštieji elektronai, kurių tipinės temperatūros T_k siekia virš 10 keV [44]. Būtent pastarieji, turi pakankamai energijos, kad generuoti spinduliuotę esančią kietųjų rentgeno spindulių diapazone. Pati rentgeno spinduliuotė gali būti sukuriama dėl keleto skirtingų mechanizmų — elektrono ir jono rekombinacijos, elektrono lėtinimo (stabdomoji spinduliuotė) ir elektrono šuolio tarp vidinių atomo elektronų sluoksnių, laisvam elektronui sukūrus vakanciją vidiniame atomo elektronų sluoksnyje [6, 48]. Smulkiau šie generacijos būdai aptariami sekančiuose skyriuose.

2.4.1. Stabdomoji rentgeno spinduliuotė ir rekombinacija

Stabdomoji rentgeno spinduliuotė emituojama, kuomet elektronui sąveikaujant su medžiagos elektringosiomis dalelėmis, jis praranda kinetinę energiją. Esant pakankamai mažiems

atstumams tarp elektrono ir jono branduolio, elektronas patekęs į branduolio Kulono jėgos lauką yra lėtinamas. To pasekoje, elektrono judėjimo trajektorija keičiasi ir elektronas įgauna neigiamą pagreitį, o su pagreičiu judanti dalelė spinduliuoja elektromagnetines bangas.



4 pav. Stabdomosios rentgeno spinduliuotės generacija. 1) elektronas susiduria su branduoliu — retais atvejais galimas visiškai elektrono kinetinės energijos perdavimas spinduliuojamam fotonui. 2) vidutinė fotonų energija pasiekama elektrono trajektorijai esant arti branduolio. 3) esant didesniams atstumams nei 2) atveju, spinduliuojami mažos energijos fotonai.

Tarkime turime elektroną, kurio pradinis greitis v , sąveikaujantį su jonu, kuomet sąveikos tikimybė nusakoma parametru b . Parametras b , nurodo sąveikos dydį ir gali būti interpretuojamas, kaip atstumas tarp pradinės elektrono judėjimo trajektorijos ir branduolio centro. Charakteringa sąveikos trukmė — $\tau_s = 2b/v$. Tuomet, dominuojantis spinduliuojamų fotonų dažnis nusakomas $\omega = 1/2\pi\tau = v/4\pi b$. Tuo tarpu, energija ΔE , spinduliuojama vieno elektrono–jono sąveikos įvykio metu, gali būti įvertinta iš didžiausio įgyjamo elektrono pagreičio $a = Ze^2/b^2m$ [6]:

$$\Delta E = \frac{2e^2 a^2 \tau_s}{3c^3} = \frac{4}{3} \frac{e^6 Z^2}{c^3 m^2 b^3 v}, \quad (26)$$

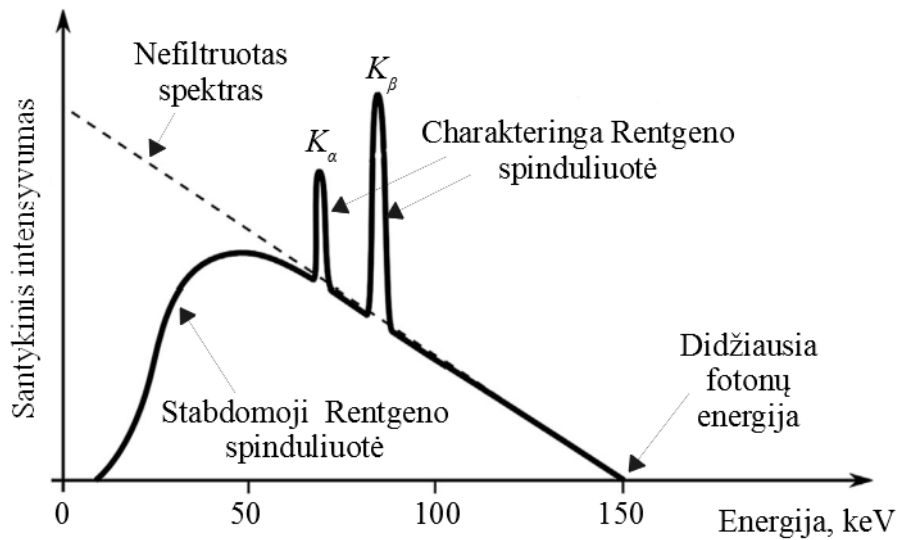
čia Z — atominis skaičius. Dėl savo pobūdžio, emituojama spinduliuotė yra vadinama stabdomąją rentgeno spinduliuote. Kadangi b parametras turi didelį galimų verčių diapazoną, gaunamas stabdomosios rentgeno spinduliuotės spektras yra ištisinis (žr. pav. 5). Idealiu atveju, tokios spinduliuotės spektrinis pasiskirstymas aprašomas Kramerio (H. A. Kramers) dėsnio [49]:

$$I(\lambda)d\lambda = K \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\min} - 1} \right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda, \quad (27)$$

čia $I(\lambda)d\lambda$ — spinduliuotės intensyvumas, bangos ilgių intervale $d\lambda$, K — konstanta, proporcinga taikinio medžiagos branduolio krūviui, λ_{\min} — spinduliuojamų fotonų mažiausias bangos ilgis.

Didžiausia stabdomosios spinduliuotės fotonų energija pasiekama tais atvejais, kuomet elektronas susiduria su branduoliu ir netenka visos įgytos energijos ($\hbar\omega_{\max} = \Delta E$), bet tokio įvykio tikimybė yra labai maža. Tad spinduliuotės spektre, mažos energijos fotonų gaunama

kur kas daugiau, nei didesnės energijos. Pavyzdinis rentgeno spinduliuotės spektras pateiktas 5 paveikslėlyje. Kaip matome, jis kiek skiriasi nuo apibūdinto. Jei neįskaitytume kitų vyksmų ir galėtume užregistruoti tik dėl stabdomosios spinduliuotės atsiradusius fotonus, tuomet spinduliuotės spektre didžiausią srauto vertę pasiektume ties nuline energija, kuri tiesiškai mažėtų judant link aukštesnių energijų srities. Tačiau, mažesnių energijų fotonai yra smarkiai sugeriajami taikinio medžiagos, oro ir kitų jų kelyje atsirandančių terpių, iki kol pasiekia detektorius. Atitinkamai, mažų energijų srityje matomas natūralus spektro filtravimas. Priklausomai nuo taikymų, galimas ir specialus mažos energijos fotonų filtravimas, pasitelkiant įvairius papildomus filtrus (parenkama pagal sugerties spektrus), talpinamus generuojamo pluošto kelyje. Jie gali ne tik visiškai nufiltruoti dalį mažesnės energijos fotonų, bet ir sumažinti stabdomosios rentgeno spinduliuotės spektro signalą, tokių būdų pagerinant signalo triukšmo santykį charakteringos rentgeno spinduliuotės linijų atveju.



5 pav. Pavyzdinis volframo rentgeno spinduliuotės spektras. Matomos ir būdingos medžiagai charakteringos spinduliuotės smailės ir ištisinio spektro dalis, atsirandanti dėl stabdomosios spinduliuotės. Adaptuota iš [50].

Tokio paties pobūdžio spektras gali būti gaunamas rekombinuojant elektronų ir jonų poroms. Rekombinacijos metu išspinduliuojamas fotonas, kurio energija [6]:

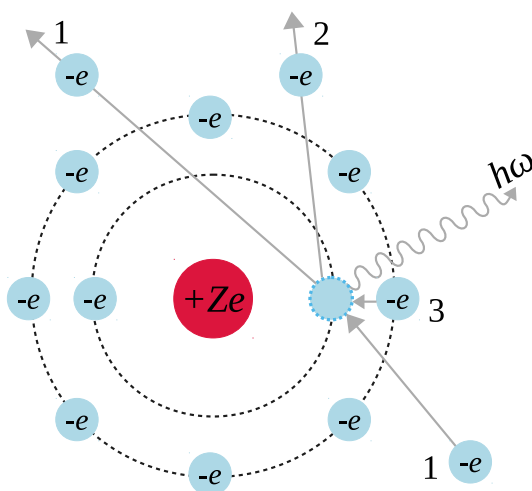
$$\hbar\omega = \frac{mv^2}{2} + E_Z^n, \quad (28)$$

čia dešinėsios pusės pirmasis narys atitinka pradinę elektrono kinetinę energiją, o antrasis n -osios atominės būsenos energiją. Kadangi pirmasis lygties (28) narys gali įgyti vertes apimančias ištisinį spektrą, rekombinacijos metu išspinduliuojamų fotonų energijos taip pat sudarys ištisinį spektrą. Tačiau, rekombinacijos vyksmui galioja sąlyga $\hbar\omega \geq E_Z^n$ (rekombinacijos kraštas), tad spektre būtų matomi šuoliai, atitinkantys atskirus rekombinacijos etapus.

2.4.2. Būdingoji rentgeno spinduliuotė

Greitinamų laisvųjų elektronų energijoms pasiekus tam tikras vertes (pvz., karštieji elektronai), jų energijos tampa pakankamomis, kad išlaisvinti iš atomų vidinių sluoksnių elektronus. To pasekoje, atomų vidiniuose sluoksniuose atsiranda vakansijos, kurios yra užpildomos išorinių sluoksnių elektronų, kaip pavaizduota 6 paveikslėlyje. Elektronui pereinant iš energijos būsenos E_2 į mažesnės energijos būseną E_1 , išspinduliuojamas fotonas, kurio energija lygi skirtumui tarp šių energijų būsenų:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (29)$$



6 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės generacija. 1) laisvas elektronas (1), kurio energijos užtenka išlaisvinti elektronui iš branduolio vidinių elektronų sluoksnių, dalį savo energijos panaudoja atomo jonizacijai, likusi dalis virsta išlaisvintojo elektrono kinetine energija (2). 2) sužadintas atomas yra nestabilios būsenos, tad jo elektronai persiskirsto — išorinio sluoksnio elektronas (3) užpildo vidiniame sluoksnyje atsiradusia vakansiją ir išspinduliuoja fotoną, kurio energija lygi energijų skirtumui tarp abiejų būsenų.

Šios spinduliuotės spektras, kitaip nei stabdomosios, yra linijinis. Gaunami maksimumai yra charakteringi kiekvienam elementui, kadangi šuolių energijos yra diskrečios. Kaip nusako pats spinduliuotės pavadinimas — ji yra būdinga konkrečiai medžiagai. Pasiiekiant vis didesnes elektronų energijas, gali būti išmušami elektronai ir iš gilesnių sluoksnių, taip leidžiantys stebėti naujų linijų atsiradimą didesnių energijų srityje. Bendrai įskaitant visus procesus, gaunamas spektro pavidalas — visų rentgeno spinduliuotės generacijos mechanizmų indėlių suma. Dėl stabdomosios rentgeno spinduliuotės ir rekombinacijos gaunamas kontinuumo spektras, tuo tarpu dėl būdingosios rentgeno spinduliuotės, spektre, ties tam tikromis energijomis, skirtingų medžiagų atveju, stebimos siauros smailės (žr. pav 5).

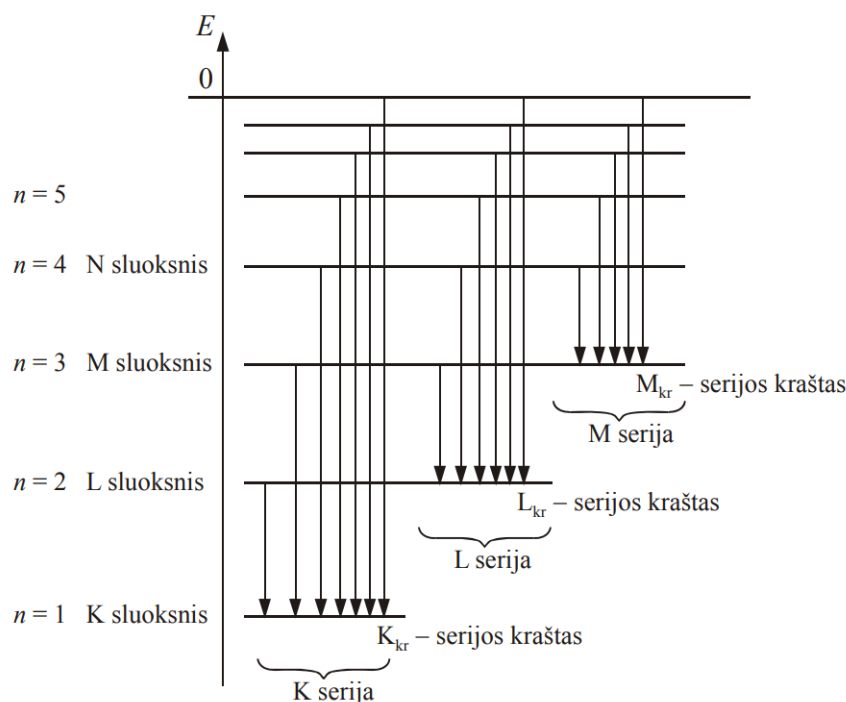
Sąsają tarp elemento atominio numerio ir būdingosios rentgeno spinduliuotės linijų bangos skaičiaus 1931 m. atrado H. Moseley. Jis sugebėjo pademonstruoti, jog kvadratinė šaknis iš minėtojo bangos skaičiaus yra proporcinga elemento atominiam numeriui. Mozlio (Moseley)

dėsnis išreiškiamas sąryšiu [48]:

$$Z - \sigma = A \frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = A\sqrt{k}, \quad (30)$$

čia σ — ekranavimo konstanta, λ_R — būdingosios rentgeno spinduliuotės bangos ilgis, A — konstanta priklausanti nuo šuolio linijos, pvz., K–L linijai $A = 1/\sqrt{R[(1/1^2 - (1/2^2))]}$, R — Rydbergo konstanta. Ekranavimo konstanta iš esmės priklauso nuo sluoksnių, tarp kurių vyksta elektrono šuolis ir menkai priklauso nuo Z .

Didėjant elemento atominiam numeriui ir esant pakankamai elektronų energijai, tipiniuose elementų rentgeno spinduliuotės spektruose atsiranda daugiau nei vienas maksimumas — šuoliai tarp elektronų sluoksnių gali vykti iš skirtingų sluoksnių. Tai vizualiai pavaizduota galimų šuolių diagramoje (7 pav). Atomo elektronų sluoksniai įvardijami lotyniškėmis raidėmis — 1 sluoksnis atitinka K, 2 — L, 3 — M ir t.t. Tuo tarpu, šuoliai turi indeksus, žymimus graikiškėmis raidėmis — α, β, γ , priklausomai nuo sluoksnio iš kurio vyko šuolis. Šuoliai atitinkamai yra vadinami pagal sluoksnį kuriame užpildoma vakansija — žymima raidė ir prie jos rašomas indeksas, identifikuojantis iš kurio sluoksnio elektronas užpildė vakansiją [48]. Taip pat, cha-



7 pav. Pavyzdinė būdingosios rentgeno spinduliuotės šuolių diagrama [48]. Serija nurodoma pagal sluoksnį kuriame užpildoma vakansija.

rakteringoms rentgeno spinduliuotės spektro linijoms yra būdinga, taip vadinama, smulkioji sandara. Tai pasireiškia, kiekvienos iš pagrindinių linijų skilimu į keletą atskirų linijų, kurių energijos yra labai artimos. Smulkioji sandara atsiranda dėl elektronų posluoksnių, į kurias gali vykti šuoliai. Dėl to, linija K_α skyla į dvi artimų energijų linijas, kurios žymimos $K_{\alpha 1}$ ir $K_{\alpha 2}$, atitinkančias mažesnę ir didesnę energijas.

Reiktų paminėti, jog būdingųjų rentgeno spinduliuotės smaيليų plotis nėra be galo siauras —

jos išplinta dėl baigtinės surištuųjų būsenų gyvavimo trukmės, terminio judėjimo atominėje sistemoje, įtakojančio Doplerio išplitimą, bei spinduliuojančios sistemos sąveikos su mikroskopiniais elektriniais laukais, kuriuos kuria dalelės plazmoje, įtakojančios Starko išplitimą. Plazminių rentgeno šaltinių spektruose gaunamų smailių natūralus išplitimas iš esmės yra nepastebimas, lyginant su Doplerio ar Starko išplitimu. Starko išplitimas ima dominuoti didelio tankio plazmų ir stipriai jonizuotų rūšių, kaip pvz., vandenilio ir panašių jonų atveju [6].

2.4.3. Rentgeno spinduliuotės sugertis

Dar vienas mechanizmas, turintis įtakos gaunamam rentgeno spinduliuotės spektro pavidalui, paminėtas 2.4.1 skyriuje, tai spinduliuotės sugertis įvairiose terpėse. Pirmiausia, spinduliuotė gali būti sugerta net neišėjusi iš taikinio. Spinduliuotės intensyvumas, spinduliuojamas plazmos, gali būti išreiškiamas [6]:

$$I(\tau) = I_0 e^{-\tau} + \frac{\xi}{k} (1 - e^{-\tau}), \quad (31)$$

čia τ yra bedimensis dydis, vadinamas optiniu gyliu — krentančios ir pro medžiagą praleidžiamos spinduliuotės santykio natūrinis logaritmas, ξ — emisijos koeficientas (įskaitant visus mechanizmus) ir k — efektyvusis sugerties koeficientas. Kuomet optinio gylio vertė tenkina sąlyga $\tau \ll 1$, plazmos emituojamos spinduliuotės intensyvumas priklauso tik nuo plazmos storio ir emisijos koeficiento, o kai turime kitą kraštinę sąlygą — $\tau \gg 1$, plazmoje pasireiškia stipri vidinė sugertis, kuri smarkiai modifikuoja gaunamos spinduliuotės spektrą.

Be sugerties plazmoje, spinduliuotė praeina ir kitas terpes iki kol pasiekia detektorių. Mažesnės energijos rentgeno spinduliuotės fotonus smarkiai sugeria medžiagos esančios spindulių kelyje (pvz., oras, filtrai, detektoriaus langelis). Įvairioms medžiagoms, spinduliuotės sugertis išreiškiamą [51]:

$$I/I_0 = e^{-(\mu/\rho)d\rho}, \quad (32)$$

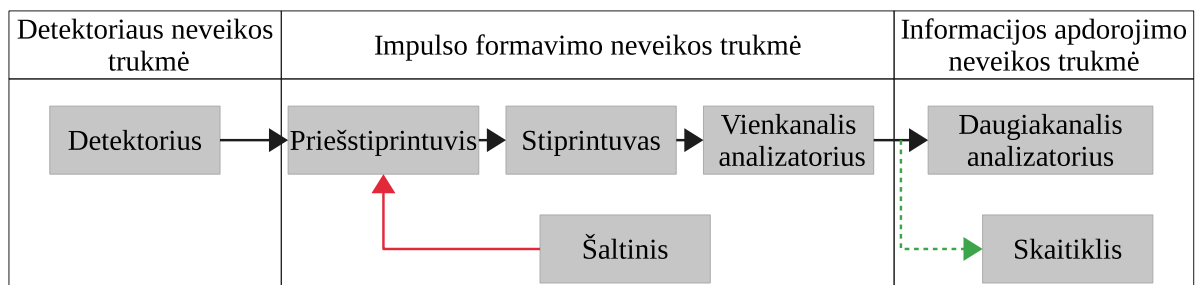
čia I/I_0 — kritusios ir praėjusios spinduliuotės intensyvumų santykis, μ/ρ — medžiagos masinis sugerties koeficientas, d — medžiagos sluoksnio storis, ρ — medžiagos tankis.

2.4.4. Rentgeno spinduliuotės impulsų trukmė ir detektavimas

Kaip jau užsiminta, femtosekundiniais lazeriniais impulsais sukuriamų plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių generuojamų rentgeno impulsų trukmė gali būti palyginama su lazerinių impulsų arba kiek ilgesnė (iki kelių ps eilės). Charakteringos rentgeno spinduliuotės generacija prasideda iškart po lazerinės spinduliuotės impulso kritimo į plazmą, kuomet sugeneruoti karštieji elektronai ima skverbtis į taikinio gylį. Lazeriniam impulsui pasibaigus, charakteringos spinduliuotės impulsas trunka tol, kol paskutinio karštojo elektrono energija tampa mažesne nei medžiagos atomų jonizacijos energija. Tad rentgeno impulsų trukmė turi dvi dedamąsias — impulso trukmė τ_{imp} bei pošvyčio (angl. *afterglow*) trukmė τ_s , tad $\tau_R \sim \tau_{\text{imp}} + \tau_s$. Priklausomai nuo spinduliuotės intensyvumo, dalis ypač karštų elektronų gali inicijuoti mažo intensyvumo

ilgai trunkantį pošvytį. Pavyzdžiui, 90% vario K_α linijos spinduliuotės, sužadintos $\tau_{\text{imp}} = 60$ fs impulsais, $I = 3 \cdot 10^{16}$ W/cm² spinduliuotės intensyvumu, atsiranda per 400 fs, tačiau viso impulso emisijos laikas trunka ilgiau nei 1,6 ps [52]. Atsižvelgiant į generuojamų impulsų trukmę, būtina aptarti jų detektavimo ypatumus, bei pasireiškiančius matavimų netikslumus.

Beveik visose detektavimo sistemose, tarp dviejų registruojamų įvykių turi praeiti tam tikras laiko tarpas t_d , kad šie įvykiai galėtų būti užregistruoti, kaip nepriklausomi. Kartais mažiausią t_d trukmę nulemia detektoriuje vykstantys procesai, bet dažniausiai — sistemos elektronika. Laiko tarpas t_d , reikalingas korektiškam įvykių detektavimui, paprastai vadinamas sistemos neveikos trukme (angl. *deadtime*). Bendrą sistemos neveikos trukmę nulemia keletas atskirų dedamųjų sistemoje — detektoriaus neveikos trukmė (pvz., slinkio trukmė dujiniame detektoriuje), impulsų formavimo ir duomenų apdorojimo neveikos trukmės. Tipinės impulsų detektavimo sistemos blokinė schema pateikta 8 pav., kurioje kartu išskiriami ir minėti neveikos trukmės mazgai.



8 pav. Neveikos trukmės šaltiniai, tipinėje detektavimo sistemoje.

Daugumoje detektorių sukuriama maži ir trumpi impulsai, (kurių trukmės siekia dalį mikrosekundės) yra per silpni, kad juos galima būtų tiesiogiai apdoroti. Norint išsaugoti kiekvieno individualaus impulso informaciją, jis pirmiausia praeina priešstiprintuvį, kuris signalą ištempia laike (pradiniam impulsui prideda palyginus ilgą uodegą — keleto dešimčių mikrosekundžių) ir pakeičia srovės impulsą į įtampos impulsą. Svarbu pabrėžti, jog laikinė ir amplitudinė pradinio impulso informacija esa išžesto impulso priekiniame fronte. Toliau šis impulsas siunčiamas į stiprintuvą, kuriame yra stiprinamas ir formuojamas. Detektoriaus krūvio surinkimo trukmė nulemia priešstiprintuvyje sukuriama išžesto impulso kilimo trukmę. Tuo tarpu, impulso formavimas stiprintuve, atlieka kertinį vaidmenį išsaugant spektroskopines ir laikines (arba įvykių registravimo greičio) impulso charakteristikas. Norint išgauti didelį detektavimo greitį, reikalingas kompromisas tarp impulsų skaičiaus ir impulsų amplitudės informacijos išsaugojimo [53].

Didelių srautų detektavimui, detektoriuje gali pasireikšti skirtingo pobūdžio nuostoliai. Jei atskiri impulsai detektoriuje sukuriama per labai trumpą laiką, gali atsirasti įvykių registravimo sutaptys arba kai kurie įvykiai išvis nėra užfiksuojami. Registravimo sutapčių atveju, du įvykiai detektoriuje sukuria impulsus per trumpesnę laiko tarpą, nei jie gali būti išskirti, tad jie užregistruojami kaip vienas suminės energijos impulsas. Tai grafiškai atvaizduota 13 pav. — ties ~ 16 keV energija, galima matyti dvi smailes, kurios atitinka dvigubos energijos vario

K –serijos linijas. Taip pat, gali pasireikšti ir kitokie nuostoliai — kuomet du įvykiai detektorių pasiekia per laiko tarpą $t_a < t_d$, antrasis sėkmingas įvykis gali būti neužregistruotas, nes sistema apdorodama pirmąjį impulsą lieka neveikli trukmę t_d . Šių nuostolių esminis skirtumas — dėl registravimo sutapčių atsiradimo prarandama dalis informacijos apie abu registruotus įvykius (pvz., vienalaikiškai užfiksuojami skirtingų amplitudžių impulsai), tuo tarpu dėl neveikos trukmės, pirmojo impulso duomenys nepatiria iškreipimų, tačiau prarandama bet kokia informacija apie antrąjį impulsą. Reiktų pabrėžti, kad šie nuostoliai gali pasireikšti ir daugiau nei dviems impulsams sukuriamiems detektoriuje per labai mažą laiko periodą [53].

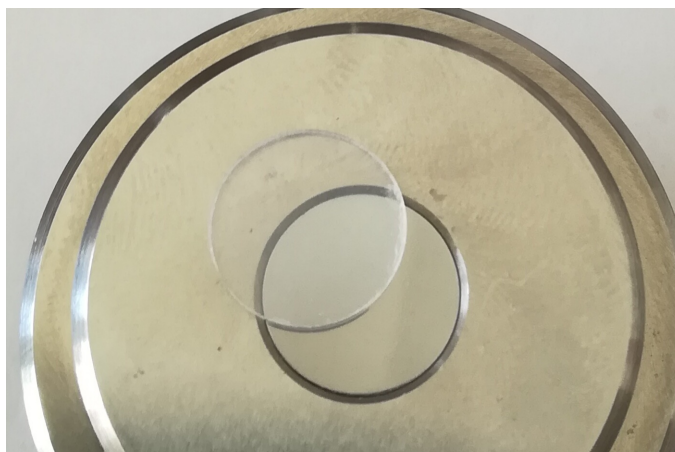
3. Tyrimo metodika

Šiam eksperimentui, kaip tiriamosios medžiagos buvo pasirinktos: metalai — varis, alavas ir šarminių metalų halogenidų druskos. Tokio tipo eksperimentuose dažniausiai yra naudojami metalų taikiniai, kadangi su jais galima pasiekti didžiausius generuojamos spinduliuotės srautus [9, 16]. Tuo tarpu, apie šarminių metalų halogenidų druskų panaudojimą tokio tipo eksperimentams informacijos literatūroje beveik nėra. Tačiau, šios medžiagos turi potencialo būti tinkamomis terpėmis efektyviai plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių generacijai. Pirmiausia, jos pasižymi dideliu draustinės energijos tarpu ir yra skaidrios plačiame spektriniame diapazone, dėl ko lazerinį pluoštą galima būtų fokusuoti bandinio tūryje. Tokiu atveju, galima būtų paveikti didesnę medžiagos plotą ir atitinkamai tikėtis didesnių pasiekiamų rentgeno spinduliuotės fotonų srautų, nei su metalų taikiniais, kurių sąveikos plotą riboja paviršinis laidumo reiškinys. Antra — šių medžiagų atominė konfigūracija panaši į inertinių dujų, tik šios medžiagos pranašesnės dėl daug didesnio tankio. Pavyzdžiui, KBr bandinyje, kalio katijonas, sudarydamas joninį ryšį su bromu, atiduoda savo vienintelį išorinio sluoksnio elektroną, suteikdamas bromui 36-ąjį elektroną ir taip užpildydamas jo 4-ąjį elektroninį sluoksnį. Tokiu atveju, kalis savo elektronine konfigūracija atitinka argoną, o bromas — kriptoną. Tad, atliekami matavimai su šarminių metalų halogenidų bandiniais galėtų pasitarnauti ir kaip nesudėtingi eksperimentų modeliai su dujų srautu.

3.1. Bandinių gamyba

Bandinių gamybai buvo pasirinktos sausos ir neturinčios priemaišų NaBr, KI, NaI, CsI, KBr druskos (Sigma — Aldrich). Bandiniai eksperimentui buvo paruošiami spaudžiant cilindro formos tabletes, remiantis KBr tablečių spaudimo metodu aprašytu G. Dent publikacijoje [54]. Pirmiausia druskos buvo malamos panaudojant agato grūstuvėlį, kol gautos miltų smulkumo medžiagos granulės. Pačios tabletės spaustos su rankiniu presu TP-20 (Herzog Maschinenfabrik GmbH). Tabletėms spausti naudoti 13 mm ir 25 mm skersmens puansonai, tenkantis suspaudimas ploto vienetui — 3 t/cm^2 ir 8 t/cm^2 atitinkamai. Spaudžiant tabletes su mažesniu puansonu, buvo galimybė papildomai vakuumuoti spaudimo zoną. Tokiu atveju tabletės gautos geresnės kokybės — skaidrios ir homogeniškesnės (žr. pav. 9). Gaminant bandinius buvo pastebėta tablečių skaidrumo priklausomybė nuo naudojamos medžiagos masės bandiniui — tabletės gautos skaidresnės naudojant mažesnę medžiagos kiekį esant toms pačioms spaudimo sąlygoms. Kad bandiniai būtų kuo panašesni tarpusavyje, įvertinti ir naudoti medžiagų kiekiai, atitinkantys maždaug milimetro storio tablete.

Medžiagų pasirinkimas ir bandinių paruošimo metodas nulėmė tai, jog tokio pavidalo tiriamasis objektas iš esmės yra lengvai mechaniškai pažeidžiamas. Tai sąlygoja greitą bandinių degradaciją eksperimento metu, tad vidutiniškai su vienu bandiniu buvo atliekama iki 6 matavimų. Eksperimentų pradžioje, sprendimas spausti didesnio ploto tabletes buvo motyvuotas tuo, jog turint didesnio ploto taikinį būtų gaunama ilgesnė ekspozicijos trukmė, patikimesnė



9 pav. Šviežiai išspausta kalio bromido tabletė.

statistika bei lengviau būtų išpildomas efektyvus bandinio atnaujinimas lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos zonoje. Tačiau, dėl kur kas prastesnės didesnio skersmens bandinių kokybės, tabletės buvo naudojamos eksperimentinės schemos derinimui, o mažesnio skersmens — rentgeno spinduliuotės generacijos eksperimentams.

3.2. Lazerinė sistema

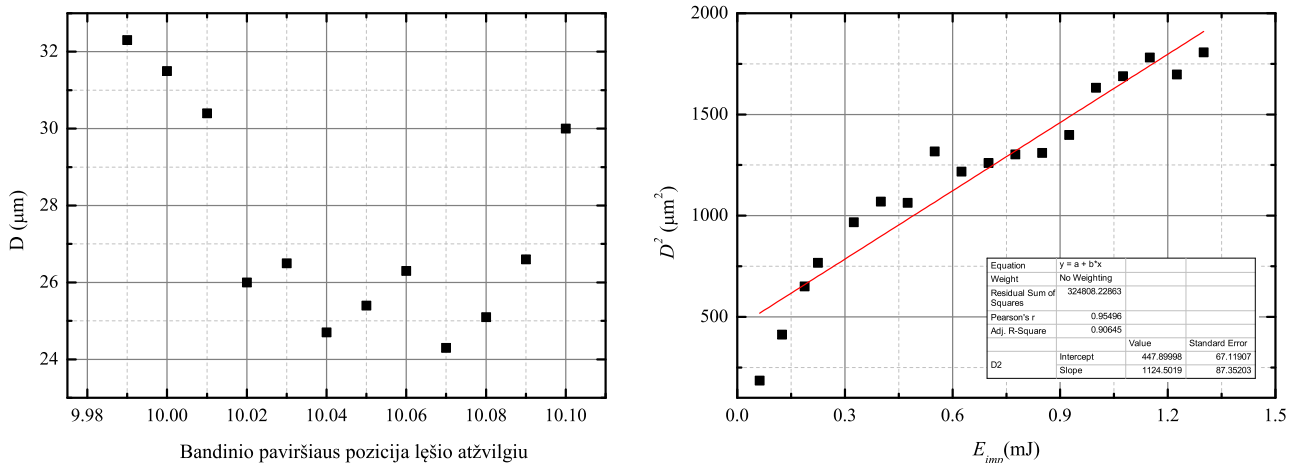
Rentgeno spindulių šaltiniui sukurti naudotas femtosekundinis lazeris „Pharos PH1-SP-1.5mJ“ („MGF Šviesos Konversija“), pagrindiniai lazerio parametrai pateikti 1 lentelėje. Tie-

1 lentelė: Pagrindiniai „Pharos PH1-SP-1.5mJ“ lazerio parametrai.

Parametrai	Vertės
Centrinis bangos ilgis, λ	1028 ± 5 nm
Didžiausia vidutinė galia, P_{\max}	6 W
Minimali impulso trukmė, τ_{\min}	~ 158 fs
Didžiausia impulso energija, E_{imp}	$\sim 1,5$ mJ
Pasikartojimo dažnio diapazonas, f_{rep}	4–200 kHz
Pluošto matmenys, d_p	$\sim 9,25$ mm @ $1/e^2$ lygyje

sinės poliarizacijos lazerinė spinduliuotė į bandinį buvo nukreipta statmenai bandinio paviršiui ir fokusuojama $f = 100$ mm lęšiu, bandinio padėtį lęšio židinio plokštumos atžvilgiu keičiant 1 cm intervale. Skirtingoms medžiagoms buvo pasiekiamas skirtingas generacijos slenkstis bei signalo/triukšmo santykis, tad bandinio padėtis buvo parenkama priklausomai nuo geriausio charakteringos rentgeno spinduliuotės signalo.

Tiksliai židinio plokštumai nustatyti bei sufokusuoto pluošto dėmės dydžiui įvertinti panaudota nerudyjančio plieno plokštelė, lygiu paviršiumi. Pirmiausia pasirinkus pastovią $E_{\text{imp}} = 250 \mu\text{J}$ impulsų energiją, po vieną šūvį praeitas 1 mm intervalas nuo 9,99 cm iki 10,10 cm su



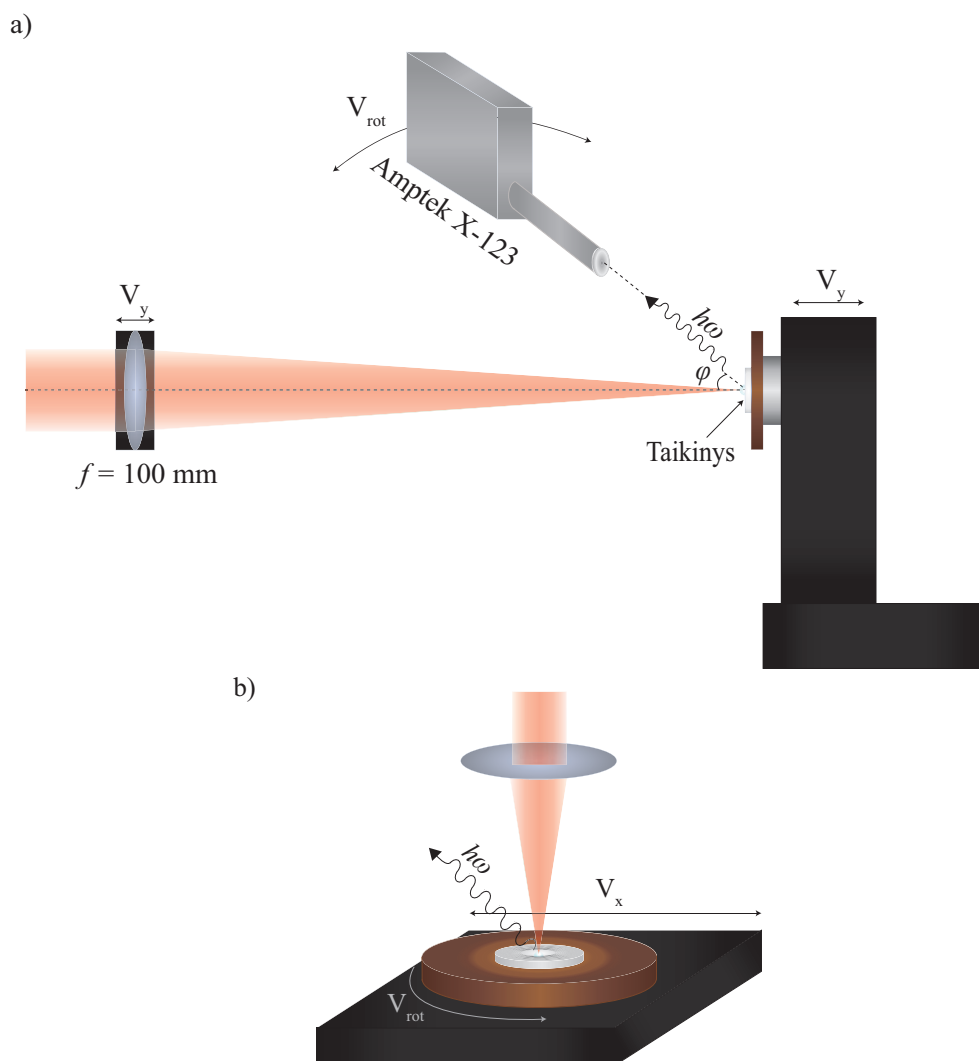
10 pav. Židinio plokštumos padėties ir fokusuojamo pluošto dydžio įvertinimas. Kairėje — pažaidos diametro priklausomybė nuo bandinio padėties lęšio kreivo paviršiaus atžvilgiu, $E_{\text{imp}} = 250 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{imp}} = 158 \text{ fs}$. Dešinėje — pažaidos diametro priklausomybė nuo impulso energijos, Padėtis lęšio atžvilgiu — 10,04 cm, $\tau_{\text{imp}} = 158 \text{ fs}$. Įvertintas fokusuojamo pluošto radiusas $\omega_0 \sim 23 \mu\text{m}$.

0,1 mm žingsniu. Nustatytas optimalus fokusavimo padėties intervalas lęšio kreivo paviršiaus atžvilgiu — 10,04 cm – 10,07 cm tarpe. Tada pozicionuojant plokštelę geriausio fokuso vietoje, po vieną šūvį plokštelė buvo sušaudyta keičiant impulso energiją 0,1 mJ – 1,5 mJ intervale. Gauti rezultatai pateikti 10 pav. Priklausomybę $D^2 \ln(E_{\text{imp}})$ aproksimuojant tiese, nustatytas jos polinkis, kuris lygus $2\omega_0$, čia ω_0 — pluošto radiusas $1/e^2$ lygyje. Gautas fokusuojamo pluošto diametras $d_{\text{fok}} \sim 47 \mu\text{m}$. Pasirenkant maksimalią lazerinio impulso energiją ($\sim 1,5 \text{ mJ}$), židinio plokštumoje galima pasiekti $\sim 9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ spinduliuotės intensyvumą.

Eksperimentų metu buvo naudoti minimalios trukmės impulsai — $\tau_{\text{imp}} = 158 \text{ fs}$, impulsų energija keista 0,05 mJ – 1,5 mJ intervale, išbandytas dažnių diapazonas — nuo 4 kHz iki 10 kHz. Siekiant panaudoti vieną bandinį bent keliems matavimams, įvertintas optimalus impulsų pasikartojimo dažnis, suderinamas su bandinio atnaujinimo sistemos greičiu, tad buvo nuspręsta dažnu atveju neviršyti 4 kHz ribos.

3.3. Matavimų eksperimento schema

Principinė rentgeno spinduliuotės generacijos schema pateikta 11 paveikslėlyje. Bandiniai tvirtinami ant varinio disko, esančio ant savadarbio rotacinio variklio. Rotacinis variklis pritvirtintas prie dviejų transliacinių staliukų (Standa), sujungtų statmenai ir leidžiančių bandinį judinti x ir y ašimis. Transliacinis staliukas, leidžiantis keisti bandinio poziciją x ašimi ir rotacinis variklis, buvo motorizuoti ir valdomi automatiškai, tuo tarpu transliacinio staliuko, leidžiančio keisti bandinio padėtį lęšio židinio plokštumos atžvilgiu, padėtis buvo koreguojama mechaniškai. Naudojantis dviem automatiškai valdomais varikliais, naudota bandinio atnaujinimo schema, pavaizduota 11 pav. b) dalyje. Prie disko pritvirtintas bandinys sinchronizuotai buvo sukamas pastoviu, 1,3 aps./s greičiu ir 0,2 mm/s linijiniu greičiu stumiamas x ašimi, sušaudant bandinį tankios spiralės forma. Matavimai atlikti oro atmosferoje, papildomai naudojant



11 pav. Eksperimento matavimų stendas. a) Lazerinis pluoštas fokusuojamas ant bandinio paviršiaus. Paviršiuje sukuriama plazma, indukuojama daug laisvųjų krūvininkų, kurie yra greitunami ir skverbiasi į medžiagos tūrį. Greitųjų elektronų ir medžiagos atomų sąveikos procesų metu generuojama stabdomoji ir būdingoji rentgeno spinduliuotės. Spektrometras pozicionuojamas prieš bandinį, spinduliuotė registruojama atspindžio geometrijoje. b) Bandinio atnaujinimo sistema — bandinys synchronizuotais varikliais sukama ratu ir slenkamas x ašimi, sušaudant tabletę tankios spirалės pavidalo forma.

vakuuminį siurbimą 3 cm – 4 cm atstumu nuo tabletės paviršiaus, kad dalinai apsaugoti stende esančius optinius komponentus nuo spinduliuotės ir bandinio sąveikos zonoje susidarančių abliacijos dulkių.

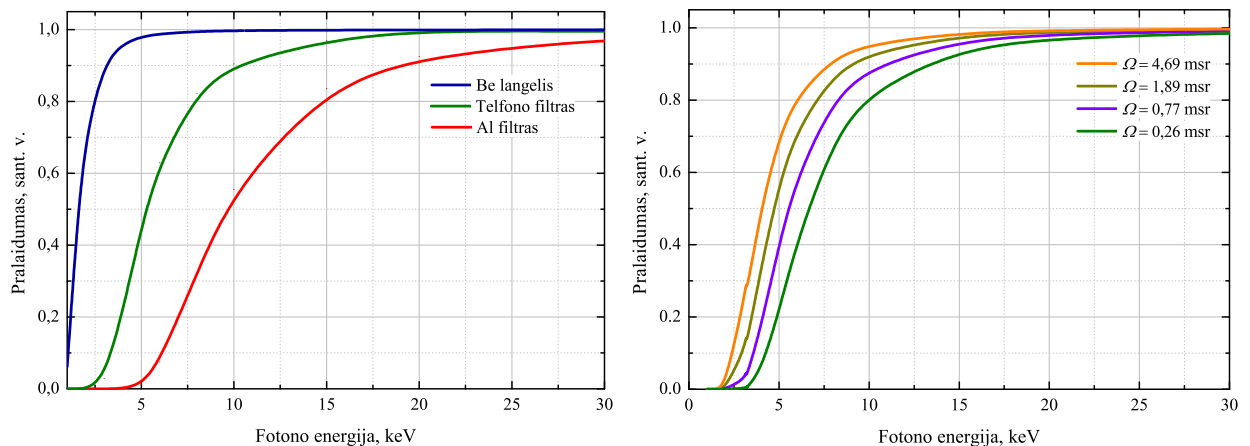
3.4. Rentgeno spinduliuotės detektavimas

Rentgeno spinduliuotės fotonų detekcijos schema pavaizduota 11a pav. Spinduliuotės detektavimui naudotas puslaidininkinis detektorius. Tokių detektorių veikimas pagrįstas krūvininkų (elektronų ir skylių) surinkimu, kuriuos sukuria detekuojama spinduliuotė sąveikaudama su detektoriaus medžiaga. Pagrindinis tokių detektorių privalumas yra didelė energinė skyra, kadangi elektrono ir skylės porai sukurti užtenka kelių elektronvoltų, lyginant su keliasdešimčia elektronvoltų reikalingų sukurti jonų poroms dujų užpildo detektoriuose. Krūvininkų judris

puslaidininkiuose detektoriuose priklauso nuo medžiagos savybių, naudojamo elektrinio lauko bei veikimo sąlygų, t.y. temperatūros. Dažniausiu atveju, krūvininkų judris yra $10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec} - 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ eilės, tad krūvininkų surinkimo laikas tesiekia mikrosekundės dalį [53]. Jei antras įvykis detektoriuje pasireiškia anksčiau, nei surenkamas krūvis po pirmo įvykio, tai antrojo įvykio metu sukurtas krūvis bus pridėtas prie pirmojo įvykio sukurtu krūvio, ko pasekoje spektre bus matomos detektavimo sutaptys. Kadangi abiejų rūšių krūvininkai dalyvauja impulso formavime, šiuose detektoriuose, taip vadinama neveikos trukmė nėra pastebima, tad nuostoliai gaunami tik dėl detektavimo sutapčių.

Matavimams naudotas spektrometras Amptek X-123 (detektorius — Si-PIN sandūros fotodiodas, plotas $S_{\text{det}} = 25 \text{ mm}^2$, storis $d_{\text{det}} = 500 \text{ mm}$). Detektorius buvo sukalibruotas naudojant Co^{57} ir Am^{241} šaltinių antrinę spinduliuotę. Eksperimentams pasirinkta detektoriaus integravimo trukmė — $25 \mu\text{s}$, detekcijai rekomenduojami fotonų srautai su tokia integravimo trukme $\sim 10^4 \text{ fot}\cdot\text{s}^{-1}$ eilės. Esant kai kurioms matavimų sąlygomis, dėl didelio fotonų srauto patenkančio į detektorių, eksperimentų metu neišvengta vienaikiškai užregistruotų keleto vienodos energijos fotonų. Tad spektruose yra matomos detektavimo sutaptys, atitinkančios dviejų ar daugiau, užregistruotų fotonų energiją.

Rentgeno spinduliuotė sklisdama įvairiomis terpėmis yra sugerama, tad reikia įskaityti ir sugeriamą spinduliuotės dalį prieš jai pasiekiant detektorių. Kadangi matavimai buvo atliekami oro atmosferoje, tam tikra dalis spinduliuotės buvo sugerama ore, priklausomai nuo spinduliuotės sklidimo atstumo. Taip pat, prieš pasiekdami detektorių spinduliai praeina per apsauginį berilio langelį ($d_{\text{Be}} \sim 25 \mu\text{m}$) integruotą į spektrometrą. Papildomai naudoti aliuminio ($d_{\text{Al}} \sim 83 \mu\text{m}$) ir teflono ($d_{\text{tef}} \sim 67 \mu\text{m}$) filtrai, priklausomai nuo taikinio medžiagos, su kuria buvo atliekami matavimai, padedantys sumažinti triukšmo ir nepageidaujamų žemos energijos stabdomosios rentgeno spinduliuotės fotonų kiekį. Filtrų, Be langelio bei oro spinduliuotės



12 pav. Kairėje — berilio langelio, aliuminio ir teflono filtro, dešinėje — oro, esant skirtingam detekcijos erdviniam kampui (spektrometras skirtingais atstumais nuo bandinio paviršiaus), rentgeno spinduliuotės pralaidumo priklausomybė nuo fotonų energijos. Medžiagų masės silpninimo koeficientai paimti iš NIST duomenų bazės [51].

pralaidumo priklausomybės nuo fotonų energijos įvertintos naudojant išraišką [51] ir grafiškai pavaizduotos 12 pav.

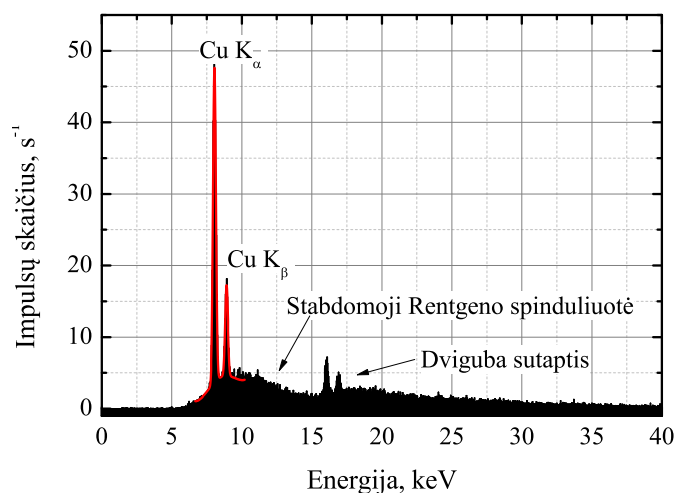
Atliekant matavimus su taikiniais, kurių sudėtyje yra bromo, buvo naudojami tiek aliuminio tiek teflono filtrai, kadangi bromo K_α ir K_β linijos yra už 10 keV ribos. Tuo tarpu norint užregistruoti kalio, jodo arba cezio linijas, esančias 3 keV–6 keV intervale, buvo naudojamas tik teflono filtras arba pasirinkta matavimus atlikti be filtrų. Detektorius montuotas ant goniometro, leidžiančio keisti detekcijos kampą, bandinio paviršiaus atžvilgiu 15° – 90° intervale. Ieškant didžiausio generuojamos rentgeno spinduliuotės signalo, detektoriaus atstumas nuo taikinio keistas 4 cm–30 cm intervale. Eksperimento schemeje, spektrometras buvo pozicionuojamas prieš bandinį (žr. 11 a) pav.) — rentgeno spinduliuotės spektras detektuotas atspindžio geometrijoje.

4. Rezultatų analizė

Gauti rezultatai apdoroti ir analizuoti naudojant atviro kodo programinę įrangą R v3.2.5 [55] ir komercinę duomenų analizavimo programą OriginPro 8.5.0 [56]. Žemiau pateikiami rezultatai, matavimus atlikus su skirtingais bandiniais.

4.1. Eksperimento optimizavimas

Dėl šarminių metalų halogenidų bandinių specifikos ir riboto jų kiekio, dalis eksperimentinės schemos derinimo matavimų atlikti su variniu disku (žr. 11 pav.), kuris naudotas kaip padėklas bandiniams vėlesnėje eksperimento eigoje. Kaskart po galimo schemos išjustiravimo, stendas kalibruotas generuojant rentgeno spinduliuotę su variniu taikiniu. Vėliau, matavimai su vario disku atlikti reguliariai. Pavyzdinis rentgeno spinduliuotės spektras pateiktas 13 pav.



13 pav. Charakteringos rentgeno spinduliuotės spektras, gautas lazeriu apšaudant besisukantį varinį diską. Matavimo metu pasirinkti žadinančios spinduliuotės parametrai: $I_p = 3,8 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{s}^{-1}$, $f_{\text{rep}} = 4 \text{ kHz}$, $\tau_{\text{imp}} = 158 \text{ fs}$. Kiti parametrai: disko sukimosi greitis — 1,3 aps/s, 0,2 mm/s disko slinkimas x ašimi, detektorius pozicijuotas 45° kampu, detektavimo kampas $\Omega = 1,89 \text{ msr}$, naudoti aliuminio ir teflono filtrai. Impulsų skaičius normuotas pagal matavimo laiką, grafike atvaizduotas impulsais per sekundę.

13 pav. matomame grafike juoda linija žymi eksperimentinius duomenis, raudona linija vaizduoja bendrą fono (pasirinktame intervale) bei pagrindinių smailių aproksimaciją. Analizuojant spektrus, fonas aproksimuotas, kaip ketvirtos eilės polinomas, smailės — gauso funkcijomis. Pateiktame spektre identifikuota vario K_α –serija, apimanti $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ bei $K_{\beta 1}$ linijas, kurių energijos yra: $K_{\alpha 1} = 8,04 \text{ keV}$, $K_{\alpha 2} = 8,02 \text{ keV}$, $K_{\beta 1} = 8,90 \text{ keV}$. Išskiriamų smailių energijos atitinka pateiktas literatūroje [57]. Matomos smailės ties pagrindinių linijų energijų kartotinėmis vertėmis atitinka dvigubas detektavimo sutaptis. Reikėtų pabrėžti, jog daugumoje rentgeno spinduliuotės spektrų, be sutapčių užregistruotų linijų pločių vidutinės vertės yra $w_{\text{FWHM}} \sim 200 \text{ eV}$. Tuo tarpu, kai kurių medžiagų charakteringų linijų šuolių energijų skirtumas yra mažesnis nei linijos plotis, pvz.: vario K_α serijos linijų energijų skirtumas tėra $\Delta E = 20 \text{ eV}$. Dėl šios

priežasties, pirmoji smailė matoma 13 pav. grafike nurodyta bendrai, kaip K_{α} – serija, kadangi nėra galimybės identifikuoti atskirų linijų. Verta paminėti ir tai, jog detektoriaus energinė skyra yra tarp 145 eV – 260 eV. Tad, kai kuriais atvejais, dėl ribinės detektoriaus energinės skyros, nepavyko išskirti ir 100 eV – 200 eV energijos skirtumą turinčių charakteringų linijų, tad jos taip pat žymimos serijomis. Analogiškai, charakteringos linijos identifikuotos ir nurodytos kitų bandinių spektruose, tolimesnėje rezultatų apžvalgoje.

Kaip taikinį naudojant varinį diską, buvo atliekami ne tik eksperimentų stendo derinimo darbai, bet ir įvertinta įvairių eksperimento parametrų įtaką generuojamam rentgeno spinduliuotės spektrui bei registruojamam fotonų srautui.

4.1.1. Fotonų srauto įvertinimas

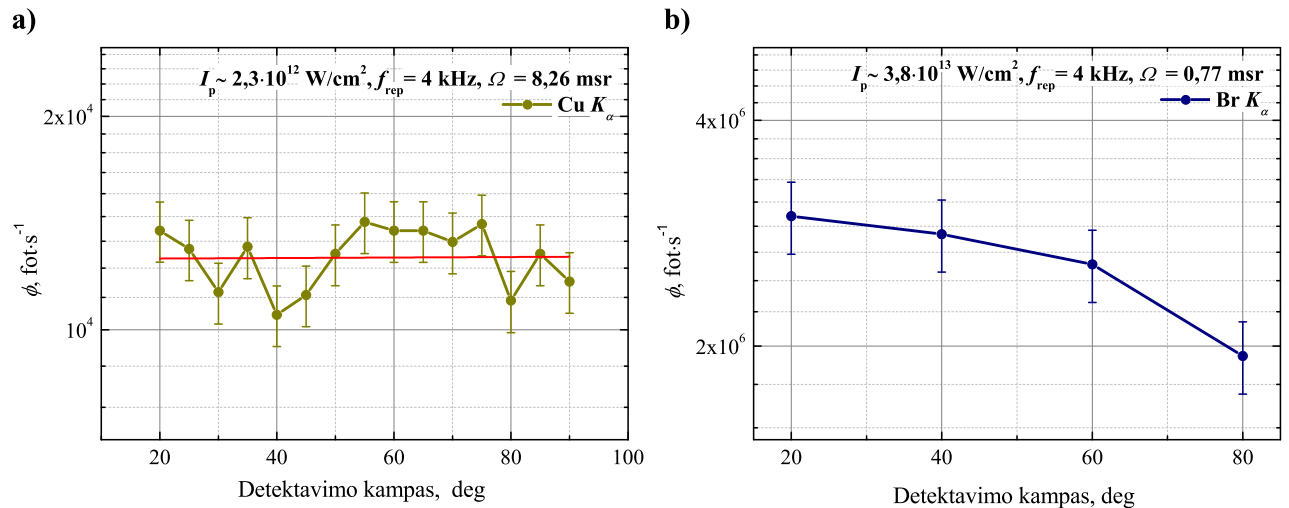
Visų medžiagų taikiniams, su kuriais pavyko užregistruoti rentgeno spinduliuotę, paskaičiuoti spinduliuotės srautai atskiroms būdingosios spinduliuotės šuolių linijoms ar jų serijoms bei įvertinti konversijos efektyvumai. Spinduliuotės srautas išreiškiamas fotonų skaičiumi N per laiko vienetą:

$$\phi = \frac{dN}{dt}. \quad (33)$$

Vertinant spinduliuotės srautus, reikėjo įskaityti tai, jog su kietakūniais bandiniais generuojamų rentgeno šaltinių spinduliuotės emisija artima izotropinei į 4π erdvinį kampą [26, 25]. Tai patvirtino ir mūsų matavimai, atlikti tiek su vario, tiek su kalio bromido taikiniams. Pirmiausia, 20° – 90° intervale, kas 5 laipsnius keičiant detekcijos kampą, matavimai atlikti su variniu bandiniu (14 a) pav.). Matavimų geometrijoje, 0° laipsnių spektrometro pozicija atitinka statmeną bandinio paviršiui. Atvaizduojant duomenis su vario taikiniu, nebuvo įskaitytos detektavimo sutaptys, tad fotonų srautai aktualūs tik analogiškų matavimų ribose. Pastebėta, jog naudojant vario taikinį nėra aiškios registruojamų srautų kitimo tendencijos. Gautos fotonų srautų vertės eilės tikslumų sutampa visame detekcijos kampų intervale. Vėliu, atlikti matavimai su vienu iš halogenidų druskų taikiniu — kalio bromidu (14 b) pav.). Pasirinkta išmatuoti spinduliuotės srautus 20° – 80° intervale, detekcijos kampą keičiant kas 20° . Atlikus matavimus su halogenidų druskų taikiniu, pastebėtas fotonų srauto mažėjimas, didėjant detekcijos kampui. Didesnis spinduliuotės srautas registruojamas, kuomet spektrometras pozicioniuotas arčiau statmeno kampo bandinio paviršiaus atžvilgiu. Gaunamą srauto anizotropiją galima būtų paaiškinti, darant prielaidą, jog izotropinės spinduliuotės rentgeno šaltinis sukuriamas taikinio viduje, o ne ties bandinio paviršiumi. Tuomet, skirtingais kampais užfiksuojami spinduliuotės srautai taikinyje sklinda skirtingą kelią ir atitinkamai yra stipriau sugeriami taikinio medžiagos [58]. Toks efektas paprastai stebimas ir rentgeno vamzdžių šaltinių atveju. Spinduliuotės emisijos centro atžvilgiu, emisijos skirtumas gali siekti iki 25% mažiau esant dideliame (lygiagrečiam bandinio paviršiui) detekcijos kampui ir iki 20% daugiau, esant statmenam detekcijos kampui, kas sudaro apie 45% srauto kitimo intervalą, skirtingiems detektavimo kampams. KBr bandinio atveju, gaunamas spinduliuotės emisijos skirtumas yra $\sim 35\%$. Remiantis gautais rezultatais, galima teigti jog varinio taikinio atveju rentgeno spinduliuotės šaltinis sukuriamas bandinio paviršiuje,

tuo tarpu šarminių metalų halogenidų taikinių atveju — bandinių viduje. Tolimesniems matavimams, norint sumažinti kintamų dydžių kiekį ir korektiškai įvertinti spinduliuotės srautus, didžiajai daliai matavimų pasirinktas optimalus detekcijos kampas — 45° .

Eksperimentų metu, spinduliuotė registruota 25 mm^2 ploto detektoriumi, $4 \text{ cm} - 30 \text{ cm}$ atstumų intervale nuo detektoriaus. Taip pat, atliekant duomenų analizę įskaityta naudotų filtrų,



14 pav. Užregistruotų rentgeno spinduliuotės srautų priklausomybės nuo detekavimo kampo, bandinio paviršiaus atžvilgiu. Matavimai atlikti su variniu taikiniu (a) ir kalio bromido taikiniu (b). Raudona linija vario taikinio rezultatų grafike žymi tiesinę aproksimaciją, nustatytas jos polinkis $b = 3,5 \cdot 10^{-5} \pm 5 \cdot 10^{-4}$.

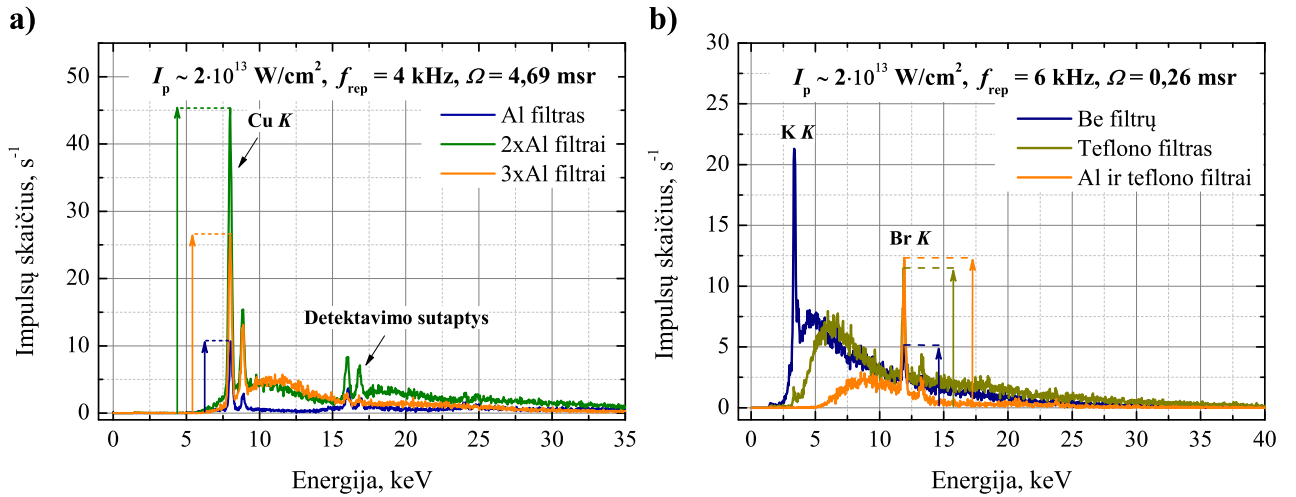
berilio langelio ir oro rentgeno spinduliuotės sugertis bei aiškiai identifikuojamos dviejų ar daugiau fotonų registravimo sutaptys [14]:

$$\phi = \frac{4\pi d_{\text{det}}^2 (N_1 + \dots + nN_n)}{S_{\text{det}} T_x t}. \quad (34)$$

Čia d_{det} — atstumas tarp bandinio paviršiaus plokštumos ir detektoriaus, T_x — atitinkamos medžiagos, rentgeno spinduliuotės pralaidumo koeficiento vertė, priklausanti nuo fotonų energijos bei sklidimo atstumo konkrečioje terpėje, N_n — n -osios eilės sutaptį atitinkantis fotonų skaičius. Aproksimacijos metu įvertinus smailių plotus, apskaičiuoti fotonų srautai, atitinkantys konkrečias smailes ar jų serijas, matomi spektruose. Darbe pateikiamos fotonų srautų vertės sunormuotos į laiką.

4.1.2. Stabdomosios rentgeno spinduliuotės signalo mažinimas

Eksperimentų metu ieškota sąlygų, kurioms esant, būtų registruojamas kuo mažesnis stabdomosios rentgeno spinduliuotės spektro intensyvumas. To siekta norint padidinti signalo/triukšmo santykį bei palengvinti gautų rezultatų analizę. Buvo atlikta keletas matavimų nenaudojant filtrų ir pasirenkant skirtingas jų kombinacijas, priklausomai nuo norimų stebėti charakteringų rentgeno spinduliuotės linijų energijos. Šie matavimai atlikti su visais bandiniais, keletas aktualiausių rezultatų pateikti 15 pav., matomuose grafikuose.



15 pav. Gauti Cu (a) ir KBr (b) taikinių rentgeno spinduliuotės spektrų intensyvumai, priklausomai nuo naudotų filtrų kombinacijos.

Spektruose matoma stabdomoji rentgeno spinduliuotė, dauguma atveju pasireiškė intervale nuo 5 keV iki 15 keV, kadangi naudoti aliuminio ir teflono filtrai smarkiai sugeria iki 5 keV energijos fotonus, kaip galime matyti iš filtrų spinduliuotės pralaidumų, pateiktų 12 pav. Kadangi charakteringos vario K -serijos linijos yra iki 10 keV, aliuminio filtrai sugeria ir dalį naudingo signalo. Tuo tarpu naudojant KBr bandinį, detektuojamos bromo linijos yra ties $K_{\alpha 1} + K_{\alpha 2} \sim 11,92$ keV bei $K_{\beta 1} = 13,29$ keV energijomis, bet atsižvelgiant į tyrimo pradžioje gautus rezultatus, su halogenidų taikiniai pasiekiami srautai yra keletą eilių mažesni nei su vario taikiniu (mūsų eksperimentuose gautos tipinės srautų vertės: $\phi_{\text{Cu}} \sim 10^8$ fot. \cdot s $^{-1}$ eilės, šarminių metalų halogenidų $\phi_{\text{hal}} \sim 10^4$ fot. \cdot s $^{-1}$ – 10^6 fot. \cdot s $^{-1}$ eilės), tad naudojant daugiau nei viena aliuminio filtrą būtų smarkiai sumažinamas naudingos spinduliuotės signalas. Dėl to, daugumai matavimų pasirinkta teflono ir aliuminio filtro kombinacija, vietoj kelių aliuminio filtrų. Teflono filtras pasižymi mažesne sugertimi 11 keV – 15 keV intervale (aliuminio filtro sąlygojama sugertis šiame intervale — 20%–45%, teflono — 4%–10%).

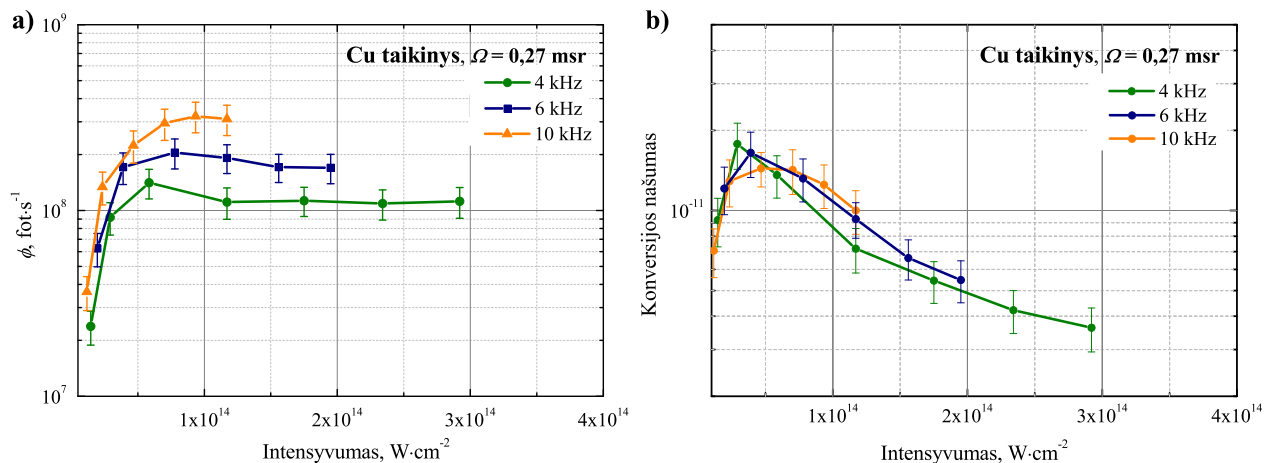
Analizuojant 15 pav. grafikuose pateiktus rezultatus, įvertintas naudingo signalo ir triukšmo santykis. Matavimams su vario taikiniu naudojant vieną filtrą, gautas signalo/triukšmo santykis — 7:1, su dviem filtrais — 9:1, naudojant tris ar keturis filtrus stebėtas akivaizdus naudingo signalo mažėjimas, tačiau pasiekiamas panašus stabdomosios rentgeno spinduliuotės signalo intensyvumas, kaip dviejų filtrų atveju. Matavimus atliekant su kalio bromido taikiniu, kaip naudingą signalą traktuojant bromido linijas, nenaudojant filtrų matomas signalo/triukšmo santykis — 2:1, su teflono filtru jis padidinamas iki 2,7:1 ir naudojant aliuminio ir teflono filtrus, gaunamas santykis — 5:1. Pastaruoju atveju, stabdomosios rentgeno spinduliuotės signalo intensyvumas gaunamas smarkiai mažesnis, tačiau pagrindinės smailės intensyvumas sumažėja tik 0,7 karto. Abiejų bandinių atveju pastebima, jog naudojant tam tikras filtrų kombinacijas yra išvengiama detektoriaus įsisotinimo mažos energijos fotonais bei detektavimo sutapčių susidarymo, didelių energijų srityje. Sumažinus triukšmų signalą aukštų energijų srityje ir detektoriaus sotį žemų energijų srityje, pasiekta didesnė spektrinė skiriamoji geba. Remiantis šiais rezultatais pasirinkta matavimus atlikti pagal poreikį, daugiausiai su dviem

aliuminio filtrais vario bandiniams ir naudojant aliuminio ir teflono filtrus dirbant su šarminių metalų halogenidų bandiniais.

4.1.3. Impulsų pasikartojimo dažnio parinkimas

Nutartas išbandyti impulsų pasikartojimo dažnio diapazonas pasirinktas atsižvelgiant į keletą veiksnių — didžiausią pasiekiamą impulso energiją, bandinio atnaujinimo sistemos greitį, detektoriaus integravimo trukmę, bei taikinių degradacijos greitį. Pasirinktas mažiausias pasikartojimo dažnis $f_{\text{rep}} = 4$ kHz, ties kuriuo galima išgauti didžiausią impulsų energiją $E_{\text{imp}} = 1,5$ mJ. Ankstesnių eksperimentų metu buvo išbandytas ir 1 kHz dažnis, tačiau jis gaunamas naudojant impulsų atrinkiklį, lazeriui dirbant 4 kHz dažniu. 1 kHz dažnis eksperimentams naudotas siekiant sumažinti sutapčių kiekį spektruose, tačiau tai išspręsta optimizavus eksperimento geometriją ir tokio dažnio pasirinkimas nebeturėjo teigiamo poveikio gaunamiems rezultatams. Didžiausias pasirinktas impulso pasikartojimo dažnis $f_{\text{rep}} = 10$ kHz. Tokiu dažniu apsiribota dėl palyginus mažo bandinio atnaujinimo greičio spinduliuotės sąveikos zonoje bei mažesnių gaunamų impulsų energijų esant didesniems impulsų pasikartojimų dažniams.

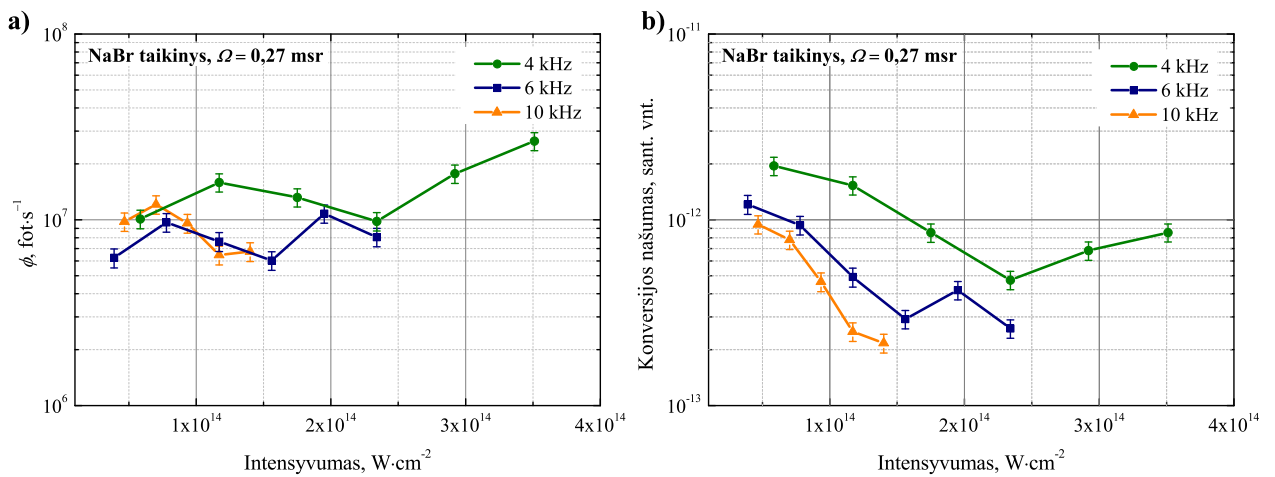
Pirmiausiai, matavimai esant 4 kHz, 6 kHz ir 10 kHz dažniams atlikti su variniu taikiniu, (žr. 16 pav.).



16 pav. Vario charakteringosios spinduliuotės bendro pagrindinių smailių srauto priklausomybė nuo lazerio impulsų pasikartojimo dažnio (a) ir jų konversijos našumas (b).

Pirmieji eksperimentai su variu buvo skirti įsivertinti impulsų pasikartojimo dažnio ir taikinio atnaujinimo sistemos suderinamumui. Nors matavimus atliekant su didesniu impulsų pasikartojimo dažniu galima išgauti didesnes fotonų srautų vertes, bendrai tiek pačių srautų, tiek jų konversijos našumų dydžių vertės išlieka tos pačios eilės. Ženklaus gaunamų charakteringų rentgeno spinduliuotės fotonų srautų pokyčio nepastebima tokiame dažnių intervale. Tyrimo eigoje, halogenidų druskų bandinių panaudojimo kiekis tapo aktualiu klausimu, tad kilo būtinybė atlikti matavimus bent su vienos sudėties druskų bandiniu. Pagal galimybes, šiems eksperimentams buvo pasirinktos tarpusavyje panašios NaBr tabletės. Gauti rezultatai pateikti 17 pav. pavaizduotuose grafikuose.

Idealiu atveju, naudojant halogenidų druskų bandinius, kiekvieną matavimą, (t.y., kiekvienas atskiras taškas grafike) reikėtų atlikti su nauju taikiniu, keičiant impulso energiją. Mūsų eksperimentuose, vienos tabletės vidutiniškai užteko šešioms matavimams, kadangi vieno matavimo metu jos buvo abliuojamos ir kaskart keitėsi tabletės paviršiaus padėtis, židinio plokštumos atžvilgiu. Priartėjus prie didesnių impulsų energijų ($E_{\text{imp}} \geq 1$ mJ), nuspręsta bandinio padėtį pakoreguoti 0,25 mm žingsniu, link lęšio židinio plokštumos. Korekcijas atlikti buvo būtina, kadangi dar pirmos matavimų serijos metu pastebėta, jog kai kuriais atvejais rentgeno spinduliuotės signalas išvis nebuvo detektuojamas. Visų matavimų metu, bandinio sukimosi greitis išliko pastovus, dėl ko taip pat atsirado tam tikri matavimų trūkumai. Bandinį stumiant x ašimi nuo tabletės krašto link centro, po vieno matavimo, tabletės paviršius buvo abliuojamas piltuvėlio forma. Atliekant n -ąjį matavimą su tuo pačiu bandiniu, tabletės paviršiaus padėtis židinio plokštumos atžvilgiu, einant per tabletės radiusą, keitėsi viso matavimo metu.



17 pav. Rentgeno spinduliuotės bendrų pagrindinių smalių srautų (a) ir konversijos našumų (b) priklausomybės nuo lazerio impulsų pasikartojimo dažnio.

Dėl aukščiau išvardintų priežasčių, gautų rezultatų su natrio bromido taikiniai interpretacija tampa kiek sudėtingesnė. Norint išbandyti visą galimų intensyvumų diapazoną su kiekvienu pasirinktu impulsų pasikartojimo dažniu, atskirų impulsų energijos nebuvo lygiagretintos tarp skirtingų dažnių. Iš gautų rezultatų, bendrai pastebima tendencija — didinant impulsų energiją, per kelis matavimus pasireiškianti smarki bandinio abliacija nulemia fotonų srauto kritimą. Tam tikras pakilimas matomas dėl atliktų bandinio paviršiaus atstumo korekcijų lęšio atžvilgiu, tačiau jis labiausiai pasireiškia mažesniai impulsų pasikartojimų dažniui. Tuo tarpu, didesni spinduliuotės konversijos našumai pasiekiami pasirinkus 2,5 karto mažesni impulsų pasikartojimo dažni. Reiktų paminėti, jog konversijos našumai įvertinti ne vienam lazerinės spinduliuotės impulsui, o per laiko vienetą kritusių spinduliuotės fotonų srautui. Kaip ir daugumos matavimų atveju, didesni konversijos našumai stebimi ties ribinėmis rentgeno spinduliuotės generacijos intensyvumų vertėmis, o spinduliuotės intensyvumams didėjant, stebimas jų kritimas. 17 b) pav., grafike matomi konversijos našumo pakilimai, taip pat atsiranda dėl atliktų bandinio pozicijos korekcijų. Remiantis šių matavimų rezultatais, halogenidų druskų bandinių tyrimų metu, nutarta neviršyti 4 kHz impulsų pasikartojimo dažnio ribos.

4.1.4. Spektrų pavidalas

Viena iš aktualių problemų, su kuria buvo susidurta pirminėje eksperimento stadijoje — gaunamas registruojamo spektro pavidalas. Patikimai duomenų analizei buvo svarbu atrasti optimalias eksperimento geometrijos sąlygas, kurias pasirinkus, būtų ne tik pasiekiamas didesnis naudingo signalo (fotonų skaičius patenkantis į pagrindinių smailių plotą) intensyvumas, bet ir būtų maksimaliai sumažinamas detektavimo sutapčių skaičius. Tam buvo nuspręsta atlikti matavimus keičiant lazerinės spinduliuotės impulsų energiją 0,06 mJ–1,50 mJ intervale, kiekvienai impulsų energijos vertei keičiant bandinio padėtį, lęšio židinio plokštumos atžvilgiu 9,9 cm–10,3 cm intervale, po 0,25 mm žingsnį. Tokių matavimų eiga pakartota trims skirtingiems detektoriaus atstumams, bandinio paviršiaus plokštumos atžvilgiu — 10 cm, 20 cm ir 30 cm, kurie atitinka detekcijos erdvinius kampus — $\Omega_{10} = 2,50$ msr, $\Omega_{20} = 0,62$ msr ir $\Omega_{30} = 0,27$ msr. Vienos matavimų serijos metu buvo atliekama vidutiniškai iki 50 matavimų, tad šiuo atveju patikimus rezultatus galima buvo gauti naudojant tik vario arba alavo bandinius. Gautos be sutapčių užregistruotų vario linijų plotų santykių su visais registruojamais fotonais priklausomybės, esant skirtingiems detektoriaus pozicionavimo atstumams, pateiktos 18 pav. Apskaičiavus sufokusuoto pluošto Relėjaus ilgį — atstumas, matuojamas palei pluošto sklidimo ašį, kuriuo pluoštui sklindant nuo sąsmaukos, jo diametro skerspjuvis padidėja du kartus:

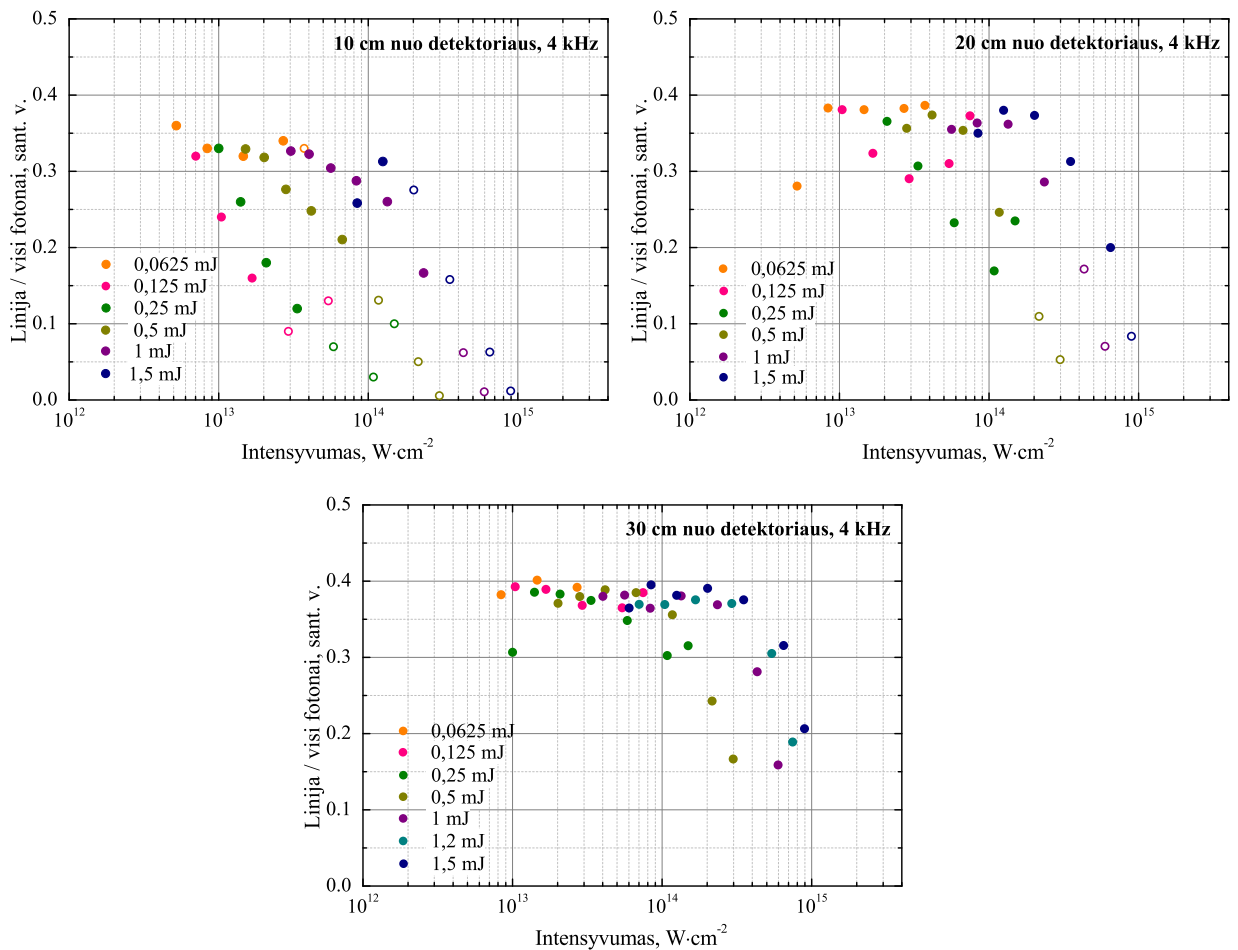
$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} = \frac{\pi(23\ \mu\text{m})^2}{1,03\ \mu\text{m}} \sim 1,6\ \text{mm}, \quad (35)$$

įvertintas pluošto diametras, skirtingoms bandinio padėtimis lęšio kreivo paviršiaus atžvilgiu, naudojant išraišką:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (36)$$

Gauti duomenis panaudoti įvertinti žadinančios spinduliuotės smailiniams intensyvumams tenkantiems ploto vienetui.

Pateiktuose grafikuose aiškiai matomos tam tikros tendencijos. Bendru atveju, didėjant spinduliuotės intensyvumui, pagrindinės linijos ir viso srauto santykis mažėja, ypatingai šis dėsningumas pasireiškia esant mažesniai detektoriaus atstumui nuo bandinio paviršiaus. Ties mažesnėmis impulsų energijomis ir didesniais detektoriaus pozicionavimo atstumais, didėjant spinduliuotės intensyvumui, linijos ir viso srauto santykis išlieka panašus. Taip pat matoma jog esant didesniai detektoriaus atstumui, skirtingoms impulsų energijoms pasiekiamas geresnis pagrindinės smailės signalas bei išvengiama detektoriaus neveikos atsiradimo (tuščiaviduriai taškai). Analizuojant šiuos dėsningumus reikėtų pabrėžti, jog gautuose spektruose įskaitytas tik pagrindinių vario rentgeno spinduliuotės K –serijos linijų signalas, ignoruojant sutapčių sąlygotas linijas. Bendrai, vario bandiniui pasiekiamas vidutinis linijos/visų fotonų santykis — 0,31. Pastebimas linijos/viso srauto santykio kritimas didėjant spinduliuotės intensyvumui gali būti aiškinamas sutapčių signalo atsiradimu ir jo augimu. Atsirandančios registravimo sutaptys, pradeda stabdyti pagrindinės smailės augimą ir nėra įskaitomos kaip naudingas signalas šioje analizėje. Mažiausių santykių vietose, susiduriama su detektoriaus neveikos trukmės atsiradi-

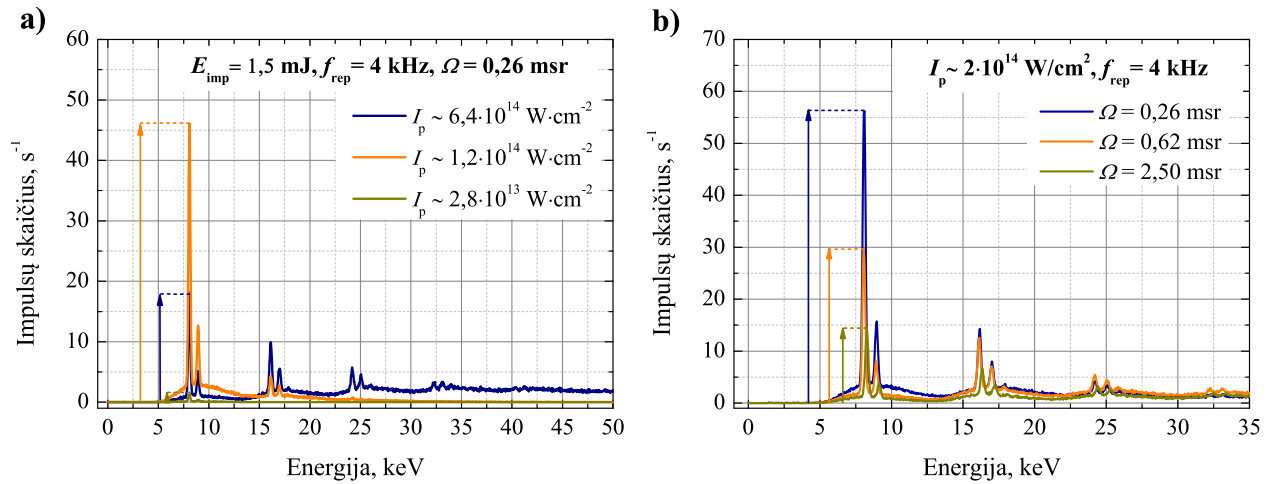


18 pav. Charakteringų vario linijų, užregistruotų be sutapčių, santykio su visais registruojamais fotonais priklausomybė nuo krentančios spinduliuotės smailinio intensyvumo. Matavimai atlikti esant skirtingiems detektoriaus atstumams nuo bandinio paviršiaus plokštumos (10 cm, 20 cm ir 30 cm) ir pozicinuoto 45° kampui. Tuščiaviduriai taškai vaizduoja matavimus, kurių metu pasireiškė detektoriaus neveikos intervalai.

mu, dėl ko patiriamas matavimų rezultatų iškreipymas — dalį laiko spektrometras neregistruoja į detektorių patenkančių fotonų. Didėjant spinduliuotės smailiniams intensyvumams, galimai, eksperimento metu susidaranti plazma sukuria stiprius elektromagnetinius triukšmus detektoriaus priešstiprintuvyje, taip neleidama detektoriumi pilnai atsistatyti tarp kai kurių atskirų impulsų detektavimo. Tiek detektavimo sutapčių, tiek neveikos trukmės atsiradimo galima dalinai išvengti padidinus detektoriaus atstumą nuo bandinio, kaip matoma iš 18 pav., trečiojo grafiko, bet kartu svarbu išlaikyti ir gerą naudingo signalo intensyvumą. Bendrai, esant mažesniai detekcijos erdviniam kampui, pasiekiami geriausi linijų ir viso srauto santykiai, įvairioms impulsų energijoms.

Sutapčių atsiradimas vertintas ir vizualiai, lyginant gautus rentgeno spinduliuotės spektrus esant skirtingoms bandinio padėtimis fokusuojančio lęšio atžvilgiu, bei esant skirtingiems erdviniam spinduliuotės detektavimo kampams. Keletas spektrų palyginimui pateikti 19 pav. A) grafike pateikti 3 spektrai: bandiniui esant maždaug ties židinio plokštuma (1), bandinį pozicinuojant ~0,75 mm nuo židinio plokštumos (2) ir pozicinuojant ~2 mm nuo židinio plokštumos (3). Šiuo atveju, visi matavimai atlikti naudojant didžiausią impulso energiją. Čia

taip pat matomos jau aptartos tendencijos — bandinių pozicionavimas ties židinio plokštuma nepasiteisina — signalas iškraipomas atsiradusios detektoriaus neveikos trukmės bei matomos iki 5–ių vienalaikiškai registruojamų fotonų sutapčių smailės. Optimalus detektavimo sutapčių ir naudingo signalo santykis pastebimas nutolus iki 1 mm atstumu nuo židinio plokštumos. Didinant atstumą virš 1,5 mm ir toliau — registruojamas silpnas rentgeno spinduliuotės signalas, esant mažam detektavimo kampui.



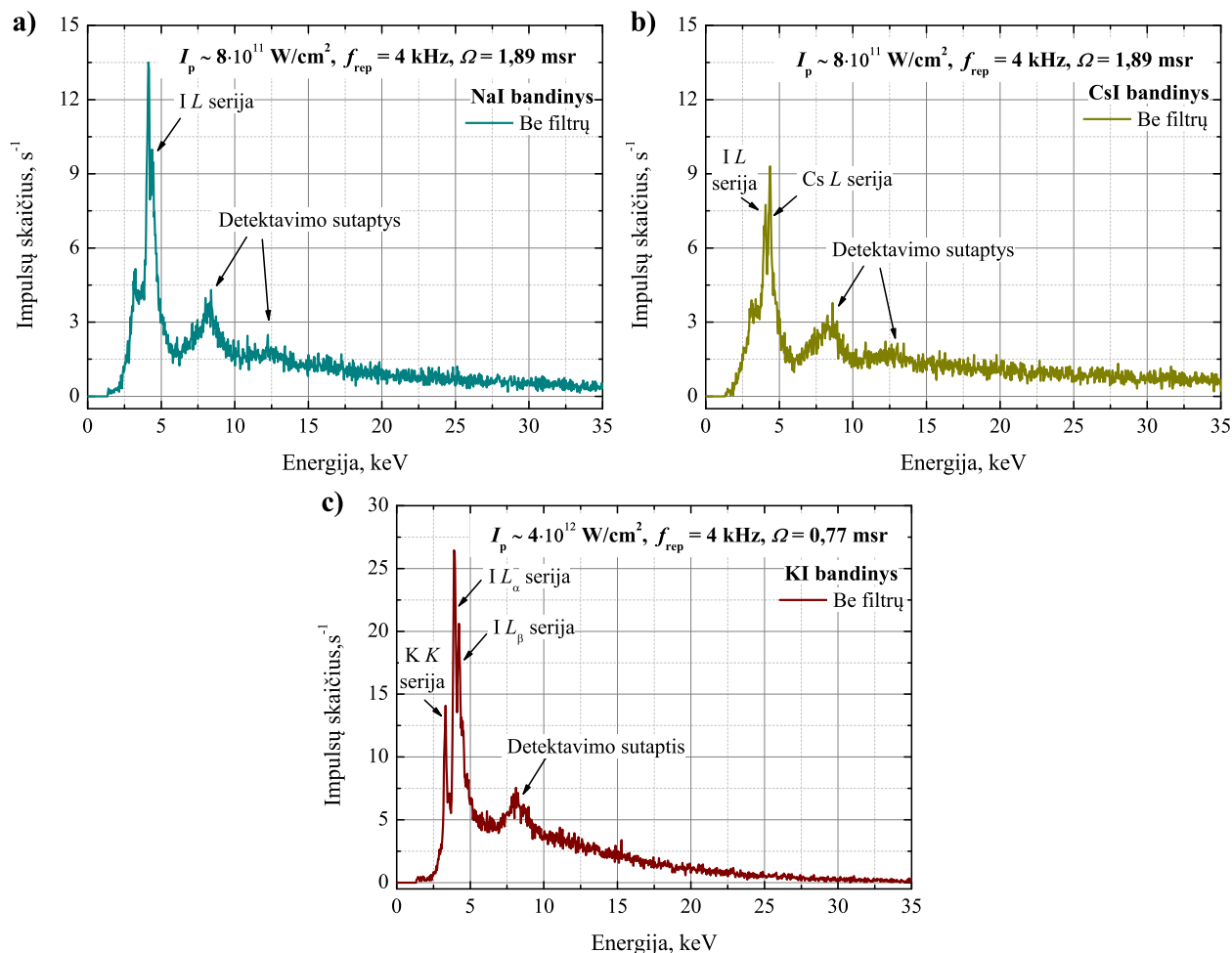
19 pav. Vario rentgeno spinduliuotės spektrų palyginimas esant skirtingoms krentančios spinduliuotės smailinio intensyvumo vertėms (a) ir skirtingiems detektoriaus atstumams nuo bandinio paviršiaus plokštumos (b).

Lyginant spektrus, užregistruotus esant skirtingiems detektoriaus atstumams, taip pat matomas didelis detekcijos sutapčių signalas esant dideliame detekcijos kampui. Pagrindinio signalo santykis su visu registruojamu srautu išauga sumažinus detektavimo erdvinį kampą.

Atsižvelgiant į šiame skyriuje aptartus rezultatus, tolimesnėje eksperimento eigoje dažnu atveju pasirinkta matavimus atlikti ~ 1 mm atstumu nuo lęšio židinio plokštumos ir pozicionuoti detektorius bandinio paviršiaus plokštumos atžvilgiu, atsižvelgiant į detektuojamų srautų vertes. Toks pasirinkimas turi ir keletą trūkumų, vienas iš jų — eksperimentai nėra atliekami esant didžiausiems spinduliuotės smailiniams intensyvumams, kas gali riboti pasiekiamą didžiausią rentgeno spinduliuotės fotonų srautą. Bandinio pozicijos lęšio padėties atžvilgiu pasirinkimą taip pat nulėmė paprastesnė ir tikslesnė rezultatų analizė. Smailių, didesnių energijų fotonų srityje, interpretacija kiek sunkesnė — negalime jų vienareikšmiškai laikyti detektavimo sutaptimis, nes vienalaikiškai į detektorius gali patekti ir skirtingų energijų fotonai. Taip pat, norint užregistruoti, kai kurių medžiagų aukštesnių energijų srityje esančias charakteringas linijas, detektavimo sutapčių mažinimas — siekiamybė. Tuo tarpu, pozicionuojant detektorius toliau nuo bandinio, padidinama spinduliuotės sugertis oro atmosferoje (aktuali fotonų energijoms iki ~ 10 keV). Pastarąjį veiksnį įskaitome apskaičiuojant fotonų srautus, tad tokį trūkumą galima iš dalies kompensuoti, bet kartu padidinamos srautų įverčių paklaidos.

4.2. Šarminių metalų halogenidų taikiniai

Pirmoje eksperimento stadijoje, buvo pademonstruota, jog charakteringą rentgeno spinduliuotę pavyko užregistruoti naudojant visas tyrimams pasirinktas medžiagas — KI, NaI, CsI, NaBr ir KBr. Su skirtingų sudėčių jodidų bandiniais gauti spektrų pavyzdžiai pateikti 20 a) – c) pav.

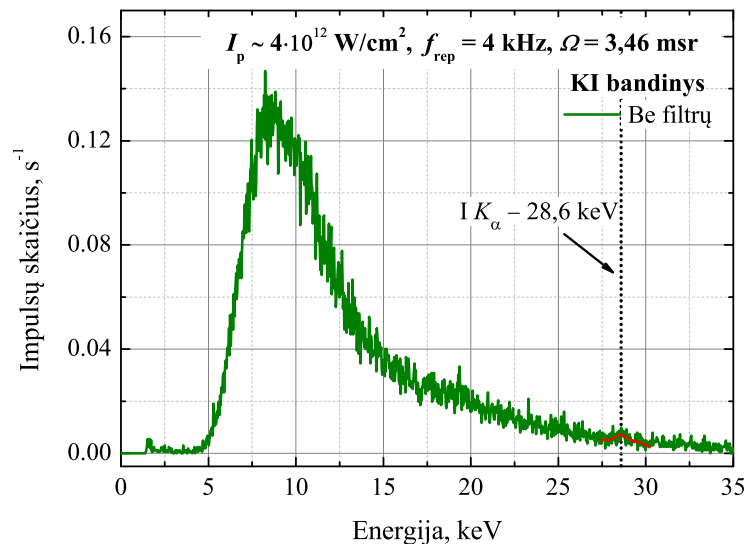


20 pav. Jodidų druskų bandinių charakteringos rentgeno spinduliuotės spektrai — natrio jodido (a), cezio jodido (b) ir kalio jodido (c).

Kadangi šių bandinių sudėtyje yra jodo, spektruose stebėtos charakteringos jodo L — serijos rentgeno spinduliuotės linijos, esančios energijų intervale nuo 3,92 keV iki 4,80 keV. Cezio jodido bandinių spektruose kartu stebėtos ir charakteringos cezio L — serijos rentgeno spinduliuotės linijos, kurios yra energijų intervale nuo 4,27 keV iki 5,28 keV. Tiek jodas, tiek cezis turi po penkias L — serijos linijas, su mažais energijų skirtumais (jodo linijos: $L_{\alpha 1} = 3,93$ keV, $L_{\alpha 2} = 3,92$ keV, $L_{\beta 1} = 4,22$ keV, $L_{\beta 2} = 4,50$ keV, $L_{\gamma 1} = 4,80$ keV; cezio linijos: $L_{\alpha 1} = 4,28$ keV, $L_{\alpha 2} = 4,27$ keV, $L_{\beta 1} = 4,61$ keV, $L_{\beta 2} = 4,93$ keV, $L_{\gamma 1} = 5,28$ keV), tad dalis linijų spektruose persikloja ir nėra galimybės jų išskirti tokia siaurame energijų intervale. Taip pat, matavimus atliekant su kalio jodido bandiniais stebėtos ir kalio K — serijos linijos, kurias galima buvo išskirti tarp kitų elementų linijų, kadangi jų energijos yra intervale nuo 3,31 keV iki 3,58 keV. Visuose spektruose taip pat matomos mažo intensyvumo dvigubų ar trigubų detektavimo sutapčių

smailės, ties pagrindinių smailių energijų kartotinėmis vertėmis. Visos identifikuotos linijos ir gauti didžiausi spinduliuotės srautai pateikti 2 lentelėje.

Pirmų matavimų su jodido taikiniai metu, charakteringų rentgeno spinduliuotės linijų užfiksuoti nepavyko — stebėtas tik stabdomosios spinduliuotės spektras. Kaip užsiminta 13 skyriuje, eksperimentams pasirinkti naudoti filtrai stipriai sugeria rentgeno spinduliuotės fotonus kurių energija siekia iki 5 keV, tad pateikti rezultatai gauti iš pakartotinių matavimų nenaudojant filtrų. Sprendimą išbandyti jodidų druskas nulėmė tai, jog šių bandinių spektrose tikėtasi pamatyti jodo K – serijos linijas, kurios yra energijų intervale nuo 28,31 keV iki 32,29 keV. Deja, kaip matome iš 20 pav., pateiktų grafikų, esant standartinėms eksperimento sąlygoms šios linijos nebuvo stebimos. Priežasčių tam gali būti kelios — nesugeneruojama pakankamai karštųjų elektronų su energijomis, siekiančiomis jodo K – serijos sugerties kraštą (33,17 keV) (1), šių charakteringų linijų generacija vyksta neefektyviai (2) arba jų signalas yra per silpnas ir jo neįmanoma išskirti iš triukšmo, kadangi ties 30 keV fotonų energija, priartėjama prie spektrometro detektavimo ribos (3).

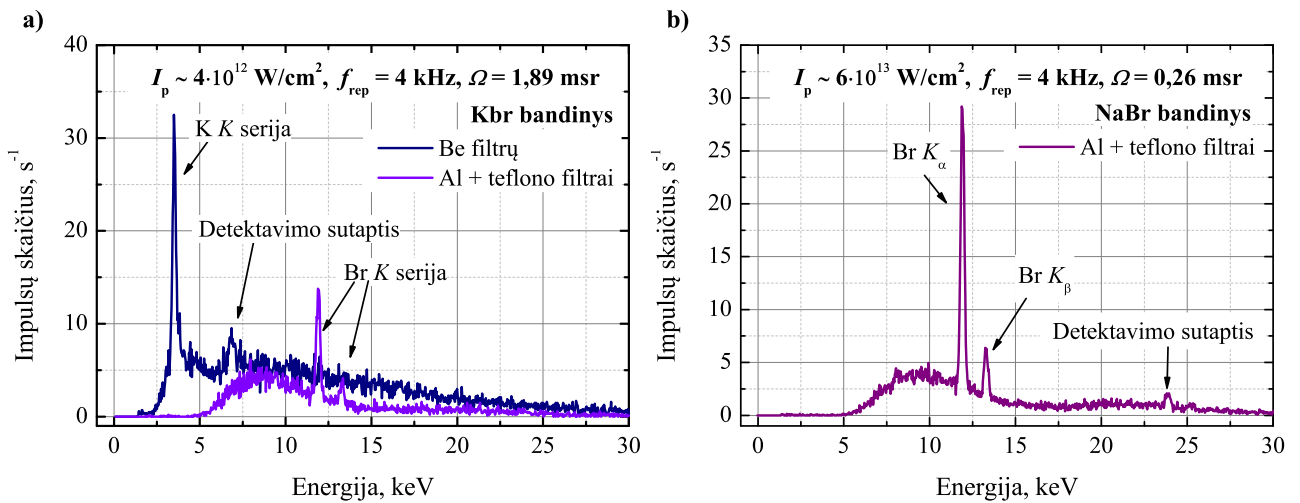


21 pav. Kalio jodido bandinio spektras, gautas matavimą atlikus su ilga ekspozicijos trukme, matoma jodo $K_{\alpha 1} = 28,31$ keV linija.

Papildomai atlikus ilgą ekspozicijos matavimus su kalio jodido taikiniai, gautas spektras, kuriame matoma jodo $K_{\alpha 1} = 28,31$ keV linija. Deja smailė yra vos išskiriama iš triukšmo, kadangi ties tokiomis fotonų energijomis priartėjama prie spektrometro detektavimo ribos (ties 28 keV, detektavimo efektyvumas tesiekia iki $\sim 10\%$). Šiai linijai pasiekiamas fotonų srautas — $\phi = 4,59 \cdot 10^3$ fot. \cdot s $^{-1}$, o įskaitant detektavimo efektyvumą gali siekti ir 10^4 eilės. Šis rezultatas rodo, jog eksperimentų metu yra generuojami karštieji elektronai, kurių energijos siekia jodo K – serijos sugerties kraštą — 33,17 keV [59]. Patikimesniam rezultatui gauti, buvo reikalinga atlikti papildomus matavimus. Atsižvelgiant į gautus rezultatus su jodidų bandiniais, eksperimento metu labiau buvo koncentruojamasi į rentgeno generaciją su bromidų druskų bandiniais.

Pavyzdiniai rentgeno spinduliuotės spektrai gauti su bromidų bandiniais, pateikti 22 a), b) pav. Matavimai su šiais bandiniais atlikti naudojant aliuminio bei teflono filtrus, kadangi charakteringos bromo linijos yra už 10 keV energijų ribos. Papildomai, matavimai be filtrų atlikti

kalio bromido taikiniams, nes norėta užregistruoti charakteringas kalio rentgeno spinduliuotės linijas. NaBr bandinio atveju, nebuvo tikslo matavimų atlikti be filtrų, kadangi charakteringos natrio linijos yra ties 1 keV energijomis ir jų registravimui nėra pasiekama spektrometro detektavimo riba.



22 pav. Bromidų druskų bandinių pavyzdiniai rentgeno spinduliuotės spektrai — kalio bromido (a) ir natrio bromido (b).

Abiejų bandinių atveju, matavimus atlikus detektavimui naudojant filtrus, spektruose stebėtos ir identifikuotos charakteringos bromo linijos, atitinkančios energijas — $K_{\alpha 1} = 11,92 \text{ keV}$, $K_{\alpha 2} = 11,87 \text{ keV}$ bei $K_{\beta 1} = 13,29 \text{ keV}$. Palyginus KBr ir NaBr spektrus, galime matyti jog esant didesniam spinduliuotės intensyvumui, aukštesnių energijų srityje atsiranda nedidelis signalas, kuris atitinka bromo linijų energijų kartotines vertes — matomos dvigubos detektavimo sutaptys. Matavimus atlikus be filtrų su kalio bromido bandiniais, stebėtos ir charakteringos kalio rentgeno spinduliuotės K – serijos linijos. Spektre matoma viena smailė, kuri apima trijų šuolių energijas — $K_{\alpha 1} = 3,313 \text{ keV}$, $K_{\alpha 2} = 3,311 \text{ keV}$, $K_{\beta 1} = 3,589 \text{ keV}$. Kadangi energijų skirtumai yra pernelyg maži, atskirų smailių išskirti nepavyko. Ties dviguba minėtųjų šuoliu energija, matoma dvigubos sutapties smailė. Matavimus atlikus be filtrų, ties bromo K – serijos linijų energijomis matomi triukšmo lygio signalai, tad negalime vienareikšmiškai teigti, jog matomos ir charakteringos bromo rentgeno spinduliuotės linijos. Pastebėta, jog didžiausia užregistruota rentgeno spinduliuotės energija, visų eksperimentų metu atitiko bromo K – serijos kraštą — $13,47 \text{ keV}$ [59].

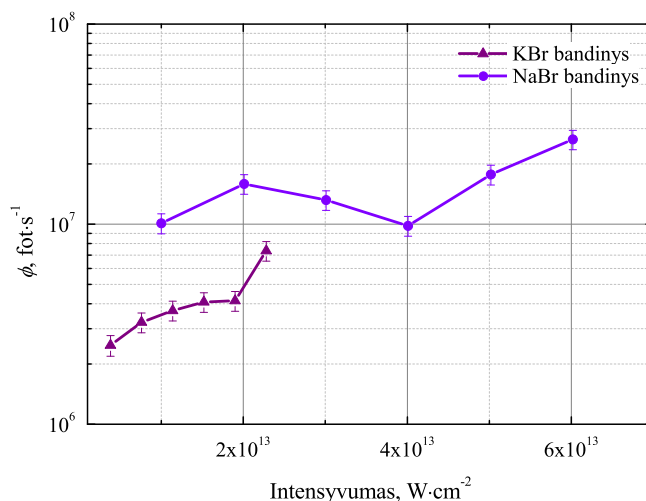
Išanalizavus 4.1 skyriuje aprašytus eksperimentų rezultatus, atlikti generuojamų srautų priklausomybės nuo spinduliuotės smailinio intensyvumo matavimai su KBr ir NaBr bandiniais. 23 pav., pateiktame grafike matomas charakteringų linijų rentgeno spinduliuotės srautų priklausomybės nuo spinduliuotės smailinio intensyvumo, kreivės nurodo bendrų bromo charakteringų linijų (K – serijos) fotonų srautus.

Šios priklausomybės gautos matavimų metu keičiant lazerinės spinduliuotės impulso energiją, tačiau bandiniai pozicijuoti tam tikrais atstumais nuo lęšio židinio plokštumos, kuriuose gauti geriausi spinduliuotės signalai. Šie atstumai skirtingos sudėties bandiniams skyrėsi, tad

2 lentelė: Identifikuotos šarminių metalų halogenidų druskų taikinių charakteringos rentgeno spinduliuotės linijos ir įvertinti pasiekiami fotonų srautai bei jų konversijos našumai. I — žadinančios spinduliuotės smailinis intensyvumas, ϕ — fotonų srautas paskaičiuotas į 4π erdvinį kampą, išreikštas impulsais per sekundę, η — konversijos našumas, išreikštas santykiniais matavimo vienetais. Linijų serijoms, kurių atskirai nepavyko identifikuoti, srautas įvertintas bendrai, o energija nurodyta vidurkiu.

Bandinys	Elementas	Linija	Energija, keV	I , $W \cdot cm^{-2}$	ϕ , $phot \cdot s^{-1}$	η , sant. v.
CsI	I	L_{α}	$\sim 3,93$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$3,60 \cdot 10^5$	$1,74 \cdot 10^{-14}$
	Cs	L_{α}	$\sim 4,27$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$5,12 \cdot 10^5$	$2,47 \cdot 10^{-14}$
	Cs	$L_{\beta 1}$	$\sim 4,60$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$4,30 \cdot 10^4$	$2,08 \cdot 10^{-15}$
NaI	I	$L_{\beta 1}$	$\sim 4,22$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$1,19 \cdot 10^6$	$5,76 \cdot 10^{-14}$
	I	$L_{\beta 2}$	$\sim 4,50$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$4,52 \cdot 10^5$	$2,18 \cdot 10^{-14}$
KI	K	K_{α}	$\sim 3,40$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$7,43 \cdot 10^6$	$1,44 \cdot 10^{-12}$
	I	L_{α}	$\sim 3,93$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$1,14 \cdot 10^7$	$2,20 \cdot 10^{-12}$
	I	$L_{\beta 1}$	$\sim 4,22$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$6,02 \cdot 10^6$	$1,16 \cdot 10^{-12}$
	I	$K_{\beta 2}$	$\sim 4,50$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$1,33 \cdot 10^6$	$2,58 \cdot 10^{-13}$
	I	$K_{\alpha 1}$	$\sim 28,62$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$4,59 \cdot 10^3$	$8,87 \cdot 10^{-16}$
KBr	K	K_{α}	$\sim 3,40$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$1,97 \cdot 10^7$	$3,81 \cdot 10^{-12}$
	Br	K_{α}	$\sim 11,90$	$2,3 \cdot 10^{13}$	$6,20 \cdot 10^6$	$2,00 \cdot 10^{-13}$
	Br	$K_{\beta 1}$	$\sim 13,29$	$2,3 \cdot 10^{13}$	$1,16 \cdot 10^6$	$3,75 \cdot 10^{-14}$
NaBr	Br	K_{α}	$\sim 11,90$	$6,0 \cdot 10^{13}$	$2,24 \cdot 10^7$	$7,23 \cdot 10^{-13}$
	Br	$K_{\beta 1}$	$\sim 13,29$	$6,0 \cdot 10^{13}$	$4,08 \cdot 10^6$	$1,31 \cdot 10^{-13}$

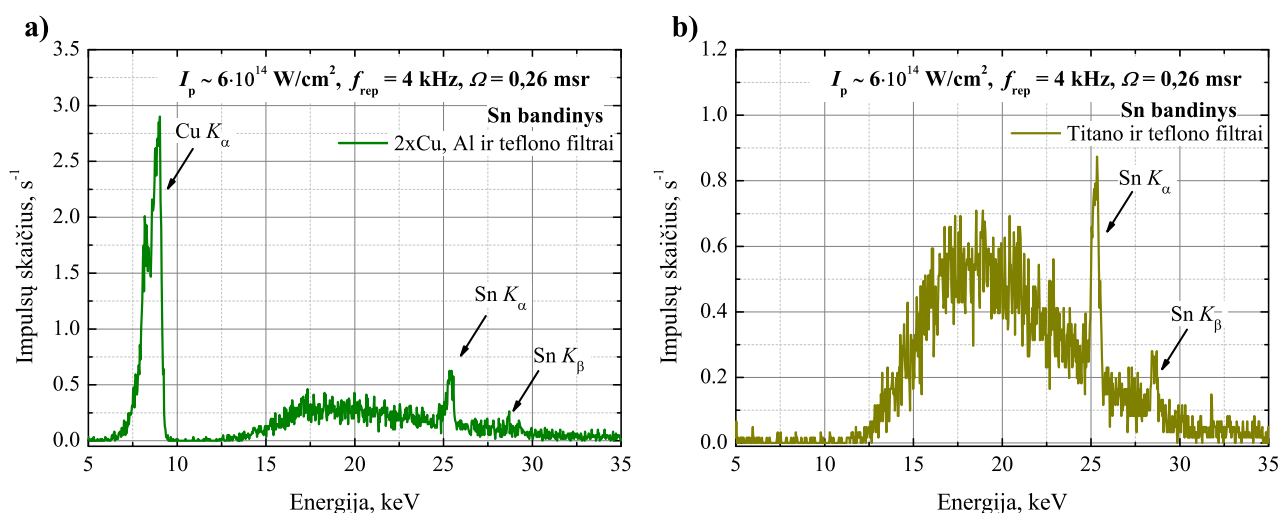
KBr bandiniui išbandytas mažesnių intensyvumų intervalas, NaBr — didesnių. KBr bandiniui gautas palyginus tolygus bromo charakteringų linijų srauto augimas — jis beveik padvigubėja intensyvumų intervale nuo $\sim 3 \cdot 10^{12} W/cm^2$ iki $\sim 2 \cdot 10^{13} W/cm^2$. Nors ties paskutiniu tašku matomas didesnis šoktelėjimas, pasiekiamą didžiausią spinduliuotės srauto vertę išlieka mažesnė, nei ties tais pačiais žadinančios spinduliuotės intensyvumais su NaBr bandiniu. Pastarojo atveju, intensyvumų intervale nuo $\sim 1 \cdot 10^{13} W/cm^2$ iki $\sim 6 \cdot 10^{13} W/cm^2$ pasiektas 2,5 karto spinduliuotės srauto prieaugis, tačiau šių matavimų metu neišvengta bandinio pozicijos korekcijų atlikimo. Prie didesnio spinduliuotės intensyvumo patiriama didesnė bandinių degradacija, kas matoma NaBr bandinio priklausomybės atveju, viršijus $\sim 2 \cdot 10^{13} W/cm^2$ ribą. Kadangi kiekvienam matavimui nebuvo galimybės naudoti naujų bandinių, teko koreguoti bandinio padėtį lęšio atžvilgiu ir atitinkamai grafike matomas srauto augimas, po šių korekcijų atlikimo. Naudojant kiekvienam matavimui po naują bandinį, galima būtų tikėtis dar didesnio spinduliuotės srauto augimo.



23 pav. Gautas NaBr ir KBr būdingosios rentgeno spinduliuotės bromo K – serijos srautų priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės smailinio intensyvumo, palyginimas.

4.3. Alavo bandinys

4.2 skyriuje, buvo užsiminta jog galimai didžiausią charakteringos rentgeno spinduliuotės energiją pavyko pasiekti su kalio jodido bandiniu. Tačiau, dėl didelės bandinio degradacijos, liniją pavyko užregistruoti tik atlikus matavimus su ilga ekspozicijos trukme. Buvo nuspręsta atlikti papildomus matavimus su alavo bandiniais, kadangi alavo charakteringos K – serijos rentgeno spinduliuotės linijos yra — $K_{\alpha 1} = 25,27$ keV, $K_{\alpha 2} = 25,04$ keV bei $K_{\beta 1} = 28,48$ keV. Gautas alavo rentgeno spinduliuotės spektras pateiktas 24 pav.



24 pav. Gauti alavo bandinio rentgeno spinduliuotės spektrai, matavimus atlikus su skirtingu filtrų parinkimu — naudoti du vario ($d_{Cu} \sim 200 \mu m$), aliuminio ir teflono filtrai (a), naudoti titano ($d_{Ti} \sim 250 \mu m$) ir teflono filtrai (b). (a) grafike matoma antrinė vario spinduliuotė. Abiejuose spektruose stebimos aiškiai išskiriamos alavo K – serijos charakteringos rentgeno spinduliuotės smailės.

Kadangi penkios alavo L – serijos linijos yra tarp 3,43 keV – 4,13 keV energijų, siekiant sumažinti mažų energijų sutaptis, matavimai atlikti su skirtingomis filtrų kombinacijomis. Pastebė-

ta, jog matavimus atlikus su vario filtrais, spektruose buvo matoma antrinė vario spinduliuotė (žr. 24 a) pav.). Tad filtravimui naudojamų medžiagų pasirinkimą nulėmė palyginus gera spinduliuotės iki 10 keV sugertis bei tai, jog jos detektuojamame diapazone neturi būdingosios rentgeno spinduliuotės linijų.

Pagrindiniai eksperimento skirtumai, lyginant su kalio jodido bandinio matavimais — alavo spektras gautas be ilgos ekspozicijos trukmės, tačiau esant dviem eilėm didesniai žadinančios spinduliuotės smailiniam intensyvumui. Pateiktame spektre galime aiškiai išskirti alavo K_α – serijos smaile, kuri apima $K_{\alpha 1}$ bei $K_{\alpha 2}$ alavo būdingąsias linijas, bei $K_{\beta 1}$ liniją, esančia ties 28,48 keV energija. Matomų linijų gauti spinduliuotės fotonų srautai — $\phi_{K_\alpha} \sim 3,34 \cdot 10^5 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ ir $\phi_{K_\beta} \sim 9,72 \cdot 10^4 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$. Šis rezultatas pademonstravo, jog eksperimentų metų yra generuojama pakankamai karštųjų elektronų, siekiančių alavo K – serijos sugerties kraštą — 29,19 keV [59].

4.4. Rezultatų aptarimas

Mūsų eksperimentuose, nuo pat pradžių geriausi rezultatai buvo stebimi su vario bei bromidų bandiniais (KBr, NaBr), tad atitinkamai jiems buvo skirta daugiau dėmesio ir jie buvo plačiausiai ištirti. Stebėtos tipinės charakteringos spinduliuotės generuojamų srautų vertės į 4π erdvinį kampą vario bandiniams (8 keV – 9 keV) siekė $\phi \sim 1,8 \cdot 10^8 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$, bromidų bandiniams — $\phi \sim 2,6 \cdot 10^7 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ NaBr bandiniui (12 keV – 13,5 keV) ir $\phi \sim 7,3 \cdot 10^6 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ (12 keV – 13,5 keV), $\phi \sim 1,9 \cdot 10^7 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ (3,3 keV – 3,5 keV) KBr bandiniui, šaltinį aktyvuojant tos pačios eilės spinduliuotės intensyvumais ($\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$) ir esant vienodam impulsų pasikartojimų dažniui $f_{\text{rep}} = 4 \text{ kHz}$. Gaunami spinduliuotės konversijos našumų dydžiai, variui ir bromido bandiniams skiriasi dviem eilėmis — vario K – serijos linijoms $\eta_{Cu} \sim 10^{-11}$, bromo K – serijos linijoms tiek NaBr, tiek KBr bandiniams $\eta_{Br} \sim 10^{-13}$, neįskaitant stabdomosios spinduliuotės spektro.

Pastebėta, jog didinant lazerinės spinduliuotės intensyvumą, vario taikiniams spinduliuotės srautas pasiekęs tam tikrą vertę nustoja augti, tuo tarpu bromidų bandiniams didėja, kylant intensyvumui. Remiantis [52] straipsnyje publikuojamais rezultatais, tokio tipo eksperimentuose, kiekvienai medžiagai egzistuoja optimalus lazerinės spinduliuotės intensyvumas, ties kuriuo pasiekiamas didžiausias K_α spinduliuotės srautas, priklausomai nuo medžiagos atominio numerio — $I_{\text{opt}} = 7 \cdot 10^9 Z^{4,4} \text{ W/cm}^2$. Iš šios priklausomybės, variui gaunamas optimalus spinduliuotės intensyvumas — $I_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$, tuo tarpu bromui jis yra gaunamas didesnis — $I_{Br} \sim 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Taigi, vario bandiniams, taip pat turėtų būti stebimas srauto augimas, su kylančiu spinduliuotės intensyvumu, tad mūsų eksperimento rezultatai rodo, jog reikalingas ir kitų eksperimento sąlygų keitimas — žadinančios spinduliuotės bangos ilgio, poliarizacijos, kritimo kampo, plonesnių bandinių (pvz., vario folijos), norint pasiekti didesnius spinduliuotės srautus [14, 29]. Bromidų bandinių atveju su papildomomis eksperimento sąlygų korekcijomis buvo stebimas srauto augimas, tačiau pasiekiamos srautų vertės išlieka mažesnės nei su vario bandiniais, kurias labiausiai sąlygoja bandinių kokybė, greita jų degradacija ir pernelyg lėtas bandinio atnaujinimas. Šiuo atveju, siekiant padidinti spinduliuotės srautus, su halogenidų bandiniais reiktų dirbti vakuume bei išstobulinti jų gamybą arba pagalvoti apie kitokio

tipo bandinius (pvz., tirpalus [60]), bet abu variantai iš esmės reikalautų papildomų inžinerinių sprendimų — paruošti ir išbandyti bandinio prototipą, sukurti naują eksperimento stendą. Literatūroje, pagal šio darbo tematiką, galima rasti jog, didžiausios laboratorinėmis sąlygomis, su vario taikiniai gaunamos fotonų srautų vertės siekia $\sim 10^{10}$ eilės [9, 14, 16, 29]. Su šarminių metalų halogenidų taikiniai publikacijų skaičius skurdus, tad galima palyginti srautus gaunamus su tirpalų bandiniais, kuriuose ištirpintos šarminių metalų halogenidų druskos — spinduliuotės intensyvumui siekiant $I \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ yra gautas $\phi \sim 10^4 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1} - \phi \sim 10^8 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ stabdomosios rentgeno spinduliuotės srautas į 4π erdvinį kampą, 3 keV – 13 keV energijų intervale, su impulsų pasikartojimo dažniu — $f_{\text{rep}} = 1 \text{ kHz}$ [60].

Svarbus rezultatas gautas atlikus spinduliuotės srautų nuo detektavimo kampo priklausomybės matavimus. Kaip ir pateikiama literatūroje [9, 16, 26, 25], tikėtasi gauti artimą izotropiniam į 4π erdvinį kampą spinduliuotės emisijos pasiskirstymą, tačiau tai stebėta tik su vario bandiniu. Kalio bromido bandinio atveju, stebėtas $\sim 35\%$ spinduliuotės emisijos sumažėjimas, detektavimo kampą didinant, statmenos bandinio paviršiui plokštumos atžvilgiu. Toks rezultatas byloja apie bandinio tūryje generuojamą izotropinį rentgeno spinduliuotės šaltinį, kurio spinduliuotė detektuojama skirtingais kampais nueina medžiagoje skirtingą kelią ir atitinkamai yra daugiau sugerama. Šis rezultatas yra įdomus tuo, jog tai patvirtina pradžioje išsikelta hipotezė, jog fokusuojant spinduliuotę bandinio tūryje galima padidinti spinduliuotės ir medžiagos sąveikos plotą. Tačiau, kartu pastebimas tokio eksperimento trūkumas — didžioji dalis generuojamos spinduliuotės taip ir nepalieka bandinio, tad sunku pasakyti kokius spinduliuotės srautus iš tikrųjų galima pasiekti. Šiam tikslui reikėtų pasvarstyti apie žymiai plonesnio nei 1 mm bandinio variantą, tačiau su tokiu medžiagų pasirinkimu ir bandinių gamybos būdu, tai būtų sunkiai įgyvendinama.

Taip pat pademonstruota rentgeno spinduliuotės generacija ir kitose išbandytose medžiagose — jodidų (CsI, NaI, KI) bei alavo bandiniuose, spinduliuotės intensyvumams esant nuo $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ iki $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, tačiau jose pasiekiami palyginus maži charakteringų linijų spinduliuotės srautai — $\phi \sim 10^3 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1} - \phi \sim 10^6 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$. Svarbiausi rezultatai gauti su pastaraisiais bandiniais, tai smailės, stebėtos didžiausių energijų srityje — $K_{\alpha 1} = 25,27 \text{ keV}$, $K_{\alpha 2} = 25,04 \text{ keV}$ bei $K_{\beta 1} = 28,48 \text{ keV}$ Sn bandiniui ir $K_{\alpha 1} = 28,31 \text{ keV}$ KI bandiniui, kas parodo jog eksperimentų metu yra generuojama pakankamai karštųjų elektronų, su energijomis viršijančiomis 29 keV, kur yra šių medžiagų K – sugerties kraštai. Literatūroje taip pat randama jog su CsCl tirpalų bandiniais spinduliuotės intensyvumams esant $I \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ yra registruojamos charakteringos cezio K – serijos linijos, kurių energijos $K_{\alpha} = 30,9 \text{ keV}$ ir $K_{\beta} = 34,9 \text{ keV}$, joms gaunami fotonų srautai — $\phi \sim 10^2 \text{ fot.}\cdot\text{s}^{-1}$ [61].

Išvados

1. Rentgeno šaltinių generacijai, naudojant femtosekundinius lazerinius impulsus, pasirinktose medžiagose — Cu, Sn, KI, KBr, NaBr, sugeneruota būdingoji rentgeno spinduliuotė 3 keV–30 keV intervale, su tipiniais pasiekiamais fotonų srautais: vario bandiniams — $\phi \sim 10^7$ fot. \cdot s $^{-1}$, šarminių metalų halogenidų bandiniams — $\phi \sim 10^6$ fot. \cdot s $^{-1}$ ir alavo bandiniui $\phi \sim 10^5$ fot. \cdot s $^{-1}$ eilės, spinduliuotės smailiniams intensyvumams siekiant $I \sim 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$ – 10^{14} W \cdot cm $^{-2}$ eilės.
2. Didžiausi patikimai išmatuoti būdingosios rentgeno spinduliuotės srautai ir jų konversijos našumai, esant vienodam $f_{\text{rep}} = 4$ kHz impulsų pasikartojimo dažniui — vario K–serija (8 keV–9 keV) $\phi = 1,8 \cdot 10^8$ fot. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{Cu} \sim 10^{-11}$ gaunami žadinančios spinduliuotės smailiniam intensyvumui — $I \sim 4 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$, bromo K–serija (~ 12 keV) — $\phi = 2,6 \cdot 10^7$ fot. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{Br} \sim 10^{-13}$, gaunami spinduliuotės smailiniam intensyvumui siekint $I \sim 6 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$.
3. Didžiausios užregistruotos būdingosios rentgeno spinduliuotės energijos atitinka alavo $K_{\beta 1} = 28,48$ keV ir jodo $K_{\alpha 1} = 28,62$ keV linijas, tai rodo jog eksperimento metu turime pakankamai elektronų viršijančių alavo K–serijos sugerties krašto — 29,19 keV, ir jodo K–serijos sugerties krašto — 33,17 keV energijas.
4. Stebėtas detektuojamos rentgeno spinduliuotės srauto mažėjimas kalio bromido bandiniui, didinant spinduliuotės detektavimo kampą, rodo jog izotropinis spinduliuotės šaltinis generuojamas bandinio tūryje.
5. Dėl nepakankamai greito sistemos medžiagos atnaujinimo ir didelės taikinių degradacijos, spinduliuotės intensyvumams viršijant $I \sim 10^{14}$ W \cdot cm $^{-2}$ eilės, metalai yra palankesnės medžiagos rentgeno spinduliuotės generacijai naudojant didelės energijos femtosekundinius impulsus, nei šarminių metalų halogenidų druskos.

Literatūra

- [1] R. I. Frankel, Centennial of Röntgen's discovery of x-rays, *West. J. Med.* **164**(6), 497 (1996).
- [2] B. Pasveer, Knowledge of shadows: the introduction of X-ray images in medicine, *Sociol. Health Illn.* **11**(4), 360–381 (1989).
- [3] W. Maenhaut, Applications of ion beam analysis in biology and medicine, a review, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **35**(3), 388–403 (1988).
- [4] R. C. Bird, J. S. Williams, *Ion beams for materials analysis* (Elsevier, 1990).
- [5] R. Giacconi, X-ray astronomy, in *X-ray Astronomy* (Springer, 1980), 1–13.
- [6] D. Giulietti, L. A. Gizzi, X-ray emission from laser-produced plasmas, *La Rivista del Nuovo Cimento* (1978-1999) **21**(10), 1–93 (1998).
- [7] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, H. C. Pollock, Radiation from Electrons in a Synchrotron, *Phys. Rev.* **71**, 829–830 (1947).
- [8] H. Winick, A. Bienenstock, Synchrotron Radiation Research, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **28**, 33–113 (2003).
- [9] T. Pfeifer, C. Spielmann, G. Gerber, Femtosecond x-ray science, *Rep. Prog. Phys.* **69**, 443–505 (2006).
- [10] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, R. W. Falcone, Generation of efficient ultrafast laser-plasma x-ray sources, *Phys. Fluids B* **3**(8), 2409–2413 (1991).
- [11] D. Linde, K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich, A. Tarasevitch, A. Cavalleri, J. A. Squier, 'Ultrafast' Extended to X-Rays: Femtosecond Time-Resolved X-Ray Diffraction, *Z. Phys. Chem.* **215**(12), 1527 (2001).
- [12] M. Chergui, A. H. Zewail, Electron and X-Ray Methods of Ultrafast Structural Dynamics: Advances and Applications, *ChemPhysChem* **10**, 28–43 (2009).
- [13] J. Reklaitis, V. Barkauskas, A. Plukis, V. Kovalevskij, M. Gaspariūnas, D. Germanas, J. Garankin, T. Stanislauskas, K. Jasiūnas, V. Remeikis, Emission and dose characterization of the 1 kHz repetition rate high-Z metal $K\alpha$ source driven by 20 mJ femtosecond pulses, *Appl. Phys. B* **125**(3), 41 (2019).
- [14] A. Baguckis, A. Plukis, J. Reklaitis, V. Remeikis, L. Giniūnas, M. Vengris, Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. B* **123**(12), 290 (2017).

- [15] H. Vaickus, Aukštos energijos spinduliuotės generavimas femtosekundiniu lazeriu indukuojamoje plazmoje, pagrindinių studijų baigiamasis darbas, Vilniaus universitetas (2018).
- [16] R. Schoenlein, T. Elsaesser, K. Hollnack, Z. Huang, H. Kapteyn, M. Murnane, M. Woerner, Recent advances in ultrafast X-ray sources, *Philos. Trans. R. Soc. A* **377**(2145), 20180384 (2019).
- [17] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967–2970 (1997).
- [18] T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugzlys, A. Baltuška, B. Shim, S. E. Schrauth, A. Gaeta, C. Hernández-García, L. Plaja, A. Becker, A. Jaron-Becker, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers, *Science* **336**(6086), 1287–1291 (2012).
- [19] A. S. Johnson, D. R. Austin, D. A. Wood, C. Brahm, A. Gregory, K. B. Holzner, S. Jarosch, E. W. Larsen, S. Parker, C. S. Strüber, P. Ye, J. W. G. Tisch, J. P. Marangos, High-flux soft x-ray harmonic generation from ionization-shaped few-cycle laser pulses, *Sci. Adv.* **4**(5), eaar3761 (2018).
- [20] S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, S. Demmler, A. Klenke, A. Tünnermann, J. Limpert, Single-pass high harmonic generation at high repetition rate and photon flux, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49**(17), 172002 (2016).
- [21] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jäckel, S. Pfotenhauer, H. Schwoerer, E. Rohwer, J. Gallacher, E. Brunetti, R. Shanks, S. Wiggins, D. Jaroszynski, A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator, *Nat. Phys.* **4**, 130–133 (2008).
- [22] P. Emma, K. Bane, M. Cornacchia, Z. Huang, H. Schlarb, G. Stupakov, D. Walz, Femtosecond and Subfemtosecond X-Ray Pulses from a Self-Amplified Spontaneous-Emission-Based Free-Electron Laser, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 074801 (2004).
- [23] A. Egbert, B. Mader, B. Tkachenko, C. Fallnich, B. N. Chichkov, H. Stiel, P. V. Nickles, High-repetition rate femtosecond laser-driven hard-x-ray source, *Appl. Phys. Lett.* **81**(13), 2328–2330 (2002).
- [24] R. Behling, *Modern Diagnostic X-Ray Sources: Technology, Manufacturing, Reliability* (CRC Press, 2015).
- [25] Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, Angular distribution of x-ray emission from a copper target irradiated with a femtosecond laser, *Appl. Phys. Lett.* **77**(25), 4110–4111 (2000).

- [26] B. Hou, A. Mordovanakis, J. Easter, K. Krushelnick, J. A. Nees, Directional properties of hard x-ray sources generated by tightly focused ultrafast laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **93**(20), 201503 (2008).
- [27] F. Zamponi, Z. Ansari, C. Schmising, P. Rothhardt, N. Zhavoronkov, M. Woerner, T. Elsaesser, M. Bargheer, T. Trobitsch-Ryll, M. Haschke, Femtosecond hard x-ray plasma sources with a kilohertz repetition rate, *Appl. Phys. A* **96**, 51–58 (2009).
- [28] A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni, Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 751–793 (2013).
- [29] J. Weisshaupt, V. Juvé, M. Holtz, S. Ku, M. Woerner, T. Elsaesser, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, High-brightness table-top hard X-ray source driven by sub-100-femtosecond mid-infrared pulses, *Nat. Photonics* **8**, 927–930 (2014).
- [30] L. Miaja-Avila, G. C. O’Neil, J. Uhlig, C. L. Cromer, M. L. Dowell, R. Jimenez, A. S. Hoover, K. L. Silverman, J. N. Ullom, Laser plasma x-ray source for ultrafast time-resolved x-ray absorption spectroscopy, *Struct. Dyn.* **2**(2), 024301 (2015).
- [31] F. Valle Brozas, D. Papp, L. Escudero, L. Roso, Á. Peralta Conde, X-ray emission from a liquid curtain jet when irradiated by femtosecond laser pulses, *App. Phys. B* **123** (2017).
- [32] L. M. Chen, F. Liu, W. M. Wang, M. Kando, J. Y. Mao, L. Zhang, J. L. Ma, Y. T. Li, S. V. Bulanov, T. Tajima, Y. Kato, Z. M. Sheng, Z. Y. Wei, J. Zhang, Intense High-Contrast Femtosecond *K*-Shell X-Ray Source from Laser-Driven Ar Clusters, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 215004 (2010).
- [33] K. Ivanov, D. Uryupina, R. Volkov, A. Shkurinov, I. Ozheredov, A. Paskhalov, N. Eremin, A. Savelev, High repetition rate laser-driven $K\alpha$ X-ray source utilizing melted metal target, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653**, 58–61 (2011).
- [34] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, N. A. Team, NIST Atomic Spectra Database (version 5.7.1), Interneto prieiga: <https://physics.nist.gov/asd> (Žiūreta: 2020.05.01), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2019).
- [35] H. Schworer, *Generation of X-Rays by Intense Femtosecond Lasers* (Springer Berlin Heidelberg, 2004), 235–254.
- [36] C. B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1784–1794 (2001).
- [37] G. Mainfray, G. Manus, Multiphoton ionization of atoms, *Rep. Prog. Phys.* **54**(10), 1333–1372 (1991).
- [38] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, 2011).

- [39] R. E. Russo, X. L. Mao, J. H. Yoo, J. J. Gonzalez, Chapter 3 - Laser Ablation, in J. P. Singh, S. N. Thakur (eds.), *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* (Elsevier, 2007), 49–82.
- [40] S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. E. Russo, G. Petite, P. Martin, Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics, *Appl. Phys. A* **79**(7), 1695–1709 (2004).
- [41] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP* **20**(5), 1307–1314 (1965).
- [42] P. B. Corkum, Plasma perspective on strong field multiphoton ionization, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994–1997 (1993).
- [43] R. W. Boyd, Chapter 13 - Ultrafast and Intense-Field Nonlinear Optics, in R. W. Boyd (ed.), *Nonlinear Optics (Third Edition)* (Academic Press, 2008), 561–587.
- [44] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas* (Institute of Physics, Bristol, 2002).
- [45] A. B. Langdon, Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 575–579 (1980).
- [46] J. Dawson, C. Oberman, Effect of Ion Correlations on High-Frequency Plasma Conductivity, *Phys. Fluids* **6**(3), 394–397 (1963).
- [47] P. Gibbon, E. Förster, Short-pulse laser-plasma interactions, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **38**(6), 769–793 (1996).
- [48] P. A., *Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai*. (Vilniaus universiteto leidykla, 2008).
- [49] D. Laguitton, W. Parrish, Experimental spectral distribution versus Kramers’ law for quantitative X-ray fluorescence by the fundamental parameters method, *X-Ray Spectrom.* **6**(4), 201–203 (1977).
- [50] I. Obodovskiy, Chapter 2 - Nuclei and Nuclear Radiations, in I. Obodovskiy (ed.), *Radiation* (Elsevier, 2019), 41 – 62.
- [51] J. Hubbell, S. Seltzer, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy–Absorption Coefficients (version 1.4), Interneto prieiga: <http://physics.nist.gov/xaamdi> (Žiūreta: 2020.05.01), national Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. (2004).
- [52] C. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, E. Förster, Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma $K\alpha$ Sources, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4846–4849 (2000).
- [53] S. Usman, A. Patil, Radiation detector deadtime and pile up: A review of the status of science, *Nucl. Eng. and Technol.* **50**(7), 1006 – 1016 (2018).

- [54] G. Dent, Preparation of Samples for IR spectroscopy as KBr disks, *Internet J. Vib. Spectro.* **1**, 1–2 (1996).
- [55] R Core Team, *R: A Language and Environment for Statistical Computing*, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria, <http://www.R-project.org/> (2014).
- [56] Origin(Pro), "Version 8.5.0 SR ". OriginLab Corporation, Northampton, MA, USA.
- [57] J. A. Bearden, A. F. Burr, U. States, *X-ray wavelengths and x-ray atomic energy levels [electronic resource]* (U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards : For sale by the Supt. of Docs., U.S. G.P.O Washington, D.C, 1967).
- [58] K. K. L. Fung, W. Gilboy, 'Anode heel effect' on patient dose in lumbar spine radiography, *Br. J. Radiol.* **73**, 531–6 (2000).
- [59] J. A. Bearden, A. F. Burr, Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 125–142 (1967).
- [60] K. Hatanaka, T. Miura, H. Fukumura, White X-ray pulse emission of alkali halide aqueous solutions irradiated by focused femtosecond laser pulses: A spectroscopic study on electron temperatures as functions of laser intensity, solute concentration, and solute atomic number, *Chem. Phys.* **299**, 265–270 (2004).
- [61] K. Hatanaka, T. Miura, H. Fukumura, Ultrafast x-ray pulse generation by focusing femtosecond infrared laser pulses onto aqueous solutions of alkali metal chloride, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3925–3927 (2002).

MATERIAL SELECTION FOR COMPACT X-RAY RADIATION SOURCE ACTIVATED
VIA FEMTOSECOND LASER PULSES

Summary

The X-Ray emission obtained via usage of femtosecond pulses, showcase unique properties such as the source size of a focal spot, short pulse duration and high brilliance. Lately, rapid evolution of laser systems — increase in pulse energy, repetition rates and shortening of pulse duration are making them competitive to synchrotrons. Also, table-top laser systems are easy to implement in small laboratories thus making them more compact and cheaper than a synchrotron with a ring accelerator.

In the primary stage of this work it was shown, that by the use of high-power femtosecond laser pulses, it is possible to achieve characteristic X-Ray generation with Cu, Sn, KI, KBr and NaBr targets. The main task of this work — to examine aforementioned materials suitability for characteristic X-Ray generation with femtosecond laser pulses. In the course of this work, for target refreshment, 'Spinning-Translation' (ST) scheme was used. X-Ray spectra were recorded in reflection geometry by placing the detector in front of the target. For X-Ray source generation femtosecond amplified laser system "Pharos PH1-SP-1.5mJ" ("Light Conversion Ltd.") was used and detection of X-Ray radiation was carried out with "Amptek X-123" spectrometer (Si-PIN junction detector). Main conclusions of this work are:

1. For X-Ray source generation using femtosecond laser pulses, radiation in a range of 3 keV – 30 keV was generated in chosen material targets — Cu, Sn, KI, KBr, NaBr with typical photon flux values for Cu targets – $\phi \sim 10^7$ ph. \cdot s $^{-1}$, alkali halide targets – $\phi \sim 10^6$ ph. \cdot s $^{-1}$ and Sn target – $\phi \sim 10^5$ ph. \cdot s $^{-1}$ with laser peak intensities – $I \sim 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$ – 10^{14} W \cdot cm $^{-2}$.
2. Highest reliably measured X-Ray flux emissions and their conversion efficiency, for pulse repetition rate $f_{\text{rep}} = 4$ kHz, correspond to copper K -series (~ 8 keV – 9 keV), reaching $\phi = 1,8 \cdot 10^8$ ph. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{Cu} \sim 10^{-11}$ at laser peak intensity of $I \sim 4 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$, bromine K -series (~ 12 keV), reaching $\phi = 2,2 \cdot 10^7$ ph. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{Br} \sim 10^{-13}$ at laser peak intensity of $I \sim 6 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$.
3. Highest registered characteristic X-Ray energies correspond to tin $K_{\beta 1} = 28,48$ keV and iodine $K_{\alpha 1} = 28,62$ keV, meaning there was enough electrons with energy higher than K -edge of tin at 29,19 keV and the K -edge of iodine at 33,17 keV.
4. Increased detection angle for potassium bromide target resulted in decreased generation of X-ray flux, thus proving that the isotropic source was generated inside the volume of the target.

5. Not fast enough system material renewal and severe target degradation for laser peak intensities higher than $I \sim 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, makes metals a more favorable material for X-Ray generation with high energy femtosecond pulses, than alkali metal halide salts.

MEDŽIAGŲ PARINKIMAS KOMPAKTIŠKAM RENTGENO SPINDULIUOTĖS ŠALTINIUI AKTYVUOJAMAM FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS

Santrauka

Pasitelkiant femtosekundinius lazerinės spinduliuotės impulsus, gali būti sukuriami kompaktiški, impulsiniai ir didelio šviesio rentgeno spinduliuotės šaltiniai. Sparčiai tobulėjant lazerinėms sistemoms — didėjant impulsų energijoms, pasikartojimo dažniams bei trumpėjant impulsams, jos tampa konkurencingos sinchrotronams, juolab lazerinių sistemų kompaktiškumas ir kaina padaro jas prieinamesnėmis ir lengviau pritaikomomis.

Pirminėje darbo stadijoje buvo pademonstruota, jog naudojant didelio intensyvumo lazerinę spinduliuotę, pasirinktose medžiagose (Cu, Sn, KI, KBr, NaBr), buvo sugeneruota rentgeno spinduliuotė. Šio darbo tikslas — ištirti ir palyginti skirtingų medžiagų tinkamumą rentgeno spinduliuotės generavimui naudojant didelės energijos femtosekundinius lazerio „Pharos PH1-SP-1.5mJ“ impulsus. Tyrimu metu naudota rotacinė bandinių atnaujinimo sistema, rentgeno spinduliuotė registruota atspindžio geometrijoje. Rentgeno spindulių šaltiniui sukurti naudotas femtosekundinis lazeris „Pharos PH1-SP-1.5mJ“ („MGF Šviesos Konversija“), spinduliuotės detektavimui naudotas spektrometras Amptek X-123 su Si-PIN sandūros detektoriumi. Pagrindinės darbo išvados:

1. Rentgeno šaltinių generacijai, naudojant femtosekundinius lazerinius impulsus, pasirinktose medžiagose — Cu, Sn, KI, KBr, NaBr, sugeneruota būdingoji rentgeno spinduliuotė 3 keV–30 keV intervale, su tipiniais pasiekiamais fotonų srautais: vario bandiniams — $\phi \sim 10^7$ fot. \cdot s $^{-1}$, šarminių metalų halogenidų bandiniams — $\phi \sim 10^6$ fot. \cdot s $^{-1}$ ir alavo bandiniui $\phi \sim 10^5$ fot. \cdot s $^{-1}$ eilės, spinduliuotės smailiniams intensyvumams siekiant $I \sim 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$ – 10^{14} W \cdot cm $^{-2}$ eilės.
2. Didžiausi patikimai išmatuoti būdingosios rentgeno spinduliuotės srautai ir jų konversijos našumai, esant vienodam $f_{\text{rep}} = 4$ kHz impulsų pasikartojimo dažniui — vario K–serija (8 keV–9 keV) $\phi = 1,8 \cdot 10^8$ fot. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{\text{Cu}} \sim 10^{-11}$ gaunami žadinančios spinduliuotės smailiniam intensyvumui — $I \sim 4 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$, bromo K–serija (~ 12 keV) — $\phi = 2,6 \cdot 10^7$ fot. \cdot s $^{-1}$, $\eta_{\text{Br}} \sim 10^{-13}$, gaunami spinduliuotės smailiniam intensyvumui siekint $I \sim 6 \cdot 10^{13}$ W \cdot cm $^{-2}$.
3. Didžiausios užregistruotos būdingosios rentgeno spinduliuotės energijos atitinka alavo $K_{\beta 1} = 28,48$ keV ir jodo $K_{\alpha 1} = 28,62$ keV linijas, tai rodo jog eksperimento metu turime pakankamai elektronų viršijančių alavo K–serijos sugerties krašto — 29,19 keV, ir jodo K–serijos sugerties krašto — 33,17 keV energijas.
4. Stebėtas detektuojamos rentgeno spinduliuotės srauto mažėjimas kalio bromido bandiniui, didinant spinduliuotės detektavimo kampą, rodo jog izotropinis spinduliuotės šaltinis generuojamas bandinio tūryje.

5. Dėl nepakankamai greito sistemos medžiagos atnaujinimo ir didelės taikinių degradacijos, spinduliuotės intensyvumams viršijant $I \sim 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ eilės, metalai yra palankesnės medžiagos rentgeno spinduliuotės generacijai naudojant didelės energijos femtosekundinius impulsus, nei šarminių metalų halogenidų druskos.