LATVIJAS UNIVERSITĀTE
FIZIKAS UN MATEMĀTIKAS FAKULTĀTE

Rita Veilande

VIEN-DIMENSIONĀLA RIDBERGA ATOMA MIJIEDARBĪBA AR PUSPERIODA IMPULSIEM

Promocijas darba kopsavilkums

Rīga, 2008

Promocijas darbs izstrādāts
Latvijas Universitātes Atomfizikas un spektroskopijas institūtā laika posmā no 2000. gada līdz 2007. gadam

Darba raksturs: Zinātnisko rakstu kopa

Darba zinātniskais vadītājs: Dr.hab.phys. **Imants Bērsons,**
vadošais pētnieks LU ASI

Darba recenzenti:

1. _____
Vārds, uzvārds; zinātniskais grāds; zinātniskās iestādes nosaukums, akadēmiskais amats

2. _____

3. _____

Darba aizstāvēšana notiks Latvijas Universitātes Fizikas un astronomijas zinātņu nozares promocijas padomes atklātā sēdē 200__. gada ''___''
_____ pulksten _____
_____ ____ auditorijā.

Ar darbu un tā kopsavilkumu var iepazīties Latvijas Universitātes bibliotēkā (Kalpaka bulv. 4) un Latvijas Akadēmiskajā bibliotēkā (Rūpniecības ielā 10).

LU Fizikas un astronomijas zinātnes nozares
promocijas padomes priekšsēdētājs: prof.

R. Ferbers

Anotācija

Manā promocijas darbā ir piedāvāta teorija, kura apraksta Ridberga atoma mijiedarbību ar īsiem pusperioda impulsiem vien-dimensionāla atoma modelī un impulsa tuvinājumā. Ridberga atoma pārejas matricas elementi pusperioda impulsa ietekmē ir aprēķināti un analizēti, izmantojot kvantu, kvaziklasisko un klasisko teoriju, kā arī dažādus tuvinājumus.

Pētītas THz Ridberga viļņu paketes un to dinamika.

Ir piedāvātas vienkāršas analītiskas pārejas varbūtības izteiksmes pēc atoma mijiedarbības ar diviem, vājiem, laikā nobīdītiem impulsiem kvaziklasiskajā tuvinājumā, kuras ļoti labi apraksta citu autoru eksperimenta rezultātus un aprēķinus. Apskatīts gadījums, kad impulsi ir stiprāki, un iegūtas pārejas varbūtības atkarībā no laika aiztures starp impulsiem. To svārstību periods ir mazāks par Keplera periodu, kā tas ir vāja lauka gadījumā. Svārstību periods ir atkarīgs no impulsa stipruma un beigu stāvokļa.

Ir analizēta atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādība no iegūtām analītiskām izteiksmēm autokorelācijas funkcijām (ar Gausa un Lorenca sadalījuma) un jonizācijas varbūtībām, Ridberga atomam mijiedarbojoties ar diviem pusperioda impulsiem.

Saturs

Promocijas darba mērķis
Promocijas darba uzdevumi
1. Ievads ..... 5 lpp
   1.1. Atomi spēcīgos lāzera laukos 5
   1.2. Pusperioda impulss (HCP) 8
   1.3. Ridberga atoms 12
   1.4. Vien-dimensionāla (1D) Ridberga atoma mijiedarbība ar pusperioda impulsiem – eksperimentālo un teorētisko rezultātu pārskats 15
2. 1D Ridberga atoma mijiedarbība ar vienu pusperioda impulsu 20
   2.1. Kvantu teorija 20
   2.2. Kvaziklasiskā teorija 22
   2.3. Klasiskā teorija 23
   2.4. Secinājumi 25
3. 1D Ridberga atoma mijiedarbība ar diviem pusperioda impulsiem 28
   3.1. Vāja lauka tuvinājums kvaziklasiskajā teorijā 28
   3.2. Spēcīga lauka tuvinājums kvaziklasiskajā un klasiskajā teorijā 30
4. Atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādība 35
   4.1. Vispārīgās īpašības 37
   4.2. Autokorelācijas funkcijas 39
      4.2.1. Autokorelācijas funkcija ar Gausa sadalījumu 39
      4.2.2. Autokorelācijas funkcija ar Lorenca sadalījumu 43
   4.3. Jonizācijas varbūtība pēc mijiedarbības ar diviem pusperioda impulsiem 44
5. Rezultāti un secinājumi 49
6. Promocijas darba publikāciju saraksts 51
7. Starptautisko konferenču tēžu saraksts 52
8. Literatūras saraksts 53
Galvenie apzīmējumi 57

Promocijas darba mērķis

Izveidot teoriju vien-dimensionāla Ridberga atoma un ļoti īsu pusperioda impulsu mijiedarbības aprakstam.

Promocijas darba uzdevumi

1. Izpētīt vien-dimensionāla (1D) Ridberga atoma mijiedarbību ar vienu pusperioda impulsu, izmantojot kvantu mehānikas teoriju, kvaziklasisko tuvinājumu un klasiskās mehānikas teoriju.
2. Atrast izteiksmes pārejas varbūtībai starp dažādiem kvantu stāvokļiem un jonizācijas varbūtībai, 1D Ridberga atomam mijiedarbojoties ar diviem, laikā nobīdītiem pusperioda impulsiem, izmantojot kvaziklasiko tuvinājumu.
3. Pētīt atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādību autokorelācijas funkcijām un jonizācijas varbūtībām pēc divu impulsu iedarbības.

1. Ievads

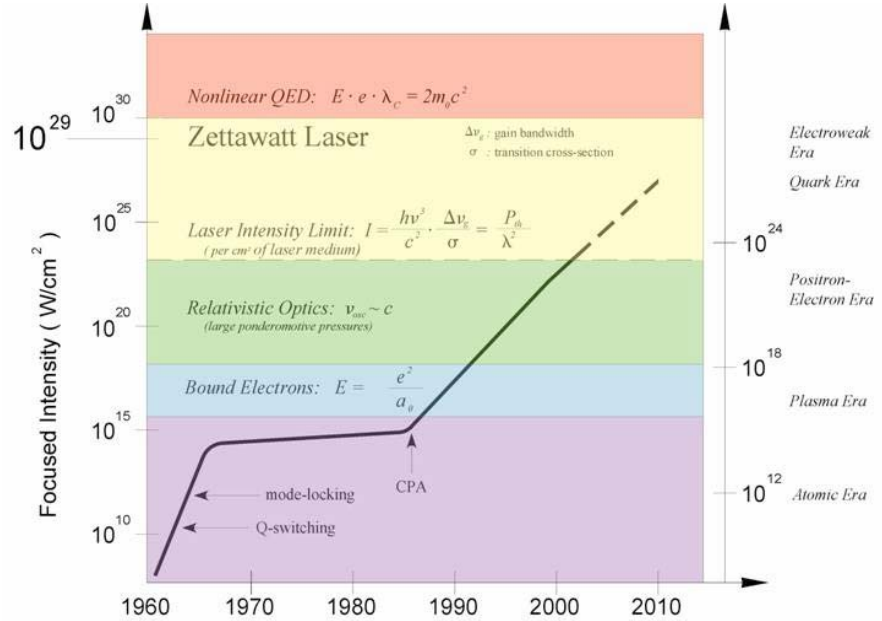
Manā promocijas darbā ir piedāvāta teorija, kas apraksta vien-dimensionāla (1D) Ridberga atoma mijiedarbību ar vienu un diviem pusperioda impulsiem (HCP) impulsa tuvinājumā, izmantojot kvantu mehāniku, kvaziklasisko tuvinājumu un klasisko mehāniku. Pirmajā nodaļā ir īss ieskats, kur mēs atrodamies modernajā atomfizikā: no vispārīgākiem pētījumiem par atomiem stipros lāzera laukos līdz Ridberga atomiem, pusperioda impulsiem un to mijiedarbības. Nākamās nodaļās aprakstīšu savu ieguldījumu šajā interesantajā atomfizikas nozarē. 1D Ridberga atoma mijiedarbība ar vienu pusperioda impulsu ir aprakstīta 2.nodaļā un ar diviem pusperioda impulsiem – 3.nodaļā. 4.nodaļa ir veltīta atjaunošanās parādībai.

1.1. Atomi spēcīgos lāzera laukos

Viens no galvenajiem zinātniskajiem sasniegumiem 20-tajā gadsimtā bija lāzera radīšana 1960.gadā, kas nodrošināja zinātniekus ar vienreizēju instrumentu, kuram ir negaidīti pielietojumi. Tas pilnībā izmainīja atomfiziku un turpina to darīt vēl šobrīd. Lāzers tulkojumā no angļu valodas nozīmē optiskā diapazona elektromagnētisko viļņu pastiprināšana ar inducētā starojuma palīdzību.

Tehniskā attīstības rezultāts ir iespēja izveidot īsākus un spēcīgākus impulsus [1]. Lai iegūtu augstas intensitātes ir nepieciešams saspiest lielu enerģijas daudzumu iespējami īsākā laika periodā. Apmēram 20 gadus atpakaļ jaunu lāzeru materiālu (titānu-safīrs) un jaunas pastiprināšanas tehnikas (ultra īsu impulsu pastiprināšanas) ieviešana deva iespēju daudzās universitāšu laboratorijās strādāt ar spēcīgiem lāzeriem (**1.1.attēls**). Ultra īsu impulsu pastiprināšanā (no angļu valodas *„chirped-pulse amplification”*) ir četras galvenās daļas, kurās īsi, zemas-enerģijas impulsi

ir izstiepti ar režģa palīdzību, pēc tam pastiprināti un beigās ar režģa palīdzību saspiesti līdz iegūst spēcīgus, īsus impulsus.

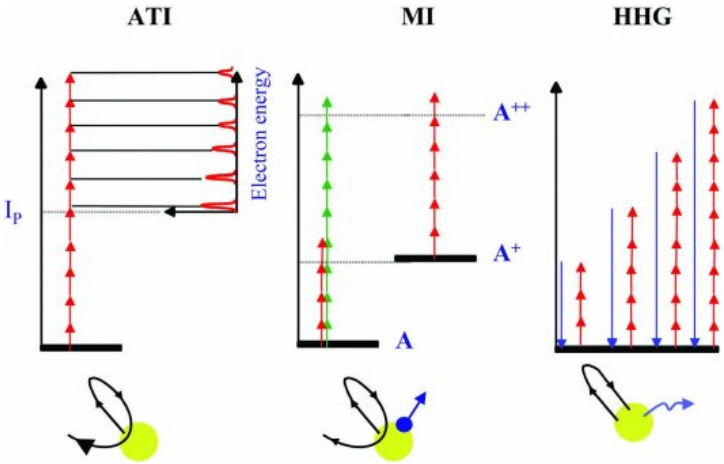


1.1.attēls. Impulsu lāzeru intensitātes attīstība pa gadiem, ņemot vērā straujās izmaiņas, kuras saistītas ar modu sinhronizācijas (*„mode-locking”*) un ultra īsu impulsu pastiprināšanas (*„chirped-pulse amplification”*) tehnikas ieviešanu [1].

Kad spēcīgs lāzers ir fokusēts atomu gāzē, tad elektromagnētiskais lauks kļūst salīdzināms ar Kulona lauku. Var notikt trīs nelineāri procesi, kuri shematiski attēloti **1.2.attēlā** [2, 3]:

- Elektrons atrodoties pamatstāvoklī absorbē daudz vairāk fotonu par minimāli nepieciešamo skaitu jonizācijai, tādejādi tas jonizējās ar lielu kinētisko enerģiju. Šo procesu sauc par <u>virssliekšņa jonizāciju</u> (ATI, no angļu valodas *Above Threshold Ionization*). Tipiskā ATI spektrā parādās elektrona enerģijas pīķi, kur attālums starp diviem secīgiem

pīķiem ir vienāds ar lāzera fotona enerģiju. Īsu un intensīvu lāzera impulsu gadījumā novēro pīķu nobīdi un izzušanu elektrona enerģijas spektrā, jo jonizācijas potenciāls palielinās par tā saukto ‘oscilāciju’ enerģiju (enerģija, kuru iegūst brīvs elektrons periodiskā elektriskā laukā).



1.2.attēls. Trīs parādību shēmas, kuras notiek, kad atoms mijiedarbojas ar stipru lāzera lauku: Virssliekšņa jonizācija (ATI); daudzkārtējā jonizācija (MI), kura notiek vai nu pakāpeniski (sarkanās bultiņas), vai vienlaicīgi (zaļās bultiņas); augstu harmoniku ģenerēšana (HHG). Apakšējā daļā parādītas šo parādību vienkāršotas interpretācijas. [3]

- Ne tikai viens, bet daudzi elektroni var tikt emitēti no atoma stiprā lāzera laukā, ko sauc par <u>daudzkārtējo jonizāciju</u> (MI – no angļu valodas *Multiple Ionization*). Tie var tikt emitēti viens pēc otra pakāpeniskā procesā (elektroni jonizējas viens pēc otra) vai vienlaicīgi (elektronam izkliedējoties uz jona, otrs elektrons tiek jonizēts). Tagad izkliedēto jonu impulsa spektroskopija (no angļu val. *„recoil-ion momentum spectroscopy”*) ļauj daudzkārtējā jonizācijas procesā mērīt

emitētā elektrona enerģijas un leņķisko sadalījumu, kas nodrošina labāku eksperimentālo ieskatu, lai izšķirtu, kurš process ir noticis [4].

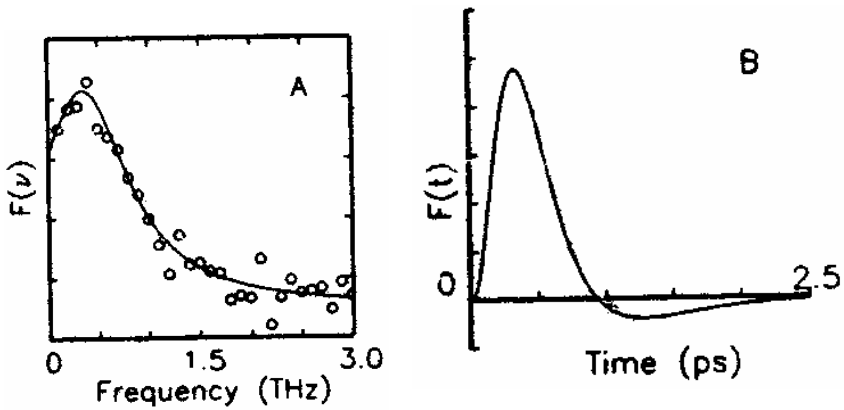
- Ja jonizētais elektrons atgriežas atpakaļ pie jona un rekombinējas, tad visa enerģija var tikt atbrīvota kā viens enerģētisks fotons. Šo procesu sauc par augstu harmoniku ģenerēšanu (HHG – no angļu valodas *High-order Harmonics Generation*), atklātu 1980-o gadu beigās. Var tikt novērotas tikai ierosmes lāzera frekvences nepāra harmonikas izvēles likuma un potenciāla simetrijas dēļ. HHG spektram ir trīs raksturīgās daļas: (i) straujš pirmo harmoniku intensitātes kritums, (ii) ar sekojošu garu harmoniku intensitātes plato, (iii) kurš strauji apraujas un intensitāte kļūst vienāda ar nulli (no angļu valodas *„cut-off”* apgabals). Pirmajos darbos par harmoniku ģenerēšanu vairāk nodarbojās ar šī plato palielināšanu, t.i. īsāku viļņu garumu harmoniku ģenerēšanu. Pašlaik harmoniku spektrs, radīts ar īsiem un spēcīgiem lāzera impulsiem, pārsniedz 500 eV. Tiek pētīta HHG iegūšana arī no vienkāršām (divatomu) molekulām, klasteriem un cietām vielām. HHG ir ideāla tehnika, ar kuru ģenerēt impulsus plašā spektrālā diapazonā no XUV līdz mīksto rentgenstaru viļņu garumiem. Koherentas vairākas harmonikas no plato apgabala var veidot atosekunžu impulsu rindu, bet, izvēloties apraušanas (*„cut-off”*) vietu, var radīt vienu atosekunžu impulsu [5].

1.2. Pusperioda impulss (HCP)

Īsāka lāzera impulsu radīšanas attīstība noved pie loģiskās robežas, radot ļoti īsus, pusperioda elektromagnētiskus impulsus (HCP – no angļu valodas *Half-Cycle Pulses*) [6]. Pusperioda impulsi ir vienpolāri, stipri elektromagnētiski impulsi, kuru ilgums ir no pikosekundēm līdz nanosekundēm. Pēdējos gados ir pierādījies, ka pusperioda impulsi var būt

spēcīgs spektroskopisks instruments, lai pētītu Ridberga viļņu paketes dinamiku. Tiem ir divas galvenās īpašības: tie var jonizēt elektronu jebkurā tās trajektorijas punktā un to iedarbība var bieži tikt modelēta kā momentāna elektrona impulsa izmaiņa.

Šis signāls ir tikai puse no elektriskā lauka perioda ar īsu pīķi pozitīvā daļā, un elektriskā lauka negatīvā daļa ir ar ļoti mazu amplitūdu un ir ļoti gara, kā parādīts **1.3.attēlā**. Maksvela teorija saka (integrālim pa jebkuru no laika atkarīgo elektrisko lauku jābūt vienādam ar nulli), ka šādiem impulsiem integrālais laukums ir nulle: pozitīvā pīķa un negatīvās astes laukumi ir vienādi, bet ar pretējām zīmēm.

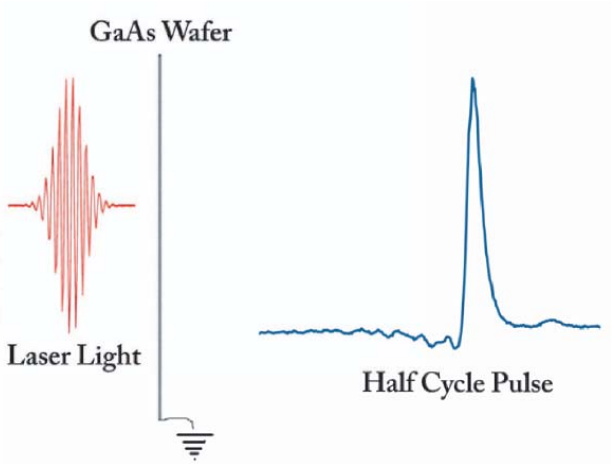


1.3.attēls. (A) Pusperioda impulsu frekvenču spektrs; (B) HCP impulsa forma atkarībā no laika. [6]

Ir trīs veidi, kā radīt pusperioda impulsus, atkarībā no impulsa ilguma:

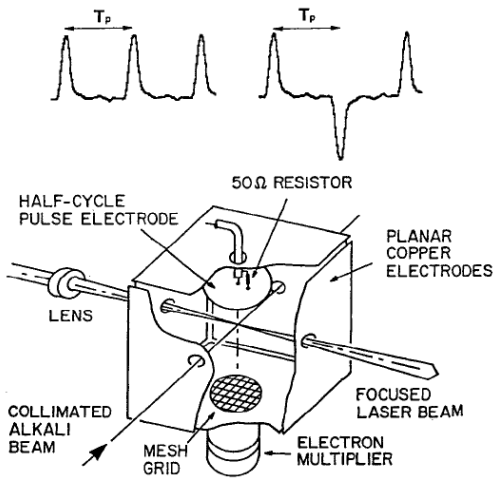
1. apmēram 500 fs garus elektriskus impulsus var radīt, apgaismojot plānu (0.5 mm) GaAs pusvadītāja slāni ar 100 fs, 770 nm lāzera impulsu, kura ietekmē GaAs kļūst par vadītāju [6,7]. Daļa no strauji paātrinošā elektrona izstarotās enerģijas fotovadītājā ir pārnesta cauri slānim

telpiski koherenta elektromagnētiska impulsa formā (maksimālā intensitāte ir apmēram 100 kV/cm). Šis HCP ir polarizēts slāņa lauka virzienā un ar ~1 THz (33 cm^{-1}) platu frekvenču joslu. Shēma ir parādīta **1.4.attēlā**. Kaut gan šīs ģenerētās lauka intensitātes vēl joprojām ir nepietiekamas, lai jonizētu atomus pamatstāvoklī, bet tās ir pilnīgi pietiekama, lai jonizētu augsti ierosinātus Ridberga stāvokļus (n = 15, 20, 35 un 40).



1.4.attēls. Pusperioda impulsu ģenerēšanas shematiska diagramma, lai iegūtu THz starojuma impulsus, apgaismojot GaAs slāni ar ļoti īsiem lāzera impulsiem [8].

2. Impulsi ar < 500 ps garumu var tikt izveidoti ar parasto impulsu ģeneratoru. Ar šādu ģeneratoru radītie HCP impulsi sasniedz impulsa tuvinājumu, $t_p \ll t_K$ (impulsa garums ir daudz mazāks par Keplera periodu), ja strādā ar ļoti augsti ierosinātiem stāvokļiem (kad n=400, tad elektrona Keplera periods ir $t_K \approx 10$ ns). **1.5.attēlā** ir shematiski parādīta aparatūra šāda tipa eksperimentiem [9].



1.5.attēls. Eksperimentālās aparatūras shematiska diagramma Rb(390p) atomu ierosināšanai ar pusperioda impulsiem [9]. HCP impulsi ir ģenerēti, izmantojot sprieguma impulsus no apaļa elektroda 5 cm diametrā. Tipiski iegūtā impulsu virkne ir parādīta augšā.

3. Ir arī ideja, kā radīt atosekunžu impulsus. Nelineārā atomu harmoniku atbilde uz spēcīgu infrasarkano lāzera lauku ar nelielu dubulto frekvenču komponentes piejaukumu, mijiedarbojoties ar gāzes strūklu, rada pāra un nepāra harmonikas, un, izfiltrējot dažas pirmās harmonikas, var iegūt ļoti ātru atosekunžu HCP impulsu virkni. Ir veikti aprēķini, ierosmes laukam (1064 nm un $I = 10^{14}$ W/cm^2) mijiedarbojoties ar ūdeņraža atomu, kas rada HCP impulsu virkni ar platumu mazāku par 650 as un intensitāti līdz 4.2×10^{12} W/cm^2 [10].

1.3. Ridberga atoms

Par Ridberga atomiem sauc atomus augsti ierosinātos stāvokļos (ar lielu galveno kvantu skaitli n). Tie ir nosaukti J.R.Ridberga vārdā, jo viņš pirmais eksperimentāli izpētīja atomu spektrus jonizācijas sliekšņa tuvumā. Tie labi ilustrē loģisko nepārtrauktību starp klasiskās fizikas pasauli un kvantu mehāniku.

Īpašības	Aprēķinu formulas	Pamatstāvoklis n = 1, Z = 1	Ridberga stāvokļi n = 20, Z = 1	n = 40, Z = 1	n= 350, Z = 1
Saites enerģija	$Z^2 R_\infty / n^2$	13.6 eV	3.4×10^{-2} eV	8.5×10^{-3} eV	1.1×10^{-4} eV
Keplera orbītas rādiuss	$n^2 a_0 / Z$	0.53×10^{-8} cm	2.12×10^{-6} cm	8.48×10^{-6} cm	6.5×10^{-4} cm
Keplera orbītas periods	$2\pi n^3 \tau_0$	15.2×10^{-17} s	1.22×10^{-12} s	9.72×10^{-12} s	6.5×10^{-9} s
Atoma elektriskais lauks uz orbītas	$F_0 Z^3 / n^4$	5.14×10^9 V/cm	3.2×10^4 V/cm	2×10^3 V/cm	0.34 V/cm

1.tabula. Dažas Ridberga atoma īpašības. Tabulā lietojamās konstantes: $R_\infty = me^4 / \hbar^4 \cong 13.6$ eV – Ridberga konstante; Z- kodola lādiņš; $a_0 = \hbar^2 / me^2 = 0.53 \times 10^{-8}$ cm – Bora orbītas rādiuss; $\tau_0 = 2.42 \times 10^{-17}$ s – laiks atomārās vienībās; $F_0 = e^2 / a_0 = 5.142 \times 10^9$ V/cm – elektriskā lauka intensitāte atomārās vienībās [11].

Ridberga atomam ir ekstraordināras īpašības, kuras ir apkopotas **1.tabulā**. Tie ir milzīgi (elektrona rādiuss ir proporcionāls n^2) un tiem ir ļoti liels dzīves laiks. Enerģijas starpība starp diviem blakus līmeņiem n un n' kļūst ļoti maza, kad n ir liels (samazinās kā n^{-3}). Ridberga stāvokļi ir ļoti trausli un jūtīgi uz ārējām perturbācijām, tādām kā sadursmes vai elektriskais lauks. Tie ar relatīvi vāju elektrisku lauku tiek stipri polarizēti vai pat pilnībā jonizēti. Tādejādi Ridberga atoms daudzos aspektos uzvedas līdzīgi augsti ierosinātam ūdeņraža atomam [12]. Kad n ir liels, tādas sistēmas aprakstam var tikt pielietots kvaziklasiskais tuvinājums un pat izmantoti klasiskās mehānikas jēdzieni.

Vien-dimensionāls atoms ir atoms ļoti izstieptā stāvoklī pa kādu izvēlētu „atoma asi". Tos var izveidot, ierosinot ekstrēmo Štarka stāvokli, kuri veidojas vājā elektriskās līdzstrāvas laukā [13, 14]. Šādus vien-dimensionālus atomus pēta tādēļ, ka gan teorētiski vienkāršāk aprēķināt, gan eksperimentāli vienkāršāk interpretēt, tāpat arī visas parādības (kā atjaunošanās, viļņu paketes lokalizācija utt.) ir izteiktākas.

Lai gan Ridberga atomi ir intensīvi pētīti kopš 1970-iem, tie ir spēlējuši lielu lomu atomfizikā kopš kvantitatīvas atomspektroskopijas sākuma [15]. Interese par Ridberga atomiem samazinājās līdz brīdim, kad kļuva redzams, ka tie var spēlēt svarīgu lomu reālās fizikālās sistēmās. Tie bija svarīgi astrofizikā. Lai gan tas nav pārsteidzoši, ka Ridberga atomi varētu tikt atrasti starpzvaigžņu telpā, kur blīvums ir ļoti mazs, kā arī tie spēlē svarīgu lomu astrofizikālās un laboratorijas plazmās. Mazu enerģiju elektronu un jonu recombinācijā bieži rodas elektronu saķeršana autojonizētos Ridberga stāvokļos un pakāpeniska starojuma sabrukšana uz saistītiem Ridberga stāvokļiem. Vēl vairāk mikroskopiskais elektriskais lauks plazmā aprauj Ridberga sērijas tuvu klasiskajai jonizācijas robežai.

Interese par Ridberga atomiem atjaunojās, parādoties krāsvielu lāzeriem. Ar tiem un vienkāršu aparatūru kļuva iespējams ierosināt daudz

atomus vienā, labi definētā Ridberga stāvoklī. Tādejādi atļaujot pētīt plaša diapazona īpašības, tādas kā elektriskā lauka efektus. Tas arī deva iespēju radīt eksperimentus, kurus citās sistēmās nebūtu iespējams izdarīt. Piemēram, mazu intensitāšu robežās radīt sistēmu, ar kuru pētīt atoma mijiedarbību ar vakuumu rezonanses dobumos [16]. Ridberga atoms mikroviļņu laukā ir ideāla sistēma, kurā realizēt kvantitatīvus atoma īpašību mērījumus stiprā starojuma laukā un pētītas haosa īpašības [17].

Ar nelielām eksperimentālās procedūras izmaiņām var radīt sistēmu, kas ir tuva ultra aukstai plazmai – auksta, blīva Ridberga gāze, kurā katrs jauns eksperiments uzdod vairāk jaunu jautājumu kā sniedz atbilžu [18, 19]. Noskaņojot lāzera viļņa garumu nedaudz zem jonizācijas enerģijas līmeņa, atomi paliek augsti ierosinātos Ridberga stāvokļos. Ridberga atomi nekustās vai nesaduras, jo ir ar lāzeru atdzesēti, bet blakusesošo atomu elektronu orbītas pārklājas. Rezultātā izveidojas gāze, kurā atomi ir augsti ierosinātos stāvokļos, bet kustās ļoti lēnu un sistēma ir iekšēji nestabila. Pietiekami augsti ierosinātu aukstu atomu blīvs paraugs (rubīdijs vai cēzijs, $n = 35 - 40$, 140 – 300 mikrokelvinu temperatūrā) spontāni jonizējās ar ļoti augstu efektivitāti, tas pats sevi pārveido ļoti aukstā plazmā mikrosekundēs. Pēc pietiekami ilga laika (apmēram 20 mikrosekundēm) atkal parādās Ridberga atomi. Izveidojas sistēmas ar dīvainiem stāvokļiem, kurās ir grūti atšķirt plazmu no neitrālu atomu komplekta [18,19].

Ir parādītas kvantu loģisko vārtu shēmas, izmantojot ļoti aukstus Ridberga atomus. Lielu attālumu mijiedarbība starp Ridberga atomiem ir saistīta ar to milzīgajiem dipola momentiem, tādejādi novērojot daudzu daļiņu efektus, kur katrs atoms var mijiedarboties ar visiem blakusesošajiem atomiem. Ir iespējams kontrolēt šo mijiedarbību, izveidojot Ridberga atomu pārus sapītos stāvokļos. Šāda tehnika var tikt izmantota kvantu informācijā [20]. (Viena daudzsološa metode ir balstīta uz dipola blokādi [21, 22].)

Ir daži eksperimenti ar dubultiem Ridberga atomiem. Tie ir atomi, kuros ir divi augsti ierosināti elektroni. Šajos pētījumos parādās izteikta korelācija starp divu elektronu kustību un ir īpašības, kuras kvalitatīvā veidā atšķiras no normāla Ridberga atoma īpašībām [23].

1.4. Vien-dimensionāla (1D) Ridberga atoma mijiedarbība ar pusperioda impulsiem – eksperimentālo un teorētisko rezultātu pārskats

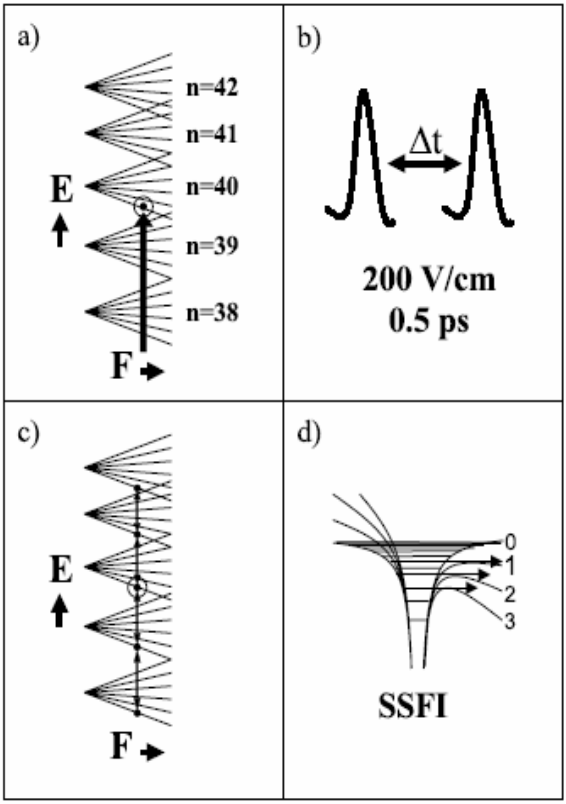
Lāzeru attīstība tagad ļauj radīt īsus un spēcīgus impulsus. Pēdējās dekādes laikā ir radīti ļoti īsi (< 100 fs) lāzera impulsi ar dažiem optiskajiem periodiem [24, 25]. Jonizācija šādos lāzera laukos stipri atšķiras no jonizācijas ar garākiem impulsiem, jo plata lāzera frekvenču josla var koherenti ierosināt vairākus atoma enerģētiskos līmeņus [26]. Šis progress noveda pie ļoti īsu pusperioda impulsa (HCP) radīšanas, par ko bija aprakstīts vienā no iepriekšējām nodaļām. Augsti ierosinātu Ridberga stāvokļu manipulācijas ar pusperioda impulsiem ir intensīvi pētīta un ir interesanta, jo tie viegli atļauj radīt kvantu stāvokļus ar ļoti lieliem orbitālajiem kvantu skaitļiem un elektrona viļņu paketes. Atšķirībā no īsiem lāzera impulsiem ar vairākiem optiskajiem periodiem, HCP raksturojas ar vienvirziena elektrisko lauku $F_{HCP}(t)$ un īsu laika intervālu t_p. Pašreizējā eksperimentālā attīstība ļauj sasniegt režīmu, kurā $t_p << t_K$ (t_K ir elektrona Keplera periods), t.i. impulss $F_{HCP}(t)$ ir kā sitiens ierosinātajam elektronam, notiek impulsu pārnese. Tas nodrošina jauna virziena „spertie atomi" rašanos nelineārās dinamikas pētīšanai [9].

Ir demonstrēts [27], ka garu impulsu režīmā ($t_p / t_K \sim 12$) nedaudz enerģijas pāriet uz ierosināto elektronu. Situācija krasi mainās, kad $t_p / t_K \leq 1$, ievērojami palielinoties apdzīvotībai augstākos enerģētiskos

līmeņos. Pētot jonizācijas atkarību no lauka, atklāja, ka eksistē slieksnis, pēc kura (palielinot ārējo lauku) notiek pilnīga jonizēšanās.

Eksperimentālā attīstība stimulēja arī teorētiskos pētījumus. Izmanto dažādas metodes: klasisko trajektoriju Monte Karlo metodes (CTMC) [28], kvaziklasiskās metodes vien-dimensionālos modeļos [29] un trīs-dimensionālo Šrēdingera vienādojuma skaitlisko integrēšanu [30], kur problēmas radās pie lieliem n, un tādēļ tika izmantots impulsa tuvinājums [31]. Tālāk šo impulsa tuvinājumu izmantoja *Bērsons un Kulšs* [32], iegūstot vienkāršas formulas pārejas formfaktoram (uz kura aprēķinu reducējas šī problēma) no sākuma uz beigu atoma stāvokļiem paraboliskajās koordinātēs. Viņu darbā tika atrastas tuvinātas kvaziklasiskās izteiksmes jonizācijas varbūtībai [33], kuras labi apraksta eksperimentālos rezultātus. Darbā [34] tika parādīts, ka HCP iedarbojoties uz atomiem efektīvi tiek ierosināti stāvokļi ar lieliem orbitāliem momentiem.

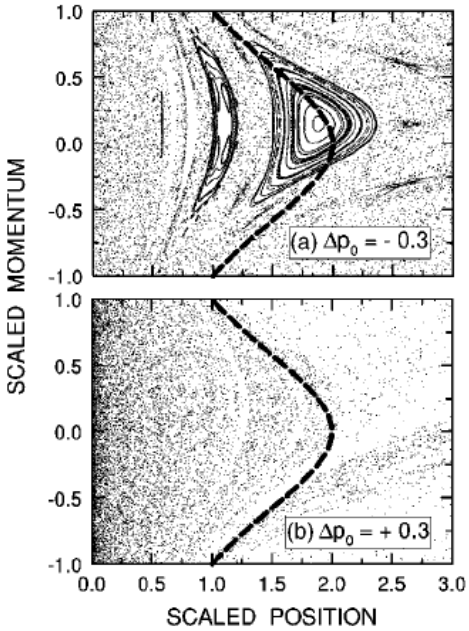
1.6.attēlā ir parādīta viena no eksperimentālajām shēmām 1D Ridberga viļņu paketes dinamikas pētīšanai kā funkcijai no laika starp diviem HCP impulsiem [7]. Vakuuma kamerā tiek iztvaicēt rubīdijs. Augsti ierosinātie Ridberga stāvokļi ($n = 40$) tiek iegūti 10 V/cm lielā statiskā elektriskā laukā ar divfotonu ierosmi ($\lambda = 594.870$ nm) no rubīdija atomu pamatstāvokļa ar Nd:YAG krāsvielu lāzeri. Statiskais elektriskais lauks ir pietiekams, lai sajauktu 41d stāvokli ar $n = 40$ grupas zemāko, sarkano Štarka stāvokli, bet ir par vāju, lai sasniegtu n-sajaukšanās režīmu. HCP impulsa virziens ir izvēlēts paralēli statiskajam elektriskajam laukam. Laika distanci starp diviem impulsiem maina, mainot optiskā ceļa garumu. Pēc THz starojuma iedarbības, Ridberga atomu beigu stāvokļu sadalījums tiek mērīts ar stāvokļu selektīvo lauka jonizāciju [15], kur augstāki Ridberga stāvokļi jonizējas ātrāk mainot elektrisko lauku. Ar stāvokļu selektīvo lauka jonizāciju apdzīvotība katrā stāvoklī tiek mērīta atsevišķi. Līdzīgi eksperimenti tiek veikti ar kāliju [13, 35].



1.6.attēls. 1D Ridberga atoma eksperimenta shematiskā ilustrācija. a) Rubīdija atoms, kas atrodas statiskā elektriskā laukā, ar lāzeru tiek ierosināts no pamatstāvokļa uz $n = 40$ stāvokļu kopas zemāko, sarkano, Štarka līmeni, kas arī ir sākotnējais Ridberga stāvoklis. b) Uz Ridberga atoma tiek sisti divi HCP impulsi un tādejādi mainās elektrona enerģija. Pēc pirmā HCP izveidojas THz viļņu pakete un ar otru impulsu pēta tās dinamiku. Eksperimentā maina laika aizturi starp abiem HCP impulsiem. c) Elektrona apdzīvotība ir sadalījusies pa blakusesošiem kopu līmeņiem. d) Ridberga atoma beigu stāvokļu sadalījums ir mērīts ar stāvokļu selektīvo lauka jonizāciju [7].

Vēl ļoti interesanta ir klasiskā mehānikā atklātā determinētā haosa parādība. Tur, kur ir iespējams lietot kā klasisko, tā arī kvantu mehāniku, var meklēt atbildi uz jautājumu, kas īsti ir kvantu haoss un vai tas tiešām dabā ir novērojams. Sistēmā ir kvantu haoss, ja klasiskajā robežā tās dinamika ir haotiska. Pirmajos Ridberga atoma jonizācijas eksperimentos ar mikroviļņu lauku, ko veica *Baifield un Koch* [17], parādīja, ka tāda jonizācija pieprasa absorbēt lielu skaitu fotonu (ap 20 – 70) un var tikt izskaidrota tikai kā dinamiskā haosa rezultāts un difūzās enerģijas ierosināšanu atbilstošā klasiskā sistēmā. Stabilas struktūras rodas, kad ir rezonanse starp pielikto lauku un neperturbēta Ridberga elektrona Keplera periodu. Daži no šiem stāvokļiem atklāj interesantas īpašības no kvantu – klasikas atbilstības principa. To dinamiku laikā var apskatīt kā nedispersējošas viļņu paketes kustību [36].

Cita haosa sistēma ir Ridberga atoma mijiedarbība ar periodisku impulsu virkni. Ridberga viļņu paketes kustība, kura radīta ar vienu pēc otra sekojošiem HCP ar impulsa garumu daudz mazāku par klasisko elektronu orbītas periodu, ir vai nu kvaziperiodiska vai gadījuma rakstura atkarībā no tā, vai atoma sākumstāvoklis šķērso stabilo salu [37]. Vien-dimensionāla atoma gadījumā ir parādīts (skatīties **1.7.attēlu)**, kad HCP impulsu virziens ir vērsts uz kodolu, tad Puankarē virsmas šķēlumā ir stabilas salas haotiskā jūrā, kas ved uz dinamisko stabilizāciju [35]. Šīs stabilās salas neparādās, kad impulsu virziens ir pretējs. (No mūsu pētījumiem arī secinām par stipru atkarību no pirmā pusperioda impulsa virziena vien-dimensionāla atoma gadījumā.) Kad sistēma ir vispārīgi haotiska, tas ved uz ātru jonizāciju. Salu vieta var tikt kontrolēta, mainot HCP impulsu frekvenci un/vai amplitūdu [38]. Ir parādīts, ja to dara adiabātiski, lai viļņu pakete paliek ‘kustošajā’ salā, tad atoma stāvokli var efektīvi transportēt uz jebkuru vēlamo vietu fāzu telpā [39]. Kvantu lokalizācijas teorētiskam aprakstam izmanto gan klasisko, gan kvaziklasiko, gan kvantu simulācijas [35, 40].



1.7.attēls. (a), (b) Puankarē virsmas šķēlums 1D ūdeņraža atomam mijiedarbojoties ar HCP impulsu virkni ar normētu frekvenci $\nu_0 = 2\pi n^3 / T = 1.3$ (kur T ir laiks starp blakusesošajiem impulsiem, n - sākumstāvokļa galvenais kvantu skaitlis) un normēto impulsu $|\Delta p_0| = 0.3$. (a) gadījumā impulsu virziens ir vērsts uz kodolu ($\Delta p_0 = -0.3$) un (b) gadījumā – prom no kodola ($\Delta p_0 = +0.3$). Pārtrauktā, biezā līnija parāda sākuma stāvokli. [35]

Terahercu HCP var arī lietot, lai nolasītu informāciju, kas ir saglabāta kā kvantu fāze N-stāvokļu Ridberga atoma datu reģistrā [41, 42]. Viļņu pakete ir datu reģistrs, un katra orbitāle darbojas kā ziņa datubāzē. Informācija, kas ir iekodēta orbitāles relatīvajā fāzē, tiek pārveidota kvantu amplitūdā ar HCP impulsu palīdzību.

2. 1D Ridberga atoma mijiedarbība ar vienu pusperioda impulsu

2.nodaļas aprakstītie rezultāti ir publicēti rakstos [P1] un [P2].

2.1. Kvantu teorija

Hamiltona operators daļiņai Kulona laukā vien-dimensionālā gadījumā, kā tas ir Ridberga atomam zemākajā (sarkanajā) Štarka stāvoklī, ir

$$H = -\tfrac{1}{2}\tfrac{d^2}{dx^2} - \tfrac{1}{x}, \quad x > 0. \tag{2.1}$$

Šajās tēzēs turpmāk tiks lietotas atomārās vienības ($e = \hbar = m = 1$, garuma $1a.u. \approx 5.29 \times 10^{-11} m$, laika $1a.u. \approx 2.42 \times 10^{-17} s$).

Šī Hamiltona operatora īpašvērtības ir $E_n = -1/\left(2n^2\right)$, $n = 1, 2, \ldots$, un normētas īpašfunkcijas ir definētas kā

$$\left|n\right\rangle = \tfrac{2x}{\sqrt{n^3}} e^{-x/n} F\left(-n+1, 2, \tfrac{2x}{n}\right), \tag{2.2}$$

kur $F\left(-n+1, 2; \tfrac{2x}{n}\right) = \sum_{k=0}^{n-1} \tfrac{(-1)^k (n-1)!}{(n-1-k)!\, k!\, (k+1)!} \left(\tfrac{2x}{n}\right)^k$ ir deģenerētā hiporģeometriskā funkcija [43].

Ridberga atoma mijiedarbību ar pusperioda impulsu elektrisko lauku $F_{HCP}(t)$ apraksta ar mijiedarbības Hamiltoniānu

$$\hat{H}_{int} = -F_{HCP}(t)\, x, \tag{2.3}$$

kur x ir elektrona koordināte un impulsa virziens ir paralēls elektrona vien-dimensionālajai kustībai. Kad HCP impulsa garums ir daudz mazāks

par Keplera periodu $t_K = 2\pi n^3$, tad šī impulsa ietekmi var aprakstīt kā impulsu $\vec{q}$, kas nodots Ridberga elektronam [44]:

$$\vec{q} = \int \vec{F}_{HCP}(t)\,dt\,. \tag{2.4}$$

Elektrona viļņu funkciju tūlīt pēc īsā elektriskā impulsa iedarbības ir $\exp(iqx)|n\rangle$ [44]. Pilnu elektrona viļņu funkciju jebkurā laika momentā t pēc impulsa var uzrakstīt kā izvirzījumu pa īpašstāvokļiem

$$\Psi(x,t) = \sum \exp(-iE_{n'}t)\,|n'(x)\rangle T_{n'n}, \tag{2.5}$$

kur pārejas matricas elements no sākumstāvokļa n uz n' ir

$$T_{n'n}(q) = \langle n'|\exp(iqx)|n\rangle. \tag{2.6}$$

Izmantojot kvantu mehānikas viļņu funkcijas (2.2), šo matricas elementu var nointegrēt

$$\begin{aligned} T_{n'n} = &-\frac{z(\lambda-2/n)^n(\lambda-2/n')^{n'}}{\sqrt{nn'}\,\lambda^{n+n'}}\Big\{\Big[\tfrac{n-1}{\lambda-2/n}+\tfrac{n'-1}{\lambda-2/n'}-\tfrac{n+n'}{\lambda}\Big]F(-n+1,-n'+1,2,z) \\ &-\tfrac{(n-1)(n'-1)}{2}\Big[\tfrac{1}{\lambda-2/n}+\tfrac{1}{\lambda-2/n'}\Big]zF(-n+2,-n'+2,3,z)\Big\}, \end{aligned} \tag{2.7}$$

kur

$$\lambda = \tfrac{1}{n}+\tfrac{1}{n'}-iq, \tag{2.8}$$

$$z = -\frac{4nn'}{(n-n')^2+(qnn')^2}, \tag{2.9}$$

un hiperģeometriskās funkcijas $F(a,b,c;z)$ ir polinomi. Arī Gordona formula dipola matricas elementam [46] un piedāvātā izteiksme matricas elementam ar ūdeņraža atoma viļņu funkcijām paraboliskajās koordinātēs [32] satur to pašu hiperģeometrisko funkciju kombināciju kā izteiksme (2.7).

2.2. Kvaziklasikā teorija

Izmantojot viļņu funkcijas kvaziklasisko tuvinājumu [45]

$$\psi_n(x)=\sqrt{\tfrac{2}{\pi n^3 k_n(x)}}\cos\left[S_n(x)-\tfrac{\pi}{4}\right]=\tfrac{1}{\sqrt{2\pi n^3 k_n(x)}}\sum_{l=\pm1}\exp\left[il\left(S_n(x)-\tfrac{\pi}{4}\right)\right], \tag{2.10}$$

kur

$$S_n(x)=\int_0^x k_n(x')dx', \tag{2.11}$$

$$k_n(x)=\sqrt{2E_n+2/x}, \tag{2.12}$$

matricas elements (2.6) var tikt novērtēts arī ar stacionārās fāzes metodi [P1]:

$$T_{n'n}=\tfrac{x_n^{n'}}{\sqrt{2\pi|q|n^3n'^3}}\exp\left(iS_n^{n'}\right), \tag{2.13}$$

kur fāze ir

$$S_n^{n'}=2(n+n')\arctan\left(\tfrac{qnn'}{n+n'}\right)+2(n'-n)\arctan\left(\tfrac{qnn'}{n-n'}\right)-\tfrac{\pi}{4}\tfrac{q}{|q|}. \tag{2.14}$$

Stacionārie punkti ir

$$x_n^{n'}=\frac{2q^2}{(E_{n'}-E_n)^2-q^2(E_n+E_{n'})+q^4/4}=\frac{2q^2}{Q_{n'n}}. \tag{2.15}$$

Saskaņā ar šo metodi, pāreja no sākumstāvokļa n uz beigu stāvokli n' notiek tikai stacionāro punktu apkārtnē. Šajā gadījumā efektīvais parametrs ir $p=qn$.

Vāja lauka gadījumā un tad, ja $|n'-n|\ll n$, izteiksme (2.13) pārrakstās sekojoši

$$T_{n'n}=\sqrt{\tfrac{2}{\pi}}\tfrac{\sqrt{|s|^3}}{m^2+s^2}\exp\left\{i\left[2s-2m\arctan\tfrac{s}{m}-\tfrac{\pi s}{4|s|}\right]\right\}, \tag{2.16}$$

kur

$$s = qn^2, \quad m = n' - n. \tag{2.17}$$

Kad elektriskai lauks ir vājš, tikai daži blakusesošie stāvokļi ir apdzīvoti, tad stacionārās fāzes metodes vietā piemērotāks ir Heizenberga atbilstības princips [47], kurš dod

$$T_{n'n} = \left[\tfrac{s^2}{r^2} J_{|m|}(y) - \tfrac{is}{r} J'_{|m|}(y) \right] \exp\left(is - im \arctan \tfrac{s}{m} \right), \tag{2.18}$$

kur

$$y = \sqrt{m^2 + s^2} \tag{2.19}$$

un $J'_{|m|}$ ir Beseļa funkcijas $J_{|m|}$ atvasinājums [43]. Efektīvais parametrs ir s. Izmantojot Debaja asimptotiku Beseļa funkcijām [43], matricas elements (2.18) reducējas uz izteiksmi (2.16). Izteiksme (2.16) ir derīga, kad $p \ll 1$, $s \gg 1$, un $|n' - n| \ll n$.

Pārejas varbūtība no stāvokļa n uz stāvokli n' ir

$$W_{n'n} = |T_{n'n}|^2 = \frac{2|q|^3}{\pi n^3 n'^3 Q_{n'n}^2}. \tag{2.20}$$

2.3. Klasiskā teorija

1D modelī elektrons kustās pa x asi ($x > 0$) un tā koordināti kā funkciju no laika parametriskā veidā var izteikt sekojoši [48]

$$x = n^2 (1 - \cos\xi), \quad t = n^3 (\xi - \sin\xi). \tag{2.21}$$

Kādā elektrona trajektorijas punktā tam tiek nodots impulss $\vec{q}$, pēc kura tas kustās pa jaunu trajektoriju. Jaunās trajektorijas (atzīmēti ar prim zīmi) parametrus definē elektrona koordinātes un impulsa vienādojumi

$$x = x', \tag{2.22}$$

$$Q + q = Q', \tag{2.23}$$

kur x' – elektrona jaunā koordināte un Q' – elektrona jaunais impulss.

Vienādojumu (2.22) var interpretēt kā nosacījumu, ka sākuma un beigu trajektorijām ir kopīgs punkts impulsa pārneses momentā. Vienādojums (2.23) ir impulsu saglabāšanās vienādojums. Izmantojot vienādojumus (2.21) – (2.23), varam atrast elektrona enerģiju pēc sitiena:

$$E_{n'} = E_n + \frac{q^2}{2} + \frac{q\sin\xi}{n(1-\cos\xi)}. \tag{2.24}$$

Pēdējais loceklis šajā izteiksmē ir q un elektrona kinētiskā momenta $\pm\sqrt{(2E_n + 2/x)}$ reizinājums. Ja elektronam iesit pie tā trajektorijas ārējā pagrieziena punkta, tad elektrona beigu enerģija ir vienāda ar $E_n + q^2/2$. Elektrona beigu enerģija ir pozitīvi (negatīvi) vislielākā, kad elektrons impulsu saņem tuvu kodolam un kad abu virzieni sakrīt (ir pretēji). Koordinātes x vērtība, pie kuras elektrons maina savu enerģiju no E_n uz $E_{n'}$, ir iepriekš atrastā izteiksme (2.15).

Lai atrastu beigu enerģijas sadalījumu un jonizācijas varbūtību, tiek izmantota sekojoša identitāte

$$\frac{1}{t_K}\int_0^{t_K} \mathrm{d}t = 1. \tag{2.25}$$

Izmantojot izteiksmes (2.21) un (2.24), iegūstam

$$\frac{2|q|^3}{\pi n^3}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}E_{n'}}{Q_{n'n}^2} = 1. \tag{2.26}$$

Tādejādi elektrona beigu enerģijas sadalījums ir

$$\frac{\mathrm{d}P_{n'n}}{\mathrm{d}E_{n'}} = \frac{2|q|^3}{\pi n^3 Q_{n'n}^2}. \tag{2.27}$$

Tā it tā pati izteiksme, ko ieguvām no kvaziklasiskā tuvinājuma, izteiksme (2.20). Šim sadalījumam ir ass pīķis, sevišķi pie maziem impulsiem q, kad $E_{n'}$ ir vienāda ar $E_n + q^2/2$. Tas nozīmē, ka elektrons mijiedarbojas ar

impulsu, kad tas ir tālu (lieli x) no kodola, kur atrodas visilgāk. Kodola tuvumā tas kustās ļoti ātri.

Izteiksmi (2.27) integrējot no 0 līdz bezgalībai, iegūstam jonizācijas varbūtību

$$W_{ion}^{cl} = \frac{1}{\pi}\left[\frac{\pi}{2} - \arctan u - \frac{u}{1+u^2}\right], \tag{2.28}$$

kur

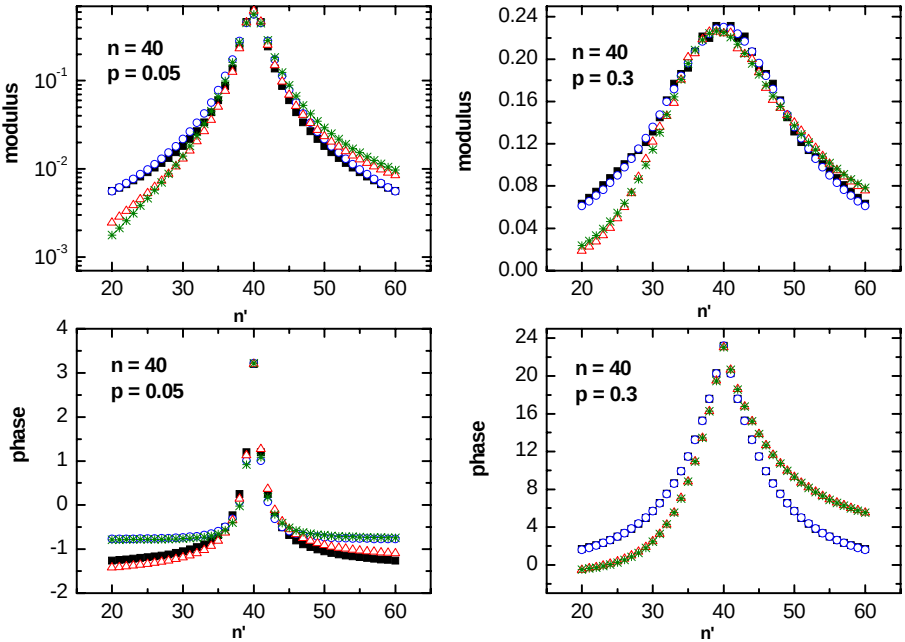
$$u = \frac{1-q^2n^2}{2|q|n}. \tag{2.29}$$

2.4. Secinājumi

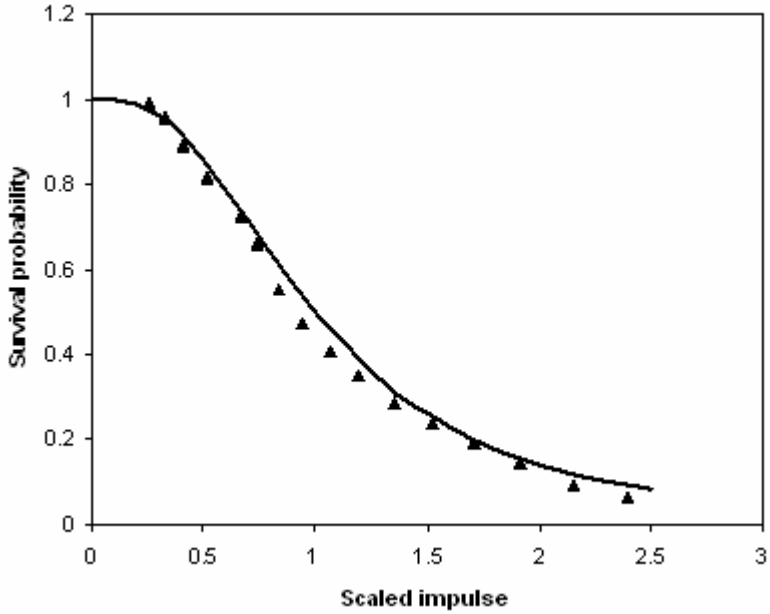
2.1.attēlā ir salīdzinātas matricas elementa $T_{n'n}$ fāzes un amplitūdas gan precīzajā kvantu aprakstā [izteiksme (2.7)], gan kvaziklasiskajā tuvinājumā [izteiksme (2.13)], gan vāja lauka tuvinājumā [izteiksme (2.18)], gan asimptotiskajā tuvinājumā [izteiksme (2.16)]. No kā var secināt, ka pie $p = 0.3$ kvaziklasiskais tuvinājums ļoti labi sakrīt ar kvantu aprēķiniem. Vāja lauka un asimptotiskais tuvinājums ir labi pārejām starp blakusesošiem stāvokļiem, bet nekorekti pārejām starp diezgan attāliem stāvokļiem. Kvaziklasiskais tuvinājums nav pielietojams ļoti maziem q. Saskaņā ar perturbācijas teoriju un izteiksmi (2.18), $T_{n'n}$ ir proporcionāls q, kad q ir mazs un $n' \neq n$, turpretī no izteiksmes (2.13) seko, ka $T_{n'n}$ ir proporcionāls $q^{3/2}$. Visiem matricas elementiem [(2.7), (2.13), (2.18), un (2.16)] ir tas pats modulis, bet fāzes pretējas pie $q > 0$ un $q < 0$.

2.2.attēlā ir parādīta 1D Ridberga atoma ($n = 350$) izdzīvošanas varbūtība $W_{surv} = 1 - W_{ion}^{cl}$ atkarībā no mijiedarbojošā impulsa stipruma $p = qn$, salīdzinot eksperimentālos rezultātus [14] ar teorētiskiem

aprēķiniem [49]. Šeit ir izmantots kvaziklasiskais un klasiskais tuvinājums, izteiksme (2.28), kas dod ļoti labu sakritību ar eksperimentālajiem datiem. Abas teorijas sakrīt tādēļ, ka fāze matricas elementā neietekmē jonizācijas varbūtību pēc pirmā HCP impulsa. Bet tā kļūst nozīmīga, kad mijiedarbība ir ar vairākiem impulsiem.



2.1.attēls. Matricas elementa $T_{n'n}$ modulis un fāze kā funkcijas no n', kad $n = 40$ un normētais impulss p ir vienāds ar 0.05 un 0.3: △ – kvantu teorija, izteiksme (2.7); * – kvaziklasiskā teorija, izteiksme (2.13); ▪ – Heizenberga atbilstības princips, izteiksme (2.18); ○ – asimptotiskais tuvinājums, izteiksme (2.16). [P3]



2.2.attēls. Izdzīvošanas varbūtība 1D Ridberga atomam sākumstāvoklī $n = 350$ atkarībā no elektronam nodotā normētā impulsa $p = qn$. Nepārtrauktā līnija – kvaziklasiskā un klasiskā teorija, izteiksme (2.28); ▲ – eksperimenta [14] dati. [49]

3. 1D Ridberga atoma mijiedarbība ar diviem pusperioda impulsiem

Pēc pusperioda impulsa iedarbības notiek apdzīvotības pārdalīšanās no sākotnējā stāvokļa uz maksimāliem Štarka stāvokļiem blakus stāvokļu kopās. Laikā nobīdītais otrs impulss tiek lietots, lai pētītu viļņu paketes kustību.

Vien-dimensionālajā modelī un impulsa tuvinājumā pārejas amplitūdu no sākumstāvokļa ar galveno kvantu skaitli n uz beigu stāvokli n'' pēc divu HCP impulsu mijiedarbības ir [P1]

$$T_{n''n}(t) = \sum_{n'} T_{n''n'}(q_2) \exp(-iE_{n'}t) T_{n'n}(q_1), \tag{3.1}$$

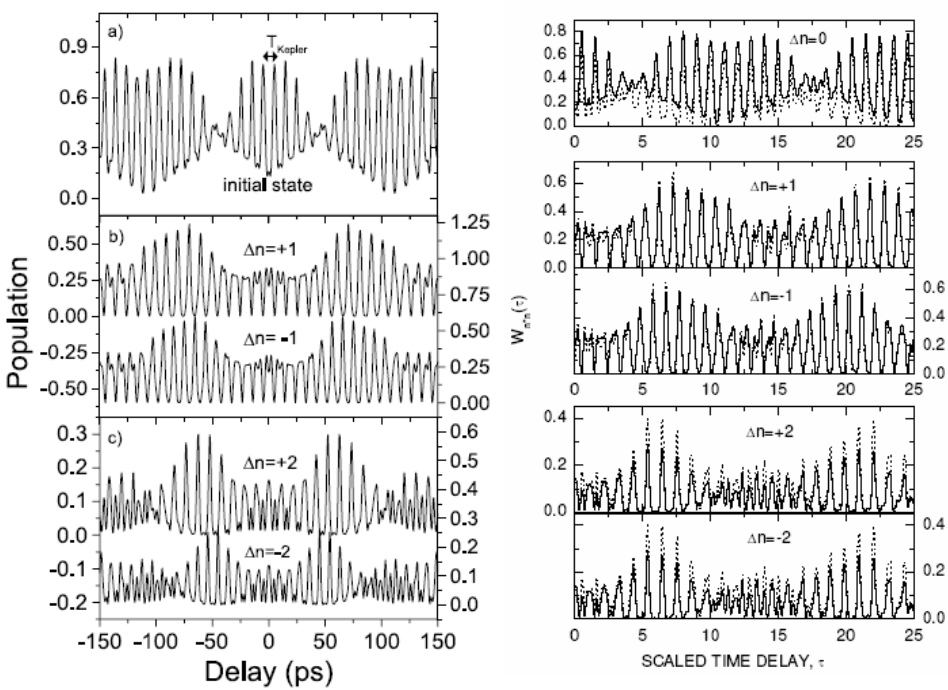
kur t ir laika intervāls starp abiem impulsiem, $T_{n'n}(q) = \langle n' | \exp(iqx) | n \rangle$ ir matricas elements un $E_{n'}$ ir starpstāvokļa enerģija.

3.nodaļas rezultāti ir publicēti [P2] un [P3].

3.1. Vāja lauka tuvinājums kvaziklasiskajā teorijā

Ar HCP impulsiem radītās viļņu paketes attīstību laikā ir pētījuši eksperimentāli *Wetzels, Gürtler, Muller un Noordam* [7]. Sākotnējā un blakus stāvokļu apdzīvotība kā laika intervāla funkcija starp diviem impulsiem svārstās ar Keplera periodu, tad svārstības pazūd un pēc noteikta laika atkal parādās. Skaitliskie no laika atkarīgā Šrēdingera vienādojuma aprēķini sakrīt ar apdzīvotības sadalījumu novērojumiem. Alternatīva analītiska metode [50], izmantojot impulsa tuvinājumu [44] un formfaktoru izteiksmi [32], dod to pašu rezultātu. **3.1. (a) attēlā** var redzēt skaitlisko no laika atkarīgā Šrēdingera vienādojuma aprēķinu pārejas varbūtībām no sākumstāvokļa uz to pašu un blakusesošiem stāvokļiem pēc divu vāju HCP impulsu mijiedarbības [7]. Mēs piedāvājam vienkāršu analītisku izteiksmi,

izmantojot kvaziklasiko teoriju, kas attēlo eksperimentālos rezultātus un skaitliskos aprēķinus.



3.1.attēls. Sākotnējā un blakus stāvokļu ($n'' = n + \Delta n$) pārejas varbūtības atkarībā no laika intervāla starp diviem HCP impulsiem, $\tau = t / t_K$ ($t_K = 9.7$ ps), kad $n = 40$ un normētie impulsi ir $s_1 = s_2 = -1.56$. Kreisās puses grafiks: rezultāti no Šrēdingera vienādojuma skaitliskās integrēšanas, ko veikuši *A.Wetzels u.c.* [7]. Ass kreisajā pusē parāda pārejas varbūtības vērtības pārejai uz augstāk esošiem stāvokļiem ($\Delta n = +1; +2$) un ass labajā pusē – pāreja uz zemāk esošiem stāvokļiem ($\Delta n = -1; -2$). Labās puses grafiks: mūsu aprēķini [P3], izmantojot kvaziklasisko teoriju, kur nepārtrauktās līnijas ir matricas elementa tuvinājums (2.18) un punktotās līnijas ir tuvinājums (2.16).

Kad impulss ir vājš, tikai daži blakusesošie līmeņi ir ierosināti un tikai daži locekļi summā (3.1) dod pietiekamu ieguldījumu, tādēļ var tik lietots tuvinājums (2.18) matricas elementam $T_{n'n}$. Tad, piemēram, pārejas varbūtību uz to pašu sākotnējo stāvokli var uzrakstīt kā

$$W_{nn}(\tau) = \left| T_{nn}^2 + 2T_{n+1n}^2 \cos(2\pi\tau) e^{3i\pi\tau/n} + 2T_{n+2n}^2 \cos(4\pi\tau) e^{12i\pi\tau/n} + \ldots \right|^2 . \tag{3.2}$$

Līdzīgas izteiksmes var tikt iegūtas pārejas varbūtībām uz stāvokļiem $\Delta n = n'' - n = \pm 1, \pm 2$. **3.1.(b) attēlā** ir parādītas stāvokļu $\Delta n = 0, \pm 1, \pm 2$ pārejas varbūtības $W_{n''n}(\tau) = \left| T_{n''n}(\tau) \right|^2$ atkarībā no laika intervāla starp diviem HCP impulsiem Keplera perioda vienībās, kad sākumstāvokļa galvenais kvantu skaitlis ir $n = 40$ un normētie impulsi ir $s_1 = s_2 = -1.56$. Mūsu iegūtās līknes labi attēlo eksperimentāli iegūtās līknes [7] un no laika atkarīgā Šrēdingera vienādojuma skaitliskos aprēķinus [7], tāpat arī *Parzyński un Sobczak* aprēķinus [50]. Šeit ir redzamas svārstības ar Keplera periodu, kuras izdziest un parādās atkal pēc atjaunošanās laika $\tau_{rev} = n/3$. $\Delta n = 0$ gadījumā otrais loceklis izteiksmē (3.2) ir atbildīgs par šīm ātrajām svārstībām un atjaunošanās parādību. Pēdējais loceklis izteiksmē (3.2) ir maza korekcija un ir cēlonis svārstībām ar pusi no Keplera perioda.

3.2. Spēcīga lauka tuvinājums kvaziklasiskajā un klasiskajā teorijā

Pārejas varbūtības izturēšanās būtiski mainās, kad HCP impulss kļūst stiprāks. Tad pārejas uz daudziem stāvokļiem ir būtiskas, un summā (3.1) ir daudz saskaitāmo. Spēcīga lauka gadījumā matricas elementu $T_{n'n}$ kvaziklasiskajā tuvinājumā var novērtēt ar stacionārās fāzes metodes palīdzību, izteiksme (2.13). Summēšanu izteiksmē (3.1) aizstājot ar

integrēšanu, un atkal izmantojot stacionārās fāzes metodi, matricas elementu $T_{n''n}(\tau)$ var pārrakstīt kā

$$T_{n''n}(\tau)=\sqrt{\frac{2|q_1|^3|q_2|^3}{\pi n^3 n''^3}}\sum_{n_k}\frac{\exp\left[iS(n_k)+i\frac{\pi}{4}\frac{V(n_k)}{|V(n_k)|}\right]}{n_k\sqrt{|V(n_k)|}}, \tag{3.3}$$

kur

$$V(n_k)=\tfrac{3}{2}\pi\tau n^3 Q^2_{nn_k}Q^2_{n''n_k}-q_1^3\left(E_n+E_{n_k}-\frac{q_1^2}{2}\right)Q^2_{n''n_k}-q_2^3\left(E_{n''}+E_{n_k}-\frac{q_2^2}{2}\right)Q^2_{nn_k} \tag{3.4}$$

un fāze ir

$$S(n')=\tfrac{t}{2n'^2}+2(n+n')\arctan\tfrac{q_1nn'}{n+n'}+2(n-n')\arctan\tfrac{q_1nn'}{n'-n}$$
$$-\tfrac{\pi}{4}\left(\tfrac{q_1}{|q_1|}+\tfrac{q_2}{|q_2|}\right)+2(n'+n'')\arctan\tfrac{q_2n'n''}{n'+n''}+2(n''-n')\arctan\tfrac{q_2n'n''}{n'-n''}+2\pi kn' \tag{3.5}$$

Klasisko pārejas varbūtību iegūst izteiksmi (3.3) vidējojot pa svārstībām

$$W^{cl}_{n''n}=\tfrac{2}{\pi}\left(\frac{|q_1||q_1|}{nn''}\right)^3\sum_{n_k}\frac{1}{n_k^2|V(n_k)|}. \tag{3.6}$$

Stacionārie punkti n_k nosaka dažādās trajektorijas pārejai no sākumstāvokļa n uz beigu stāvokli n'' un ir saknes laika vienādojumam, kuru iegūst gan klasiskajā, gan kvaziklasiskajā tuvinājumā

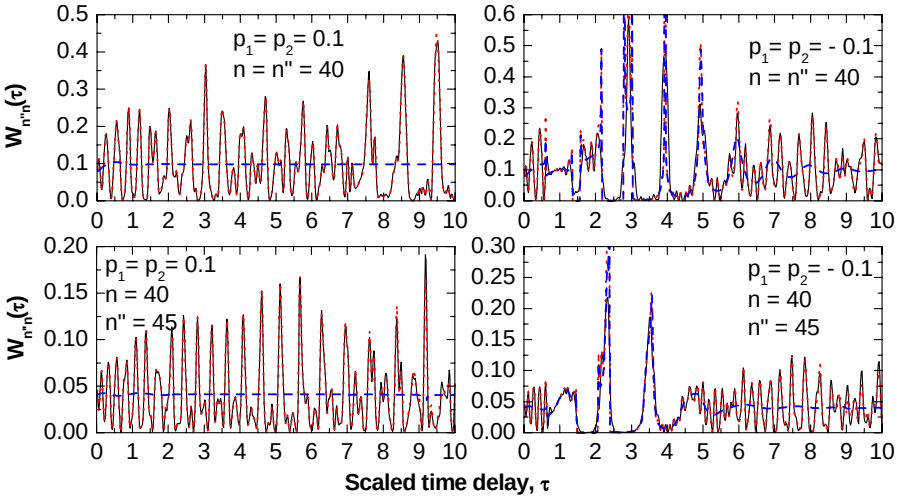
$$n'^3(\xi_2-\sin\xi_2)+2\pi kn'^3=n'^3(\xi_1-\sin\xi_1)+t, \tag{3.7}$$

kur mainīgo ξ_1 un ξ_2 vērtības mainās no π līdz $-\pi$ ārējā pagrieziena punktā un var tikt izteiktas kā

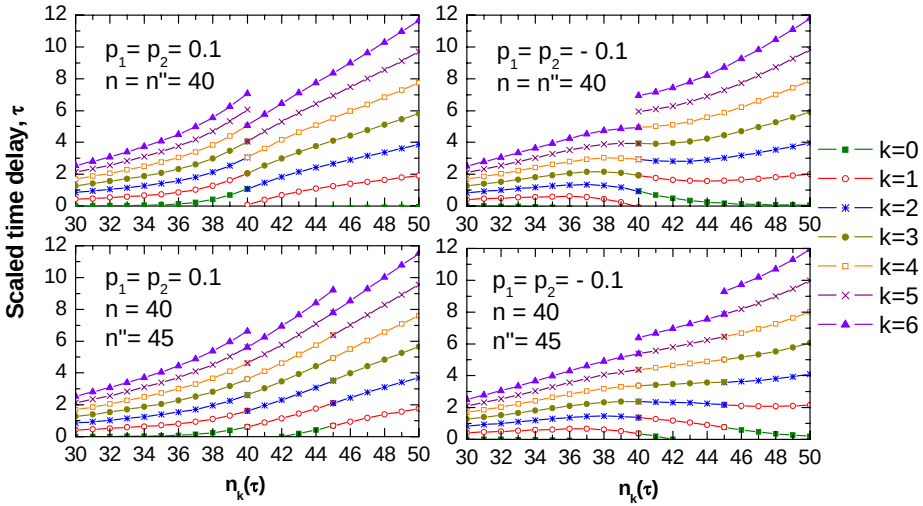
$$\tan\frac{\xi_1}{2}=\frac{q_1}{n'\left(E_{n'}-E_n+q_1^2/2\right)},$$
$$\tan\frac{\xi_2}{2}=\frac{q_2}{n'\left(E_{n''}-E_{n'}-q_2^2/2\right)}. \qquad (3.8)$$

No klasiskā mehānikas viedokļa katru vienādojuma (3.7) locekli var analizēt sekojoši: abu pušu pirmie locekļi $n'^3\left(\xi_1-\sin\xi_1\right)$ un $n'^3\left(\xi_2-\sin\xi_2\right)$ parāda elektrona kustības laika momentus atbilstoši pēc pirmā un pirms otrā sitiena. t ir laika intervāls starp abiem impulsiem un parametrs $k=0;\pm1;\pm2;...$ parāda, cik reizes elektrons ir šķērsojis ārējo pagrieziena punktu līdz otrs impulss ir uzsists. Pie dotā $\tau=t/\left(2\pi n^3\right)$ ir daudz saknes n_k, bet aprēķini parāda, ka svarīgas ir tikai tās saknes, kuras ir n un n'' apkārtnē.

3.2.attēlā ir attēlotas pārejas varbūtības $W_{n''n}=\left|T_{n''n}\left(\tau\right)\right|^2$ no sākumstāvokļa $n=40$ uz beigu stāvokli $n''=40$ un 45 atkarībā no laika intervāla starp impulsiem, kad tie abi ir vienādi $p_1=p_2$, to vērtības ir +0.1 un −0.1. Tiešā summēšana izteiksmē (3.1) un stacionārās fāzes metode (3.3) dod identiskus rezultātus. Pārejas varbūtība klasiskajā teorijā ir novidējota pa svārstībām un tā ir konstanta, kad abi impulsi p_1 un p_2 ir pozitīvi. Grafiks ir atšķirīgs, kad pirmais impulss ir negatīvs (t.i. tā virziens ir vērsts uz kodolu). To var izskaidrot no **3.3.attēla**, kur parādīta vienādojuma (3.7) sakņu n_k atkarība no laika aiztures τ. Ir tādi laika sprīži, kuros nav saknes n_k, kuras dodu ieguldījumu. Kad laika intervāls ir lielāks, tad situācija ir līdzīga gadījumam, kad pirmais impulss ir pozitīvs, un ir vairākas saknes, kuras dod ieguldījumu pārejas varbūtībā.



3.2.attēls. Pārejas varbūtības $W_{n''n} = \left|T_{n''n}(\tau)\right|^2$ no sākumstāvokļa $n = 40$ uz beigu stāvokli $n'' = 40$ un 45 atkarībā no laika intervāla $\tau = t / t_K$ Keplera perioda vienībās, kad $p_1 = p_2$ vērtības ir vienādas ar +0.1 un −0.1. Nepārtrauktā līnija: tiešā summēšana (3.1), t.i. precīzā kvaziklasiskā izteiksme; punktotā līnija: stacionārās fāzes metode, izteiksme (3.3); strīpotā līnija: klasiskā teorija, izteiksme (3.6). [P3]

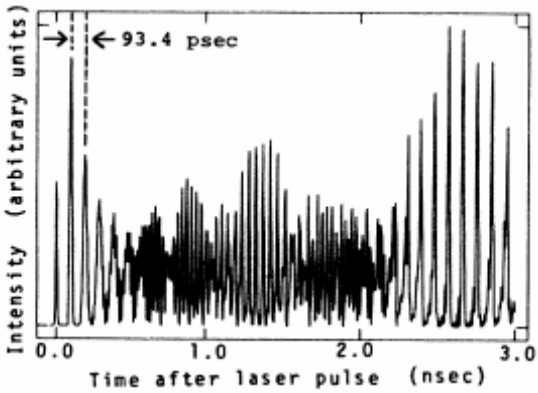


3.3.attēls. Vienādojuma (3.7) saknes jeb stacionārie punkti n_k dažādām k vērtībām kā laika intervāla $\tau = t / t_K$ funkcija (Keplera perioda vienībās), kad $n = 40$, $n'' = 40$ un 45, un $p_1 = p_2$, vienādi ar $+0.1$ un -0.1. [P3]

4. Atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādība

Modernās eksperimentālās tehnikas attīstība, it sevišķi Ridberga viļņu paketes lāzera inducētā ierosināšana, izmantojot divu impulsu (no angļu val. *„pump-probe”*) tehniku, atļauj izveidot viļņu paketes un sekot laikā tām līdzi.

Lokalizēta kvantu viļņu pakete var tikt radīta dažādās fizikālās sistēmās un tā ir pašreizējo pētījumu objekts atomu, molekulu, ķīmiskā un kondensētas matērijas fizikā. Viena no visvairāk pētītām viļņu paketes pielietošanām atomfizikā gan teorētiski, gan eksperimentāli ir Ridberga atomu izmantošana [51]. Ierosinot ar īsu lāzera impulsu, tiek radīta Ridberga viļņu pakete, t.i. īpašstāvokļu superpozīcija, ar Gausa tipa sadalījumu. Šāda viļņu pakete kustās lokalizēti pa trajektoriju, kuru nosaka klasiskā mehānika. Atoma potenciāla anharmoniskās dabas dēļ viļņu pakete sāk izplūst un pēc kāda laika pazūd un atkal atjaunojas [52]. *Parker un Stroud* [53] bija pirmie, kuri pierādīja šo izturēšanos skaitliskos Ridberga atomu aprēķinos, kamēr *Yeazell un Stroud* [54] drīz apstiprināja viņu paredzējumu eksperimentāli. Pirmie, kuri dziļi analizēja šīs parādības, bija *Averbukh un Perelman* [52]. **4.1.attēlā** ir parādīts Ridberga atoma, kas ierosināts ar īsu lāzera impulsu, spontānās emisijas intensitātes eksperimentālais rezultāts. No sākuma viļņu pakete uzvedās gandrīz klasiski, svārstoties ar klasisko (Keplera) periodu t_K, un tad tā izplešas. Pēc kāda laika, kuru sauc par atjaunošanās laiku ($t_{rev} >> t_K$), viļņu pakete atkal lokalizējas un parādās svārstības ar Keplera periodu. Bet dažos eksperimentos [55, 56] novēroja papildus struktūru, svārstības ar mazāku periodicitāti, kura vienāda ar daļu no atjaunojošā laika. Tās interpretēja [57] kā oriģinālās paketes „mini-pakešu” vai „klonu” skaita izveidošanos laikā un nosauca par daļveida atjaunošanos.



4.1.attēls. Ridberga atoma, kurš ir ierosināts ar īsu lāzera impulsu, spontānās emisijas intensitāte [53].

Šīs interesantās parādības ir analizētas mūsu rakstos [P4] un [P5]. Tagad apskatīsim dziļāk galvenos punktus.

4.1. Vispārīgās īpašības

No laika atkarīgo viļņu paketi, kuru veido vien-dimensionālas enerģijas īpašstāvokļu $\Psi_n(x)$ superpozīcija, var uzrakstīt kā [51]

$$\Psi(x,t)=\sum_{n'} C_{n'}\Psi_{n'}(x)\exp(-iE_{n'}t), \tag{4.1}$$

kur $E_{n'}$ ir atbilstošās īpašvērtības. $C_{n'}$ ir superpozīcijas sadalījuma koeficenti, kuru nosaka sākotnējā viļņu funkcija, t.i. $C_{n'}=\langle\Psi_{n'}(x)|\Psi(x,0)\rangle$. Situācijā, kad lokalizēta viļņu pakete ir izveidota ar īsu lāzera impulsu, var pieņemt, ka galvenais ieguldījums rindā (4.1) ir ap kādu galveno vērtību n. Tādejādi Ridberga enerģiju var izvirzīt Teilora rindā

$$\begin{aligned} E_{n'} &= E_n + E_n'(n'-n) + \tfrac{1}{2}E_n''(n'-n)^2 + \tfrac{1}{6}E_n'''(n'-n)^3 + \ldots = \\ &-\frac{1}{2(n+m)^2} = E_n + \frac{m}{n^3} - \frac{3m^2}{2n^4} + \frac{2m^3}{n^5} + \ldots \end{aligned}, \tag{4.2}$$

kur $m=n'-n$ un ar primiem apzīmē attiecīgas kārtas E_n atvasinājumus.

Atvasinājuma locekļi izvirzījumā (4.2) definē dažādas laika skalas, kuras ir atkarīgas no n:

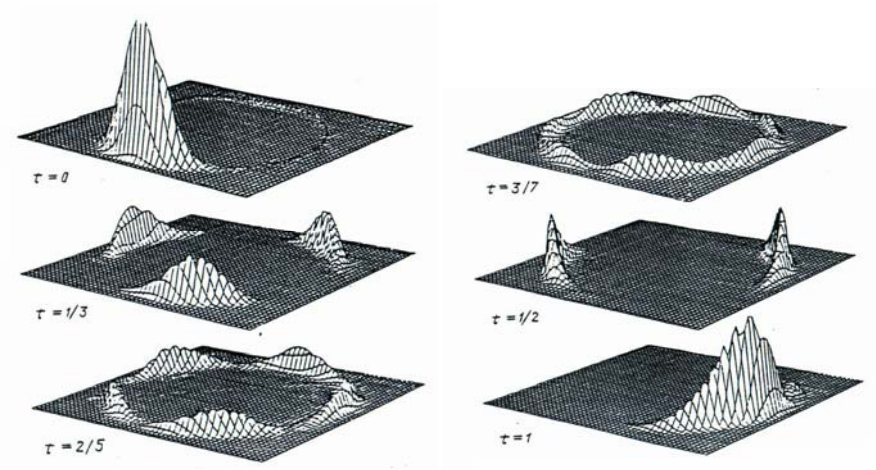
$$t_K=\frac{2\pi}{|E_n'|}=2\pi n^3,\quad t_{rev}=\frac{2\pi}{\frac{1}{2}|E_n''|}=\frac{2n}{3}t_K,\quad t_{sr}=\frac{2\pi}{\frac{1}{6}|E_n'''|}=\frac{n^2}{2}t_K. \tag{4.3}$$

Pirmais laika intervāls t_K tiek saukts par klasisko (Keplera) periodu. Otrs t_{rev} - ir pilnais atjaunošanās laiks (no angļu val. *"revival time"*). Trešais t_{sr} - ir super-atjaunošanās laiks (no angļu val. *"superrevival time"*) un $t_K << t_{rev} << t_{sr}$.

Izteiksme (4.1) var tikt pārrakstīta

$$\Psi(x,t)=\sum_{n'} C_{n'}\Psi_{n'}(x)\exp\left\{-2\pi i\left[\frac{mt}{t_K}+\frac{m^2t}{t_{rev}}+\frac{m^3t}{t_{sr}}+\ldots\right]\right\}. \tag{4.4}$$

No šīs izteiksmes var redzēt, ka pie maziem t, pirmais fāzes loceklis ir dominējošs, tādēļ viļņu pakete kustēsies tuvināti ar periodu t_K. Pieaugot laikam t, nozīmīgu lomu sāk spēlēt arī otrs fāzes loceklis, kas izraisa viļņu paketes izplešanos un kolapsu. Kad t ir t_{rev} vesels daudzkārtnis, fāzes otrs loceklis ir vienāds ar $2\pi i$ un notiek pilnīga viļņu paketes atjaunošanās, kur tās kustību nosaka pirmais fāzes loceklis. Kad laiks ir racionāls daļskaitlis no t_{rev} parādās papildus viļņu sērijas, ko sauc par daļveida atjaunošanos.



4.2.attēls. Viļņu paketes dinamika x-y plaknē elektronam, kurš kustas pa cirkulāru Keplera orbītu. Laiks t ir parādīts $t_{rev}/2$ vienībās [52].

Tās kustība ir ar periodu vienādu ar racionālo daļskaitli no t_K. Līdzīgi paketes kustību iespaido super-atjaunošanās laiks t_{sr}. Mūsu publikācijās mēs definējam atjaunošanās laiku kā $\tau_{rev} = t_{rev}/2$, jo šajā laikā viļņu pakete ir pilnīgi atjaunojusies, tikai fāze ir izmainījusies par π un šajā intervālā parādās visas daļveida atjaunošanās īpašības. Kā piemērs

4.2.attēlā ir parādīta cirkulāras Ridberga viļņu paketes kustība, kur var redzēt atjaunošanās parādību pie $t_{rev}/2$ un vairākas daļveida atjaunošanās (puse, trešdaļa utt.) [58, 52].

4.2. Autokorelācijas funkcija

Lai pētītu viļņu paketi, ir ļoti ērti izmantot tā saucamo autokorelācijas funkciju, kuru definē sekojoši [51, 59]

$$A(t) = \langle \Psi(x,0) | \Psi(x,t) \rangle = \sum_{n'} |C_{n'}|^2 \exp(-iE_{n'}t). \qquad (4.5)$$

Autokorelācijas funkcija ir kustošās paketes projekcija uz sākumstāvokli. Autokorelācijas funkcijas uzvedību pie lieliem laikiem ir intensīvi pētīta rakstā [60]. Autokorelācijas funkcijas moduļa kvadrāts raksturo viļņu paketes pārklāšanos laika momentā $t = 0$ un vēlākā laika momentā t. Tas ļoti labi ilustrē dažādus atjaunošanās struktūras veidus. $|A(t)|^2$ mainās starp 0 un 1. Kad viļņu pakete precīzi sakrīt ar sākotnējo viļņu paketi, tad $|A(t)|^2 = 1$. Kad viļņu pakete ir ļoti atšķirīga no sākotnējās paketes, tad $|A(t)|^2 \simeq 0$. Vēl vairāk, $|A(t)|^2$ periodicitāte atklāj viļņu funkcijas periodisko izturēšanos.

4.2.1. Autokorelācijas funkcija ar Gausa sadalījumu

Kad atoms tiek ierosināts ar īsu lāzera impulsu, tad ierosinātie kvantu stāvokļi n' pakļaujas Gausa sadalījumam ap kvantu stāvokli n. Tad sadalījuma varbūtības $|C_{n'}|^2$ ir [61]

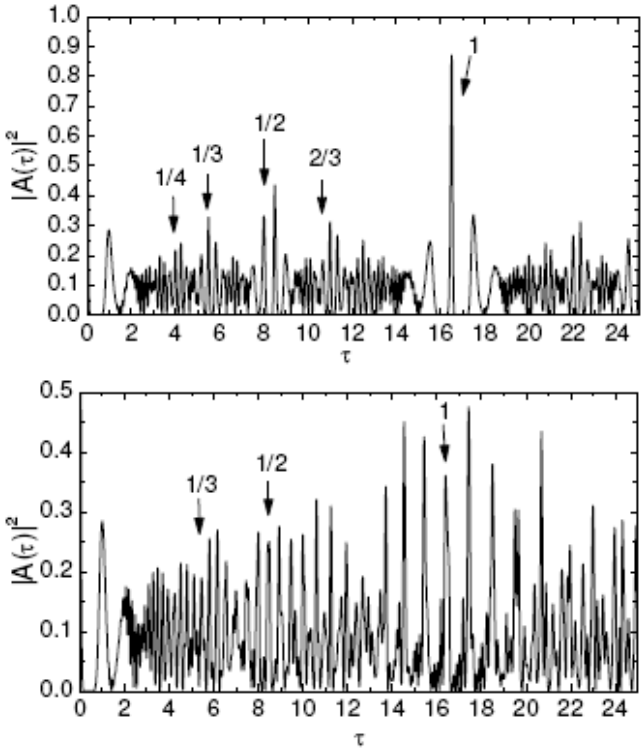
$$|C_{n'}|^2 = \tfrac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\tfrac{m^2}{2\sigma^2}\right), \qquad (4.6)$$

kur standarta novirze ir $\sigma \ll n$ un $m = n - n'$.

Izmantojot izteiksmes (4.6) un (4.2), autokorelācijas funkciju var uzrakstīt kā

$$A(t) = \frac{e^{-iE_n t}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_m \exp\left\{-\frac{m^2}{2\sigma^2} + 2\pi i\tau\left(m - \frac{3m^2}{2n} + \frac{2m^3}{n^2}\right)\right\}, \qquad (4.7)$$

kur laiks $\tau = t / t_K = t / \left(2\pi n^3\right)$ ir definēts Keplera vienībās.



4.3.attēls. Gausa tipa viļņu paketes autokorelācijas funkcija $\left|A(t)\right|^2$ atkarībā no normētā laika $\tau = t / t_K$, kad sākumstāvoklis ir $n = 50$ un standarta novirze ir $\sigma = 3$. Izvirzījuma (4.2) kubiskais loceklis ir ņemts vērā apakšējā grafikā, bet nav ņemts vērā augšējā grafikā. Dažas daļveida atjaunošanās vietas ir identificētas ar vertikālām bultiņām. [P5]

Autokorelācijas funkcijas moduļa kvadrāts $\left|A(t)\right|^2$ ir aprēķināts, izmantojot izteiksmi (4.7) bez kubiskā locekļa un ar to, un attēlots **4.3.attēlā**, kad parametri ir $n = 50$, $\sigma = 3$. Ir novērojamas un identificējamas atjaunošanās un dažas daļveida atjaunošanās struktūras. Šo divu grafiku salīdzināšana parāda, ka kubisko locekli ir jāņem vērā šajā laika intervālā, izņemot dažus pirmos Keplera periodus.

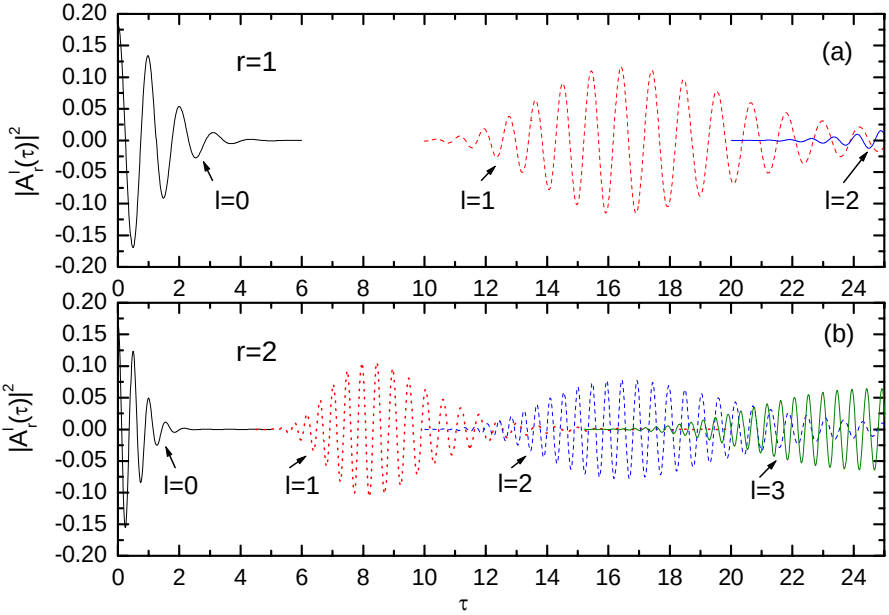
Mūsu rakstā [P5] mēs piedāvājam ideju, kā atrast autokorelācijas funkciju $\left|A(t)\right|^2$, aizvietojot divkāršo summu ar divām parastām summām, kuras seko no daļveida atjaunošanās parādības pie laika $\tau = \tau_{rev} l / r$ (l un r ir pozitīvi veseli skaitļi). $\left|A(t)\right|^2$ beigu izteiksme ir

$$\left|A(t)\right|^2 = \frac{1}{2\sigma\sqrt{\pi}} + \sum_{r=1}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(L)\exp\left[-r^2/\left(4\sigma^2\right) - d^2\left(\delta\tau\right)^2\right]}{\sigma\sqrt{\pi}\left(1+b^2\right)^{1/4}}, \tag{4.8}$$

kur

$$\begin{gathered} L = 2\pi\tau\left(r + \tfrac{2r^3}{n^2}\right) - bd^2\left(\delta\tau\right)^2 - \pi r l - \tfrac{br^2}{4\sigma^2} + \tfrac{1}{2}\arctan\left(b\right), \\ \delta\tau = \tau - \tfrac{nl}{3r}, \quad b = \tfrac{12\pi r\sigma^2\tau}{n^2}, \quad d = \tfrac{3\pi r\sigma}{n\sqrt{1+b^2}}. \end{gathered} \tag{4.9}$$

4.4.attēlā ir parādīti daži izteiksmes (4.8) dubultsummas locekļi atkarībā no normētā laika $\tau = t / t_K$. Katrs loceklis dod ieguldījumu $\left|A(t)\right|^2$ tikai laika intervālā ap $\delta\tau = 0$. Tādēļ var neņemt vērā ieguldījumu no locekļiem ar negatīvu *l*. Tā kā parametrs b ir proporcionāls τ, tad katra locekļa apliecējas maksimums samazinās (proporcionāli $1/\sqrt{\tau}$) palielinoties τ, bet tās platums ir vienāds ar $4\sigma\tau / n$ un paplašinās, palielinoties τ. Platums arī ir nedaudz asimetrisks. Desmit r summas un divdesmit l summas locekļi precīzi izseko visām svārstībām, kuras parādītas **4.3.attēla** labās puses grafikā.



4.4.attēls. Dubultsummas (4.8) atsevišķi locekļi $\left|A_r^l\left(t\right)\right|^2$ atkarībā no normētā laika $\tau = t / t_K$, kad $n = 50$ un $\sigma = 3$. [P5]

No tā par atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādības īpašībām mēs varam secināt:

(1) viļņu pakete pēc atjaunošanās kļūst platāka un tās intensitāte samazinās, salīdzinot ar sākotnējo viļņu paketi;

(2) oscilācijas periods ir nedaudz mazāks (lielāks) daļveida atjaunošanās struktūras maksimuma kreisajā (labajā) pusē;

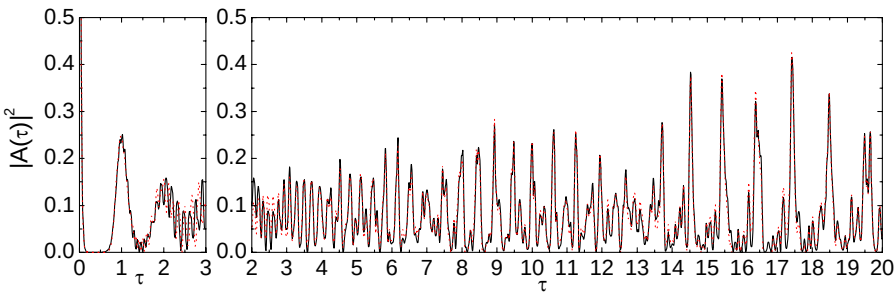
(3) daļveida atjaunošanās struktūras pārklāšanās palielinās, palielinoties laikam.

4.2.2. Autokorelācijas funkcija ar Lorenca sadalījumu

Kad vien-dimensionālā Ridberga viļņu pakete ir izveidota ar īsu pusperioda impulsu, kura normētā impulsa stiprums ir $s = qn^2$ (q - īsā HCP impulsa nodotais moments), tad sadalījuma varbūtība $\left|C_{n'}\right|^2$ pakļaujas Lorenca sadalījumam (2.16)

$$\left|C_{n'}\right|^2 = \frac{2|s|^3}{\pi\left(m^2+s^2\right)^2}. \tag{4.10}$$

Līdzīgi kā Gausa sadalījuma gadījumā, var atrast autokorelācijas funkciju $\left|A(t)\right|^2$ ar Lorenca sadalījumu. Tomēr integrālis pa m nav tik vienkāršs. Pie lieliem laikiem var aprēķināt $\left|A(t)\right|^2$, lietojot stacionārās fāzes metodi. Attīstības sākumstadijā, izvirzījuma (4.2) kubisko locekli varam neņemt vērā un, lai novērtētu integrāli pa *m,* izmantot rezidiju metodi. Šie rezultāti ir doti raksta [P5] pielikumā. Skaitliskie rezultāti ir līdzīgi Gausa sadalījuma gadījumam ar skaidri izteiktām atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādībām. Tas ir parādīts **4.5.attēlā**.



4.5.attēls. Lorenca tipa viļņu paketes autokorelācijas funkcija $\left|A(t)\right|^2$ atkarībā no normētā laika $\tau = t/t_K$, kad $n = 50$ un $s = 5$. [P5]

4.3. Jonizācijas varbūtība pēc mijiedarbības ar diviem pusperioda impulsiem

Šajā nodaļā sīkāk aplūkosim daļveida atjaunošanās parādības īpašības jonizācijas varbūtībai, apstarojot vien-dimensionālu Ridberga atomu ar diviem, laikā nobīdītiem HCP impulsiem. Kā jau es paskaidroju iepriekšējās nodaļās, īsa HCP impulsa ietekmi var raksturot ar Ridberga elektronam nodoto impulsu q. Pārejas varbūtības uz dažādiem stāvokļiem n' ir atkarīgas no normētā impulsa $p = qn$. Stiprs impulss $p\left(p \geq 1\right)$ nodrošina ievērojamu jonizācijas varbūtību [63]. Kad ir mazas impulsa p vērtības, tad viļņu paketes izveidošanās ir atkarīga no parametra $s = pn = qn^2$. Ja s ir mazs vai ap vienu, tikai daži blakusstāvokļi ir ierosināti un var novērot tipisku atjaunošanās struktūru. Ja s ir lielāks, tad notiek pārejas uz daudziem stāvokļiem un sadalījuma varbūtības $\left|C_{n'}\right|^2$ pakļaujas Lorenca sadalījumam, un novērotā struktūra ir komplicētāka [P3].

Lai pētītu viļņu paketes attīstību laikā, parasti tiek lietots otrs, laikā nobīdīts HCP impulss un mērīta jonizācijas varbūtība. Elektrona beigu enerģijas sadalījums pēc divu impulsu iedarbības var tikt uzrakstīts no izteiksmes (3.1) kā [P4]

$$\frac{\mathrm{d}P_n^E}{\mathrm{d}E} = n''\left|T_{n''n}\right|. \tag{4.11}$$

Ekstrapolējot n'' uz nepārtrauktām stāvokļa enerģijām E, vienādojums (4.11) definē elektrona enerģijas sadalījumu pozitīvām E vērtībām. Jonizācijas varbūtību W_{ion} iegūst, integrējot vienādojuma (4.11) abas puses pa visām pozitīvām E vērtībām. Izmantojot kvaziklasisko tuvinājumu matricas elementam $T_{n'n}$ (izteiksme (2.13)), elektrona beigu stāvokļa enerģijas sadalījumu var pārrakstīt [P4]

$$\frac{\mathrm{d}P_n^E}{\mathrm{d}E} = \frac{4\left(|q_1||q_2|\right)^3}{\pi^2 n^3}\left|\sum_{n'}\frac{\exp\left[i\left(S_n^{n'}+S_{n'}^E-E_{n'}t\right)\right]}{n'^3 Q_{n'}^E\left(q_2\right)Q_n^{n'}\left(q_1\right)}\right|^2, \tag{4.12}$$

kur

$$Q_n^{n'}\left(q_1\right) = \left(E_{n'}-E_n\right)^2 - q_1^2\left(E_{n'}+E_n\right) + \frac{q_1^4}{4}, \tag{4.13}$$

un $Q_{n'}^E\left(q_2\right)$ ir definēts līdzīgi. Matricas elementa $T_{n'n}$ fāze pārejām uz diskrētiem stāvokļiem ir

$$S_n^{n'} = 2\left(n+n'\right)\arctan\frac{q_1 nn'}{n+n'} + 2\left(n'-n\right)\arctan\frac{q_1 nn'}{n-n'}, \tag{4.14}$$

bet pārejām no diskrētiem stāvokļiem n' uz nepārtrauktiem stāvokļiem ar enerģiju E ir nedaudz atšķirīga

$$S_{n'}^E = 2n'\arctan\frac{q_2/n'}{E-E_{n'}-q_2^2/2} + \frac{1}{\sqrt{2E}}\ln\frac{1+n'^2\left(\sqrt{2E}-q_2\right)^2}{1+n'^2\left(\sqrt{2E}+q_2\right)^2}. \tag{4.15}$$

Integrējot (4.12) pa visām pozitīvām E vērtībām, iegūstam jonizācijas varbūtību W_{ion}. Tā kā $|m| \ll n$, mēs varam aizvietot izteiksmes (4.12) saucējā $n'^{3/2}$ ar $n^{3/2}$ un $Q_{n'}^E$ ar Q_n^E, un izmantojot iepriekšējā nodaļā apskatīto ideju par divkāršās summas pārveidošanu, integrālis ir [P5]

$$W_{ion} = \frac{\delta_2}{\pi} + \frac{4|s_1|^3}{\pi^2}\sum_{r=1}^{\infty}\frac{\sin\left(r\delta_2\right)}{r}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\cos\Omega(m)}{\left(m^2+s_1^2\right)\left[\left(m+r\right)^2+s_1^2\right]}, \tag{4.16}$$

kur

$$\Omega\left(m\right) = S\left(m\right) - 2m\arctan\frac{s_1}{m} + 2\left(m+r\right)\arctan\frac{s_1}{m+r} - 2rl_2\delta_2, \tag{4.17}$$

$$\delta_2 = \arctan\frac{2|p_2|}{1-p_2^2} - \frac{2|p_2|\left(1-p_2^2\right)}{\left(1+p_2^2\right)^2}, \tag{4.18}$$

$$S\left(m\right) = 2\pi\tau r\left(1-\frac{3m}{n}-\frac{3r}{2n}+\frac{6m^2}{n^2}+\frac{6rm}{n^2}+\frac{2r^2}{n^2}\right), \tag{4.19}$$

$$l_2 = \frac{q_2}{|q_2|}. \tag{4.20}$$

4.6. , 4.7. un **4.8.attēlā** ir parādītas jonizācijas varbūtības no stāvokļiem ar dažādiem (liela, maza un vidēja) galvenajiem kvantu skaitļiem ($n = 350$, $n = 10$ un $n = 100$). Izvēloties vāju pirmo impulsu $p_1 = \pm 0.1$, elektrona enerģijas sadalījums ir lokalizēts ap sākumstāvokli. Stiprs otrs impulss $p_2 = \pm 0.9$ nodrošina ievērojamu jonizāciju.

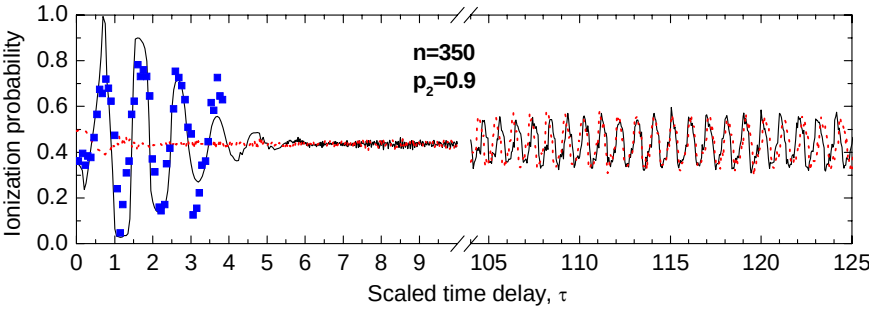
Vispirms analizēsim **4.6.attēlu**, kad galvenais kvantu skaitlis ir $n = 350$ un normētais impulss $|s_1| = 35$ ir ļoti liels. Kad pirmais impulss ir negatīvs, $p_1 = -0.1$, tad jonizācijas varbūtība pakļaujas stiprām svārstībām ar Keplera periodu. Šīs oscilācijas tiek interpretētas kā fokusēšanās parādības rezultāts [P3, 64], sīkāk analizēts iepriekšējā nodaļā. Mēs redzam labu sakritību starp aprēķināto jonizācijas varbūtību un *Arb´o u.c.* eksperimentālajiem datiem [64]. Oscilācijas pēc dažiem periodiem pazūd un jonizācijas varbūtībai ir konstanta vērtība. Tomēr pēc ļoti ilga laika $\tau_{rev} = n/3 \approx 116$ oscilācijas ar Keplera periodu parādās atkal. Interesanti ir tas, ka pozitīviem p_1, jonizācijas varbūtība ir konstante pirmos 80–90 Keplera periodus un tikai tad sāk oscilēt.

Kad galvenais kvantu skaitlis ir $n = 10$ un normētais impulss $|s_1| = 1$ ir mazs (**4.7.attēls**), tikai daži stāvokļi ir apdzīvoti, un ir tipiska kvantu mehānikas atjaunošanās parādība. Abos gadījumos, gan kad pirmais impulss ir pozitīvs, gan negatīvs, jonizācijas varbūtība sāk svārstīties vienlaicīgi, tikai tās ir nobīdītas par pusi no Keplera perioda.

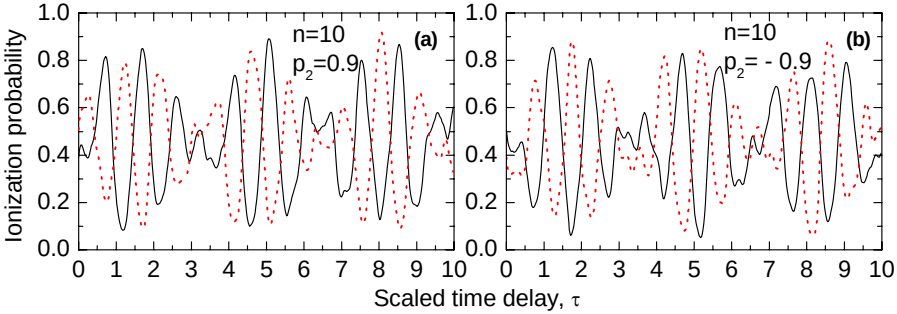
Kad normētais impulss ir liels, $|s_1| = 10$ (**4.8.attēls**), tad daudzi stāvokļi ir ierosināti, un arī parādās daļveida atjaunošanās parādības struktūra. Šī W_{ion} struktūra ir līdzīga $|A(t)|^2$ struktūrai, izteiksme (4.8), tikai jonizācijas varbūtība ir arī atkarīga no matricas elementa fāzes. Izteiksmē (4.16) ir konstants loceklis δ_2 / π, kas ir vienāds ar jonizācijas

varbūtību, kura novidējota pa svārstībām. Katrs r summas loceklis rada svārstības ar Keplera frekvenci, reizinātu ar r. Līdzīgi kā izteiksmē (4.8), izteiksmē (4.16) var izšķirt jonizācijas varbūtības daļveida atjaunošanās struktūru.

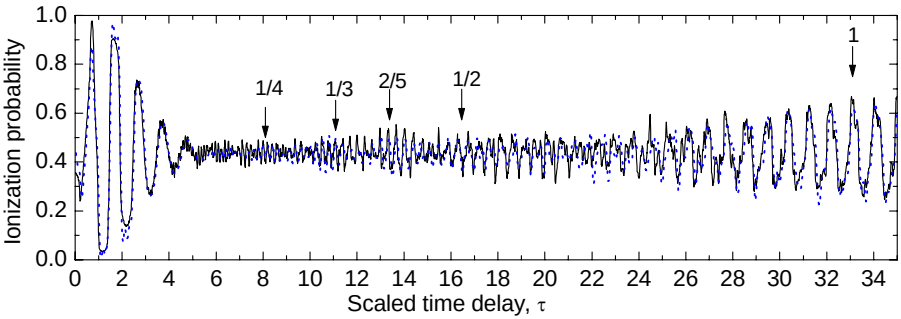
Klasiskās teorijas rezultāti [P3, 64], kuri šeit nav parādīti, labi atkārto pirmās oscilācijas, kad p_1 ir negatīvs. Vēlāk klasiskās jonizācijas varbūtība nav atkarīga no laika intervāla starp impulsiem un ir konstanta, protams, jo klasiskā teorija neapraksta kvantu mehānisko atjaunošanās parādību.



4.6.attēls. Jonizācijas varbūtība no sākumstāvokļa $n = 350$ atkarībā no laika intervāla $\tau = t / t_K$ (Keplera perioda vienībās) starp abiem impulsiem, kad $p_2 = 0.9$ un $p_1 = 0.1$ (· · · · · ·), vai $p_1 = -0.1$ (——). Pildītie kvadrāti, ■ – eksperimenta [64] dati, kad $p_2 = 0.9$ un $p_1 = -0.1$. [P4]



4.7.attēls. Jonizācijas varbūtība no sākumstāvokļa $n = 10$ atkarībā no laika intervāla $\tau = t / t_K$ (Keplera perioda vienībās) starp abiem impulsiem, kad $p_1 = 0.1$ (· · · · · ·) vai $p_1 = -0.1$ (——), un (a) $p_2 = 0.9$; (b) $p_2 = -0.9$. [P4]



4.8.attēls. Jonizācijas varbūtība no sākumstāvokļa $n = 100$ atkarībā no laika intervāla $\tau = t / t_K$ (Keplera perioda vienībās) starp abiem impulsiem, kad normēto impulsu vērtības ir $p_1 = -0.1$ un $p_2 = 0.9$. Daļveida atjaunošanās vietas ir atzīmētas ar vertikālām bultiņām. Punktotā zilā līnija ir izteiksme (4.19). [P5]

5. Rezultāti un secinājumi

1. Atrasti un salīdzināti matricas elementi (formfaktori) vien-dimensionālam Ridberga atomam gan precīzā kvantu aprakstā, gan kvaziklasiskajā tuvinājumā. Iegūta ļoti laba sakritība, kas apliecina to, ka, lai aprēķinātu Ridberga atoma mijiedarbību ar HCP impulsiem, veiksmīgi var izmantot kvaziklasisko tuvinājumu. Ir piedāvāti divi tuvinājumi dažādiem gadījumiem.
2. Atrastas jonizācijas varbūtības izteiksmes, Ridberga atomam mijiedarbojoties ar vienu HCP impulsu, izmantojot klasisko teoriju. Iegūtās izteiksmes gan kvaziklasiskā, gan klasiskā tuvinājumā ļoti labi apraksta citu veiktos eksperimentālos rezultātus, kā arī Monte Carlo klasisko trajektoriju aprēķinus. Abas teorijas sakrīt tādēļ, ka matricas elementa fāze neietekmē jonizācijas varbūtību pēc viena HCP impulsa. Bet tā kļūst svarīga, kad tiek lietoti vairāki HCP impulsi.
3. Pētīta Ridberga atoma mijiedarbība ar diviem laikā nobīdītiem HCP impulsiem kvaziklasiskajā tuvinājumā:
   - Iegūtas analītiskas izteiksmes vāja lauka gadījumā (kad tiek ierosināti tikai daži blakusesošie līmeņi), kuras ļoti labi apraksta eksperimentu un precīzos kvantu skaitliskos aprēķinus. Novērotas un izskaidrotas svārstības ar Keplera periodu un atjaunošanās parādība.
   - Kā arī iegūtas pārejas varbūtības un jonizācijas varbūtības izteiksmes stiprākos elektriskos laukos (kad tiek ierosināti daudzi līmeņi). Pārejas varbūtības izturēšanās atkarībā no laika intervāla starp abiem impulsiem ir būtiski atkarīga no pirmā impulsa virziena. Ja tas ir vērsts uz kodolu, tad vispirms parādās izteiktas pirmās svārstības ar Keplera periodu, kuras strauji samazinās un tad pēc noteikta laika atjaunojas ar mazāku svārstību amplitūdu un modificētu Keplera periodu. Pirmās svārstības neparādās, ja pirmais impulss ir pretējs.

4. Sīkāk pētīta atjaunošanās un daļveida atjaunošanās parādība. Atrastas izteiksmes autokorelācijas funkcijām gan ar Gausa, gan Lorenca sadalījumu, kurās skaidri parādās daļveida atjaunošanās. Līdzīgi arī jonizācijas varbūtības izteiksmē redzama atjaunošanās parādība. Var secināt, ka:
   - viļņu pakete pēc atjaunošanās kļūst platāka un tās intensitāte samazinās, salīdzinot ar sākotnējo viļņu paketi;
   - oscilācijas periods ir nedaudz mazāks (lielāks) daļveida atjaunošanās struktūras maksimuma kreisajā (labajā) pusē;
   - daļveida atjaunošanās struktūras pārklāšanās palielinās, palielinoties laikam.
5. Pirms šiem pētījumiem mūsu laboratorijā bija iestrādes pētījumiem par 3D Ridberga atoma mijiedarbību ar pusperioda impulsu [65]. Bet neizdevās aprakstīt mijiedarbību ar vairākiem pusperioda impulsiem. Pētot vien-dimensionālu gadījumu, tika attīstītas dažādas metodes un idejas, kā to var izdarīt. Nākotnē ir doma šīs idejas pārcelt uz vispārīgāku trīs-dimensionālu gadījumu.

Promocijas darba publikāciju saraksts

(tekstā atsauces ir kā P1, P2,...)

1. I.Bersons, A.Kulsh, and R.Veilande *"Atomic wave packets created by short electric pulses"*, in Super-Intense Laser-Atom Physics, edited by B.Piraux and K.Rzążewski, 387, (Kluwer Academic Publishers, 2001).
2. I.Bersons and R.Veilande *"One-dimensional twice kicked hydrogen atom",* Appl.Phys.B **78** (2004) 807.
3. I.Bersons and R.Veilande *"Analytical investigation of one-dimensional Rydberg atoms interacting with half-cycle pulses",* Phys.Rev.A **69** (2004) 043408.
4. R.Veilande and I.Bersons *"Revival of ionisation probability for a twice kicked 1D Rydberg atom"*, J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys. **38** (2005) S203.
5. R.Veilande and I.Bersons *"Wave packet fractional revivals in one-dimensional Rydberg atom"*, J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys. **40** (2007) 2111.

Starptautisko konferenču tēžu saraksts

1. Stokholma, Zviedrija, 2003.gada 23. – 29. jūlijs, 23th ICPEAC (International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions), *"Terahertz Rydberg wave packet"* un *"Analytical investigation of Rydberg atom excitation by two half cycle pulses"*, I.Bersons and R.Veilande, We070, Mo046.
2. Biaritza, Francija, 2003.gada 12. – 16. oktobris, 10th XFSW (Applications of High Field and Short Wavelength Sources), "*One-dimensional twice kicked hydrogen atom"*, I.Bersons and R.Veilande, TuD12.
3. Drēzdene, Vācija, 2004.gada 19. aprīlis – 14. maijs, International Workshop and Seminar on Rydberg Physics, *"Analitical investigation of the twice kicked Rydberg atom"*, I.Bersons un R.Veilande.
4. Renes, Francija, 2004.gada 5. – 10. jūlijs, 8th ECAMP (European Conference on Atomic and Molecular Physics), *"Ionization probability for twice kicked Rydberg atom"*, R.Veilande and I.Bersons, 4-105.
5. Rosario, Argentīna, 2005.gada 20. – 26. jūlijs, 24th ICPEAC, *"Study of revival phenomenon for twice kicked 1D Rydberg atom"*, R.Veilande and I.Bersons, Th028.
6. Szegeda, Ungārija, 2006.gada 1. – 5. oktobris, IAMPI 2006 (International Conference on the Interaction of Atoms, Molecules and Plasmas with Intense Ultrashort Laser Pulses), *"Revival structure of ionization probability for Rydberg atoms"*, R.Veilande and I.Bersons, P16.
7. Freiburga, Vācija, 2007.gada 24. – 31. jūlijs, 25th ICPEAC, *"Analytical study of autocorrelation function"* R.Veilande and I.Bersons, Mo41.

Literatūras saraksts

1. G.A. Mourou, T. Tajima, and S.V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006)
2. M.Protopapas, C.H.Keitel, and P.L.Knight, Rep. Prog. Phys. **60**, 389 (1997)
3. Anne L'Huillier, Europhysics news **33**/6, 205 (2002)
4. A. Rudenko, K.Zrost, B. Feuerstein, V.L.B. de Jesus, C.D. Schröter, R. Moshammer, and J. Ullrich, Phys. Rev. Lett. **93**, 253001 (2004)
5. J. Mauritsson, Doctor thesis *"Temporal Aspects of High-Intensity Laser-Matter Interactions"*, Lund University, 2003
6. R.R. Jones, D. You, and P.H. Bucksbaum, Phys. Rev. Lett. **70**, 1236 (1993)
7. A. Wetzels, A. Gürtler, H.G. Muller, and L.D. Noordam, Eur. Phys. J.D **14**, 157 (2001)
8. J. J. Murray-Krezan, PhD Thesis *„Probing Stark Atoms"*, University of Virginia, 2007
9. F.B. Dunning, C.O. Reinhold, and J. Burgdörfer, Phys. Scripta **68**, C44 (2003)
10. E. Persson, K. Schiessl, A. Scrinzi, and J. Burgdörfer, abstract P28 from *International Conference on the Interaction of Atoms, Molecules and Plasmas with Intense Ultrashort Laser Pulses*, p.118 (2006); Phys. Rev. A **74**, 013818 (2006)
11. I. Percival and D. Richards, Adv. Atom Mol. Phys. **11**, 1 (1975)
12. H. Haken and H.C. Wolf *"The physics of atoms and quanta. Introduction to experiments and theory"*, Springer, 2005
13. C. L. Stokely, J. C. Lancaster, F. B. Dunning, D. G. Arbó, C. O. Reinhold, and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **67**, 013403 (2003)
14. W. Zhao, J.C. Lancaster, F.B. Dunning, C.O. Reinhold, and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **69**, 041401(R) (2004)

15. T.F. Gallagher “Rydberg Atoms”, Cambridge University Press, 2005
16. G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J,M. Raimond, and S. Haroche, Nature **400**, 239 (1999)
17. J.A. Bayfield and P.M. Koch, Phys. Rev. Lett. **33**, 258 (1974)
18. S.Bergeson and T.Killian, Physics World **16**, No2, 37 (2003)
19. P. Gould and E. Eyler, Physics World march (2001); M.P. Robinson, B. Laburthe Tolra, M.W. Noel, T.F. Gallagher, and P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **85**, 4466 (2000)
20. N. Vanhaecke, D. Comparat, D.A. Tate, and P. Pillet, Phys. Rev. A **71**, 013416 (2005)
21. D. Comparat, M. Viteau, A. Chotia, T. Vogt, and P. Pillet, abstract Tu143 from *25th International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions* (2007)
22. T. Vogt, M. Viteau, J. Zhao, A. Chotia, Daniel Comparat, and P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **97,** 083003 (2006)
23. S.N. Pisharody and R.R. Jones, Phys. Rev. Lett. **91**, 203002 (2003)
24. R.L. Fork, B.I. Greene, and C.V. Shank, Appl. Phys. Lett. **38** ,671 (1981)
25. J. Squier, F. Salin, G. Mourou, and D. Harter, Opt. Lett. **16**, 324 (1991)
26. G. Alber, H. Ritsch, and P. Zoller, Phys. Rev. A **34**, 1058 (1986)
27. M.T. Frey, F.B. Dunning, C.O. Reinhold, and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **53**, R2929 (1996)
28. C.O. Reinhold, M. Melles, and J. Burgdörfer, Phys. Rev. Lett. **70**, 4026 (1993)
29. C.D. Schwieters and J.B. Delos, Phys. Rev. A **51**, 1023 (1995); Phys. Rev. A **51**, 1030 (1995)
30. C.O. Reinhold and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **51**, R3410 (1995)
31. A. Bugacov, B. Piraux, M. Pont, and R. Shakeshaft, Phys. Rev. A **51**, 1490 (1995)

32. I. Bersons and A. Kulsh, Phys. Rev. A **55**, 1674 (1997)
33. I. Bersons and A. Kulsh, Phys. Rev. A **59**, 1399 (1999)
34. I. Bersons and A. Kulsh, Phys. Rev. A **60**, 3144 (1999)
35. C.O. Reinhold, W. Zhao, J.C. Lancaster, F.B. Dunning, E. Persson, D.G. Arbo, S. Yoshida, and J. Burgdorfer, Phys. Rev. A **70**, 033402 (2004)
36. K. Sacha and J. Zakrzewski, Phys. Rev. A **59**, 1707 (1999)
37. C.O. Reinhold, S. Yoshida, J. Burgdörfer, B.E. Tannian, C.L. Stokely, and F.B. Dunning, J. Phys. B **34**, L551 (2001)
38. S. Yoshida, C.O. Reinhold, E. Persson, J. Burgdörfer and F.B. Dunning, J. Phys. B **38**, S209 (2005)
39. W. Zhao, J.J. Mestayer, J.C. Lancaster, F.B. Dunning, S. Yoshida, C.O. Reinhold, J. Burgdörfer, theses Mo051 from *25th International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions* (2007); Phys. Rev. Lett. **99**, 183003 (2007)
40. S. Yoshida, F. Großmann, E. Persson, and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **69**, 043410 (2004)
41. J. Ahn, D.N. Hutchinson, C. Rangan, and P.H. Bucksbaum, Phys. Rev. Lett. **86**, 1179 (2001)
42. J. Ahn, C. Rangan, D.N. Hutchinson, and P.H. Bucksbaum, Phys. Rev. A **66**, 022312 (2002)
43. Handbook of Mathematical Functions, edited by M. Abromowitzand I. A. Stegun (Dover, New York, 1972)
44. P. Krstić and Y. Hahn, Phys. Rev. A **50**, 4629 (1994)
45. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, "*Quantum Mechanics"* (Pergamon, Oxford, 1977)
46. H. A. Bethe and E. E. Salpeter, "*Quantum Mechanics of One and Two- Electron Atoms"*, 2nd ed. (Plenum, New York, 1977)

47. M. R. Flannery, in „*Rydberg States of Atoms and Molecules”*, edited by R. F. Stebbings and F. B. Dunning (Cambridge University Press, New York, 1983), p. 393
48. Л.Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, „*Механика”* (Москва, 1958)
49. S. Ozolina, N. Zorina, I. Bersons, Latv. J. Phys. Tech. Sci. **2**, 57 (2005)
50. R. Parzyński and M. Sobczak, Phys. Rev. A **65**, 045401 (2002)
51. R. Bluhm, V.A. Koslelecky, J.A. Porter, Am. J. Phys. 64, 944 (1996)
52. I.Sh. Averbukh and N.F. Perelman, Sov. Phys. Usp. 34, 572 (1991)
53. J. Parker and C. R. Stroud, Jr., Phys. Rev. Lett. **56**, 716 (1986)
54. J.A. Yeazell and C. R. Stroud, Jr., Phys. Rev. Lett. **60**, 1494 (1988)
55. J.A. Yeazell and C.R. Stroud Jr, Phys. Rev. A **43**, 5153 (1991)
56. D.R. Meacher, P.E. Meyler, I.G. Hughes and P. Ewart, J. Phys. B **24**, L63 (1991)
57. I.Sh.Averbukh and N.F. Perelman, Phys. Lett. A **139**, 449 (1989)
58. Z.D. Gaeta and C.R. Stroud, Jr., Phys. Rev. A **42**, 6308 (1990)
59. R.W. Robinett, Phys.Rep. **392**, 1 (2004)
60. C.Leichtle, I.Sh.Averbukh, and W.P.Schleich, Phys.Rev.A **54**, 5299 (1996)
61. G. Albert and P. Zoller, Phys. Rep. **199**, 231 (1991)
62. G. Albert, H. Ritsch and P. Zoller, Phys. Rev. A **34**, 1058 (1986)
63. R. Parzyński, T. Kopyciuk and M. Sobczak, Phys. Lett. A **352**, 505 (2006)
64. D. G. Arbó, C. O. Reinhold, J. Burgdörfer, A. K. Pattanayak, C. L. Stokely, W. Zhao, J. C. Lancaster, and F. B. Dunning, Phys. Rev. A **67**, 063401 (2003)
65. I. Bersons, A. Kulsh, and R. Veilande, Phys. Lett. A **277**, 223 (2000)

Galvenie apzīmējumi

n; n'; n'' - galvenie kvantu skaitļi

$m = n' - n$ - galvenā kvantu skaitļa n pieaugums

$\Delta n = n'' - n$ - beigu stāvokļa n'' un sākumstāvokļa n starpība

$\hat{H}$ - Hamiltona operators

E_n; $E_{n'}$ - Hamiltona operatora īpašvērtības, elektrona enerģija stāvoklim n; n'

x - elektrona koordināte

Q - elektrona impulss

t - laiks

t_K - Keplera orbītas periods

$\tau = t/(2\pi n^3)$ - laiks Keplera orbītas perioda vienībās

t_{rev}; $\tau_{rev} = t_{rev}/2 = n/3$ - atjaunošanās laiks

$|n\rangle$; $\Psi_n(x)$ - Hamiltona operatora īpašfunkcija

$\Psi(x,t)$ - pilnā elektrona viļņu funkcija; viļņu pakete

$F(a,b;z)$; $F(a,b,c;z)$ - hiperģeometriskās funkcijas

$F_{HCP}(t)$ - HCP impulsa elektriskā lauka intensitāte

q; $p = q\,n$; $s = q\,n^2$ - elektronam nodotais impulss (attiecīgi indeksi pie tiem nozīmē 1. vai 2. nodotais impulss)

$k_n(x)$; $k_{n'}(x)$ - elektrona kinētiskais impulss attiecīgi stāvoklim n un n'

$S_n(x)$; $S_{n'}(x)$ - kvaziklasiskā akcija attiecīgi stāvoklim n un n'

$T_{n'n}$ - pārejas matricas elements no stāvokļa n uz n'; formfaktors

$W_{n'n} = |T_{n'n}|^2$ - pārejas varbūtība no stāvokļa n uz n'

$W_{n''n}^{cl}$ - klasiskā pārejas varbūtība

W_{ion}^{cl} - klasiskā jonizācijas varbūtība pēc viena HCP impulsa iedarbības

W_{ion} - jonizācijas varbūtība pēc divu HCP impulsu iedarbības

$C_{n'}$ - sadalījuma koeficenti

$A(t)$ - autokorelācijas funkcija

σ - standarta novirze

E - elektrona nepārtraukto stāvokļu enerģija

Pateicība

Vēlos izteikt ļoti lielu pateicību manam zinātniskā darba vadītājam profesoram, Dr.hab.phys. Imantam Bērsonam par neaizstājamo atbalstu un iedvesmu, konstruktīvām, interesantām diskusijām un kritiku rezultātu apspriešanā, kā arī par milzīgo palīdzību visos darba etapos. Tāpat arī liels paldies laboratorijas vadītājai, profesorei, Dr.hab.phys. Ernai Gailītei par atbalstu un vērtīgiem padomiem. Lielu pateicību izsaku visiem Atomfizikas un spektroskopijas institūta kolēģiem par konsultācijām, morālo atbalstu un sapratni, kas ļāva strādāt ļoti labvēlīgā, draudzīgā un radošā gaisotnē.

Esmu pateicīga visiem saviem skolotājiem un pedagogiem, kurus esmu savā dzīvē satikusi.

Sirsnīgs paldies manai ģimenei par neizsmeļamo pacietību, rūpēm, saprotošo attieksmi un sirsnīgo atbalstu.

Šis darbs ir izstrādāts ar Latvijas Zinātnes Padomes (granta Nr. 01.0061), Eiropas sociālā fonda (projekts "Doktorantu un jauno zinātnieku pētniecības darba atbalsts Latvijas Universitātē"), K.Morberga stipendiju (2001./2002 un 2003.-2006.g.) un Taivānas-Baltijas projekta (1-23/172) finansiālo atbalstu.