

A 01.04.20
A Խ-75

Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Խոջոյան Մարտին Ավետիքի

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹԱՆՁՐՈՒԿԻ ՄՈԴՈՒԼԱՅՄԱՆ
ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԽՆԴԻՐՆԵՐ

Ա.04.20-<< Լիցքավորված մասնիկների փնջերի ֆիզիկա և արագացուցչային տեխնիկա>> մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՄԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ-2007

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.И. Алиханяна

Ходжоян Мартин Аветикович

ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ МОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.20
“Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника”

ЕРЕВАН-2007

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝	Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր Է.Դ. Գազազյան (ԵրՖԻ)
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝	Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր Է.Մ. Լազիև (ԵրՖԻ) Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու Լ.Ա. Գևորգյան (ԵրՖԻ)
Առաջատար կազմակերպություն՝	Երևանի պետական համալսարան

Պաշտպանությունը կայանալու է 2007թ. հուլիսի 10-ին ժամը 16.00-ին Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում գործող ԲՈՂ-ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում (375036, Երևան, Ալիխանյան նրբայրների փող.2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի գրադարանում:

Մեղմագիրն առաքված է 2007թ. հունիսի 8-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտ. քարտուղար

Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր

Է.Դ. Գազազյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте имени А.И. Алиханяна

Научный руководитель:	доктор физико-математических наук Газазян Э.Д. (ЕрФИ)
Официальные оппоненты:	доктор физико-математических наук Лазиев Э.М. (ЕрФИ) кандидат физико-математических наук Геворкян Л.А. (ЕрФИ)
Ведущая организация:	Ереванский государственный университет

Защита диссертации состоится 10 июля 2007 года в 16.00 часов на заседании специализированного совета ВАК 024, действующего при Ереванском физическом институте им. А.И. Алиханяна (375036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Автореферат разослан 8 июня 2007г.

Ученый секретарь

Спец. совета, д.ф.м.н.



Э.Д. Газазян

2605-2007

Թեմայի արդիականությունը

Գերկարճ ռեյատիվիստիկ էլեկտրոնային թանձրուկների ստացումը արագացուցչային ֆիզիկայի և տեխնիկայի արդի խնդիրներից է: Գիտական տեսանկյունից այն կարևորվում է ռադիոֆիզիկայի, քիմիայի, կենսաֆիզիկայի և այլ գիտական ոլորտներում: Այսպիսի թանձրուկների ստացումը կարևորվում է նոր ճառագայթման աղբյուրների ստեղծման խնդիրների (Ազատ էլեկտրոնային լազերներ՝ ԱԷԼ, սինքրոտրոն ճառագայթման աղբյուրներ, գծային քոլայերներ և այլն) և արագացման նոր եղանակների մշակման մեջ: Նշված հզոր ճառագայթման աղբյուրների ստեղծման խնդրում կարևորվում է տերահերցային [300Գհց ÷ 10Տհց] և պետահերցային հաճախությունների տիրույթում կարճ ռեյատիվիստիկ թանձրուկների ստացումը: Նման կարճ թանձրուկների ստացման համար առաջարկված բազմաթիվ եղանակներից հատկանշական են այն հետազոտությունները, որոնք նվիրված են էլեկտրոնային թանձրուկի մասնատման (slicing) էֆեկտին: Աշխատանքը նվիրված է այդ էֆեկտի տեսական նկարագրմանը, այլև հնարավոր մաթեմատիկական երկրամեծությունների (սիմուլացիա) նկարագրմանը, որոնք կհիմնավորեն թանձրուկի մասնատման (slicing) նման եղանակի իրատեսական բնույթը:

Ատենախոսության նպատակն է՝

- Յուրյ տալ, որ գերկարճ (ալիքի երկարությունից ավելի կարճ) էլեկտրոնային թանձրուկի փոխազդեցությունը էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ հանգեցնում է նրա ծավալմանը, մինչդեռ ալիքի երկարությունից ավելի երկար թանձրուկի դեպքում գերակայում է լիցքի վերաբաշխման էֆեկտը թանձրուկում:
- Մշակել էլեկտրոնային թանձրուկում լիցքի բաշխվածության վերաբաշխման (մոդուլացման) էֆեկտիվ եղանակ, զարգացնելով էլեկտրոնային թանձրուկի հետ գծային բևեռացված հարթ մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցության տեսությունը: Յուրյ տալ, որ դաշտի բարձր լարվածության և էլեկտրամագնիսական ալիքի ընտրված հաճախության դեպքում կարելի է հասնել թանձրուկում լիցքի բաշխվածության էֆեկտիվ մոդուլացման, մոտենալով սկզբնական թանձրուկի «մասնատման» (slicing) էֆեկտին՝

ավելի կարճ ենթաթանձրուկների ձևով

- Հետագոտնի մոդուլացված թանձրուկի էլեկտրադինամիկական հատկությունները ցույց տալ, որ էֆեկտիվ մոդուլացված (մոդուլացման մեծ խորություն ունեցող) թանձրուկը կարելի է դիտարկել՝ որպես զգալիորեն ավելի մեծ լարվածությամբ կոհերենտ ճառագայթող ենթաթանձրուկներ:

Գիտական նորություն

- Հիմնավորվել և ցույց է տրվել, որ գծային բևեռացված հարթ մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ փոխազդեցության արդյունքում կարելի է ստանալ գծային էլեկտրոնային թանձրուկի ծավալված պատկերը [1]: Ապացուցվել է, որ այս ծավալված պատկերի հիման վրա կարելի է դատել թանձրուկում լիցքի նախնական բաշխվածության մասին և ցույց է տրվել, որ ծավալման խնդիրը առավել էֆեկտիվ է ալիքի ներկարության նկատմամբ կարճ թանձրուկների համար, իսկ ավելի նրկար թանձրուկի դեպքում առաջնային է դառնում թանձրուկում լիցքի բաշխվածությամբ մոդուլացման խնդիրը:
- զարգացվել է հարթ մոնոքրոմատիկ գծային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում էլեկտրոնային թանձրուկի լիցքի վերաբաշխման /մոդուլացման/ տեսությունը: Հետագոտնի են այս մոդուլացման առանձնահատկությունները գերբարձր հաճախությունների և դաշտի մեծ լարվածությունների տիրույթում [2]:
- հիմնավորվել է մոդուլացման մեծ խորության դեպքում սկզբնական թանձրուկը՝ որպես ալիքի ներկարության կարգի ենթաթանձրուկներ դիտարկելու հնարավորությունը:
- գնահատվել է մոդուլացված թանձրուկի ճառագայթման առանձնահատկությունները տորոիդային ռեզոնատորում [3] և գլանային ալիքատարում, որը լցված է դիսպերսող կամ առանց դիսպերսիայի միջավայրով:

Աշխատանքի գործնական արժեքը

Ներկայացվող աշխատանքում առաջարկված է էլեկտրոնային թանձրուկի մասնատման (slicing) էֆեկտիվ եղանակ, որը (որոշակի պայմանների բավարարման դեպքում) կարող է հեռանկարային լինել ժամանակակից մեծ

լուսատվություն ունեցող արագացուցիչների, քոլայդերների, կուտակիչ օդակների ինչպես նաև ազատ էլեկտրոնային լազերների ստեղծման ասպարեզում:

Պաշտպանության են ներկայացվում հետևյալ հիմնական դրույթները

- Էլեկտրոնային թանձրուկի փոխազդեցությունը գծային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ կարող է հանգեցնել նաև թանձրուկի ծավալմանը և ապահովել շատ կարճ թանձրուկների հետագոտումը: Ալիքի ներկարությունից ավելի մեծ չափսեր ունեցող թանձրուկների համար ավելի էական է դառնում լիցքի վերաբաշխման էֆեկտը թանձրուկում:
- Բարձր լարվածություն ունեցող հարթ, մոնոքրոմատիկ գծային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ էլեկտրոնային թանձրուկի փոխազդեցությունը հանգեցնում է լիցքի խտության վերաբաշխման (մոդուլացման):
- Թանձրուկում լիցքի բաշխվածության մոդուլացման էֆեկտը էականորեն պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ թանձրուկի նրկայնքով տեղաբաշխված էլեկտրոնների վրա ազդում են դաշտի տարբեր լարվածություններ, ինչը հանգեցնում է այն բանին, որ տարբեր կետերում տեղադրված էլեկտրոնները սկսում են շարժվել տարբեր արագություններով, որի հետևանքով կարող է տեղի ունենալ լիցքի խտության մեծացում կամ նոսրացում:
- Դաշտի լարվածության և ալիքի հաճախության համապատասխան ընտրության դեպքում կարելի է ապահովել մոդուլացման էֆեկտիվության էական մեծացում, ինչը արտացոլվում է մոդուլացման խորության մեծացման մեջ:
- Բավականաչափ մեծ խորության մոդուլացումը հավակնում է դիտարկել մոդուլացված թանձրուկը՝ որպես մի քանի, մոդուլացնող ալիքի ներկարության կարգի ենթաթանձրուկների հաջորդականություն, որոնցում, լիցքի խտությունը դառնում է շատ ավելի մեծ քան նախնական թանձրուկում լիցքի խտությունն էր:
- Էականապես աճում է լիցքի մոդուլացված բաշխվածություն ունեցող թանձրուկի փոխազդեցության էֆեկտիվությունը էլեկտրադինամիկական համակարգերի հետ, ինչը արտահայտվում է, մասնավորապես՝ վերը նշած ենթաթանձրուկների կոհերենտ ճառագայթված դաշտերի լարվածությունների էական աճի ձևով:

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները քննարկվել են Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի սեմինարներում, Երևանի պետական համալսարանի շաղիտֆիզիկայի ֆակուլտետի սեմինարներում և EPAC06 միջազգային կոնֆերանսում:

Տպագրությունները

Ատենախոսական աշխատանքի թեմայով տպագրված է 3 գիտական աշխատանք, որոնց ցուցակը ներկայացված է սեղմագրի վերջում:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է առաջաբանից, երեք գլուխներից, եզրակացություններից օգտագործված գրականության ցանկից և հավելվածից: Ատենախոսության ծավալը 103 էջ է, որը ներառում է 37 նկարներ և գրականության 57 հղումներ:

Աշխատանքի բովանդակությունը

Առաջաբանում հիմնավորվում է հետազոտությունների արդիականությունը, աշխատանքի նպատակը և գործնական նշանակությունը, ընդգծվում են նորությունները, շարադրվում են պաշտպանությանը ներկայացվող թեզերը:

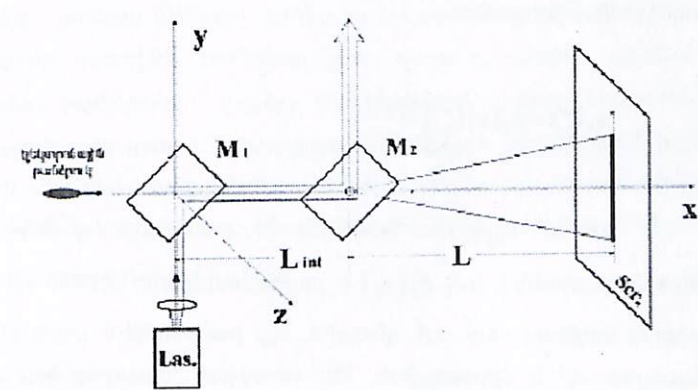
Առաջին գլուխը շարադրված է նախկինում կատարված հետազոտությունների արդյունքների վրա [1]: Այն նվիրված է հարթ մոնոքրոմատիկ գծային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ էլեկտրոնային թանձրուկի փոխազդեցության տեսությանը: Գլխի առաջին պարագրաֆը ներածական բնույթի է, որում արտածվում են էլեկտրոնի շարժման հավասարումները, ելնելով էլեկտրոն-էլեկտրամագնիսական դաշտ համակարգի համիլտոնիանից և համապատասխան կանոնական հավասարումներից, գրված այն դեպքի համար, երբ էլեկտրոնը շարժվում է ալիքի տարածման x ուղղությամբ: Այնուհետև շարադրվում է ստացված համակարգի լուծման նդանակը, որում ամանցումը ըստ ժամանակի փոխարինվում է ամանցմամբ ըստ $\eta = \omega t - kx$ սկալյար ինվարիանտի, որում ω -ն ալիքի հաճախությունն է,

$$k = \frac{\omega}{c} - p_x = inv \quad (1)$$

շարժման ինտեգրալի ստացումը և նշվում է, որ այն համապատասխանում է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման ուղղությամբ էլեկտրոնի “քվազիիմպուլսի” և Դիրակի հավասարման համիլտոնիանի օպերատորների կոմուտատիվությանը և այս օպերատորների սեփական արժեքների դասական համաբանությունն է: Այստեղ բերվում է x -երի առանցքի դրական ուղղությամբ տարածվող,

$$E_y = E_{y0} \cos(\omega t - kx + \varphi_{y0}), \quad B_z = E_{y0} \cos(\omega t - kx + \varphi_{y0})$$

բաղադրիչներով գծային բևեռացված հարթ մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական դաշտում x -երի առանցքով շարժվող էլեկտրոնի համար գրված շարժման հավասարումների լուծումները և ցույց է տրվում, որ թանձրուկի առանձին էլեկտրոնի համար գրված լուծումները, երբ վերջինս գտնվում է միջինում հանգստի վիճակում համընկնում են դասական արդյունքների հետ: Այնուհետև քննարկված է այսպիսի դաշտում գերկարճ էլեկտրոնային թանձրուկի ծավալման խնդիրը: Ցույց է տրված, որ CO_2 լազերի օգնությամբ հնարավոր է ստանալ ֆեմտավայրկյանային թանձրուկի մի քանի սանտիմետրանոց ծավալում էկրանի վրա: Առաջարկվող սարքի ընդհանուր սխեման պատկերված է նկ.1-ում:



Նկ.1: Թանձրուկի ծավալման համակարգը:

Տրված են պայմաններ նկարագրվող սարքի պարամետրերի համար (էներգիա, թանձրուկի երկարություն, լազերի դաշտի ամպլիտուդ և հաճախություն), որոնց դեպքում ծավալման ժամանակ տեղի է ունենում միանշանակ կապ թանձրուկում էլեկտրոնի երկայնական կոորդինատի և էկրանի վրա ստացվող կոորդինատի միջև: Բերված է անալիտիկ արտահայտություն թանձրուկի երկարության և էկրանին ստացվող պատկերի ձևափոխության գործակցի համար, որը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$L_{scr} = \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \frac{eE_0 L_b}{m_0 c^2 \beta} \left| \sin \frac{\eta_1}{2} \cdot \sin \left(\frac{\eta_1}{2} + \varphi_s \right) \right| \quad (2)$$

որտեղ՝ E_0 -ն էլեկտրամագնիսական դաշտի լարվածությունն է, φ_s -ը թանձրուկի փոխազդեցության համակարգ մուտք գործելու պահին էլեկտրամագնիսական դաշտի փուլն է, իսկ $\eta_1 = \omega t_f - kL_{int}$ -ն երկու հայելիների միջև տարածա-ժամանակային ինտերվալն է:

Գրված է արտահայտություն, որը կապ է հաստատում սկզբնական (նախքան ծավալումը) թանձրուկի և ծավալվածի երկայնական բաշխվածությունների միջև, որն էլ հնարավորություն է տալիս վերականգնել թանձրուկում լիցքի բաշխվածության նախնական տեսքը՝ արդեն ծավալված թանձրուկի օգնությամբ՝

$$q_0(\xi) = q_2(y_2(\xi)) \left| \frac{dy_2(\xi)}{d\xi} \right| \quad (3)$$

որտեղ $q_0(\xi)$ -ն նախնական թանձրուկում լիցքի երկայնական բաշխվածությունն է, իսկ $q_2(y_2)$ -ը՝ բաշխվածությունը էկրանի վրա: Կատարված է թվային մոդելավորում այն դեպքում, երբ թանձրուկում լիցքի բաշխվածությունը գաուսյան է և կատարված են ստացված արդյունքների գնահատում և համապատասխան եզրակացություններ: Ցույց է տրված, որ համեմատաբար մեծ երկարության թանձրուկների դեպքում ծավալման էֆեկտը դառնում է ոչ էական և սկսում է կարևորվել թանձրուկում լիցքի վերաբաշխման էֆեկտը:

Երկրորդ գլխում, որը շարադրված է [2]-ում ստացված արդյունքների հիման վրա դիտարկված է էլեկտրոնային թանձրուկի մոդուլացման խնդիրը՝

հարթ, գծային բևեռացված մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական դաշտում, որն ունի մեծ լարվածություն: Առաջարկվող համակարգի սխեման նույնն է, ինչ որ նախորդ գլխում բերվածը: Օգտվելով այն փաստից, որ այդպիսի էլեկտրամագնիսական դաշտում գոյություն ունի (1) շարժման ինտեգրալը, ստացվել է արտահայտություն փոխազդեցության տիրույթում մասնիկների գտնվելու ժամանակի համար, որից հետևում է, որ կախված նրանից, թե մասնիկների փոխազդեցության տիրույթ մտնելիս էլեկտրամագնիսական դաշտը ինչպիսի փուլ ունի, նրանք այդ տիրույթը կանցնեն տարբեր

$$t_f(\varphi_0) = T_0 - T_1 \sin^2 \varphi_0, \quad (4)$$

ժամանակում, որտեղ՝

$$T_0 \equiv \frac{L_{int}}{c} \left\{ 1 + \frac{1}{2\gamma_0^2} \left(1 - \frac{\chi^2}{2} \right) \right\}, \quad T_1 \equiv \frac{L_{int}}{c} \frac{\chi^2}{2\gamma_0^2} \quad (5)$$

իսկ $\chi^2 \equiv \frac{e^2 E_0^2}{m_0^2 c^2 \omega^2}$: Այդ պատճառով կարող է տեղի ունենալ էլեկտրոնների

սկզբնական դիրքերի փոփոխություն, այսինքն նրանք կարող են հեռանալ իրարից կամ հակառակը՝ մոտենալ միմյանց: Նշենք, որ (4) արտահայտության աջ մասի երկրորդ անդամը առաջինի համեմատ շատ փոքր է, չնայած դրանով է պայմանավորված թանձրուկում լիցքերի վերաբաշխման էֆեկտը: Ստացված է արտահայտություն, որը կապ է հաստատում նախնական թանձրուկում (մինչև լազերի դաշտի հետ փոխազդելը) էլեկտրոնների երկայնական կոորդինատների (u) և էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ փոխազդեցությունից հետո թանձրուկում էլեկտրոնների կոորդինատների (v) միջև՝

$$v = u + \beta_0 c T_1 \sin^2 \frac{ku}{\beta_0}, \quad (6)$$

որի օգնությամբ ստացվել է թանձրուկում լիցքի երկայնական բաշխվածությունների (ենթադրում ենք, որ թանձրուկը գծային է, այսինքն նրա երկայնական չափսերը շատ մեծ են լայնական չափսերի համեմատ, որը

արհամարհում ենք) կապը սկզբում և լազերի դաշտի հետ փոխազդեցությունից հետո՝

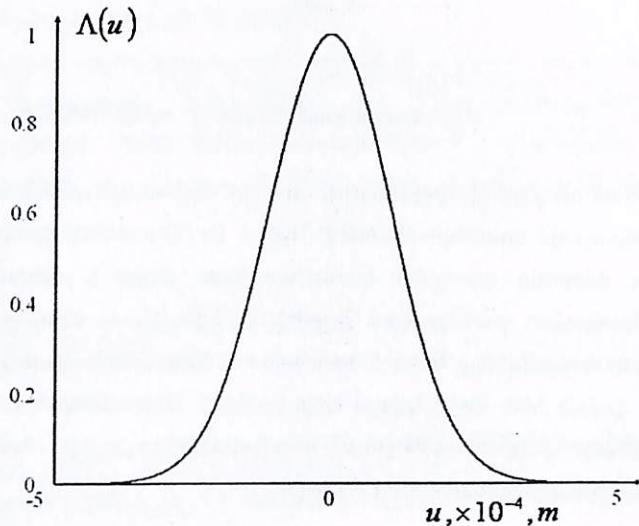
$$\Lambda(v) = \frac{\Lambda(u)}{\left(1 + \omega T_1 \sin 2 \frac{ku}{\beta_0}\right)} \quad (7)$$

որտեղ՝ $\Lambda(u) = \frac{dN}{du}$ -ն թանձրություն լիցքի բաշխվածությունն է նախքան

էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ փոխազդեցությունը, $\Lambda(v) = \frac{dN}{dv}$ -ն՝

փոխազդեցությունից հետո: Տրված $\Lambda(u) = \exp\left(-\frac{u^2}{u^2}\right)$ գաուսյան բաշխվածությամբ

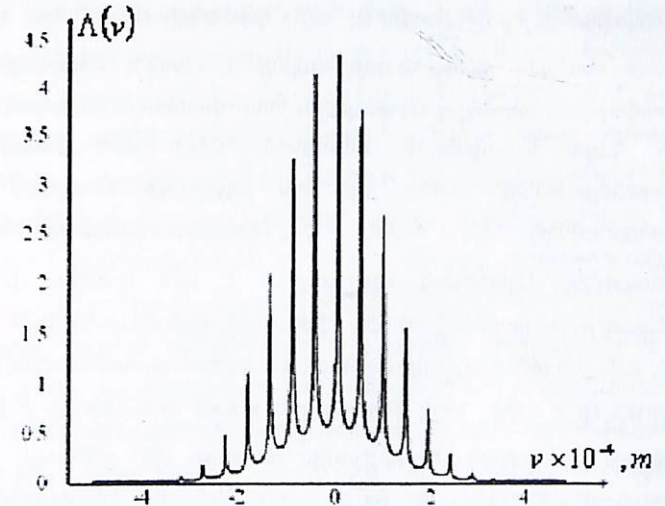
(Նկ.2) լիցքով էլեկտրոնային թանձրուկի դեպքում ($\bar{u}^2 = 10^{-6} \text{ մ}^2$)



Նկ.2: Թանձրություն լիցքի բաշխվածության տեսքը մինչև լազերի դաշտի հետ փոխազդելը:

փոխազդեցությունից հետո բաշխվածությունը ստանում է Նկ.3-ում բերված տեսքը. փոխազդեցության տիրույթի երկարությունը վերցրել ենք հավասար՝ $L_{\text{int}} = 0.22 \text{ մ}$,

իսկ էլեկտրոնների կինետիկ էներգիան 50 ՄէՎ է:

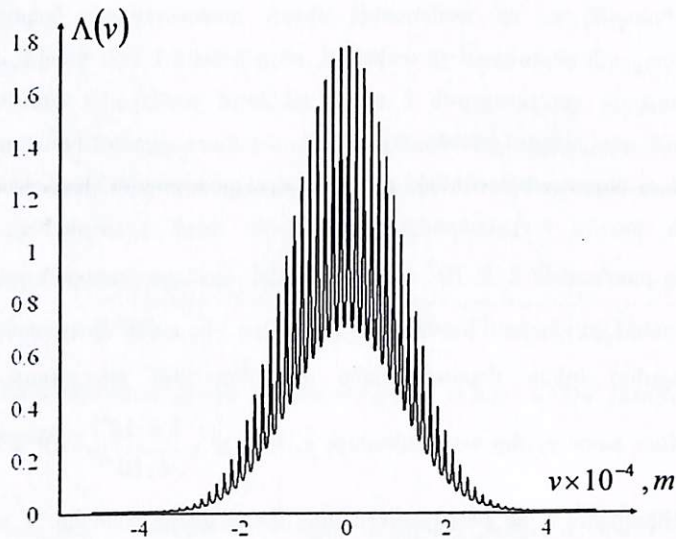


Նկ.3: Թանձրություն լիցքի բաշխվածության տեսքը փոխազդեցությունից հետո, երբ դաշտի լարվածությունը՝ $E_0 = 3.5 \cdot 10^{10} \text{ Վ/մ}$, հաճախությունը՝ $\omega = 2\pi \cdot 10^{13} \text{ ռադ/վ}$:

Ստացվել է, որ թանձրուկի միջին քառակուսային երկարությունը փոխազդեցության ընթացքում չի փոխվում, ինչը խոսում է այն մասին, որ լիցքի բաշխվածության փոփոխություն է տևողի ունենում թանձրուկի կենտրոնական հատվածում. արդյունքում թանձրուկը տրոհվում է մոտավորապես հավասար լիցք պարունակող ենթաթանձրուկների, որոնցից յուրաքանչյուրում լիցքի խտությունը զգալիորեն բարձր է թանձրուկի սկզբնական լիցքի խտությունից: Դիցուք թանձրուկը բաղկացած է $2 \cdot 10^5$ կլաստերներից, որոնցից յուրաքանչյուրում կա 10^6 էլեկտրոն: Այդ դեպքում ինչպես հետևում է Նկ.3-ից ամեն մի կլաստերի չափը (երկարությունը) կլինի մոտավորապես $4 \cdot 10^{-9} \text{ մ}$: Այն տիրույթում, որտեղ մոդուլացման խորությունը առավելագույն է, կա $N = \frac{1.4 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 10^{-9}} \cdot 10^6 \approx 0.4 \cdot 10^9$

մասնիկ: Ստացվում է, որ թանձրուկում լրիվ մասնիկների քանակը $N \approx 10^{10}$ է, այսինքն փոխազդեցությունից հետո սկզբնական էլեկտրոնները բաշխվել են տարբեր խտություններով և մի մասը կորել է քանի որ հաշվի չենք առել գաուսյան

բաշխվածության <<պոչները>> Ինչպես նրևում է վերը շարադրածից, մոդուլացման էֆեկտիվությունը պայմանավորող ωT_1 գործակցի մեջ մտնող պարամետրերի համապատասխան ընտրությամբ կարելի է հասնել մոդուլացման այնպիսի էֆեկտիվության, որը հնարավորություն կտա մասնատել սկզբնական թանձրուկը ավելի փոքր և միևնույն ժամանակ լիցքի մեծ խտություն ունեցող ենթաթանձրուկների: Նշենք, որ այս արդյունքը ստացվում է շարժման հավասարումների մեջ մտնող η տարածա-ժամանակային ինտերվալի միջինացումից: Այնուհետև դիտարկված է այս նրևային իրականացնելու «արհեստական» նդանակ, որտեղ հիմնական առնչություններում ընտրվում էին միայն այն մասնիկները, որոնց համար տարածա-ժամանակային ինտերվալը հավասար էր $\eta = 2\pi$, ինչի արդյունքում նշված մասնիկները փոխազդեցության ընթացքում լայնական ուղղությամբ իմպուլս չեն ունենում, ինչպես նաև փոխազդեցության տիրույթից դուրս գալիս ընտրված էլեկտրոնների՝ շարժման ուղղությամբ իմպուլսի բաղադրիչը լինում էր հավասար սրանց՝ փոխազդեցության տիրույթ մտնելիս ունեցած իմպուլսների: Նկ.4-ում բերված է այս նդանակով հաշվված լիցքի բաշխվածության տեսքը՝ լազերի դաշտի հետ փոխազդեցությունից հետո:



Նկ.4: Թանձրուկում լիցքի բաշխվածության տեսքը փոխազդեցությունից հետո, երբ

դաշտի լարվածությունը՝ $E_0 = 2 \cdot 10^8$ Վ/մ, հաճախությունը՝ $\omega = 2\pi \cdot 10^{13}$ րադ/վ:

Նշվել է, որ այս նդանակը իրատեսական բնույթ չունի, քանի որ այդ կերպ ընտրված մասնիկները իրական պատկերացում չեն տալիս թանձրուկում լիցքի բաշխվածության մասին (չգիտենք, թե սրանք իրական մասնիկների որ մասն են կազմում) եկրորդ գլուխի վերջում բերված է նշված երկու նդանակների համեմատություն և ստացված է փոխազդեցության տիրույթի երկարության համար պայման, որի դեպքում կիրառելի է երկրորդ «արհեստական» նդանակը, ինչպես նաև ստացված է փոխազդեցության ժամանակի համար արտահայտություն այն դեպքի համար, երբ թանձրուկը շարժվում է լազերի դաշտի հակառակ ուղղությամբ:

Երրորդ գլխում դիտարկված է տարբեր էլեկտրադինամիկական համակարգերի հետ փոխազդեցության արդյունքում մոդուլացված էլեկտրոնային թանձրուկի ճառագայթման խնդիրները: Զննարկված է, մասնավորապես ըստ լիցքի բաշխվածության մոդուլացված թանձրուկի չերենկոկյան ճառագայթումը գլանային ալիքատարում և մագնիսաարգելակային ճառագայթումը տորոնդային ռեզոնատորում:

Սկզբում դիտարկվում է լիցքի գաուսյան բաշխվածություն ունեցող (մինչև դաշտի հետ փոխազդեցությունը) թանձրուկի չերենկոկյան ճառագայթումը, երբ սա շարժվում է գլանային ալիքատարի առանցքով, որը լցված է առանց դիսպերսիայի դիէլեկտրիկով: Ալիքատարում չերենկոկյան ճառագայթման $\omega_n = \frac{\chi_n v}{\sqrt{\beta^2 \epsilon \mu - 1}}$

հաճախությունների սպեկտրի դեպքում, որտեղ χ_n -երը ալիքատարի առաջին սահմանային խնդրի սեփական արժեքներն են, լիցքի մոդուլացված խտությամբ գծային թանձրուկի ճառագայթման դաշտի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը՝

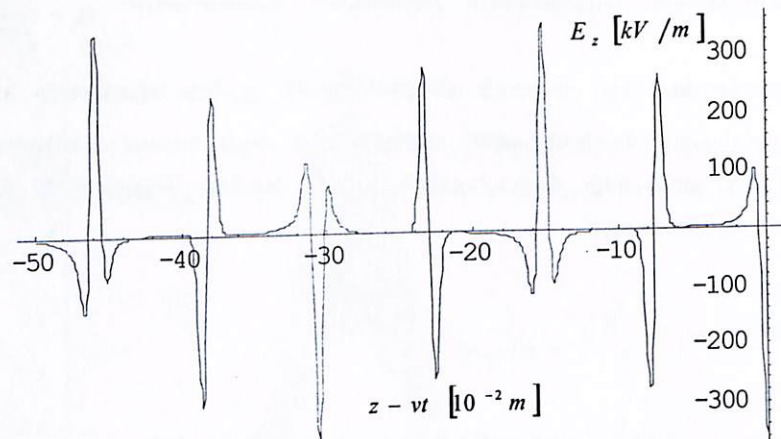
$$E_z = -\frac{2q}{a^2} \sum_n \frac{1}{\epsilon J_1^2(\chi_n R)} F_1\left(\frac{\omega_n}{v}\right) \quad (8)$$

որտեղ՝ $R = 3.685$ սմ գլանային ալիքատարի շառավիղն է, իսկ

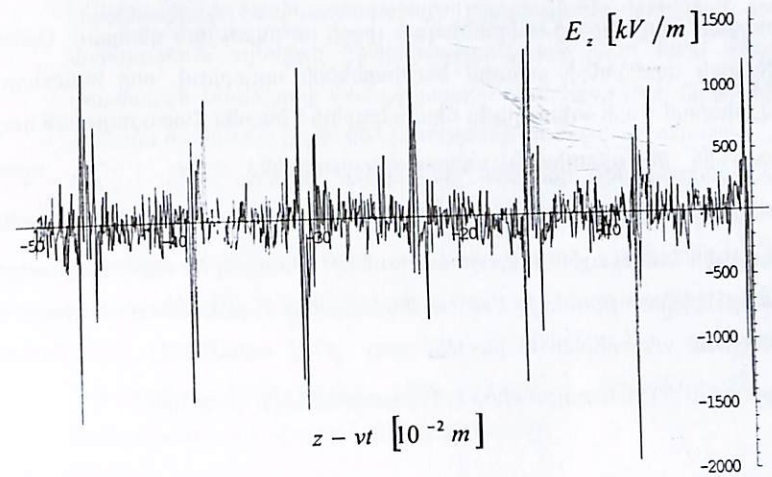
$$F_1\left(\frac{\omega_n}{v}\right) = \frac{\int f_1(\xi) \cos \frac{\omega_n}{v} (z - vt - \xi) d\xi}{\int f_1(\xi) d\xi} \quad (9),$$

$$f_1(\xi) = \frac{(\pi \xi^2) \exp(-\xi^2/\xi^2)}{(1 + \zeta \sin 2\varphi_0)} \quad (10)$$

որտեղ $\zeta = \omega T_1$ -ը մոդուլացման խորությունը բնութագրող մեծությունն է, ω -ն մոդուլացնող դաշտի հաճախությունը, իսկ T_1 -ը որոշվում է (5) արտահայտությունից: Այնուհետև կատարվել է նրկու թանձրուկների ճառագայթման դաշտերի համեմատական քննարկում: Նկ.5-6-ում բերված են ճառագայթման դաշտերի նրկայնական բաղադրիչների կախումը ճառագայթող լիցքից ունեցած հեռավորությունից համապատասխանաբար սկզբնական բաշխվածության (գաուսյան) և մոդուլացված թանձրուկների դեպքում, նրբ հաշվի չի առնված դիսպերսիայի ազդեցությունը և սահմանափակվում ենք 50 հարմոնիկով (դիսպերսիայի առկայությունը սահմանափակում է հարմոնիկների քանակը առանց դիսպերսիայի միջավայրի համար մոտավորապես 50-ով, և մենք հաշվում ենք կատարում ենք նույն քանակի մոդերի համար): Հաճախային տիրույթը համապատասխանում է սանտիմետրանոց տիրույթին, օրինակ առաջին մոդը ճառագայթում է $\nu_1 = \omega_1/2\pi = 1.8 \cdot 10^{10}$ հց հաճախության վրա:



Նկ.5: Սկզբնական (գաուսյան բաշխվածության) թանձրուկի ճառագայթման դաշտը ալիքատարում, որը լցված է առանց դիսպերսիայի միջավայրով:



Նկ.6: Մոդուլացված թանձրուկի ճառագայթման դաշտը ալիքատարում, որը լցված է առանց դիսպերսիայի միջավայրով:

Նկ.5-6-ից նրևում է, որ մոդուլացված թանձրուկի դեպքում էլ ճառագայթման դաշտի լարվածության մաքսիմումներ ստացվում են մոտավորապես նույն դիրքերում՝ լիցքից ունեցած հեռավորությունից, ինչպես որ սկզբնական թանձրուկի դեպքում էր, սակայն ավելի քան 5 անգամ մեծ արժեքներով, ինչը խոսում է ենթաթանձրուկների մասնատված (մոդուլացված) թանձրուկի կոհերենտ ճառագայթման մասին: Այստեղ մենք սահմանափակվում ենք որակական զնահատականներով, քանի որ մեր նպատակն էր ցուցադրել մոդուլացման էֆեկտի առկայությունը: Ատենախոսության մեջ քննարկված է նաև դիսպերսիայի դեպքը: Այնտեղ ցույց է տրվում, որ միջավայրի դիսպերսիան բերում է ճառագայթման դաշտի լարվածության մեծացմանը ավելի քան 2 անգամ:

Գլխի վերջում դիտարկվել է մոդուլացված թանձրուկի մագնիսա-արգելակային ճառագայթման լսնդիրը տորոիդային ռեզոնատորում: Այստեղ ցույց է տրված, որ տորոիդային ռեզոնատորում, որը լցված է $\varepsilon = \varepsilon(\tau, \sigma) = h^2/sh^2 \tau, \mu = 1$ անհամասեռությամբ դիելեկտրական միջավայրով, ապա ալիքային հավասարման մեջ կարելի է բաժանել փոփոխականները, և ստանալ լուծումներ ճառագայթման դաշտի բոլոր բաղադրիչների համար [3]: Ապացուցվել է, այս դեպքում սեփական ֆունկցիաների օրթոգոնալությունը, որի հիման վրա դաշտերի և հոսանքերի ըստ հաճախության ֆուրյե բաղադրիչները վերլուծվել են շարքի ըստ այդ սեփական ֆունկցիաների: Հիմնվելով [3]-ում ստացված արդյունքների վրա զարգացվում է

ստացված արդյունքները տարածական լիցքի առկայության դեպքում: Ստեղծվել է սեփական արժեքների թվային հաշվարկների ալգորիթմ, որը նկարագրված է հավելվածում և որի օգնությամբ միայն կարելի է հաշվել ճառագայթման դաշտերը: Արտածվել են անալիտիկ արտահայտություններ տորի $\tau = \tau_0$ առանցքով պտտվող կամայական $F(\varphi - \Omega t)$ բաշխվածություն ունեցող գծային աղեղնաձև թանձրուկի ճառագայթման դաշտերի համար: Ստացվել են արտահայտություններ հոսանքների խտությունների համար (ենթադրվում է, որ հոսանքի բաշխվածության ֆունկցիան անընդհատ է ինչպես ըստ φ -ի, այնպես էլ ըստ ժամանակի) սկզբնական (11) և մոդուլացված (12) խտությունների դեպքերում՝

$$j_{\varphi}(\tau, \sigma, \varphi - \Omega t) = \frac{h^3}{a^3 \operatorname{sh} \tau} e\nu \delta(\tau - \tau_0) \delta(\sigma - \sigma_0) \cdot F(\varphi - \Omega t) \quad (11)$$

$$j_{\varphi}(\tau, \sigma, \varphi - \Omega t) = \frac{h^3}{a^3 \operatorname{sh} \tau} e\nu \delta(\tau - \tau_0) \delta(\sigma - \sigma_0) \cdot \frac{F(\varphi - \Omega t)}{1 + \zeta \sin 2 \frac{ku(\varphi - \Omega t)}{\beta_0}} \quad (12)$$

Հավելվածում բերված են մաթեմատիկական հետազոտությունների արդյունքները տորիդային ռեզոնատորի սեփական հաճախությունների որոշման համար, որոնք անհրաժեշտ են դաշտերի հաշվարկի ալգորիթմը ավարտին հասցնելու համար:

Եզրակացություն

Աշխատանքում ստացված հիմնական արդյունքները հետևյալն են՝

- Յույց է տրված, որ էլեկտրոնային թանձրուկի և բարձր լարվածություն ունեցող մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ փոխազդեցության արդյունքում տեղի է ունենում թանձրուկում լիցքերի վերաբաշխում (մոդուլացում):
- Ստացվել է, որ թանձրուկի մոդուլացման էֆեկտիվությունը պայմանավորող գործակիցը խստորեն կախված է էլեկտրամագնիսական դաշտի լարվածությունից, հաճախությունից, ինչպես նաև լազեր-թանձրուկ փոխազդեցության տիրույթի նրկարությունից՝ որոնց

կոմբինացիայի համապատասխան ընտրությամբ կարելի է ստանալ մոդուլացման այնպիսի էֆեկտիվություն, որը թույլ կտա մասնատել սկզբնական թանձրուկը մոտավորապես հավասար լիցք պարունակող և միևնույն ժամանակ լիցքի մեծ խտությամբ ենթաթանձրուկների:

- Յույց է տրվել այսպիսի թանձրուկի՝ տարբեր էլեկտրադինամիկական համակարգերի հետ փոխազդեցության էֆեկտիվությունը և ցույց է տրվել, որ տեղի է ունենում ճառագայթման դաշտի լարվածության զգալի մեծացում, ինչը խոսում է այն մասին, որ մոդուլացված թանձրուկը ճառագայթում է՝ որպես կոհերենտ թանձրուկների ենթահաջորդականություն, ընդ որում լարվածության աճը համեմատական է մոդուլացման խտությանը:

Հրապարակված աշխատանքների ցուցակ

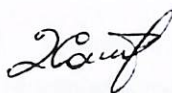
1. Э.Д. Газазян, Д.К. Калантарян, М.А. Ходжоян, *Развертка ультракороткого сгустка в поле монохроматической волны. Изв. НАН Армении, Физика, т.41. 2007., стр.170-177.*
2. М.А. Ходжоян., *О возможности модуляции плотности заряда электронного сгустка в поле электромагнитной волны. Изв. НАН Армении, Физика, т.42,2007, стр.195-202.*
3. E.D. Gazazyan, T.A. Harutyunyan, M.A. Khojuyan, *The strict solution of a radiation problem in toroidal cavity. Proc. of EPAC 06, 2006, pp.3260-3262.*

05.02.2013

Резюме

В настоящее время создаются сверхплотные электронные сгустки длительности порядка десятков или сотен фемтосекунд. Необходимость таких сгустков становится определяющей при создании линейных коллайдеров, ЛСЭ и в других областях науки и ускорительной техники. Разрабатываются новые методы получения таких коротких сгустков, в частности, путем деления коротких сгустков на более короткие подсгустки (slicing, chopping и т.д.). Этим обосновывается актуальность проведенных в настоящей диссертации исследований.

В диссертации развивается теория взаимодействия электронного сгустка с линейно-поляризованной плоской монохроматической электромагнитной волной. Показано, что в результате взаимодействия электронного сгустка с линейно-поляризованной монохроматической электромагнитной волной высокой напряженности происходит перераспределение заряда в сгустке. Множитель, ответственный за модуляцию плотности распределения заряда, оказывается связанным с напряженностью электромагнитного поля, его частотой, а также длиной промежутка, где электронный сгусток взаимодействует с полем лазера, что позволяет подбором этих параметров достигнуть значительной эффективности модуляции. При этом становится возможным рассмотрение первичного сгустка как последовательности более коротких подсгустков, когерентно взаимодействующих с электродинамическими системами. Иллюстрирована эффективность излучения такого модулированного сгустка в цилиндрическом волноводе, заполненном диэлектриком (черенковское излучение), и в тороидальном резонаторе (магнито-тормозное излучение).



ՀՀ Ազգային գրադարան



NL1414258

