

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Приступа Валерій Іванович

УДК 537.533.7; 537.862

ДИСЕРТАЦІЯ

ЗБУДЖЕННЯ КОГЕРЕНТНИХ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ У ДІЕЛЕКТРИЧНИХ, ПЛАЗМОВИХ ТА ПЛАЗМОВО-ДІЕЛЕКТРИЧНИХ МУЛЬТИБАНЧЕВИХ КІЛЬВАТЕРНИХ ПРИСКОРЮВАЧАХ

01.04.20 — фізика пучків заряджених частинок.

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

Науковий керівник: Оніщенко Іван Миколайович, доктор фізико-математичних наук, професор, чл.-кор. НАН України

Харків – 2018

АНОТАЦІЯ

Приступа В.І. «Збудження когерентних кільватерних полів у діелектричних, плазмових та плазмово-діелектричних мультибанчевих кільватерних прискорювачах», – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико–математичних наук зі спеціальності 01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок. – Національний науковий центр «Харківський фізико–технічний інститут». – Національний науковий центр «Харківський фізико–технічний інститут». – Харків, 2018.

Викладено результати експериментальних досліджень когерентності кільватерних полів, збуджених регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричних, плазмових та гібридних плазмово-діелектричних структурах. Експериментально доведена когерентність кільватерних полів, збуджуваних у прискорюючих структурах окремими згустками резонансної послідовності (частота слідування згустків співпадає з частотою збудженого поля), зумовлена однаковою частотою та кратною 2π початковою фазою збуджуваних полів. Частота визначається черенковським резонансом згустків з власною хвилею структури (тобто кільватерним полем), а її початкова фаза нав'язується кожним згустком однаковою з повтором через період їх слідування. Експериментальним доказом когерентності збуджуваних полів є лінійне зростання сумарного кільватерного поля з числом згустків послідовності.

У разі діелектричного хвилеводу збуджене згустком поле залишає хвилевід з груповою швидкістю v_g , так що кількість згустків послідовності, кільватерні поля яких складаються, визначається довжиною хвилеводу L : $N=(L/\Delta) (v_0/v_g-1)$, де Δ - відстань між згустками, v_0 – швидкість згустку. Це дає можливість, використовуючи одну довгу послідовність згустків, отримати величини кільватерного поля для відповідних довжин хвилеводу такі ж, як і для послідовностей з 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків. Отримане в експерименті з

діелектричною структурою лінійне зростання сумарного поля з довжиною хвилеводу свідчить про когерентність кільватерних полів окремих згустків.

Додатково з використанням високошвидкісного осцилографа Tektronix TDS 6154C з пропускною здатністю 15 ГГц отримано безпосередньо реалізацію сигналу 3 ГГц кільватерного поля в режимах 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків і підтверджено додавання когерентних полів окремих згустків послідовності.

Для хвилеводного випадку з параметрами експерименту на довжині хвилеводу присутні збуджені кільватерні поля тільки декількох згустків. Кільватерні поля попередніх згустків разом зі згустками залишають хвилевід з груповою швидкістю. В результаті сумарне кільватерне поле, як сума кільватерних полів декількох згустків довгої послідовності, виявляється малим. Подолати вказане для хвилеводного випадку обмеження кількості згустків, кільватерні поля яких визначають максимальне сумарне кільватерне поле, вдається використанням резонатора. У випадку резонатора збуджені поля не залишають резонатор. В лінійному режимі (релятивістські згустки слабо змінюють швидкість і майже не зміщуються по фазі при збудженні кільватерного поля), який реалізується в умовах експерименту, при співпадінні частоти поля з власними частотами резонатора кількість згустків, які дають вклад в сумарне поле, обмежується не довжиною резонатора, а його добротністю Q . Експериментально виміряно залежності сумарного кільватерного поля від кількості згустків в послідовності для різних добротностей резонатора. Отримання послідовностей з різною кількістю згустків досягалась шляхом зміщення в часі НВЧ імпульсу задаючого генератора відносно високовольтного імпульсу напруги клістронного підсилювача. При збігу НВЧ імпульсу задаючого генератора і високовольтного імпульсу анодної напруги клістронного підсилювача тривалість в часі послідовності згустків становить 2 мкс, тобто 6000 згустків. При зміщенні імпульсів на 1 мкс, 1,5 мкс, і 1,9 мкс тривалість послідовності в часі становила 1, 0,5 і 0.1 мкс, тобто кількість згустків в послідовності 3000, 1500, 300, відповідно. Показано, що зі збільшенням кількості згустків в послідовності

сумарне кильватерне поле зростає і насичується при великих кількостях згустків. Для більших Q-факторів зростає число згустків довгої послідовності, які дають вклад у збільшення сумарного кильватерного поля. В експерименті з добротністю діелектричного резонатора $Q=676$, сумарне кильватерне поле 24кВ/см , близьке до насичення, збуджувалось 1500 згустками, тоді як для хвилеводу значно менше максимальне поле визначалось декількома згустками. Довга послідовність з $6 \cdot 10^3$ згустків в експериментах практично еквівалентна по амплітуді насичення поля послідовності нескінченного числа згустків.

Експериментально продемонстроване прискорення частини згустків тієї ж послідовності, яка збуджує кильватерне поле. Для цього варіюванням частоти слідування згустків f_{rep} шляхом зміни частоти задаючого генератора клістронного підсилювача створюється її розлад з частотою збуджуваного кильватерного поля f_0 , що призводить до поділу згустків послідовності на драйверні, які збуджують кильватерне поле, та прискорювані в цьому полі. Експериментально у випадку розладу частот $\Delta f = f_{rep} - f_0 = 2,5 \text{ МГц}$ за допомогою магнітного аналізатора отримано з початкової однієї послідовності згустків дві - одну з меншою енергією (-150кеВ , втрачених на збудження кильватерного поля), і другу з більшою енергією ($+150\text{кеВ}$, придбаних в результаті прискорення в кильватерному полі).

Експериментально досліджено збудження кильватерного поля у плазмі регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків, та фокусування і прискорення згустків збудженим кильватерним полем. Плазма утворюється головною частиною послідовності згустків через зіткнену іонізацію та пучково-плазмовий розряд в нейтральному газі різного тиску. ВЧ-зондом Джонсена та резонаторним методом вимірюна щільність утвореної плазми для різних тисків газу (до $n_p=10^{11}\text{см}^{-3}$) та її еволюція в часі протягом імпульсу інжекції послідовності згустків.

Вимірюна залежність амплітуди сумарного плазмового кильватерного поля, збудженого послідовністю згустків, від тиску газу. Показано, що максимальна амплітуда кильватерного поля досягається при тисках газу поблизу 1Torr та

760Торр, для яких утворюється резонансна щільність плазма, тобто плазмова частота співпадає з частотою слідування згустків ($f_p = f_{rep}$). Це свідчить про когерентність кільватерних полів окремих згустків, які при додаванні дають максимальний вклад в сумарне кільватерне поле.

Для резонансної щільності плазми у випадку хвилеводу сумарне радіальне поле мале через невелику кількість згустків, когерентні кільватерні поля яких додаються, так що фокусуюча/дефокусуюча дія поля майже не впливає на кутовий розкид згустків, що виникає на вхідній фользі та при зіткненні з нейтралами. У випадку резонатора сумарне радіальне поле в 4,5 разів більше, так що в середньому діаметр згустків з відстанню зростає значно менше, не зважаючи на початковий кутовий розкид згустків. При цьому в обох випадках наявна центральна сфокусована частина та зростаючий за діаметром ореол. Це знаходиться у відповідності з числовим моделюванням і пояснюється самоузгодженим знаходженням головної частини кожного згустку в дефокусуючій фазі і основної частини в фокусуючій фазі.

Для нерезонансної щільності плазми, яка виникає для зменшеного струму пучка (до 0,25А), у випадку хвилеводу сумарне радіальне поле ще менше, так що спостерігається тільки початковий кутовий розкид згустків. У випадку резонатора з набагато більшими полями розлад між плазмовою частотою f_p і частотою слідування згустків f_{rep} призводить до потрапляння згустків послідовності як в фокусуючу, так і в дефокусуючу фази радіальної складової поля, і їх відчутного фокусування/дефокусування.

Зміщення частини згустків послідовності при їхньому проходженні через нерезонансну плазму в дефокусуючих/фокусуючих фазах, відповідно, означає їх потрапляння в гальмуючі/прискорюючі фази збуджуваного кільватерного поля. Експериментально виміряні як втрати енергії згустками, що знаходяться в гальмуючих фазах збуджуваного поля, так і приріст енергії згустків, які потрапляють в прискорюючі фази збудженого кільватерного поля.

У гібридній плазмово-діелектричній структурі відбувається збудження як діелектричного кільватерного поля для прискорення, так і плазмового

кільватерного поля для фокусування прискорюваних згустків. В експерименті плазма в прольотному каналі створювалась головною частиною послідовності згустків за рахунок іонізації нейтрального газу різного тиску. Для випадків хвилеводу і резонатора отримані кільватерні поля, що прискорюють, в залежності від тиску газу, а отже, відповідно, від щільності плазми.

Показано, що при заповненні прольотного каналу узгодженого діелектричного хвилеводу довжиною $L=\lambda$ (режим одиночного згустку) плазмою, створеною при проходженні послідовності згустків релятивістських електронів через нейтральний газ, в діапазоні тисків $10^{-3} \div 1.0$ Торр спостерігається збільшення амплітуди сумарного збудженого кільватерного поля на осі хвилеводу, що обумовлено додатковим збудженням плазмовим кільватерним полем.

У випадку резонатора збуджуються значно більші кільватерні поля, однак при великій щільності плазми збудження кільватерного поля пригнічується через розлад частоти поля, збуджуваного в резонаторі на черенковському резонансі, з частотою слідування згустків, а також через екранування діелектричного поля в щільній плазмі.

Експериментально продемонстровано, що наявність плазми в прольотному каналі гібридної плазмово-діелектричної структури забезпечує фокусування згустків (по діаметру в 1.8 раз при щільності плазми 10^{11}см^{-3}), що фіксується експериментально здвоєними циліндрами Фарадея, які вимірюють периферійну і осьову частини струму пучка.

Отримані результати узгоджуються з теоретичними передбаченнями.

Ключові слова: діелектрик, плазма, згустки, кільватерні поля, прискорення, фокусування.

Список публікацій, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // Вопросы атомной науки и техники.

Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. №4(68). С. 78-81.

2. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, produced by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (17). 2011. № 1 (71). P. 77-79.

3. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Acceleration and focusing of electron bunches by wakefields in plasma produced in neutral gas by a nonresonant sequence of bunches // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (18) 2012. № 6(82). P. 155-157.

4. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurement of plasma density formed at passing of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика плазмы (19). 2013. №1(83). P. 143-145.

5. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Determination of the energy of a relativistic electron beam by measuring the thickness of the colored layer in glass // Instruments and Experimental Techniques, 2012, V. 55, № 3, P. 347-350.

6. Березина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омелаенко О.Л., Онищенко И.Н., Приступа В.И., Ус В.С. Ускорение электронных сгустков при введении расстройки между частотой следования сгустков и частотой возбуждаемого ими в диэлектрической структуре кильватерного поля // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (65). 2015. № 6(100), С. 56-59.

7. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezhina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron bunches in the transit channel of the dielectric structure // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 117-119.

8. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Berezina G.P. Wakefield excitation in plasma-dielectric structures by a sequence relativistic electron bunches. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (21). 2015. № 1(95). P. 137-140.

9. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 97-104.

10. Onishchenko I.N., Kiselev V.A., Linnik A.F., Pristupa V.I., Sotnikov G.V. Investigations of the concept of a multibunch dielectric wakefield accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2016. V.829. P. 199-205.

11. Березина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омелаенко О.Л., Онищенко И.Н., Приступа В.И., Ус В.С. Исследование мультибанчевой схемы возбуждения кильватерных полей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (66). 2016. №3(103). С. 66-68.

12. Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniaziev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Tolstoluzhsky A.P., Us V.S. Multibunch regime of wakefield excitation in a plasma-dielectric structure // Ukr. J. Phys. 2016. V. 61, № 8. P. 690-701.

13. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. // Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (22). 2016. № 6(106). P.133-139.

14. Linnik A. F., Onishchenko I. N., and Pristupa V. I. An experimental study of the electron acceleration with detuning of the bunch repetition frequency from that of an excited wake field // Technical Physics Letters. 2017. V. 43, № 2. P. 183-185.

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

15. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, formed by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks, September, 13-18, 2010 : Book of Abstracts / Alushta (Crimea), Ukraine 2010, P. 121.

16. Киселев В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // XI Международный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения», 23-27 августа 2010 г.: Программа семинара / ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина, 2010. С. 8.

17. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurements of plasma density produced at passage of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas». September, 17-22, 2012.: Book of Abstracts, / Alushta (Crimea), Ukraine, 2012 P. 139.

18. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. To the possibility of liquid dielectrics use in wakefield method of charged particle acceleration // XII International Workshop «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 26-30, 2013: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2013, P. 44.

19. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 24-28, 2015: Program / Karazin KNU. Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.

20. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron

bunches in the transit channel of the dielectric structure // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration», August, 24-28, , 2015: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.

21. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniazhev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. September, 12–15, 2016: Book of Abstracts / Karazin KNU, Kharkiv, Ukraine, 2016, P. 96.

22. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects. (Overview) // XXV International Workshop on Charged Particle Accelerators. September, 18-22, 2017: Program / NSC KIPT, Kharkiv, Ukraine, 2017: P. 1.

Список публікацій, які додатково відображають наукові результати дисертації:

23. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Возбуждение кильватерных полей последовательностью сгустков релятивистских электронов в плазме, образуемой при их прохождении через нейтральный газ различного давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. № 4 (68). С.75-77.

24. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects. (Overview) // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations (67). 2017. V. 6(112). P. 34-39.

ABSTRACT

Pristupa V.I. «Excitement of coherent wakefields in plasma, dielectric, and plasma-dielectric multibunch accelerators». - Qualifying Scientific Work on the Rights of the Manuscript. – Research Project, Manuscript copyright.

Thesis for the scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences by specialty 01.04.20 – physics of charged particle beams. – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology». – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology», Kharkiv, 2017.

Pristupa V.I. “Excitation of coherent wakefields in dielectric, plasma and plasma-dielectric multibunch wakefield accelerators”. – Manuscript.

Thesis for the scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences by speciality 01.04.20. – Physics of charged particle beams. – National Science Center «Kharkiv institute of physics and technology», Kharkiv, 2017.

The results of experimental investigations of the coherence of wakefields excited by a regular sequence of short relativistic electron bunches in dielectric, plasma and hybrid plasma-dielectric structures are presented. Experimentally proved the coherence of the wakefields excited in accelerating structures by separate bunches of resonant sequence (bunch repetition frequency coincides with wakefield frequency) is substantiated by the same frequency and 2π -multiplicity of the initial phases of their wakefields. The frequency is determined by the Cherenkov resonance of the bunches with eigen field of the structure (i.e. wakefield), and the same initial phase of each wakefield is imposed by each bunch with bunch repetition period. An experimental proof of the coherence of the excited fields is the linear growth of the total wakefield with the amount of bunches in the sequence.

In the case of a dielectric waveguide the field, excited by each bunch, leaves the waveguide with the group velocity v_g , so that the amount of bunches of the sequence, whose wakefields are added coherently, is determined by the length of the waveguide L : $N=(L/\Delta) (v_0/v_g-1)$, де Δ - distance between the bunches, v_0 is bunch velocity. This makes it possible for a long sequence to get the values of the wakefield for the corresponding lengths of the waveguide are the same as for the sequences, consisting

of the 1st, 2nd, etc. bunches. The linear growth of the total wakefield with the length of the waveguide obtained in the experiment with the dielectric structure showed the coherence of the wakefields of individual bunches.

In addition, with the use of the high-speed oscilloscope Tektronix TDS 6154C with a bandwidth of 15 GHz, the direct observation of the 3 GHz waveform signals in regimes of 1, 2, 3, etc. bunches were obtained and the summation of coherent fields of individual bunches of the sequence was confirmed.

For the waveguide case with the parameters of the experiment, along the waveguide length there are presented wakefields of only a few bunches. The wakefields of the previous bunches, together with the bunches, leave the waveguide with a group velocity v_g . As a result, the total wakefield, as a sum of the wakefield of several bunches of the long sequence, turns out to be small. To overcome this restriction of the waveguide case on the amount of bunches, which wakefields determine the maximum total wakefield, the resonator can be used.

For the resonator case the excited fields do not leave the resonator. In linear mode (relativistic bunches have poorly changed velocity and are almost not shifted along the phase during wakefield excitation), which is realized in the experimental conditions, at the coincidence of wakefield frequency eigen frequency of the resonator the number of bunches that contribute to the total wakefield is not restricted by the length of the resonator, but only its factor Q . The dependences of the total wakefield on the number of bunches in the sequence for different factors Q of the resonator are experimentally measured.

Obtaining sequences with a different number of bunches was achieved by shifting in time the microwave pulse of the master-oscillator relatively to the anode high-voltage pulse of the klystron amplifier. When the microwave pulse of the master-oscillator coincides with the anode high-voltage pulse of the klystron amplifier, the duration in time of the bunch sequence is 2 μ s, i.e. 6000 bunches. When these pulses were shifted by 1 μ s, 1.5 μ s and 1.9 μ s, the duration of the sequence in time was 1.0 μ s, 0.5 μ s and 0.1 μ s, that is, the number of bunches in the sequence was 3000, 1500, and 300, respectively. It is shown that with the increase in the number of

bunches in the sequence, the total wakefield is increased and is saturated with a big number of bunches. For more large Q-factors, the number of bunches of the long sequence, that contributes to an increase in the total wakefield, is increased.

In the experiment for dielectric resonator with $Q=676$ the saturated total wakefield value of 24kV/cm was excited by 1500 bunches, while for waveguide case essentially less maximum field was determined by only several bunches. A long sequence of $6 \cdot 10^3$ bunches in experiments is practically equivalent to the saturation amplitude of the wakefield of the infinite number of bunches.

The acceleration of a part of the bunches of the same sequence which excite the wakefield is experimentally demonstrated. For this by varying the bunch repetition frequency by means of changing the master-oscillator frequency of the klystron amplifier the detuning of the bunch repetition frequency with wakefield frequency is made. For frequency detuning $\Delta f = f_{rep} - f_0 = 2.5$ MHz, it was obtained from the initial sequence two sequences – the first one with less energy (-150keV lost on the excitation of the wakefield) and the second with greater energy (+150keV gained due to the acceleration in the excited wakefield).

The excitation of the wakefield in plasma by a regular sequence of relativistic electron bunches, the focusing and acceleration of bunches in excited wakefield is experimentally investigated. Plasma is produced by the front part of the bunch sequence due to collisional ionization and beam-plasma discharge in a neutral gas of different pressures. The density of the produced plasma for different gas pressures (up to $n_p=10^{11}\text{cm}^{-3}$) and its evolution during injection of the bunch sequence was measured by Johnsen HF-probe and resonator detuning method.

The dependence of the amplitude of the total plasma wakefield excited by the . sequence of bunches upon the gas pressure was measured. It is shown that the maximum amplitude of the wakefield is achieved at gas pressures around 1Torr and 760Torr, for which the resonance plasma density is produced, that is, the plasma frequency coincides with the bunch repetition frequency ($f_p=f_{rep}$). This evidences the coherence of the wakefields of individual bunches, which, when added, gives the maximum contribution to the total wakefield.

For the resonant plasma density in the case of a waveguide, the total radial field is small due to the small number of bunches, the coherent wakefields of which are added, so that the focusing / defocusing action of the field almost does not affect the angular distribution of bunches that occurs on the input foil and when colliding with the neutrals. In the case of a resonator, the total radial field is 4-5 times larger, so that on average the diameter of bunches with the distance increases significantly less. In both cases there is a central focussed part and a halo that grows in diameter. This is in accordance with numerical simulation and is explained by the self-consistent finding of the front part of each bunch in the defocusing phase and the other part in the focusing phase.

For the nonresonant plasma density, which arises for a reduced beam current (0.25 A), in the case of a waveguide, the total radial field is more smaller, so that only the initial angular distribution of bunches is observed. In the case of a resonator with much larger fields, detuning between the plasma frequency f_p and the bunch repetition frequency f_{rep} results in falling bunches of the sequence under both the focusing and defocusing phases of the radial component of the field and their appreciable focusing / defocusing.

The displacement of a part of the bunches of the sequence when they pass through the non-resonant plasm, in the defocusing / focusing phases, respectively, means their falling under the decelerating / accelerating phases of the excited wakefield. Experimentally measured as energy losses of bunches in the decelerating phases of the excited field, and the increase in the energy of the bunches that fall under the accelerating phases of the excited wakefield.

In the hybrid plasma-dielectric structure, the excitation takes place of both the dielectric wakefield to accelerate bunches and the plasma wakefield to focus accelerated bunches. In the experiment, plasma in the transit channel was created by the front part of the sequence of bunches due to ionization of a neutral gas of different pressures. For cases of a waveguide and a resonator, the dependence of excited accelerated fields on the gas pressure and, accordingly, on the density of the plasma was obtained.

It is shown that when the transit channel of the matched dielectric waveguide of length $L=\lambda$ (single cluster mode) is filled with plasma produced during the passage of the sequence of relativistic electron bunches through neutral gas of pressure in the range of $10^{-3}\div 1.0$ Torr, the increase of the amplitude of total excited wakefield on the waveguide axis is observed, that is caused by an additional excited plasma wakefield.

In the case of a resonator, much larger wakefields are excited, however, in regions of high density of the plasma, the excitation of wakefield is suppressed due to the detuning of the field frequency excited in the resonator at Cherenkov resonance and the bunch repetition frequency, as well as due to the shielding of the dielectric field in a dense plasma.

It has been experimentally demonstrated that the presence of plasma in the transit channel of a hybrid plasma-dielectric structure provides focusing of bunches (1.8 times in diameter at plasma density of 10^{11}cm^{-3}), which is fixed experimentally by dual Faraday cylinders, which measure the peripheral and axial parts of the beam current.

The results obtained are consistent with the theoretical predictions.

Keywords: dielectric, plasma, electron bunches, wakefield, acceleration, focusing.

ЗМІСТ

	Стор.
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	28
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ.....	52
2.1. Варіювання частоти слідування релятивістських електронних згустків в лінійному резонансному прискорювачі електронів «Алмаз-2М».....	52
2.2. Регулювання кількості згустків в періодичній їх послідовності.....	56
2.3. Енергетичні спектри електронів згустків.....	56
2.4. Параметри пучка...../.....	58
2.4. Висновки	60
РОЗДІЛ 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ.....	62
3.1. Збудження когерентних кільватерних полів періодичною послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричному хвилеводі.....	62
3.2. Резонаторна концепція мультибанчевого діелектричного прискорювача	74
3.3. Прискорення електронних згустків послідовності збудженим кільватерним полем.....	76
3.4. Висновки.....	85
РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ПЛАЗМІ.....	87
4.1. Отримання плазми при іонізації газу релятивістськими електронними згустками.....	89
4.2. Збудження кільватерних полів у плазмі періодичною послідовністю електронних згустків.....	96
4.3. Фокусування згустків послідовності збудженим кільватерним полем у плазмі.....	101

4.4. Прискорення згустків послідовності збудженим кільватерним полем у плазмі.....	106
4.5. Висновки.....	110
РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ГІБРИДНІЙ ПЛАЗМОВО-ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ	112
5.1. Експериментальна установка.....	117
5.2. Збудження кільватерних полів послідовністю релятивістських електронних згустків у гібридній плазмОВО-діелектричній структурі...	120
5.3. Фокусування і прискорення згустків послідовності кільватерним плазмовим полем, збуджуваним у гібридній плазмОВО-діелектричній структурі.....	122
5.4. Висновки.	125
ВИСНОВКИ	126
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	129
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	149

ВСТУП

Актуальність теми. Фундаментальні проблеми фізики високих енергій на даний час вирішуються з використанням адронних і лептонних колайдерів з енергією в системі центру мас TeV діапазону. Важливою подією стало відкриття на Великому адронному колайдері (ВАК) з енергією зустрічних пучків протонів 7 TeV елементарної частинки, яка з великою вірогідністю є Хіггс-бозоном, що відповідає за наявність маси у елементарних частинок і була необхідною для досягнення повноти стандартної моделі. Для подальшого дослідження властивостей цієї елементарної частинки та отримання відповіді на глибокі фундаментальні питання щодо походження маси, переважання матерії над антиматерією, існування суперсиметрії та інше виникає необхідність підвищення енергії і світності іонних пучків на ВАК і спорудження лінійних колайдерів електронів і позитронів на TeV енергії - Міжнародного лінійного колайдера (МЛК) у Японії та Компактного лінійного колайдера (КЛК) у Швейцарії. Однак наявні колайдери громіздські і дорогі. Заплановані для будівництва колайдери вже вимагають спільних зусиль і фінансових витрат багатьох країн. Очевидно, що підходи до прискорення заряджених частинок, засновані на традиційних методах прискорення в металевих структурах, що прискорюють полями існуючих джерел НВЧ-випромінювання, мають обмеження по темпу прискорення через НВЧ пробій і повністю себе вичерпали. Для створення майбутніх колайдерів **актуальною** є проблема розробки нових методів прискорення, які дозволяють радикально збільшити темп прискорення, що істотно зменшить габарити колайдерів і їх вартість. Прискорюючі поля, які на 3 порядки перевершують традиційні до 1 MeV/cm, можуть бути створені в плазмі (напруженість поля розділених зарядів $E(\text{В/см}) \approx \sqrt{n}$, $n(\text{см}^{-3})$ – густина плазми) без небезпеки обмеження НВЧ-пробоєм, принципово відсутнім в плазмі. Така ідея вперше висловлена Я.Файнбергом¹ в 1956 р, який запропонував використовувати плазмовий хвилевід як прискорюючу структуру. Розробка ТВт-ПВт лазерів і сильноточових колайдерів дала можливість використати їх як драйвери для генерації сильних

полів у плазмі. Дж.Даусон із співавторами модифікували ідею Я.Файнберга колективного прискорення в схему кільватерного прискорення, у якій високоградієнтним прискорюючим полем є кільватерне поле, що збуджується у плазмі потужним лазерним імпульсом (у 1979р.)² або електронним згустком з великим зарядом (у 1985 р.)³. Після цього дослідження кільватерного прискорення заряджених частинок було широко розгорнуто в 37 лабораторіях багатьох країн світу. Концепція кільватерного прискорення з використанням діелектричних прискорюючих структур також активно досліджується в лабораторіях США, Японії та Ізраїлю. Підняття порогового поля НВЧ-пробою в цьому випадку досягається скороченням тривалості лазерного імпульсу чи довжини електронного згустку. У дисертації подані експериментальні дослідження процесів збудження кільватерних полів регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричній структурі, в плазмі та в гібридній плазмово-діелектричній структурі, а також прискорення в них згустків, інжекттованих в прискорюючі фази. Зокрема, експериментально доведена когерентність збуджуваних кільватерних полів, яка дозволяє для збудження великого прискорюючого поля замість одного драйверного згустку з великим зарядом використовувати регулярну послідовність згустків з еквівалентним сумарним зарядом. Отримані експериментальні результати сприяють вирішенню актуальної проблеми радикального зменшення габаритів і вартості суперколлайдерів TeV діапазону енергії, покликаних для рішення фундаментальних проблем фізики високих енергій, а також створенню Компактних прискорювачів для промисловості, матеріалознавства, медицини та біології.

¹ Fainberg Ya.B. The use of plasma wave guides as accelerating structures // Proc. Symposium CERN, Geneva. 1956. V.1, P.84- 92.

² Tajima T., Dawson J.M. Laser electron acceleration // Phys. Rev. Letters. 1979. V. 43, № 4. P. 267-270.

³ Chen P., Dawson J.M., Huff R., Katsouleas T. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma // Phys. Rev. Letters. 1985. V. 54, № 7. P. 692-695

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертація виконана в Інституті плазмової електроніки та нових методів прискорювання Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут». Результати, наведені в дисертації, отримано в рамках виконання планових бюджетних та проектних науково-дослідних робіт:

а) «Програма фундаментальних досліджень ННЦ ХФТІ з атомної науки і техніки до 2010 р.», № д/р 80906UP0010 в рамках теми: «Експериментальні дослідження по розробці концепції прискорювачів нового типу, заснованих на збудженні кільватерних полів в діелектрику і в плазмі», (шифр теми III-2-06), ІПЕНМП ННЦ ХФТІ, (2006–2010 рр.). Виконувалась за Постановою засідання Бюро Відділення ядерної фізики та енергетики НАН України, протокол №16 від 13.06.2005 р.

б) «Програма фундаментальних досліджень ННЦ ХФТІ з атомної науки і техніки до 2015 р.», № д/р 0112U002025 в рамках теми: «Експериментальне дослідження нових методів прискорення, заснованих на полях, збуджуваних послідовністю електронних згустків або лазерним імпульсом», (шифр теми III-1-11), ІПЕНМП ННЦ ХФТІ, (2011–2015 рр.). Виконувалась за Постановою засідання Бюро Відділення ядерної фізики та енергетики НАН України, протокол №7(76) від 07.10.2010 р.

в) «Програма фундаментальних досліджень ННЦ ХФТІ з атомної науки і техніки до 2020 р.», № д/р 0116U006484 в рамках теми: «Експериментальне дослідження нових методів прискорення, заснованих на кільватерних полях, збуджуваних послідовністю релятивістських електронних згустків в діелектричних і плазмових структурах» (шифр теми III-1-16), ІПЕНМП ННЦ ХФТІ, (2016–2020 рр.). Виконується за Постановою Бюро ВЯФЕ НАН України від 01.07.2015 р. протокол № 4(110), п. 2.

г) Партнерська угода по проекту P522 УНТЦ (ANL -T2-247-UA) між Програмою по нерозповсюдженню озброєння Міністерства енергетики США та Українським науково-технологічним Центром і Національним науковим центром «Харківський фізико-технічний інститут», 2012- 2014 рр.

д) Цільова комплексна програми НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» у 2014 – 2016 рр.: проекти П-1 / 63-2014, П-2/ 63-2015, П-3 / 63-2016.

ж) Цільова комплексна програми НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» у 2017 – 2019 рр.: проект П-1 / 63-2017.

Дисертант у даних роботах виступав виконавцем.

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є експериментальне збудження когерентних кільватерних полів регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричних, плазмових і плазмово-діелектричних структурах для високоградієнтного прискорення заряджених частинок.

Для досягнення цієї мети необхідно було вирішити **наступні задачі**:

1) Дослідити інтерференцію кільватерних полів, збуджуваних в прискорюючих структурах окремими згустками регулярної послідовності, для чого необхідно виміряти сумарні кільватерні поля всієї послідовності на виході відрізка хвилеводу різної довжини. Оскільки кількість згустків, кільватерні поля яких додаються, залежить від довжини хвилеводу, такі експерименти еквівалентні вимірюванням залежності сумарного кільватерного поля від числа згустків в послідовності і дають можливість з'ясувати ступінь когерентності збуджених полів.

2) З використанням високошвидкісного осцилографа з пропускнуою здатністю 15 ГГц отримати безпосередньо реалізацію НВЧ-сигналу кільватерного поля та порівняти її параметри для різних довжин хвилеводу і отже визначити результат додавання кільватерних полів різної кількості згустків.

3) Створити «резонансну» плазму (плазмова частота співпадає з частотою слідування згустків) при інжекції згустків в нейтральний газ різного тиску. За

умови когерентності ефективність збудження плазмових кільватерних полів повинна бути найбільшою.

4) Розробити метод збудження кільватерних полів однією частиною згустків і прискорення другої частини згустків однією і тією ж послідовністю без використання окремого інжектора. Це дозволить продемонструвати експериментально кільватерне прискорення заряджених частинок.

5) Використати резонатор для збільшення кількості згустків, кільватерні поля яких дають вклад в сумарне поле, на протигагу відрізка діелектричного хвилеводу, в якому кількість таких згустків мала через вихід кільватерних полів з груповою швидкістю з кінця хвилеводу.

6) Виявити переваги гібридних плазмово-діелектричних структур, в яких розділені функції діелектричного і плазмового кільватерних полів – першого для прискорення, другого для фокусування, для оптимізації одночасного прискорення і фокусування прискорюваних згустків.

Об'єктом дослідження є когерентні кільватерні поля, збуджувані періодичною послідовністю релятивістських електронних згустків, та розробка кільватерного методу високоградієнтного прискорення заряджених частинок.

Предметом дослідження є інтерференція кільватерних полів окремих згустків послідовності; когерентність кільватерних полів; прискорення згустків у збуджених кільватерних полях; фокусування згустків в кільватерних полях плазмово-діелектричної структури.

Методи дослідження. Для досягнення поставленої мети були використані стандартні методи фізики пучків заряджених частинок та фізики плазми, а саме – методики вимірювання щільності плазми відкритим бочкоподібним резонатором (ВБР) та високочастотним зондом Джонсена; поздовжньої складової збуджуваних кільватерних полів НВЧ-зондом, детектований сигнал з якого фіксувався осцилографом GDS-840C з пропускнуою здатністю 300 МГц. Для спостереження безпосередньої реалізації збудженого кільватерного поля використовувався високошвидкісний осцилограф з пропускнуою здатністю 15 ГГц фірми. Процеси кільватерного прискорення досліджувались з

використанням магнітних аналізаторів, за допомогою яких вимірювались енергетичні спектри електронів згустків до і після їх взаємодії з діелектричною, плазмовою та плазмово-діелектричною структурою. Фокусування електронних згустків визначалось циліндрами Фарадея або з використанням відбитків електронних згустків на скляних пластинах.

Наукова новизна одержаних результатів: До найбільш суттєвих нових наукових результатів, вперше отриманих здобувачем, належать такі:

- Експериментально доведена когерентність кільватерних полів, збуджуваних у прискорюючих структурах на черенковському резонансі окремими згустками резонансної послідовності (частота слідування згустків співпадає з частотою збудженого поля), зумовлена однаковою частотою та кратною 2π початковою фазою збуджуваних полів. Частота визначається черенковським резонансом згустків з власною хвилею структури, а її початкова фаза нав'язується однаковою кожним згустком з повтором через період їх слідування. Експериментальним доказом цього твердження є вимірювання сумарного кільватерного поля всієї послідовності на виході відрізка хвилевода різної довжини. Так як збуджене згустком поле полишає хвилевод з груповою швидкістю v_g , то кількість згустків послідовності, кільватерні поля яких додаються, залежить від довжини хвилеводу L : $N=(L/\Delta) (v_0/v_g-1)$, де Δ - відстань між згустками, v_0 – швидкість згустку. Змінюючи довжину хвилеводу, отримано величину кільватерного поля 1-го, 2-х, 3-х і т. д. згустків з доказом повного додавання їх кільватерних полів, що свідчить про їх когерентність.
- З використанням високошвидкісного осцилографа з пропускну здатністю 15 ГГц отримано безпосередньо реалізацію сигналу 3 ГГц кільватерного поля в режимах 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків і підтверджено додавання когерентних полів окремих згустків послідовності.

- Експериментально доведено, що на відміну від хвилеводу, в якому кількість згустків, кільватерні поля яких дають вклад в сумарне поле, через винос збудженого поля з кінця хвилеводу обмежується довжиною хвилеводу, у випадку резонатора збуджені поля не залишають резонатор. В лінійному режимі (згустки залишаються у вихідних фазах), що реалізується в умовах експерименту, і при співпадінні частоти поля з власними частотами резонатора кількість згустків, які дають вклад в сумарне поле, обмежується тільки добротністю резонатора. Для резонатора з добротністю $Q=676$, використаному в експерименті, кільватерне поле величиною 24 кВ/см, близьке до насичення, збуджується 1500 згустками.
- Продemonстровано прискорення згустків кільватерними полями без додаткового інжектора. Варіювання частоти слідування згустків f_{rep} шляхом зміни частоти задаючого генератора клістронного підсилювача викликає її відхилення від частоти збуджуваного кільватерного поля f_0 , що призводить до поділу згустків послідовності на драйверні, що збуджують кільватерне поле, та прискорювані в цьому полі. Експериментально у випадку відхилення частот ($\Delta f = f_{rep} - f_0 = 2,5$ МГц) за допомогою магнітного аналізатора отримано з первісної послідовності дві – одну з меншою енергією (-150 кеВ), втрачених на збудження кільватерного поля, та другу з більшою енергією (+150 кеВ), придбаних внаслідок прискорення в кільватерному полі.
- В концепції плазмового кільватерного прискорення досліджено створення плазми в резонаторі, заповненому нейтральним газом тиску від $5 \cdot 10^{-2}$ Тор до 760 Тор, самою послідовністю згустків. Плазма утворюється за рахунок ударної іонізації нейтралів електронами згустків, а при тиску біля 1 Тор в результаті розвитку пучково-плазмового розряду (ППР). Експериментально продемонстровано збудження кільватерних полів в плазмі, прискорення та фокусування в них електронних згустків.

- Варіюванням густини плазми створювалося відхилення плазмової частоти від частоти слідування згустків, що дозволило експериментально не тільки збудити плазмове кільватерне поле, але й прискорити в ньому згустки тієї ж послідовності, а дефокусування змінювати на фокусування.
- Реалізовано превалювання радіальної компоненти плазмового кільватерного поля над поздовжньою шляхом діафрагмування згустків на вході в плазмовий резонатор і зміни геометрії згустку – при сталій довжині згустку 1,7 см діаметр з 1 см зменшувався до 0,5 см, що дозволило вперше експериментально продемонструвати фокусування згустків плазмовим кільватерним полем.
- Розглянуто збудження в гібридній плазмово-діелектричній структурі як діелектричного кільватерного поля для прискорення, так і плазмового кільватерного поля для фокусування прискорюваних згустків. В експерименті плазма в прольотному каналі створювалась головною частиною послідовності згустків за рахунок іонізації нейтрального газу різного тиску. Для випадків хвилеводу і резонатора отримані кільватерні поля для прискорення в залежності від тиску газу і отже від густини плазми. У випадку резонатора збуджуються значно більші кільватерні поля, однак в областях великої густини плазми збудження кільватерного поля пригнічується через відхилення частоти поля, збуджуваного в резонаторі на черенковському резонансі від частоти слідування згустків та екранування діелектричного поля у плазмі великої густини.
- Експериментально продемонстровано, що щільність плазми 10^{11} см^{-3} в прольотному каналі гібридної плазмово-діелектричної структури забезпечує фокусування згустків по діаметру в 1,8 разів. Це виміряно здвоєними циліндрами Фарадея, які вимірюють периферійну та осьову частини струму пучка.

Практичне значення одержаних результатів. Результати наведених в дисертації експериментальних досліджень збудження когерентних кільватерних

полів та прискорення в них електронних згустків можуть бути використані при розробці та побудові колайдерів наступного покоління для використання у вирішенні фундаментальних проблем фізики високих енергій, та створення компактних прискорювачів для промисловості, матеріалознавства, медицини, біології тощо.

Особистий внесок здобувача представлено в усіх опублікованих роботах [1-24] згідно з поставленими науковим керівником задачами, а саме: аналіз літературних даних; підготовка та проведення експериментів; проведення числових розрахунків; розробка, виготовлення, налаштування систем та вузлів і їх випробування; спільно з співавторами проведення аналізу отриманих результатів; підготовка результатів до друку, написання статей та тез доповідей на конференції за темою дисертації.

В роботах [5, 6, 10, 11, 14 18] здобувач приймав безпосередню участь в аналізі літератури, плануванні, постановці та проведенні експериментів по збудженню когерентних кільватерних полів у діелектричних структурах, обробці експериментальних результатів, підготовці матеріалів для публікацій та доповідей на конференціях.

В роботах [1-4, 15-17, 23] здобувач приймав безпосередню участь в аналізі літератури, плануванні та постановці експериментів, розробці експериментальної плазмової системи, в проведенні експериментів по збудженню когерентних кільватерних полів у плазмі, обробці експериментальних результатів та підготовці матеріалів для публікацій та доповідей на конференції.

В роботах [7-9 12, 13, 19, 20, 21] здобувач приймав безпосередню участь в аналізі літератури, плануванні та постановці експериментів, в проведенні експериментів з гібридними плазмово-діелектричних структурах, обробці експериментальних результатів та підготовці матеріалів для публікацій та доповідей на конференції.

В роботах [22, 24] приймав участь в аналізі літературних даних та підготовці матеріалів для оглядових публікацій.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи були представлені й отримали позитивний відгук на міжнародних та національних конференціях та школах: International Conference and School on Plasma Physic and Controlled Fusion, Alushta (Crimea), Ukraine, September 13-18, 2010 [15]; XI Международный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения», ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина, 23-27 августа 2010 [16]; International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta (Crimea), Ukraine, September 17-22, 2012 [17]; XII International Workshop «Plasma electronics and new methods of acceleration», Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, August 26-30, 2013 [18]; XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration», Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, August 24-28, 2015 [19,20]; International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Karazin KNU & NSC KIPT, Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016 [21]; XXV International Workshop on Charged Particle Accelerators, NSC KIPT, Kharkiv, Ukraine, September 18-22, 2017 Ukraine, Kharkov [22].

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 14 статей в спеціалізованих фахових наукових виданнях України [1-14], що задовольняють вимогам ДАК МОН України до публікацій, на яких ґрунтується дисертаційна робота і 2 статті у фахових науково-технічних журналах [23, 24], що додатково характеризують дисертацію. З них: 16 статей [1-14, 23, 24] включені до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science, 3 статті [5, 10, 14] опубліковано в спеціалізованих фахових наукових виданнях іноземних держав; 8 робіт в збірниках наукових праць, в матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях [15-22].

Структура дисертації. Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів основного тексту з 71 рисунком та 2 таблицями, висновків та переліку використаних літературних джерел з 188 найменувань. Об'єм дисертації складає 154 сторінок, з них список використаних літературних джерел займає 21 сторінку, 4 сторінки займає додаток.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

У вирішенні проблем фізики високих енергій прискорювачі електронів виконують роль інструменту, на кшталт мікроскопу, для вивчення найдрібнішого світу природи, розмір якого за допомогою сучасних колайдерів переднього краю з енергією в системі центру мас до 100 GeV [25] вже можна розгледіти до одної трильйонної мікрону. На даний час розпочате просування далі у TeV-ний енергетичний діапазон [26,27], де очікується отримати відповіді на глибокі фундаментальні питання щодо походження маси, переважання матерії над антиматерією, існування суперсиметрії та інш. Адронні прискорювачі на високі енергії, включаючи колайдери протонів і важких іонів [30], можуть розкрити *in-situ* синтез ядерної матерії через створення кварк-глюонної плазми при температурі кварк-адронного фазового переходу поблизу одного трильйона градусів Кельвіна, який мислиться як стан високої густини енергії на 10^{-5} секунді після Великого вибуху.

Поряд з рішенням фундаментальних проблем фізики високих енергій прискорювальна техніка широко застосовується в багатьох практичних галузях. Прискорювачі електронів на великі енергії використовуються як джерело синхротронного короткохвильового випромінювання, яке застосовується при вирішенні широкого спектру проблем в таких областях, як матеріалознавство, хімія, біологія, медицина і промисловість. Інтенсивне колімоване рентгенівське випромінювання, яке генерується за допомогою синхротронного джерела третього покоління, заснованого на використанні накопичувальних кілець електронів GeV-их енергій, дозволяє визначити структуру і функціонування ДНК і білка в біологічних клітинах. Широке використання іонних прискорювачів проміжних енергій з енергією пучка близько 1 GeV для терапії раку являється їх успішним застосуванням в медицині.

Однак, зростання максимальної енергії прискорювачів заряджених частинок і розширення областей їх застосувань останнім часом сповільнилося. Сучасні прискорювачі масштабу лептонного Компактного лінійного колайдера CLIC (Compact Linear Collider) [26], лептонного Міжнародного лінійного

колайдера ILC (International Linear Collider) [27] та Великого адронного колайдера LHC (Large Hadron Collider) [28], які використовують традиційні методи прискорення, стають занадто громіздкими, дорогими і дуже близькими до межі того, що людство може дозволити собі будувати навіть спільно.

На діаграмі Лівінгстона [29] (Рис.1), яка показує зростання максимальної енергії лептонних і адронних прискорювачів з роками, видно, що на даний час тривале експоненціальне зростання максимальної енергії змінюється на більш повільне і наближається до насичення.

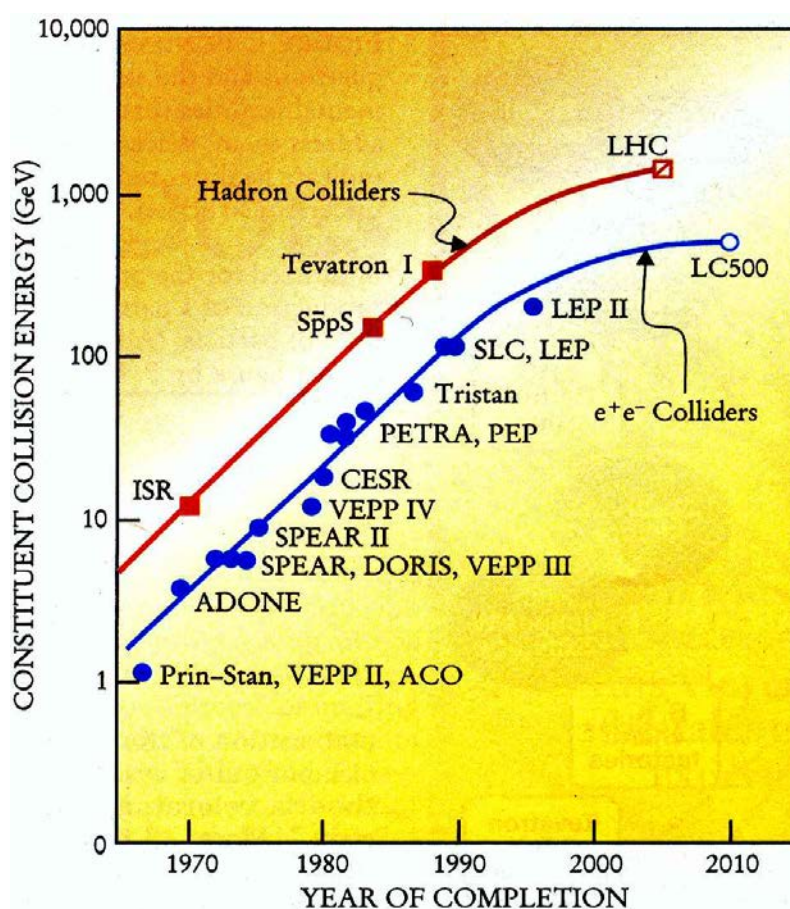


Рис 1.1. Діаграма Лівінгстона

Так, найбільший міжнародний адронний колайдер LHC [28] (Рис. 2) був побудований, щоб допомогти вченим відповісти на ключові невирішені питання у фізиці елементарних частинок. LHC - гігантський науковий інструмент. Він сконструйований для зіткнення двох зустрічних обертових пучків протонів або важких іонів. Протон - протонні зіткнення здійснюються

при енергії 7 TeV кожного пучка з подальшим збільшенням як енергії (до 14 TeV), так і світності пучка (до $10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

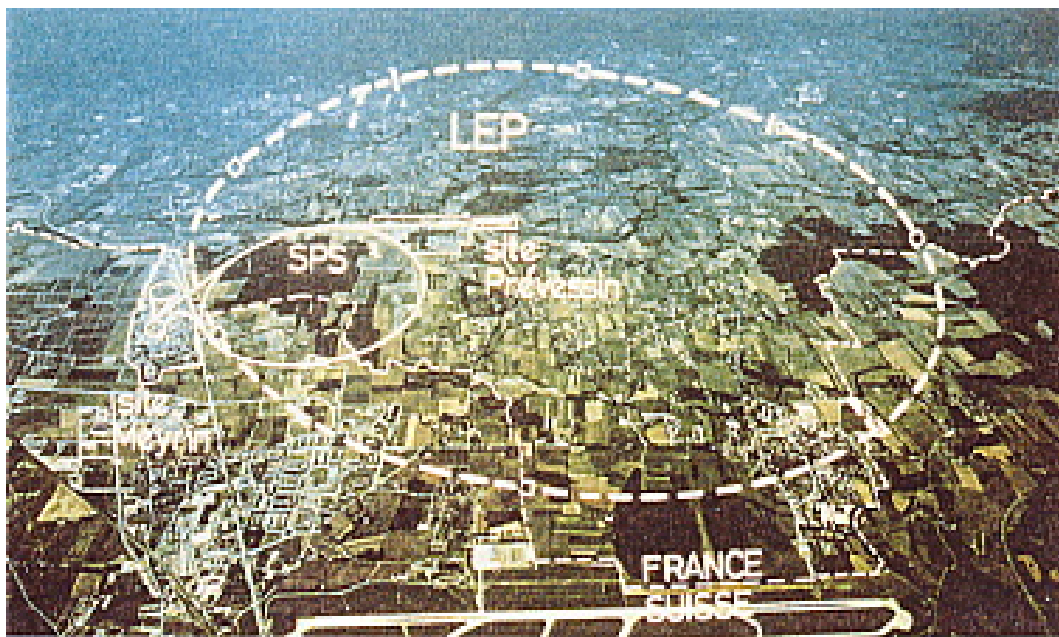


Рис.1.2. Габарити адронного коллайдера LHC і його географічне розташування на території Швейцарії та Франції.

Міжнародні зусилля 2000 вчених з 34 країн спрямовані, серед іншого, на дослідження вже виявленого бозона Хіггса (який може забезпечити об'єднання трьох з чотирьох фундаментальних сил), доказ суперсиметрії частинок (яка може пояснити надлишок небаріонної речовини у Всесвіті) і додаткових вимірювань в теорії струн (які можуть пояснити, чому гравітація настільки слабка в порівнянні з іншими силами в природі). Однак периметр LHC 27 км (Рис.1.2) і його вартість близько 10 млрд доларів вже вражають і змушують задуматися про альтернативні підходи до методів прискорення заряджених частинок.

Проекти наступних лінійних електрон-позитронного коллайдерів CLIC на енергію 0.5-3.0 TeV [26] (Рис.1.3), що базується на двохпучковій схемі, та ILC на енергію 0.2-1.0 TeV [27] (Рис.1.4), що використовує 1.3 ГГц надпровідну НВЧ прискорювальну техніку, передбачають їх вартість близько 10 млрд доларів і довжину більше 30 км, що більше ніж на порядок перевищує розмір існуючого лептонного коллайдера SLAC'у на енергію до 100 GeV [25].

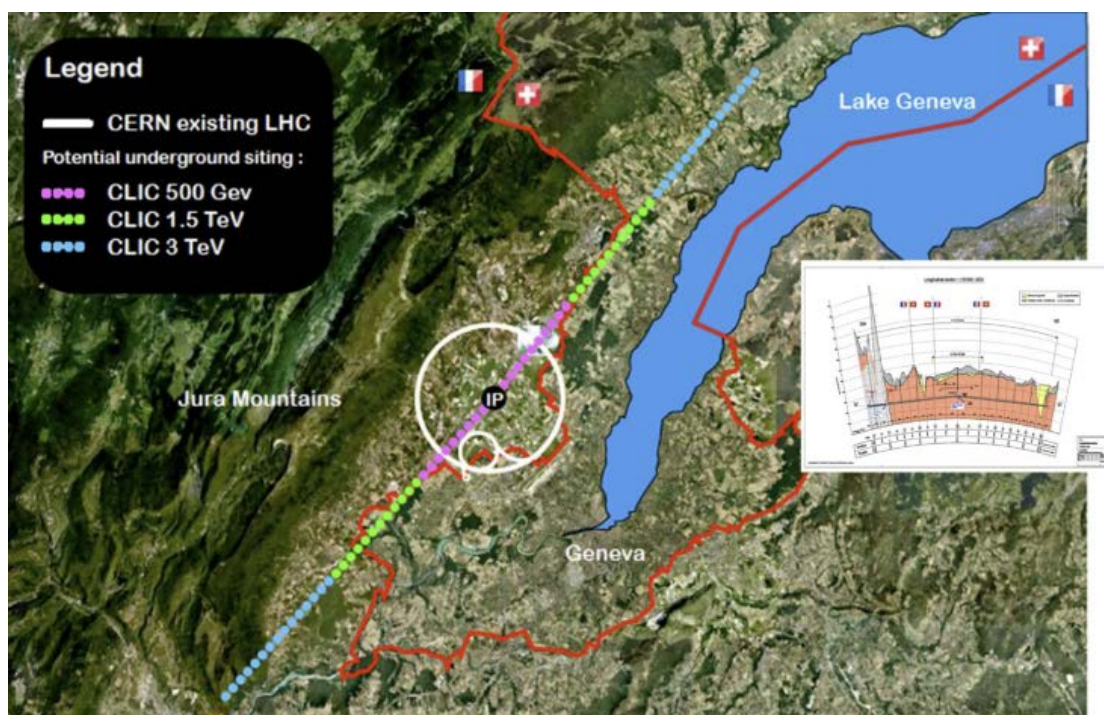


Рис. 1.3. Схема розташування CLIC (трьох етапів спорудження) в тунелі вздовж Женевського озера. Кільцями показані циклічні колайдери SPS, LEP (в даний час на цьому кільці прискорюються адронні пучки колайдера LHC).

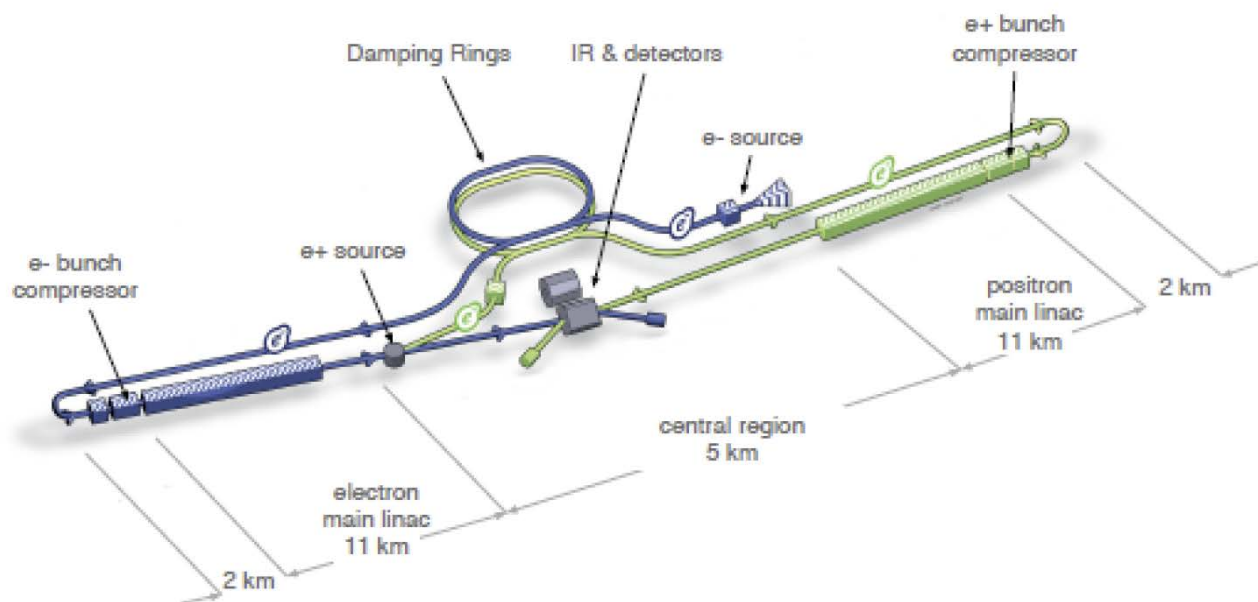


Рис.1.4. Схематичний проект ILC, що показує всі основні підсистеми колайдера.

Величезні розміри CLIC і ILC та витрати на їх спорудження, що перевищують можливості однієї країни, викликано тим, що сучасні лінійні лептонні прискорювачі на енергії TeV діапазону базуються на використанні

НВЧ-пристроїв великої потужності, які забезпечують прискорення заряджених частинок електричним полем з градієнтом не більше 100 МВ/м, - граничним з точки зору стійкої роботи металевих елементів уповільнючої структури через НВЧ нагріву поверхні, що приводить до електричного пробою і зриву прискорення.

Суттєве зменшення довжини лінійних прискорювачів на великі енергії може бути досягнуто використанням набагато більш високих прискорюючих полів, ніж граничні максимальні пробійні поля, які використовуються на даний час. Отже необхідність збільшення прискорюючих полів стає вирішальною для зниження габаритів і вартості прискорювачів на високі енергії. Це є основним мотивом, що спонукає розширення досліджень нових перспективних методів прискорення заряджених частинок.

Перше розуміння кінця шляху для традиційних схем прискорення було заявлене в [30-32], де були задекларовані ідеї нових методів прискорення, в т.ч. пропозиція Я.Б. Файнберга [30] використовувати плазмові хвилеводи як прискорюючі структури, що пізніше була модифікована Дж. Даусоном та інш. [33,34] в схему кільватерного прискорення, в якій високоградієнтним прискорюючим полем є кільватерне поле, що збуджується в плазмі коротким потужним лазерним імпульсом або коротким електронним згустком з великим зарядом.

Кільватерний метод прискорення заряджених частинок по суті є модифікацією методу прискорення колективними полями хвиль щільності зарядів, збуджуваних у плазмі або в потужнострумових релятивістських електронних пучках [35]. Такий метод радикально відрізняється від інших традиційних двома істотними перевагами. По-перше, для метода, що використовує в якості прискорюючої структури плазму, відсутня загроза електричного пробою, яка веде в традиційних прискорюючих структурах до утворення плазми і обмеження максимально можливої амплітуди прискорюючих полів і, отже, темпу прискорення. По-друге, в такому методі плазма може підтримувати прискорюючі високочастотні поля, що на декілька

порядків перевищують досягнуті в традиційних прискорюючих структурах, що використовуються на даний час в прискорювачах на високій енергії. Так, плазма щільністю n_p може підтримувати електричне поле з амплітудою порядку $E_{\max} = \sqrt{4\pi n_p m c^2}$, тобто $E_{\max} \text{ (В/см)} \approx \sqrt{cm} \text{ (}^{-3}\text{)}$, де m – маса електрона, e – заряд електрона, c – швидкість світла. Для реалізованих на даний час щільностей плазми величина максимального поля $E_{\max}$ може досягати значень 10^7 – 10^9 В/см. Зокрема, для щільності плазми $n_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ максимальне поле $E_{\max} = 100$ ГВ/м, що на три порядки вище планованого в створюваному лінійному лептонному колайдері CLIC [26]. Збуджувані в плазмі прискорюючі поля E_{acc} визначаються інтенсивністю зовнішнього збуджуючого фактору (іншими словами «силою» драйвера, а саме: $E_{acc} = \alpha E_{\max}$, де $\alpha = n_b/n_p$ при збудженні прискорюючого поля електронним згустком і $\alpha = v_E^2/c^2$ при збудженні його лазерним імпульсом. Тут n_b – щільність згустку, v_E – осциляторна швидкість, яку набирають електрони плазми в полі лазерної хвилі.

Протягом останніх десятиліть були запропоновані також інші нові концепції прискорювачів заряджених частинок, в яких використовуються надсильні лазерні та плазмові поля, що дозволяють реалізувати великий темп прискорення і тим самим радикально зменшити габарити і вартість прискорювачів.

Прискорення заряджених частинок лазерним випромінюванням в плазмі раніше вивчалось теоретично і було апробовано в експериментах з використанням наступних схем: прискорення заряджених частинок поздовжніми хвилями в плазмі, збуджуваними на битті двох лазерних хвиль з близькими частотами [36], прискорення в схемі зворотного лазера на вільних електронах [37], зворотного ефекту авторезонансу [38], зворотного ефекту Черенкова в уповільнюючому середовищі [39] та інше.

Розробка і створення з використанням принципу CPA (Chirped Pulse Amplification - Усиление чирпированных импульсов) компактних тераваттних (10^{12} Вт) короткоімпульсних лазерів (так званих ТЗ лазерів - Terrawatt-Table-

Top lasers) [40], вже досягнутий Петаваттний (10^{15} Вт) рівень потужності і перспектива створення Ексаваттних (10^{18} Вт) і Зеттаваттних лазерів (10^{21} Вт) [41] дозволяють з їх допомогою збуджувати в плазмі і інших структурах прискорюючі поля (LWFA), які на багато порядків перевершують традиційні.

Прогрес у розвитку лазерів з високою піковою потужністю і зростання інтенсивності пучків заряджених частинок існуючих прискорювачів, заснованих на традиційних схемах, дозволили проведення багатьох концептуальних експериментів, які базуються на кільватерних методах високоградієнтного прискорення заряджених частинок – так званих лазерних (LWFA-Laser Wake Field Acceleration) [41-53] (Японія, Англія, США, Франція) і плазмових з використанням пучків (PWFA-Plasma Wake Field Acceleration) [54-70] (ANL (США), ХФТИ (Україна), КЕК (Японія)) кільватерних концепцій.

Так в групі дослідників з КЕК / JAERI / University of Tokyo (Японія) [42] отримано прискорююче поле 15 ГеВ/м на довжині 2 см при використанні 2 ТВт, 90 фемтосекундного лазерного імпульсу. Додаткове прискорення електронів на 18 МеВ на довжині 0.6 см (тобто темп прискорення 30 ГеВ/м) продемонстровано в експерименті [43]. Основною проблемою в методі збудження кільватерних полів надкоротким лазерним імпульсом великої потужності (LWFA) є мала довжина прискорення, яка обмежується величиною дифракційної (Релеєвської) довжини. Це обмеження долається при використанні явища самофокусування, яке виявляється в сильних полях лазерного імпульсу великої потужності. В RAL експерименті [44] з використанням цього ефекту досягнуто рекордний прискорюючий градієнт - 44 МеВ на довжині 0.3 мм. В [45] наведено проект лінійного коллайдера на 5 ТеВ ($2.5\text{TeV} \times 2.5\text{TeV}$) довжиною 1 м, заснованого на кільватерних полях, збуджуваних лазером в плазмі з щільністю 10^{17} см^{-3} .

У наведених вище експериментах по лазерно-плазмовому кільватерному прискоренню досягнутий темп прискорення, істотно вищий наявного в традиційних прискорювачах. Однак якість отриманого в них пучка є незадовільною через великий енергетичний і кутовий розкид. У 2004 році

незалежно проведені в різних лабораторіях світу - Японії [46], Англії [47], Франції [48], США [49] - принципово важливі експерименти по лазерно-плазмовому кільватерному прискоренню для отримання моноенергетичних пучків з малим енергетичним і кутовим розкидом. Імпульс потужного лазера створював плазму в надзвуковому струмені газу і збуджував в ній кільватерну хвилю, в якій прискорювалися електрони створеної плазми.

У японському експерименті [46] використовувався Ti:sapphire лазер: довжина хвилі - 800 нм, потужність - 2 ТВт, тривалість імпульсу - 50 фс, діаметр в фокусі - 5мкм, щільність інтенсивності в фокусі - 1.5×10^{18} Вт·см⁻². Мішень: надзвуковий струмінь - газ N₂, He. Щільність плазми $n_e = (0.4-4.4) \times 10^{20}$ см⁻³ для N₂; $n_e = (0.4-1.3) \times 10^{20}$ см⁻³ для He. Отримано моноенергетичний пучок з енергією 7 MeV і кутовим розкидом $\pm 1.2^\circ$.

В [47] використовувався Ti:sapphire лазер «Астра» Розерфордовської лабораторії. Лазерний імпульс ($\lambda=800$ нм, $\tau=40$ фс, енергія на мішені 0.5Дж) фокусувався на 2 мм надзвукову струмінь гелію до інтенсивності 2.5×10^{18} Вт·см⁻². Щільність плазми могла змінюватися в межах $n_e = 3 \times 10^{18}$ см⁻³ - 5×10^{19} см⁻³. Прискорений моноенергетичний електронний згусток мав енергію 75 MeV.

В експерименті [48] (Ecole Polytechnique, Франція) лазерний імпульс тривалістю 33 ± 2 фс з енергією 1 Дж на довжині хвилі 820 нм фокусувався на границю 3 мм надзвукового струменя гелію до інтенсивності 3.2×10^{18} Вт·см⁻². Найбільша щільність плазми була $n_e = 2 \times 10^{19}$ см⁻³. Лазер створював плазмовий пухир, в якому захоплювались і прискорювались електрони плазми. Це призводило до генерації високоякісного електронного пучка з кутовим розкидом 10 мрад, зарядом 0.5 ± 0.2 нКл при енергії 170 ± 20 MeV. З цього випливає, що енергія згустку була 100 мДж, тобто коефіцієнт трансформації енергії лазера в енергію електронного пучка становив 10%. На відміну від більш ранніх експериментів, отриманий пучок - моноенергетичний, а число електронів з енергією 170 MeV збільшилася на три порядки.

У США [49] для подолання дифракційних обмежень на довжину прискорення (мала Релеєвська довжина) і, отже, на енергію прискореного пучка в надзвуковому струмені водню за допомогою додаткового лазера був попередньо сформований плазмовий канал для збільшення довжини поширення основного драйверного лазерного променя. Продemonстровано лазерно-плазмовий прискорювач, що генерує електронні пучки з енергетичним розкидом кілька відсотків, низьким емітансом і енергією електронів $80 \pm 1.8 \text{ MeV}$.

У всіх чотирьох експериментах [46-49] високоякісні електронні згустки формуються, коли підбором щільності плазми довжина прискорення узгоджується з довжиною розфазування пучка та хвилі і коли інтенсивність лазера така, що навантаження пучком досить сильне, щоб запобігти новому захопленню електронів з плазми після навантаження першим згустком захоплених електронів.

У наведених експериментах продемонстровано можливість реалізації високих градієнтів прискорюючих полів порядку 100 GeV/m і при цьому отримання прискорених цими полями електронних пучків з малим розкидом по енергії і малою кутовою розбіжністю.

Крім фундаментального значення доказів спроможності цього методу кільватерного прискорення, отримані пучки високої якості (нормалізований емітанс менше 1 пмм мрад , тривалість десятки фемтосекунд, заряд близько 1 нКл) вже зараз є привабливими для розробки керованих компактних джерел випромінювання високої яскравості для досліджень з надшвидкою часовою роздільною здатністю в матеріалознавстві, біології та медицині, а також як інжектори для лазерів на вільних електронах і лінійних колайдеров майбутнього.

Проблемою поки залишається необхідність суттєво збільшити довжину прискорення для отримання більшої енергії частинок, затребуваною фізикою високих енергій. В [50] досягнута максимальна зареєстрована енергія частинок при лазерно-плазмовому прискоренні, що становить 300 MeV . Подальше

збільшення довжини прискорення досягнуто при використанні плазмового хвилеводу, утвореного при розряді в капілярі довжиною 1 см, що значно перевищує Релеєвську довжину. Отримана енергія прискореного пучка 1 GeV [51].

В [52] представлена перша експериментальна демонстрація захоплення (т.зв. самоінжекція) і прискорення електронів до енергії значно вищої за 1 GeV з малим енергетичним і кутовим розкидом. В експерименті використовувався більш потужний лазер петаваттного рівня і оптимізувалася щільність плазми. У лазерно-плазмовому прискорювачі ПВт імпульси інjektуються у плазму значно меншої щільності, ніж було в попередніх експериментах. Тим самим долалися фізичні бар'єри, які дозволяли прискорювати електрони плазми вище 1 GeV, а саме: а) - розфазировка між кільватерним полем, збудженим лазерним імпульсом в плазмі, і прискореними електронами і б) ерозія лазерного імпульсу.

Лінійно поляризовані імпульси з Техаського Петаваттного Лазера тривалістю 150 фс, довжиною хвилі 1,057 мкм і енергією 150 Дж фокусувалися на вхідну апертуру радіуса 1.5 мм газової камери довжиною 7 см, заповненої гелієм чистотою 99,99% при тиску 1-8 Тор. Показано, що максимальна енергія прискорених 2 GeV електронних згустків з явно вираженим максимумом по енергії при 2 GeV з енергетичним розкидом, всього лише кілька відсотків (5%) і безпрецедентним суб-мілірадіанним кутовим розкидом, досягається у вузькому діапазоні щільності плазми $4\text{-}6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В цьому випадку реалізується т.зв. «bubble» режим (за лазерним імпульсом замість кільватерної хвилі утворюється пухир з виштовхнутими електронами) і одночасно усуваються фізичні бар'єри для прискорення вище 1 GeV. Чисельне моделювання показує, що з поліпшенням якості фокусування лазерного імпульсу можливе прискорення електронів плазми майже до 10 GeV з наявною на сьогодні енергією лазерного імпульсу.

Подальший прогрес у збільшенні максимальної енергії в лазерно-плазмовому кільватерном прискорювачі передбачається здійснити в проєкті "BELLA" [53], що виконується в лабораторії LBNL (США). Для цього

потужність використовуваного лазера повинна бути піднята до 1 ПВт рівня, що дасть можливість створити 10 GeV лазерно-плазмовий кільватерний прискорювач, як блок для майбутніх колайдерів, заснованих на лазерних драйверах. На даний час при введенні лазерних імпульсів з пікової потужністю до 0,3 ПВт в плазмовий хвилевід капілярного розряду довжиною 9 см з щільністю плазми $7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ отримані мульти-GeV електронні згустки з енергією до 4,2 GeV, 6% середньоквадратичним енергетичним розкидом, зарядом 6 пКл і середньоквадратичним кутовим розкидом 0,3 мрад [54].

Майбутні лазерно-плазмові кільватерні колайдери, призначені для вирішення проблем фізики високих енергій, будуть реалізовані за каскадною схемою з набору великої кількості описаних вище високоградієнтних лазерно-плазмових кільватерних прискорювальних ступенів (LWFA stages).

Перші експерименти по кільватерному прискоренню електронів плазмовими хвилями, збудженими релятивістськими електронними згустками (PWFA), були виконані в ХФТІ [55, 56] при дослідженні нестійкості релятивістського електронного пучка в плазмі. Послідовність коротких (менше довжини збудженої хвилі) згустків релятивістських електронів, що отримувались на лінійних резонансних прискорювачах електронів (енергія 2, 14 і 20 MeV, число згустків до 6×10^3 , частота слідування згустків 2,805 ГГц, заряд кожного згустку 0.32 нКл, його довжина і діаметр 1.7 см і 1 см, відповідно), інжектувалися в плазму резонансної щільності (плазмова частота співпадає з частотою слідування згустків), створювану за допомогою коаксіальної плазмової гармати. Максимальний приріст енергії електронів згустків, що опинилися в прискорюючих фазах збуджених полів, становив 4 MeV при довжині плазмового стовпа 10 см. Це свідчило про збудження кільватерного поля з амплітудою 40 МВ/м. Тільки після появи теоретичних робіт [33,34] наведені вище роботи стали трактуватися як прискорення кільватерними полями, збудженими в плазмі послідовністю згустків (PFWA) [57-59].

У Національному центрі прискорювачів КЕК (Японія) для збудження кільватерних полів в плазмі щільністю $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ використовувалася послідовність з 6 згустків з енергією 250 і 500 MeV і загальним зарядом 5-10 нКл [60]. Максимальні втрати енергії згустку становили 12 MeV на довжині 20см, що відповідає амплітуді електричного поля 60 МВ/м.

В Аргонській національній лабораторії (ANL, США) вперше проведено експеримент з одним згустком-драйвером (bunch-driver) з великим зарядом, що збуджував кільватерне поле в плазмі, і згустком-свідком (bunch-witness) меншого заряду, по зміні енергії якого при варіюванні затримки його інжекції в плазму можна було судити про характеристики збудженого кільватерного поля [61]. Електронний згусток-драйвер (енергія 21 MeV, заряд 4 нКл, довжина і діаметр 2,1мм і 1,4мм, відповідно) інжектувався в плазму щільністю $0,4\text{--}7,0 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і довжиною 3,3 см. До місця інжекції від нього відщеплювався на вуглецевій мішені згусток-свідок, який відводився магнітним полем по траєкторії, довжина якої змінювалася за допомогою рухомих магнітів, і потім з регульованою рухомими магнітами затримкою в часі прямував слідом за згустком-драйвером. Затримка між згустком-драйвером і згустком-свідком могла змінюватися від 0,2нс до 1,0нс. Виміряне поле являло собою плазмові коливання з амплітудою 5,3 МВ/м.

Таким чином, можна зробити висновок [62], що перші експерименти по мультибанчевому збудженню кільватерних полів в плазмі (multi-bunch PWFA) для високоградієнтного прискорення електронів виконані в ХФТІ, 1971 р. (СРСР) і в КЕК, 1990 р. (Японія), а по збудженню кільватерних полів в плазмі одним згустком (single-bunch PWFA) - в ANL, 1988 г. (США). Це твердження зроблено також і в огляді американських дослідників [63]. Сказане демонструється в наведеній нижче Таблиці 1. Пізніше мультибанчевий режим досліджувався в [64] з метою використати профільовану послідовність згустків для отримання великого коефіцієнту трансформації $TR > 2$.

Таблиця 1.

	KIPT, Ukraine 1971	ANL, USA 1988	KEK, Japan 1990
Energy, MeV	2	21	500
Bunch duration, ps	57	7	10
Length, mm	17	2.1	3
Diameter, mm	10	2.8	3
Charge, nC	0.4	4	10
Number of bunches	$6 \cdot 10^3$	1	6
Plasma density, cm^{-3}	10^{11}	$7 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{12}$
Length of plasma, cm	100	33	20
Wake field, MV/m	0.2	5.3	30

KIPT – Berezin A.K. et al., JETP Lett. 13(1971)498; PPR 20(1994)596

ANL – Rozenzweig J.B. et al., Phys. Rev. Lett. 61(1988)98

KEK – Nakajima K., Part. Accel. 32(1990)209

Наступні експерименти для збудження кільватерного поля в плазмі метрової довжини були проведені на 3 км колайдері Стенфордського прискорювального центру SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) з використанням тільки одного електронного згустку з малими розмірами і великим зарядом. Інтенсивність електронного згустку з енергією 42 Гев була настільки високою, що при його проходженні через стовп пари літію голова згустку створювала повністю іонізовану плазму, а інша частина згустку збуджувала сильне кільватерне поле. Оскільки енергія згустку, що збуджує, становила 42 ГеВ, то електрони і кільватерна хвиля рухаються зі швидкістю, близькою до c , так що їх відносний рух відсутній. Оскільки довжина згустку більше просторового плазмового періоду, більша частина електронів в згустку втрачає енергію на збудження кільватерного поля в плазмі, Електрони хвостової частини згустку набувають енергію в цьому кільватерному полі, яке встигає до підходу хвостової частини згустку змінити знак на прискорення .

У перших експериментах на SLAC (експеримент E-157/E-162 [65]) ставили за мету отримати прискорючі кільватерні поля в плазмі амплітудою порядку

GeV/м при інжекції в плазму довжиною 1,4 м і щільністю 10^{14} см^{-3} електронного згустку з енергією 30 GeV і щільністю, що перевищує щільність плазми. У першому експерименті [66] одиночний 28.5 GeV згусток 1.8×10^{10} електронів SLAC-прискорювача стискувався до довжини 12 мкм (40 фсек.). Щільність плазми довжиною 10 см дорівнювала щільності парів літію 2.8×10^{17} атомів/см³. Близько 7% електронів хвостової частини згустку прискорилося до енергій вище початкової, в середньому на 2.8 GeV. Максимальне доприскорення електронів заднього фронту згустку склало 4 GeV на довжині плазми 10 см, тобто воно відбувалося з прискорюючим градієнтом 40 ГВ/м. Цей результат став, по-перше, першою демонстрацією подолання 1 GeV бар'єру для прискорювачів на нових методах з використанням плазових полів, що малися на той час, обіцяючи по екстраполяційному зростанню їх енергії випередити за максимально досягнутою енергією традиційні колайдери, в тому числі запланований ILC [28], до 2020 року. По-друге, отриманий темп прискорення 40 ГВ/м більше ніж на три порядки перевищує запланований на ILC 30 МВ / м.

Відзначимо, що в цьому експерименті ультрарелятивістський електронний згусток, крім збудження плазової кільватерної хвилі великої амплітуди, сам створює однорідну повністю іонізовану плазму в парах літію. Плазма утворюється в нейтральному парі літію, коли радіальне електричне поле електронного згустка перевищує поріг поля іонізації [67]. Іонізація відбувається у вузькій області в передній частині згустку. Цей фронт іонізації створює плазму, радіус якої набагато більше самого згустка. Якщо щільність пучка перевищує щільність плазми, електрони плазми виштовхуються з об'єму електронного згустку, залишаючи за собою іонний стовп [68]. В подальшому витіснені плазові електрони притягуються іонами до осі, проскакують її по інерції, створюючи коливання просторового заряду, тобто плазове кільватерне поле (т.зв. ленгмюровські або плазові коливання). Поздовжнє кільватерне поле безперервно змінюється вздовж згустку, сповільнюючи його основну драйверну частину, але прискорюючи частки в хвостовій частині згустку. Утворений іонний стовп також забезпечує фокусуючу силу [69], яка проводить

згусток в плазмі на декілька дифракційних довжин, дозволяючи ефективно передавати енергію пучка в кільватерне поле. Ця сила також викликає осциляції поперечного розміру згустку при його поширенні в плазмі (т.зв. бетатронні коливання).

У наступних експериментах [70] зі збільшеною довжиною плазми було виміряно зростання енергії більше 10 GeV на довжині плазми 30 см.

Виміряне на SLAC'е практично лінійне зростання набору енергії від довжини плазми [66,70] було підтверджено наступним експериментом зі збільшенням довжини плазми до 85 см [71], що дозволив отримати дуже важливий результат щодо подвоєння енергії хвостової частини драйверного згустку збудженими кільватерними полями в плазмі. Електронний згусток з параметрами: енергія 42 GeV з розкидом 1,5 GeV, число електронів в згустку $1,83 \times 10^{10}$ (заряд згустку 2.93 нКл), його довжина 15 мкм і діаметр на вході в камеру 10 мкм (середня щільність електронів в згустку $1,03 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) фокусувався на вході 10 мкм стовпа літєвого пару довжиною 85 см з щільністю нейтральних частинок $2,73 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Експериментально показано, що в плазмовому кільватерному прискорювачі (PWFA) 85 см довжини, збудженим 42 GeV драйверним згустком SLAC-коллайдера, досягнутий приріст енергії більше 42 GeV. Цей результат знаходиться в хорошій згоді з чисельним моделюванням 3D-PIC кодом (Рис.1.5). Більшість електронів згустку втрачають енергію на збудження плазмової кільватерної хвилі, але деякі електрони в хвостовій частині цього згустку прискорюються кільватерним полем 52 ГВ/м. Це ефективно подвоює їх енергію, даючи такий же приріст енергії невеликої частки електронів інжектowanego згустку на менш ніж метровій довжині, як і на SLAC-колайдері 3-кілометрової довжини. Цей важливий крок демонструє життєздатність плазмових кільватерних прискорювачів для фізики високих енергій.

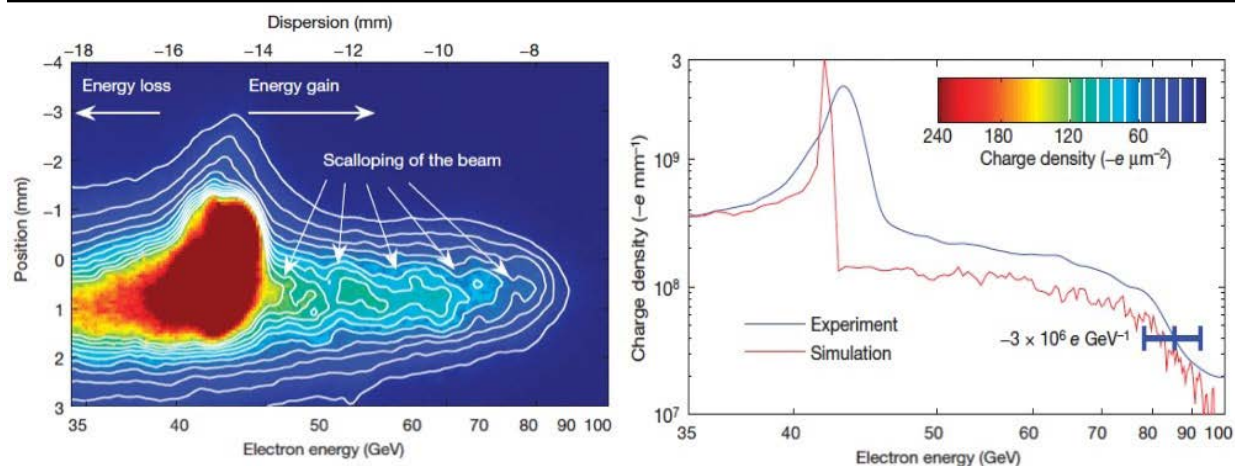


Рис. 1.5. Енергетичний спектр електронів в діапазоні 35-100 ГеВ. Відхилення в магнітному аналізаторі (показані на верхній осі) обернено пропорційні енергії частинок (показані на нижній осі). Передній фронт згустку, майже не загальмований плазмою, має енергію 42 ГеВ. Основна частина згустку, яка втрачає енергію на збудження плазмової кільватерної хвилі, розкидається, частково опиняючись поза полем зору камери. Електрони задньої частини згустку, які досягли енергій аж до 85 ГеВ, видні праворуч.

Продемонстрований скейлінг набору енергії від довжини плазми (4 ГеВ на довжині плазми 10см [66], 10 ГеВ на довжині 30см [70], і 42 ГеВ на довжині 85 см [71]) дозволяє застосувати таку схему плазмового прискорювача для подвоєння енергії лінійних коллайдерів без подвоєння їх довжини, додавши лише плазмову форсажну секцію (т.зв. «afterburner»), довжина якої на 2-3 порядки менше довжини коллайдера.

Коли довжина стовпа з парами літію була збільшена з 85 см до 113 см, виміряна максимальна енергія дорівнювала 71 ± 11 ГеВ з менш ніж 3% електронів згустку, які придбали додаткову енергію понад 30 ГеВ. Причиною насичення виграшу енергії при подальшому збільшенні довжини стовпа плазми, що спостерігається в експерименті, є ерозія головної частини згустку: фронт згустку розширюється, тому що на нього не діє фокусуюча сила іонного стовпа. Це розширення зменшує щільність згустку, переміщаючи фронт іонізації назад по згустку. В кінцевому рахунку, електричне поле згустку падає

нижче порога для утворення плазми, припиняючи процес прискорення до того, як енергія драйверного згустку виснажується.

Це обмеження на довжину плазми, що неминуче призводить до необхідності вдаватися до секціювання, запропоновано долати використанням замість релятивістських електронних згустків релятивістські протонні згустки (PDPWFA- proton-driven plasma wakefield acceleration), які через більшу масу протонів, ніж електронів, менш схильні до емітансної ерозії в сильних збуджених полях [72,73]. Оскільки для збудження сильних кільватерних полів в плазмі необхідно створювати плазму з великою щільністю (при збереженні відношення щільностей n_b/n_p), довжина хвилі плазмового кільватерного поля $\lambda_p = 2\pi/\omega_p$ виявляється істотно меншою довжини a протонних згустків реальних прискорювачів протонів ($\lambda_p \ll a$). Протонні мікросгустки ($a \leq \lambda_p$) передбачається формувати шляхом розбиття довгого згустку на кілька коротких, використовуючи саомодуляцію при пучково-плазмовій нестійкості [74].

У ЦЕРНі виконується проект AWAKE (Advanced Wakefield Experiment), який має на меті експериментальну демонстрацію PDPWFA з використанням в якості драйвера послідовності коротких протонних згустків з енергією TeV діапазону [75].

Експеримент AWAKE - це перший в світі експеримент по PDPWFA прискоренню, в якому буде використовуватися високоенергетичний протонний згусток для збудження кільватерного плазмового поля для прискорення електронного пучка. Моделювання показало [73], що протонний згусток типу ЛНС (порядку TeV, 10^{11} протонів в згустку) з довжиною згустку 100 мкм може прискорити інжектований 10 GeV електронний пучок до енергії понад 500 GeV в плазмі довжиною 500м з градієнтом $\geq$ GeV/м. В [74] показано, що подібні градієнти можуть бути досягнуті з модульованим довгим протонним згустком, відкриваючи шлях для невідкладного експериментального дослідження з використанням існуючих в ЦЕРНі протонних згустків.

Для експерименту AWAKE в ЦЕРНі протонний пучок LHC-типу з енергією 400 GeV, але більшої інтенсивності ($3 \cdot 10^{11}$ протонів в згустку) отримується в CERN SPS-прискорювачі і направляється до плазмової камери для збудження в ній плазмового кільватерного поля. Протонний згусток буде фокусуватися до $\sigma_{x,y} = 200$ мкм поблизу входу в плазмову камеру довжиною 10м з щільністю, регульованою в діапазоні 10^{14} - 10^{15} см⁻³. Коли протонний згусток з довжиною $\sigma_z = 12$ см (0.4нс) входить в плазмову камеру, він піддається саомодуляційній нестійкості, яка забезпечує серію ультракоротких протонних згустків, які можуть резонансно збуджувати кільватерні поля великої амплітуди [74].

Ефективна довжина і період модульованого пучка задаються довжиною плазмової хвилі (для AWAKE зазвичай $\lambda_p = 1$ мм). Лазерний імпульс великої потужності (2 ТВт), що поширюється по одній осі з протонним згустком, використовується для іонізації нейтрального газу в камері, а також генерує затравку саомодуляції протонного згустку. Електронний згусток з $1,25 \cdot 10^9$ електронів, інжектований з енергією 10-20 MeV, служить в якості вітнеса для прискорення в кільватерному полі протонних згустків.

Подальші дослідження нових методів прискорення на SLAC планується проводити в рамках програми «FACET» на іншому, ніж раніше, пучковому каналі SLAC-коллайдера з електрон/позитронними згустками з енергією 23 GeV. Заряд згустку 3nC (10kA), діаметр 10 мкм, тривалість 50 фс. Експерименти спрямовані на поліпшення якості прискореного згустку (збільшення числа електронів в згустку, зменшення енергетичного і кутового розкиду електронів), для чого початковий згусток магнітними системами і/або масками розбивається на два згустки - драйвер (для збудження кільватерного поля) і вітнес (для прискорення в кільватерному полі).

В [76] повідомляється про експеримент на SLAC в рамках програми «FACET» по високоефективному прискоренню окремого згустку-вітнесу, який має достатній заряд для виймання суттєвої кількості енергії з

високоградієнтного нелінійного кільватерного поля, збудженого іншим згустком-драйвером. Обидва згустки отримуються з одного згустка SLAC-коллайдера шляхом його роздвоєння з використанням магнітних систем для розвороту згустка в просторі і часі та маски. Отримано прискорення 74 пКл згустка-вітнеса в прискорюючому градієнті 4,4 ГВ/м. Електрони згустка набувають додаткову енергію 1,6 ГеВ з енергетичним розкидом всього 0,7% і ефективністю передачі енергії від кільватерного поля до вітнесу, що перевищує 30%. Таке прискорення окремого згустку, що має істотний заряд і невеликий енергетичний розкид, з високим градієнтом прискорення і високою ефективністю передачі енергії, є важливою віхою в розвитку плазмового кільватерного прискорення для розробки технології виготовлення компактних і доступних прискорювачів. Перспективною метою є створення пучково-плазмового кільватерного прискорювача, як секції майбутніх багатосекційних коллайдерів для фізики високих енергій.

У цю ж програму «FACET» включені дослідження діелектричного кільватерного прискорювача, що збуджується інтенсивним згустком, та генерації кільватерного ТГц-випромінювання коротким згустком в діелектричній структурі.

Прискорююча структура, навантажена діелектриком (ДС), в якому кільватерне поле збуджується інтенсивним згустком електронів або послідовністю згустків є ще одним альтернативним кандидатом для майбутніх високоградієнтних прискорювачів частинок, здатним подолати поріг темпу прискорення 100 МВ/м для традиційних прискорювачів. Як показано в теоретичних дослідженнях [77] і в останніх експериментах [78], максимальне прискорююче поле в діелектричних структурах, обмежене електричним пробоем з утворенням плазми в результаті тунельної іонізації та іонізації за рахунок зіткнень, може перевищувати 1ГВ/м, тобто воно на порядок більше в порівнянні зі звичайними металевими прискорюючими структурами. Демонстрація порогу пробою 13,8 ГВ/м в специфічній геометрії діелектричного кільватерного прискорювача (ДКП) в ТГц-ому діапазоні [78] – обнадійливий

результат для розробки майбутніх ДКП прискорювачів з темпом прискорення порядку 1 ГеВ/м. В [78] показано, що для параметрів ДКП в Аргонській національній лабораторії (ANL) прискорююче кільватерне поле в діелектричній структурі може перевищити на півтора порядки поле Стенфордського лінійного колайдера SLAC. Не дивлячись на те, що це значення діелектричного кільватерного поля набагато менше досягнутого плазмового кільватерного поля, що збуджується в плазмі лазерним згустком [54], або електронним згустком [71], діелектричні структури мають ряд переваг завдяки простоті геометрії, легкості нейтралізації шкідливих несиметричних мод і поперечному розподілу поля, яке ускладнює пробій на металевій зовнішній стінці структури. Діелектричні структури прийнятніші завдяки розвинутій технології мікро-виробництва, однорідності, ВЧ-узгодження і т.інш.

Діелектричні прискорюючі структури інтенсивно досліджуються, починаючи з початку 1950-х років [80]. Діелектричний кільватерний прискорювач, збуджуваний драйверним згустком досліджується переважно в ANL, (США) [81-111]; Йельському університеті, Нью Хевен, США; Колумбійському університеті, Нью-Йорк, США; BNL (США) [112-123]; Стенфордському прискорюючому центрі SLAC (США) [79], Національному науковому центрі “Харківський фізико-технічний інститут” (ННЦ ХФТІ), (Україна) [124-137]; Петербурзькому державному електротехнічному університеті, (Росія) [138-153]; Ізраїлі [154]; Кореї [155] та інш. У цих лабораторіях досліджуються декілька фізичних підходів стосовно розвитку концепції прискорення кільватерними полями, збуджуваними електронними згустками в діелектричних структурах. Серед них:

- досягнення високого прискорюючого поля;
- використання багатомодового режиму для отримання піків кільватерного поля високої інтенсивності;
- збільшення коефіцієнта трансформації завдяки профілюванню інтенсивності згустка-драйвера

- дослідження супроводжуючого збудження перехідного випромінювання і його впливу на збудження кільватерного поля і на втрати енергії драйверними згустками.
- розв'язання проблеми синхронізації збуджуючих згустків (драйвер) і згустків що прискорюються (вітнес) в схемі прискорювача.
- дефокусування збуджуючих та прискорених згустків і відповідне обмеження для кільватерного прискорення [156].
- дослідження порогу пробою [77,78] і радіаційної стійкості [157] діелектричного матеріалу діелектричних структур.

Теоретичні дослідження збудження кільватерних полів в діелектричних структурах круглого і прямокутного перерізу і прискорення в них електронів, що проводилися в ННЦ ХФТІ, узагальнені в дисертації [158]. Перші результати експериментальних досліджень в ННЦ ХФТІ щодо збудження кільватерних полів послідовністю релятивістських електронних згустків в діелектричних структурах наведені в дисертації [159].

Відмітимо, що в роботах як ННЦ ХФТІ (Україна) [160], так і США [161] досліджувалось збудження кільватерних полів послідовністю згустків в діелектричній структурі з вакуумним каналом для проходження згустків. Представляє обіцяючий інтерес концепція мультибанчевого плазмово-діелектричного кільватерного прискорювача, в якому вакуумний канал заповнюється плазмою, що призводить до збудження додатково плазмового кільватерного поля. Наявність цього поля дозволяє підвищити як ефективність збудження поздовжнього кільватерного поля, так і забезпечити за рахунок фокусування поперечну стійкість збуджуючих і прискорюваних згустків.

Перші публікації з цього приводу [124,162] започаткували в ННЦ ХФТІ широкі теоретичні дослідження концепції кільватерного діелектричного прискорювача з плазмовим каналом для проходження згустків [163-171], які лягли в основу дисертації [172].

В роботах [163-172] проаналізовано електромагнітні властивості плазмово-діелектричних кільватерних прискорюючих структур (ПДКП-структур) з дрейфовим каналом, заповненим ізотропною плазмою, які збуджуються електронними згустками. Показано, що у лінійному режимі електромагнітне поле складається з трьох складових – поля власних радіальних мод діелектричних хвиль, поля плазмової хвилі і квазістатичного поля згустків.

Досліджено поздовжню і поперечну структуру електромагнітного поля в ПДКП-структурі. Поперечна сила, що діє на електрони драйверного згустку, завжди є фокусуючою, а поперечна сила, що діє на частинки прискорюваного згустку, може бути вибрана фокусуючою. Можливість одночасного фокусування і прискорення не залежить від знаку заряду прискорених частинок, тобто такий режим можливий як для електронних, так і для позитронних згустків.

Фокусуюча сила виникає внаслідок збудження плазмової хвилі, що робить переважаючий внесок до поперечної сили. Внесок плазмової хвилі до поздовжньої сили, що прискорює частинки прискорюваного згустку, є незначним. Поздовжня сила визначається полем власних мод діелектричного хвилеводу. Такі властивості сумарного кільватерного поля відповідають умовам, коли плазмова частота менша частоти діелектричних мод.

Власне квазістатичне поле згустків локалізоване поблизу згустків. Зі збільшенням густини плазми і енергії згустку вплив власного квазістатичного поля згустку зменшується. Для розрахунку динаміки згустків ним можна нехтувати, починаючи з енергії 15 MeV.

У мультибанчевому режимі збудження амплітуди поздовжнього кільватерного поля може бути збільшена за рахунок поля радіальних мод діелектричних хвиль для оптимальної густини плазми, яка визначається умовою $\omega_p a \approx 2$ (ω_p – плазмова частота, a - радіус дрейфового каналу). При цьому необхідно упереджено вибирати частоту збуджуваного поля через параметри вакуумної діелектричної структури (наприклад, внутрішній або

зовнішній діаметр), яка при плазмовому заповненні повинна співпадати з частотою слідування згустків.

Чисельне моделювання підкритичного режиму збудження кільватерних полів у плазмово-діелектричному хвилеводі підтвердило результати лінійної теорії: ця структура дає можливість прискорювати тестовий згусток з одночасним його фокусуванням. Фокусування у цьому режимі виконується плазмовою хвилею. Як показало числове моделювання, лінійний режим слушний, коли $n_b/n_p \leq 1,3$. Для режиму нелінійної плазми при $n_b \gg n_p$ фокусування тестового згустку забезпечується плазовими іонами, які залишаються у транспортному каналі після виштовхування звідти плазових електронів ведучим електронним згустком.

В даній дисертації представлені результати експериментальних досліджень збудження кільватерних полів в діелектричних [5,6,10,11,14,18], плазових [1-4, 15-17,23] і плазмово-діелектричних структурах [7-9,12,13,19-21] довгою послідовністю релятивістських електронних згустків, а також прискорення в них електронів, поміщених в прискорюючі фази. Як зазначалося вище, в експериментах інших авторів щодо збудження кільватерних полів у плазмі [56-69,64] і в діелектричних структурах [159] детально не досліджувалися процеси збудження, обумовлені когерентністю кільватерних полів при їх збудженні регулярною послідовністю електронних згустків. У даній дисертації реалізована можливість створювати режими збудження, еквівалентні збудженню одиночним згустком, двома згустками і послідовністю з кінцевим числом згустків. Вивчено збудження кільватерних полів в діелектричних структурах і в плазмі для випадків хвилеводної структури кінцевої довжини і резонатора. Збудження кільватерних полів в гібридних плазмово-діелектричних структурах, в т.ч. і мультибанчеве, запропоноване в [124,162], досліджувалося тільки теоретично і чисельним моделюванням [163-172]. В даній дисертації ці дослідження вперше проведено експериментально.

Експериментальні результати цієї дисертації поряд з результатами наведених вище робіт інших авторів з розвитку нових методів прискорення дозволять вирішити актуальну проблему створення компактних прискорювачів для індустрії, матеріалознавства, медицини, біології а також істотно зменшити габарити і вартість суперколайдера з енергією TeV-PeV діапазонів, затребуваних для вирішення фундаментальних проблем фізики високих енергій.

Основна частина матеріалів цього розділу була опублікована в [22, 24].

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ

При збудженні кільватерних полів послідовністю згустків релятивістських електронів в розглянутих структурах величина кільватерного поля пропорційна величині заряду релятивістських згустків, тому важливим є збільшення заряду електронних згустків. Збільшення заряду електронних згустків можна досягти при збільшенні струму електронної гармати, який інжектується в прискорює поле біжучої хвилі резонансного прискорювача електронів «Алмаз-2». Була проведена модернізація електронної пушки прискорювача, яка дозволила збільшити струм гармати з 0.5 А до 1.0 А.

Експерименти з дослідження збудження кільватерних хвиль в діелектричних структурах, в плазмі і в гібридних плазмово-діелектричних структурах проводились на установках, які розміщувалися на виході лінійного резонансного прискорювача електронів «АЛМАЗ-2М» і використовували пучок релятивістських електронів, який забезпечував прискорювач. Даний розділ присвячений опису характеристик і параметрів пучка релятивістських електронів, які забезпечував даний прискорювач.

2.1. Варіювання частоти слідування релятивістських електронних згустків в лінійному резонансному прискорювачі електронів «Алмаз-2М»

У більшості лінійних прискорювачів клістри працюють в режимі самозбудження, тобто є генераторами, що не дає можливості змінювати частоту проходження згустків. В експериментах по збудженню кільватерних полів в діелектричних структурах необхідно змінювати частоту проходження згустків для того, щоб домогтися її збігу з власною частотою кільватерного поля, що збуджується в діелектричному хвилеводі (резонаторі), при якому амплітуда кільватерного поля максимальна. А також для можливості створення розладу між цими частотами, при якій частина згустків з послідовності потрапляє в прискорюючу фазу кільватерного поля, що збуджується попередніми згустками послідовності, і таким чином реалізуються прискорювані згустки без додаткового інжектора. Змінювання частоти проходження згустків може бути

досягнуте при використанні клістронного підсилювача, на який подається сигнал задаючого генератора змінної частоти.

Для цього в наших експериментах використовувався задаючий генератор, базований на магнетроні МІ-30, високочастотний сигнал з якого потужністю до 10 кВт посилюється клістроном КВУ-12М, до потужності 15-16 МВт в діапазоні частот від 2800 до 2810 МГц. На Рис.6. приведена градуювальна крива залежності частоти задаючого генератора від розподілів лімба хвилеміра. Градування задаючого генератора проводилося за допомогою стандартного хвилеміра Ч2-9А.

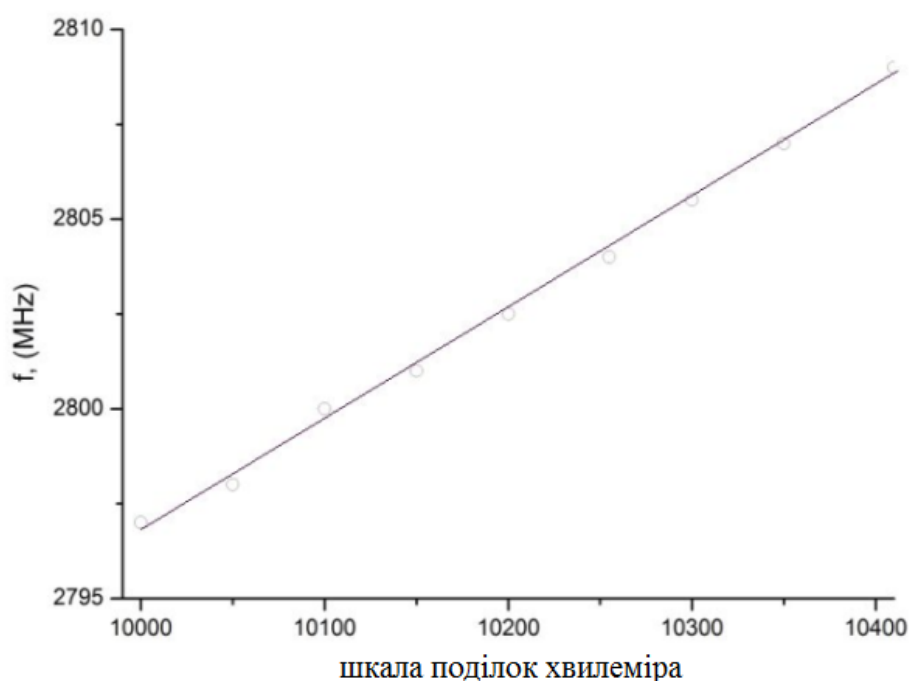


Рис.2.1. Градувальна крива лімба хвилеміра задаючого генератора.

Вимірювання амплітуди НВЧ сигналу задаючого генератора в залежності від частоти показані на Рис.2.2. Видно, що максимальна амплітуда НВЧ сигналу має місце в діапазоні частот 2803-2807 МГц.

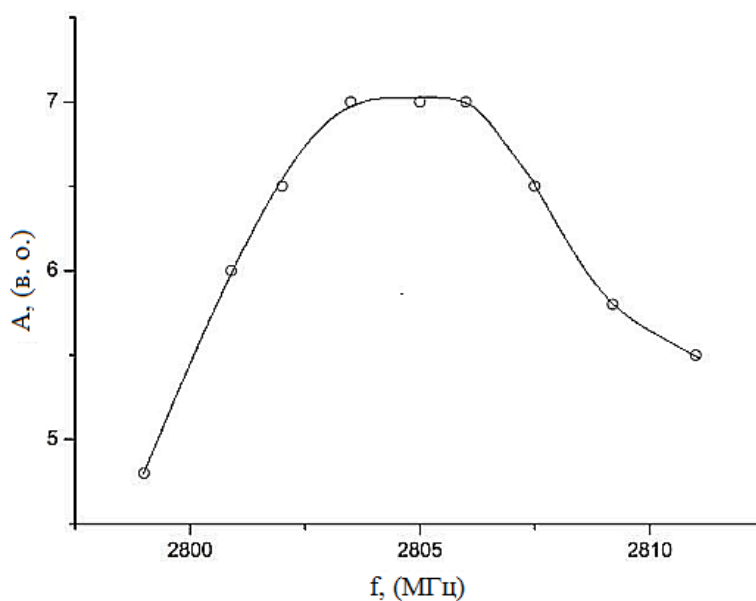


Рис.2.2. Залежність амплітуди НВЧ сигналу задаючого генератора від частоти.

За допомогою каліброваного детектора і атенюатора з ослабленням 40 дБ проведені вимірювання вихідної потужності задаючого генератора. Осцилограма огибаючої НВЧ-сигналу задаючого генератора, наведена на Рис. 2.3.

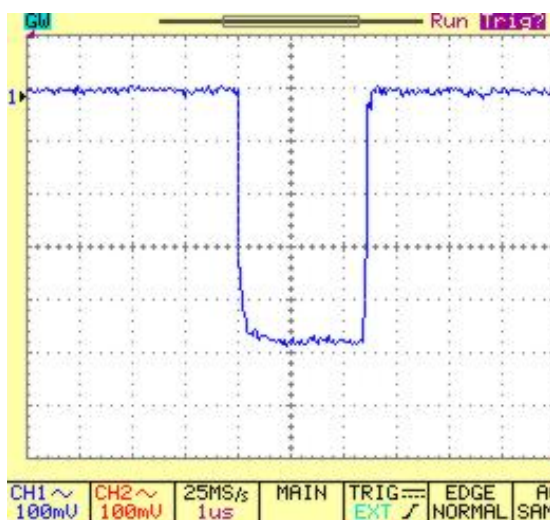
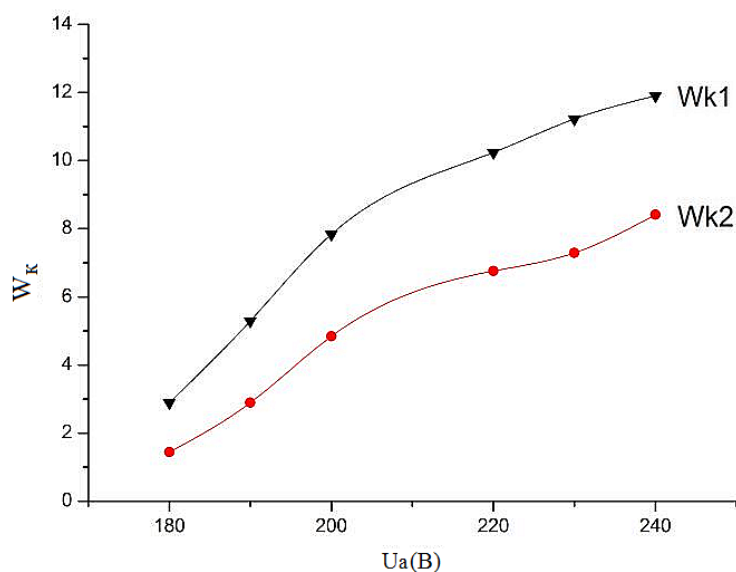


Рис. 2.3. Осцилограма сигналу на виході задаючого генератора.

Проведено вимірювання амплітуди НВЧ сигналу з активного поглинаючого навантаження прискорювальної секції в залежності від величини анодної напруги на клістріні без пучка і з навантаженням пучком (Рис.2.4.).



Ріс.2.4. Зміна амплітуди НВЧ випромінювання з навантаженням прискорювальної секції в залежності від анодної напруги на клістріні: 1 - без пучка, 2 - з навантаженням пучком.

Різниця цих кривих визначається величиною НВЧ потужності, яка витрачається на прискорення електронного пучка. Цю потужність можна визначити, вимірюючи величини струму і енергію прискорених електронів, а по величині різниці кривих навантаженої і ненавантаженої пучком прискорювальної секції можна визначити потужність клистрона. Результати розрахунків наведені в таблиці 2.

Таблиця 2.

U, (kV)	I _b , (A)	$\mathcal{E}_b$, (MeV)	W _{k1} -W _{k2}	W _k (MW)
180	0.33	4.1	0.5	4.6
190	0.4	4.4	0.6	6.7
200	0.48	4.6	0.6	10.1
220	0.55	4.7	0.7	12.1
230	0.6	4.8	0.6	12.9
240	0.8	5.1	0.6	14

2.2. Регулювання кількості згустків в періодичній їх послідовності.

Зміна тривалості імпульсу пучка, тобто кількості згустків у послідовності, що проходять через діелектричну структуру, досягається шляхом зміщення в часі НВЧ імпульсу задаючого генератора відносно високовольтного імпульсу напруги клістронного підсилювача. При збігу НВЧ імпульсу задаючого генератора і високовольтного імпульсу анодної напруги клістронного підсилювача тривалість імпульсу струму становить 2 мкс. При зміщенні на 1 мкс, 1.5 мкс і 1.9 мкс тривалість імпульсу струму відповідно становить 1, 0,5 і 0.1 мкс. Отримані таким способом імпульси пучка тривалістю 0,1; 0,5; 1.0 і 2,0 мкс (кількість згустків відповідно 300, 1500, 3000 і 6000) показані на осцилограмах Рис. 2.5.

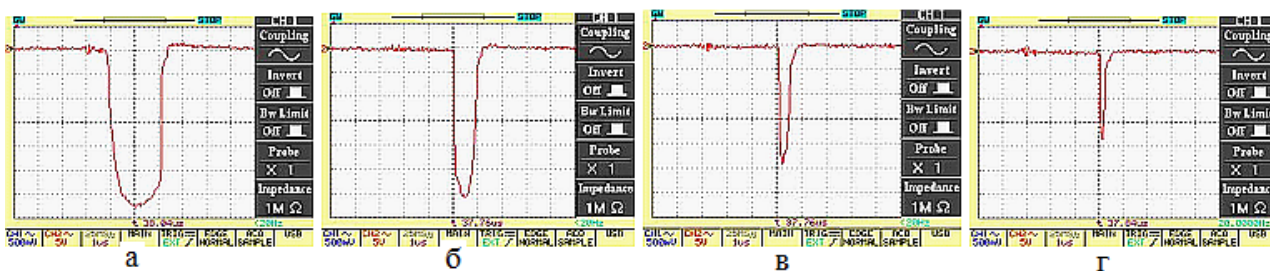


Рис.2.5. Тривалість імпульсу струму пучка: а - $\tau = 2 \mu\text{s}$; б - $\tau = 1 \mu\text{s}$;
в - $\tau = 0.5 \mu\text{s}$; г - $\tau = 0.1 \mu\text{s}$

2.3. Енергетичні спектри електронів згустки.

Функції розподілу електронів пучка за енергією (енергетичні спектри), виміряні за допомогою магнітного аналізатора, при різних частотах задаючого генератора (тобто різних частотах слідування згустків) показані на Рис. 2.6.

Оптимальний режим роботи прискорювача, при якому струм максимальний, а ширина енергетичного спектра електронів мінімальна, знаходиться при частотах в межах 2803 - 2807 МГц. Цей діапазон частот визначається максимальною амплітудою НВЧ коливань. При цьому при зміні частоти задаючого генератора змінюється енергія електронів пучка в межах від 2.5 до 4,8 MeV.

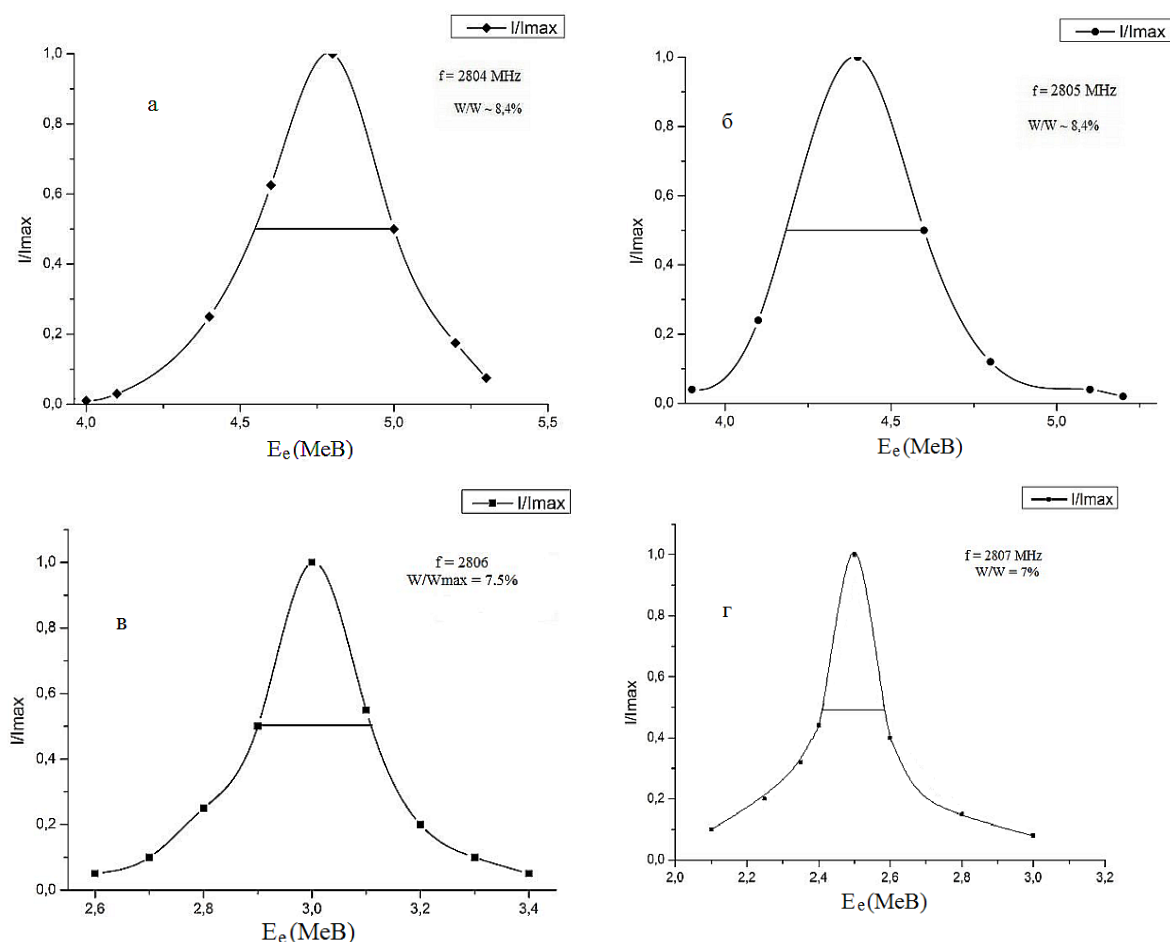


Рис.2.6. Енергетичні спектри електронів пучка при різних частотах задаючого генератора: а) - $f = 2804$ МГц; б) - $f = 2805$ МГц; в) - $f = 2806$ МГц; г) - $f = 2807$ МГц.

Цей результат узгоджується зі зміною НВЧ сигналу з навантаженням на виході прискорювальної секції при зміні частоти задаючого генератора, зміна частоти якого призводить до зменшення потужності клістронного підсилювача і, відповідно, до зменшення енергії електронів пучка. Це зменшення пов'язано з погіршенням коефіцієнта стоячої хвилі прискорювальної секції для відповідної частоти.

Так як фазовий розмір згустку в нашому випадку, визначений за допомогою надвисокочастотного сепаратора [173], становив близько 60° , то пучок з прискорювача виходить у вигляді послідовності $6 \cdot 10^3$ окремих згустків довжиною 1.7 см і відстанню між ними ~ 10 см.

2.4. Параметри пучка.

Профілактичні роботи з електронною пушкою, магнітними фокусуючими лінзами та клістронним підсилювач дозволили підняти імпульсний струм пучка (середній струм послідовності згустків) до 1 А. На Рис. 2.7 представлені осцилограми струму пучка з включеною фокусуючою лінзою і без неї.

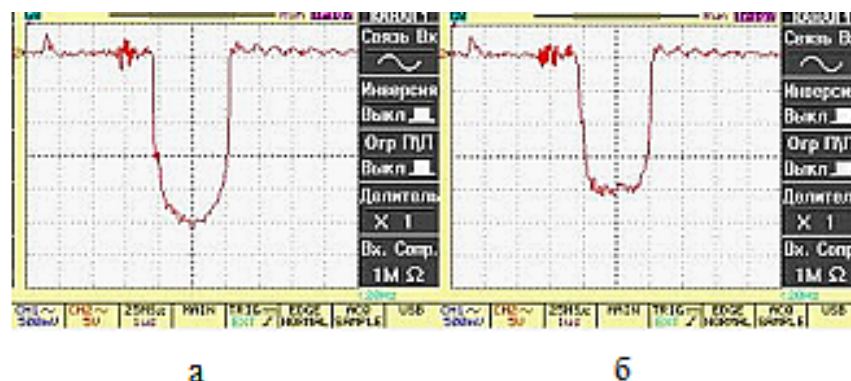
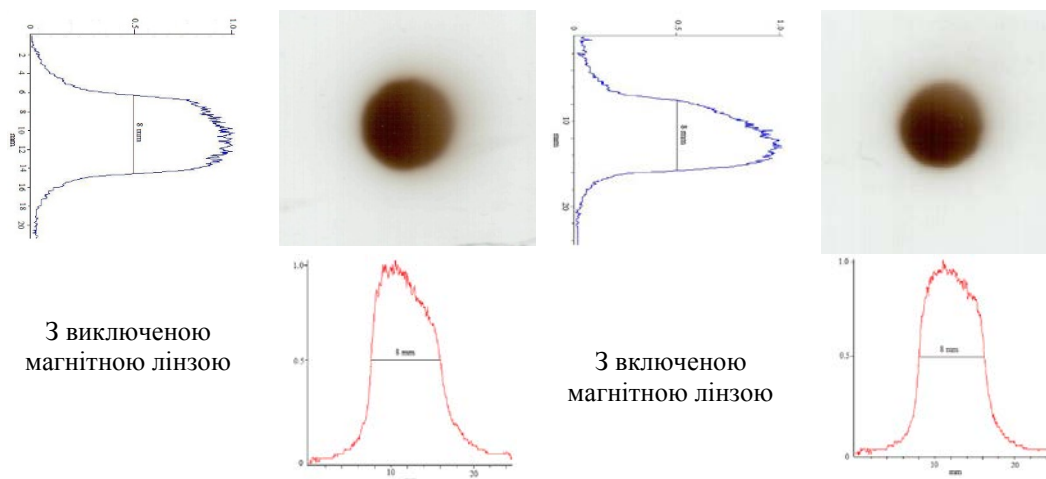


Рис.2.7. Осцилограми струму пучка електронів на виході прискорювача:

а - з включеною лінзою, що фокусує; б - з виключеною лінзою.

При чутливості осцилографа 5 В/поділ амплітуда сигналу з циліндра Фарадея дорівнює 25 В. При опорі навантаження 25 ом це відповідає величині струму пучка 1 А. Без включення фокусуючої лінзи струм на виході прискорювача становив 0.8 А (Рис.2.7,б).

На Рис. 2.8. показані відбитки пучка на скляних пластинах, що проходить через діафрагми різного діаметру: 8 мм, 10 мм і 12 мм без включення магнітної лінзи, що фокусує, і при її включенні, а також розподіл щільності струму по перетину пучка.



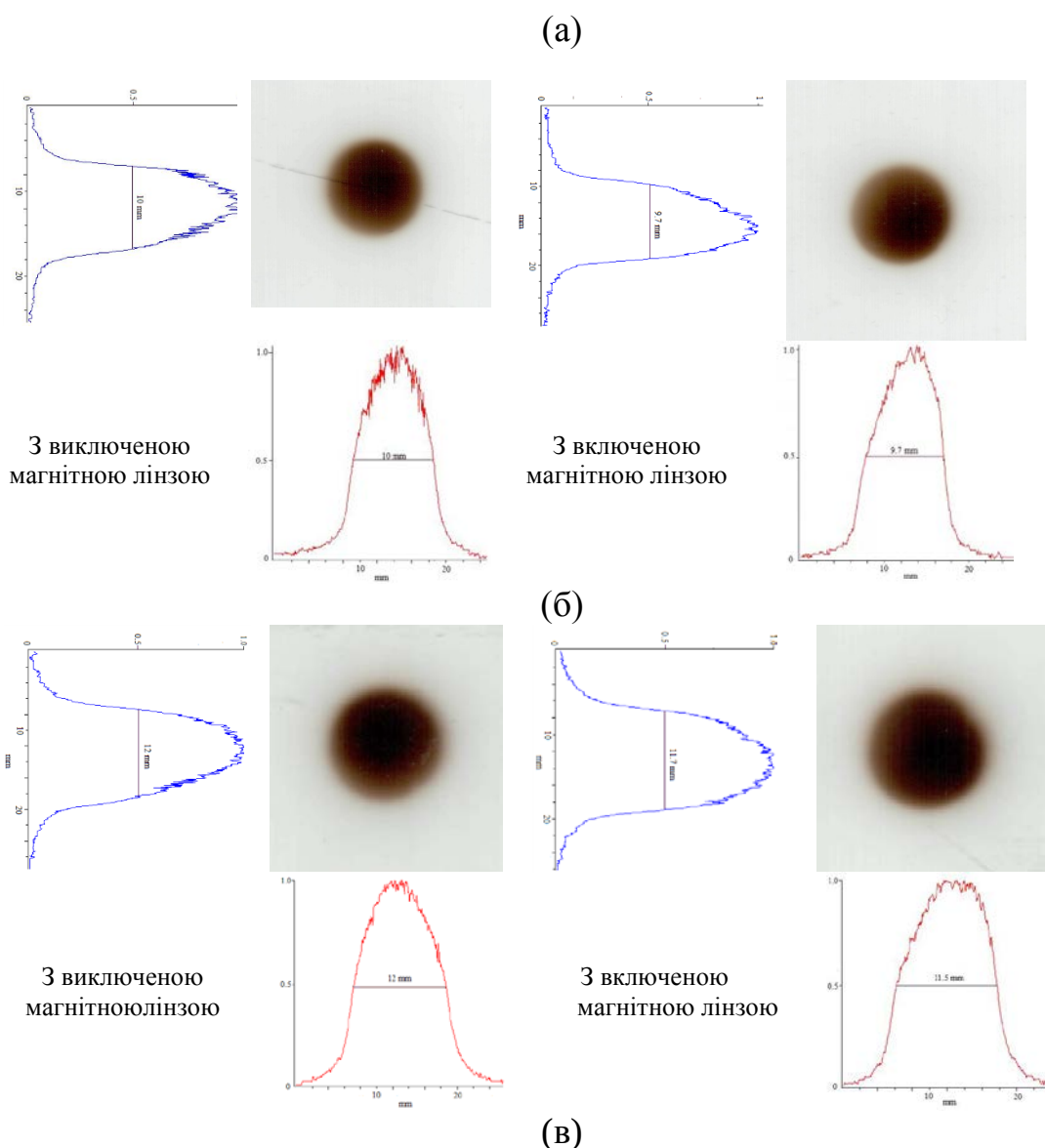


Рис.2.8 .. Відбитки пучка релятивістських електронів на скляних пластинах, що проходить через діафрагми різного діаметру (а) - 8 мм, (б) - 10 мм і (в) - 12 мм і розподіл щільності струму без включення фокусує магнітної лінзи і при її включенні .

З рис. 2.8. видно, що за допомогою діафрагми можна змінювати поперечні розміри пучка. Це дозволить проводити експерименти з діелектричними структурами з різними розмірами прольотних каналів для згустків релятивістських електронів. З огляду відділити вакуумну частину прискорювача від наповненої газом камери плазмової або гібридної плазммово-діелектричної структури до вихідного фланця прискорювача приєднується фланець з титанової фольгою 40 мкм.

Матеріали цього розділу опубліковані в роботах [1-3, 5-8].

2.5. Висновки.

Таким чином лінійний резонансний електронний прискорювач «Алмаз-2М» забезпечував пучок релятивістських електронів, енергію яких можна змінювати в межах від 2.5 MeV до 4.8 MeV, ток в імпульсі від 0.5 А до 1 А при тривалості імпульсу 2 мкс. Кожен імпульс являє собою послідовність $N = 6000$ електронних згустків з тривалістю кожного 60 пс і інтервалом між ними 300 пс (при частоті проходження згустків 2805 МГц), з зарядом згустку від 0.16 нКл до 0.32 нКл. Діаметр згустку 1.0 см, довжина 1,7 см. Частоту слідування згустків можна змінювати в межах від 2803 МГц до 2808 МГц. Ширина енергетичного спектру - від 7% до 9%.

На Рис.2.9. представлена фотографія прискорювача, використовуваного для отримання послідовності згустків релятивістських електронів.

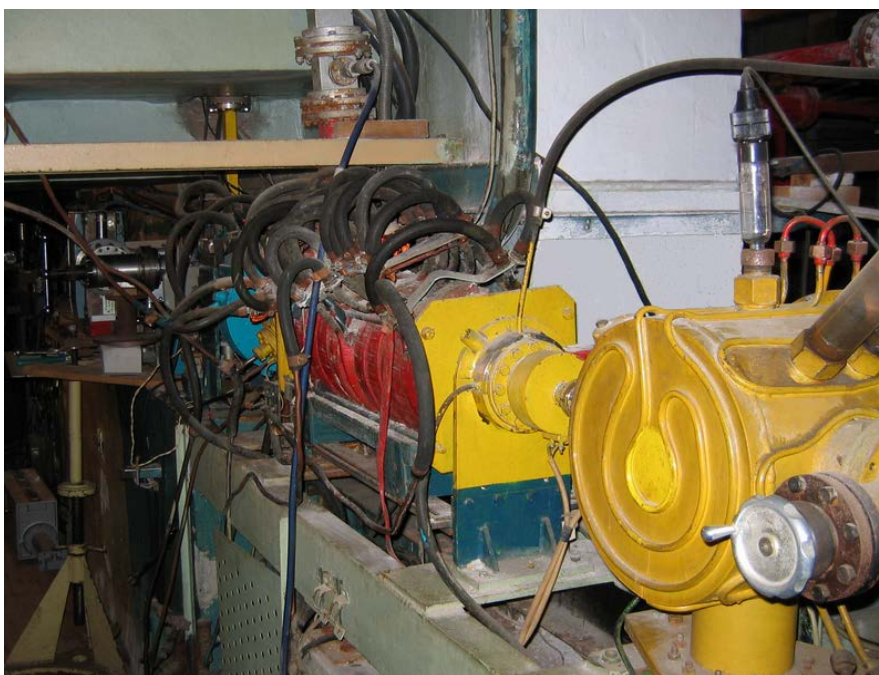


Рис. 2.9. Лінійний резонансний електронний прискорювач «Алмаз-2М»
Параметри пучка: Енергія $W=4,5$ MeV, струм в імпульсі $I=0,8$ А, тривалість імпульсу $\tau=2$ мкс. Число згустків $6 \cdot 10^3$, кожний довжиною 1,7 см, діаметром 1 см і зарядом $Q=0,26$ нКл; Частота слідування згустків $f_{\text{rep}}= 2805$ МГц.

Обладнання на виході прискорювача «Алмаз-2М» для збудження кільватерних полів з діелектричною, плазмовою або плазмово-діелектричною структурою показані на Рис.2.10.

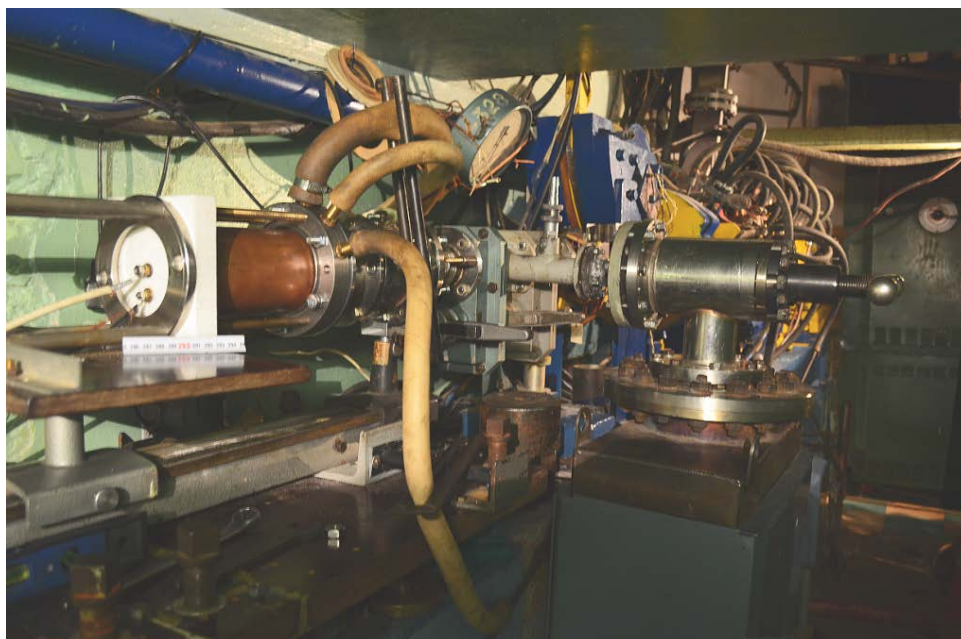


Рис. 2.10. Обладнання на виході прискорювача «Алмаз-2М»:
циліндрична/прямокутна діелектрична структура;
камера для нейтрального газу з вентилем напуску і насосом для відкачки;
діагностичне устаткування.

РОЗДІЛ 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ.

Розділ присвячений доказу когерентності кільватерних полів, збуджуваних окремими згустками послідовності в діелектричній структурі та прискоренню згустків у збуджених полях. Когерентність кільватерних Черенковських полів, збуджуваних резонансною послідовністю згустків (частота слідування згустків співпадає з частотою кільватерного поля) дозволяє отримати сумарне кільватерне поле, збуджене послідовністю згустків, такої ж величини, як і кільватерне поле одного згустка з еквівалентним сумарним зарядом послідовності. Для доказу когерентного складання полів окремих згустків необхідно вимірювати сумарне кільватерне поле послідовностей з 1,2,3.....згустками, що пов'язано з труднощами отримання таких коротких послідовностей. Замість цього в проведених дослідженнях використані хвилеводи різної довжини при сталій тривалості послідовності. Можливість такої заміни впливає з того, що через вихід збуджуваної хвилі з хвилеводу з груповою швидкістю v_g число згустків N_{max} послідовності, що дають внесок у зростання сумарного кільватерного поля, залежить від довжини хвилеводу. Змінюючи довжину діелектричного хвилеводу, можна змінювати число N_{max} і отримувати амплітуду огинаючої поля всієї послідовності, що відповідає змінному числу згустків.

3.1. Збудження когерентних кільватерних полів періодичною послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричному хвилеводі.

При інжекції послідовності згустків в діелектричний хвилевід кінцевої довжини L , через винесення збуджених полів з вихідного кінця хвилеводу з груповою швидкістю v_g , в збільшенні сумарного кільватерного поля беруть участь не всі згустки послідовності. Максимальне число згустків, кільватерні поля від яких, складаючись когерентно, призводять до збільшення сумарного кільватерного поля, визначається виразом [[127-128].

$$N_{\max} = L/\lambda (v_0 / v_g - 1) + 1 \quad (3.1)$$

де λ - довжина хвилі основної збудженої моди, v_0 - швидкість електронів пучка. Інжекція наступних згустків не призводить до зростання сумарного кільватерного поля. Збільшуючи довжину діелектричного хвилеводу можна змінювати число $N_{\max}$, що призводить до збільшення сумарного кільватерного поля на виході хвилеводу. Зокрема, для хвилеводу довжиною рівній довжині збудженої кільватерної хвилі, реалізується режим одного згустку, тобто поля згустків не перекриваються, так що огинаюча поля всієї послідовності має амплітуду кільватерного поля одного згустку. Таким чином, незважаючи на наявну довгу послідовність згустків (до $N = 6000$ згустків), ми можемо спостерігати сигнал кільватерного поля на виході діелектричного хвилеводу від 1,2,3... згустків за допомогою зміни довжини діелектричного хвилеводу L . В [159] отримано лінійне зростання кільватерного поля на виході діелектричного хвилеводу з його довжиною, однак фізичний процес додавання когерентних кільватерних полів позгустково не вивчався.

На Рис. 3.1. наведено результати чисельного моделювання [12] залежності амплітуди збудженого кільватерного поля від часу на виході діелектричного хвилеводу довжиною $\lambda/4$, $\lambda/2$, λ і 2λ .. Видно, амплітуди збудженого кільватерного поля на виході з хвилеводу зростає з його довжиною у відповідності з (3.1).

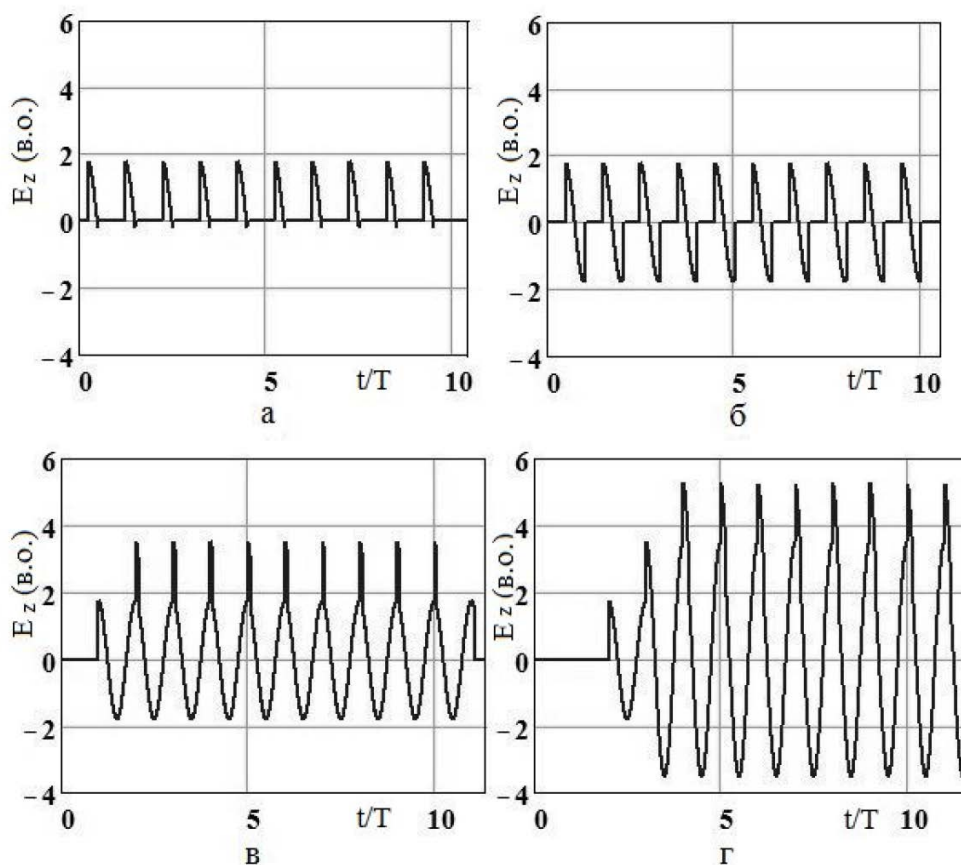


Рис. 3.1. Залежність амплітуди поздовжньої складової кільватерного поля від часу на виході діелектричного хвилеводу різної довжини:
а) - $L = \lambda/4$; б) - $L = \lambda/2$; в) - $L = \lambda$; г) - $L = 2\lambda$.

На Рис. 3.2. показані результати чисельного моделювання залежності амплітуди збудженого кільватерного поля від довжини діелектричного хвилеводу в наближенні ідеального хвилеводу..

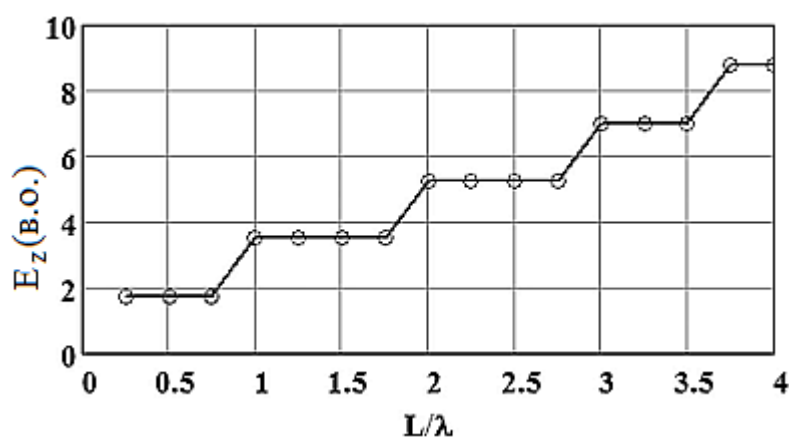


Рис. 3.2. Залежність амплітуди поздовжнього кільватерного поля на виході хвилеводу від довжини хвилеводу.

З Рис. 3.1; 3.2. видно, що при збільшенні довжини хвилеводу збуджене кільватерне поле росте послідовно ступнями від довжини діелектрика кратної λ .

Щоб врахувати перехідне випромінювання, що неминуче виникає при електродинамічних стрибках в реальних структурах і відбиття збуджених полів в недосконало узгоджених хвилеводах, для числового моделювання збудження кільватерного поля в діелектричному хвилеводі послідовністю згустків була взята модель [10] (рис.3.3.), близька до нашої експериментальної ситуації. У металевий циліндричний хвилевід довжиною L_s вводиться діелектрична частина довжиною L_d . Електронні згустки поширюються уздовж осі циліндра зліва направо.

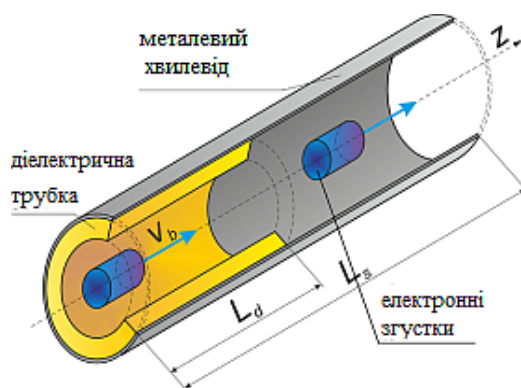


Рис. 3.3. Модель для чисельного моделювання збудження кільватерного поля в діелектричній структурі за допомогою послідовності електронних згустків.

На Рис. 3.4. показаний результат чисельного розрахунку залежності амплітуди збудженого поля від довжини діелектричної структури.

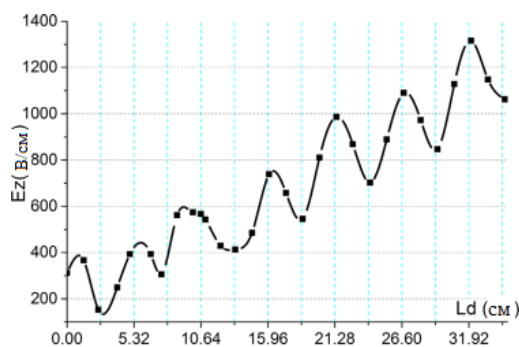


Рис. 3.4. Числове моделювання залежності амплітуди E_z від довжини діелектричної частини.

Існування максимумів і мінімумів на кривих залежності кільватерного поля від довжини діелектричної вставки пов'язано з двома факторами. По-перше, коли довжини діелектриків кратні напівхвилі резонансної моди, відбиття хвилі, збудженої згустком на границі діелектрик-вакуум, мінімальне. Така поведінка подібна проходженню плоскої хвилі через діелектричну пластину. По-друге, частково відбита хвиля когерентно складається з прямою хвилею і сумарне поле в сегменті діелектричної вставки зростає, що призводить до збільшення відбитого поля в разі подальшого падіння хвилі на межу розділу середовищ. Ситуація з ростом поля аналогічна накопиченню енергії в резонаторі [10].

Схема експериментальної установки, на якій проводилися експерименти по збудженню кільватерних полів в діелектричній структурі круглого перетину послідовністю згустків релятивістських електронів, показана на рис. 3.5.

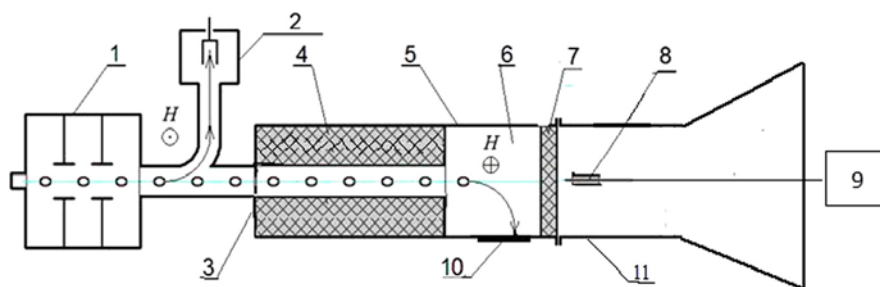


Рис.3.5. Схема установки: 1 - прискорювач «Алмаз- 2М», 2 - магнітний аналізатор, 3 - діафрагма, 4 - діелектрична структура, 5 - хвилевід, 6 - область поперечного магнітного поля, 7 - фторопластова вакуумна заглушка, 8 - НВЧ зонд, 9 - осцилограф, 10 - скляна пластина; 11 - додатковий хвилевід з розтрубом.

Перші експерименти проводилися з структурою (рис.3.5.) без ретельного узгодження для забезпечення хвилеводного режиму функціонування. Діелектрична структура представляла собою мідний циліндричний хвилевід з внутрішнім діаметром 85 мм, заповнений набором діелектричних вставок з фторопласту ($\epsilon = 2,04$, $\text{tg}\delta = 4 \cdot 10^{-4}$), зовнішній діаметр яких дорівнює внутрішньому діаметру мідного хвилеводу, з каналом діаметром 2,1 см для проходження електронних згустків. Довжину заповненої діелектриком частини

можна змінювати від $L = 0,25\lambda$ до $L = 3\lambda$ (λ - довжина хвилі основної моди 10,63 см), використовуючи набір вставок, представлених на Рис. 3.6.



Рис. 3.6. Елементи хвильоводно-діелектричної структури: діелектричні вставки довжиною $L = 0,25\lambda$, $0,5\lambda$, $1,0\lambda$ і додатковий хвильовід з розтрубом.

Вимірювання амплітуди збуджуваного кільватерного поля по амплітуді огинаючої, отриманої за допомогою НВЧ-зонда (7) та осцилографа GDS-840C (8) з пропускною здатністю 300 МГц, в залежності від довжини діелектричного хвильоводу були виконані при частоті слідування згустків $f_{rep} = 2805$ МГц, яка збігається з частотою збуджуваного кільватерного поля f_0 , ($f_{rep} = f_0$).

Виявилося, що при збільшенні довжини діелектричного хвильоводу, разом з лінійним зростанням амплітуди кільватерного поля, спостерігаються нерегулярні періодичні осциляції з наростаючою амплітудою (Рис.3.7).

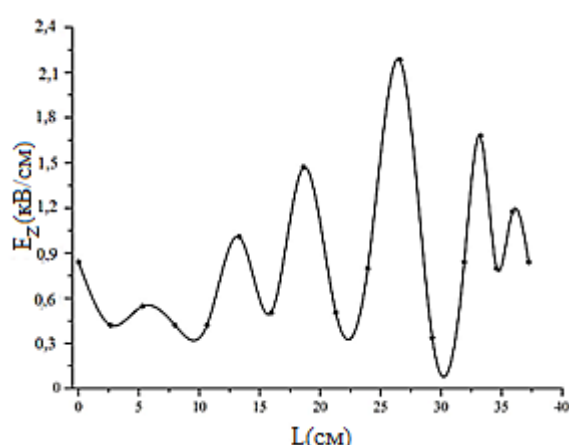


Рис.3.7. Залежність амплітуди E_z складової збуджуєного кільватерного поля від довжини діелектричного хвильоводу.

Просторовий період осциляцій кратний довжині основної моди. Така поведінка отриманої залежності може виникати через часткове відбиття кільватерної хвилі від вихідного торця діелектрика, а також від кінця металевого хвилеводу і діелектричної вакуумної заглушки.

Для зниження рівня відбиттів був проведений ряд змін в установці, які дозволили зменшити коефіцієнт відбиття, тобто поліпшити коефіцієнт стоячої хвилі діелектричної (КСХ) структури. До них відносяться:

- установка діелектричного конуса на кінці діелектричної вставки для зменшення відбиття від границі діелектрик-вакуум;
- установка конічного рупора на виході хвилеводно-діелектричної структури для зменшення відбиття від кінця хвилеводу;
- оптимізація товщини фторопластової вакуумної заглушки, при якій коефіцієнт відбиття для даної довжини хвилі мінімальний.

Коефіцієнт відбиття симетричної власної хвилі від пластинки товщиною d , розташованої в циліндричному хвилеводі радіуса b може бути записаний у вигляді [174]:

$$R_z = -\frac{i(1 - Z_s^2)tg(\kappa d)}{2Z_s - i(1 + Z_s^2)tg(\kappa d)} \quad (3.2)$$

де: $Z_s = \frac{\kappa}{k_z c}$, $\kappa = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \frac{\mu_{0n}^2}{b^2}}$, $k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\mu_{0n}^2}{b^2}}$, μ_{0n} - корені функції Бесселя нульового порядку, i - уявна одиниця, ω - частота хвилі, ε - діелектрична проникливість діелектричної пластинки.

Вимірювання КСХ хвилеводно-діелектричної структури проводилися панорамним КСХ - метром Р2 53 в безперервному режимі на частоті $f = 2805$ МГц ($\lambda = 10.6357$ см) на стенді, схема якого наведена на рис.3.8.

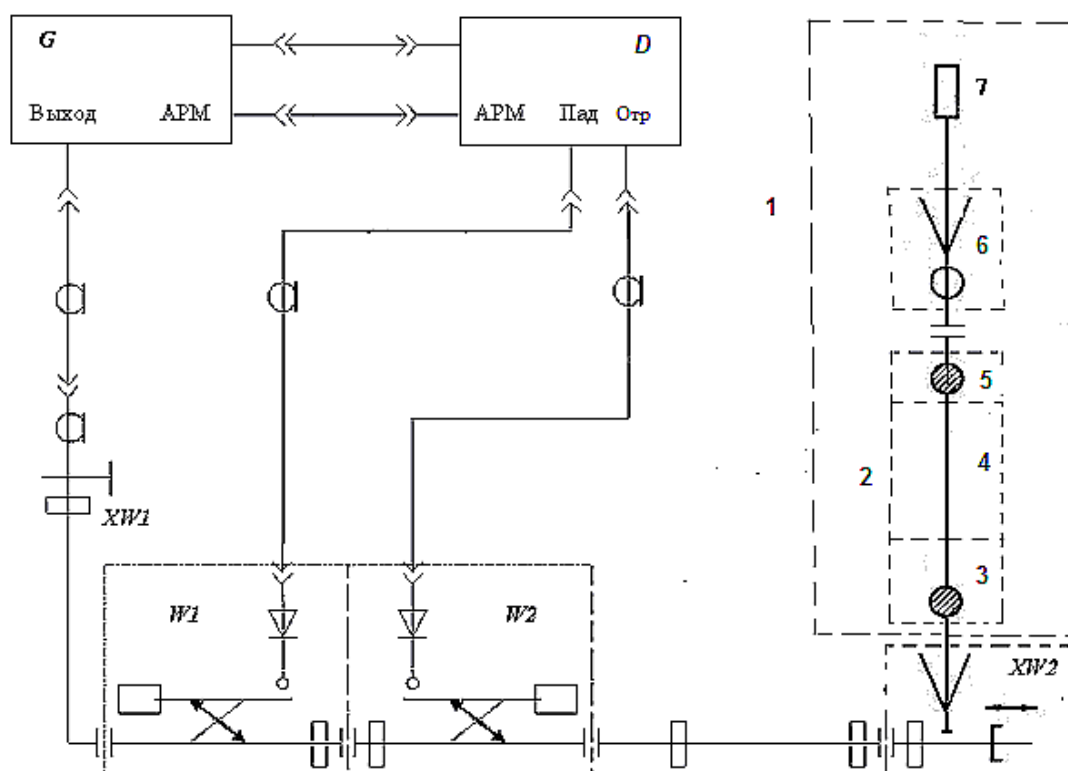


Рис.3.8. Структурна схема вимірювань КСХ хвелеводно-діелектричного тракту.

G - НВЧ генератор; D- індикаторний блок панорамного КСХ-метра Р2 53;
W1, W2 спрямовані відгалужувачі падаючої і відбитої хвиль комплект Р2 40;
XW1 - коаксиально-хвелеводний перехід; XW2 - перехід з прямокутного хвелеводу на циліндричний;
1 - досліджувана структура; 2 - хвелеводно-діелектричний тракт; 3 - діелектрична структура; 4 - циліндричний хвелевід; 5 - діелектрична заглушка; 6 - рупор конусний; 7 - поглинаюче навантаження.

Перед вимірами проводилося калібрування КСХ-метра почерговим підключенням до відкритого кінця хвелеводного тракту короткозамикача, або поглинаючого навантаження, що відповідає двом режимам роботи хвелеводного тракту ($КСХ = \infty$ і $КСХ = 1$) [175].

Для визначення оптимальної товщини вакуумної заглушки, яка мінімізує відбиття від неї, була виміряна залежність КСХ хвелеводної діелектричної структури від товщини заглушки (Рис.3.9.).

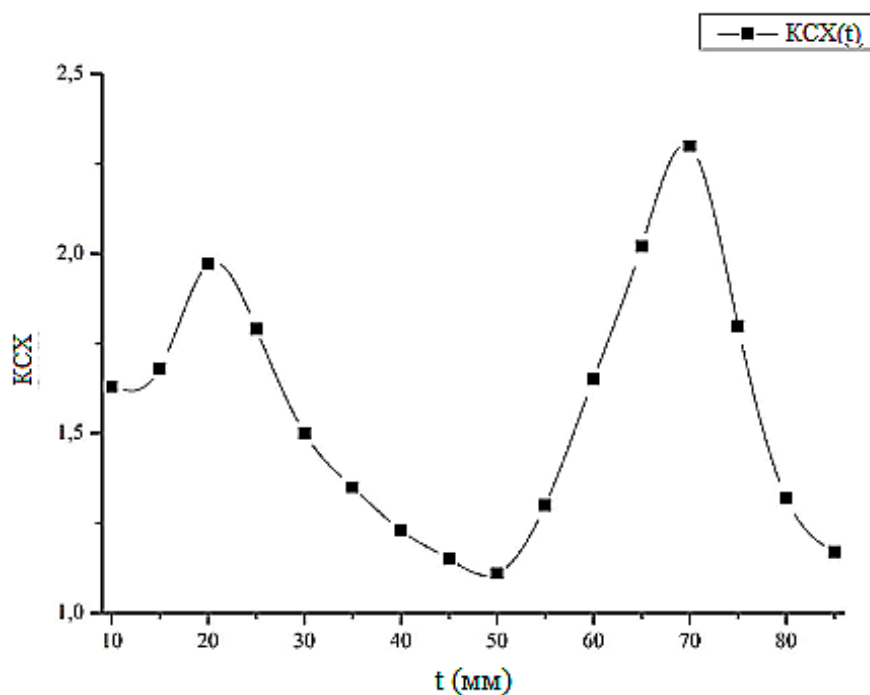


Рис.3.9. Залежність K_{CX} від товщини (t) діелектричної вакуумної заглишки.

З Рис.3.9. видно, що мінімальне значення K_{CX} спостерігається при товщині заглишки - 50 мм, що відповідає $0,5 \lambda$, де λ - довжина хвилі збудженого кільватерного поля, що узгоджується з [175]. Ця товщина була взята для реалізації узгодженого діелектричного хвилеводу. Був виготовлений і встановлений на виході структури діелектричний конус для зменшення відбиттів від границі діелектрик-вакуум. Крім того, за металевим рупором був встановлений феритовий поглинач для зменшення відбиттів кільватерної хвилі, що вийшла з рупора, від навколишніх предметів.

При здійсненні всіх цих узгоджень для зменшення відбиттів на установці, схема якої показана на Рис.3.10, були проведені вимірювання сумарної амплітуди збуджуваного кільватерного поля в залежності від довжини діелектричного хвилеводу 4.

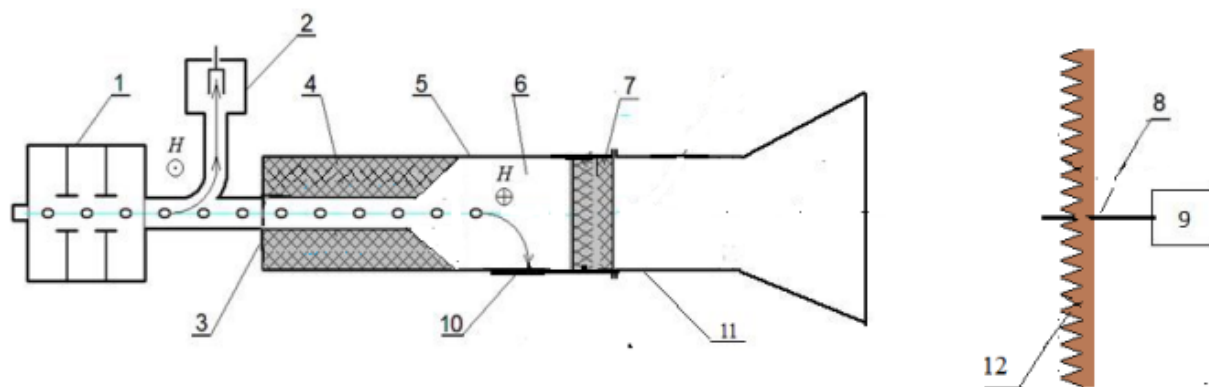


Рис.3.10. Схема установки зі змінами для зменшення відбиттів:
 1 прискорювач «Алмаз-2М», 2 - магнітний аналізатор, 3 - діафрагма,
 4 - діелектрична структура з конусом, 5 - хвилевід, 6 - область поперечного
 магнітного поля, 7 - узгоджена діелектрична вакуумна заглибка,
 8 - НВЧ зонд, 9 - осцилограф, 10 - скляна пластина,
 11 - додатковий хвилевід з рупором, 12 - феритовий поглинач
 високочастотного випромінювання.

На Рис.3.11 приведена отримана залежність амплітуди збуджуваного кільватерного поля від довжини діелектричної частини структури для випадку покращеного узгодження.

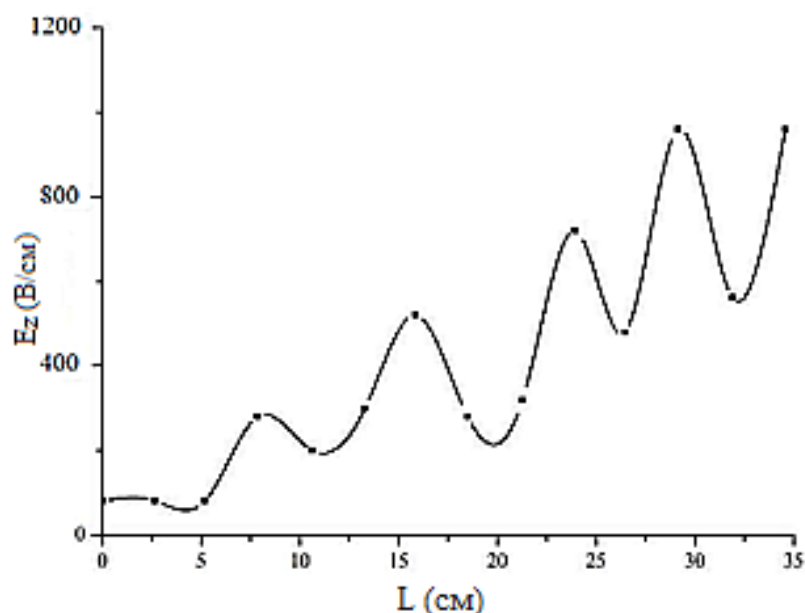


Рис.3.11. Залежність амплітуди збуджуваного кільватерного поля від довжини діелектричної частини структури.

Видно, що осциляторний характер залежності зменшився для покращеного узгодження в згоді з результатами чисельного моделювання (див. Рис.3.4.). При

цьому амплітуда сумарного збуджуваного кільватерного поля в середньому збільшуються пропорційно довжині діелектричної частин структури, що свідчить про когерентне додавання полів окремих згустків.

Більш детально процес збудження досліджувався [11] з використанням високошвидкісного осцилографа TDS6154 з пропускною здатністю 15 ГГц фірми Tertronix.

Для отримання реалізації збуджуваних коливань і дослідження їх спектрального складу використовувався високочастотний осцилограф Tektronix TDS 6154C з пропускною здатністю 15 ГГц. Сигнал випромінювання надходив на НВЧ-зонд 8, розташований перед феритовим поглиначем 12 (Рис.3.10.) і надходив на вхід осцилографа Tektronix TDS 6154C. На Рис. 3.12. показана реалізація сигналу макроімпульсу НВЧ-випромінювання, тривалістю 1,5 мкс, при довжині діелектричної вставки $L = 0,5\lambda$, з 4-ма мометами часу а,б,в,г, для яких спостерігались реалізації сигналу за допомогою осцилографа Tektronix TDS 6154C з розгорткою 200 пс / поділ.

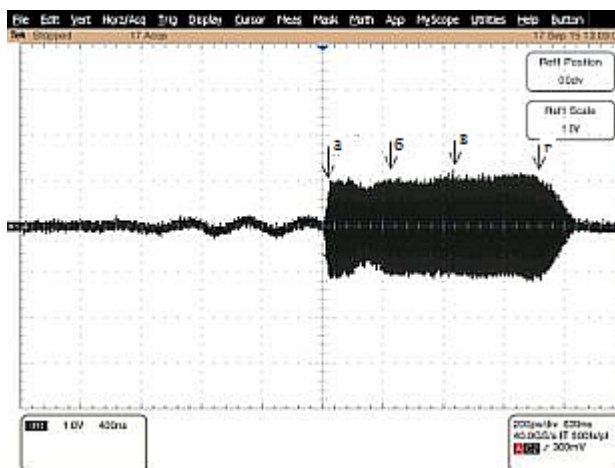


Рис. 3.12. Осцилограма макроімпульсу НВЧ-випромінювання (розгортка 400 нс / поділ)

На Рис. 3.13. показані реалізації сигналу кільватерного поля в різні моменти часу від початку макроімпульса, які зазначені стрілками на Рис. 3.12.

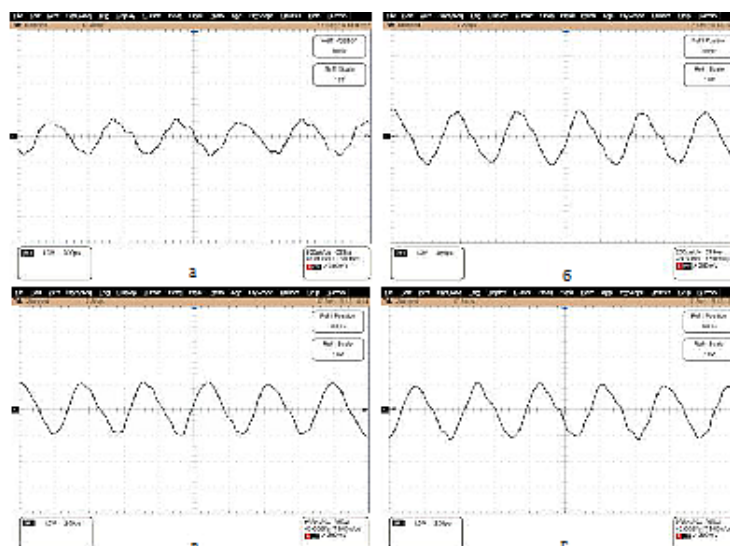


Рис. 3.13. Реалізації сигналу кільватерного поля в різні моменти часу:
а - 80 нс; б - 0,5 мкс; в - 1,0 мкс; г - 1,5 мкс.

Видно, що на початку макроімпульса кільватерне поле має складну форму через додавання перехідного і Черенковського випромінювань. Потім відбувається зростання амплітуди Черенковського випромінювання та її стабілізація на рівні, що відповідає режиму одиночного згустку. При цьому внесок перехідного випромінювання зменшується.

Щоб отримати доказ додавання когерентних кільватерних полів окремих згустків, необхідно змінювати довжину діелектричної частини для отримання режимів 1,2,3....згусткових послідовностей.

На Рис. 3.14.,а,б,в наведені реалізації сигналів кільватерного поля, що збуджується одною і тією ж послідовністю $6 \cdot 10^3$ електронних згустків в діелектричному хвилеводі довжиною $L = \lambda, 2\lambda, 3\lambda$. Осцилограми, які зняті в момент часу (в), віддаленого від початку макроімпульса на 1 мкс.

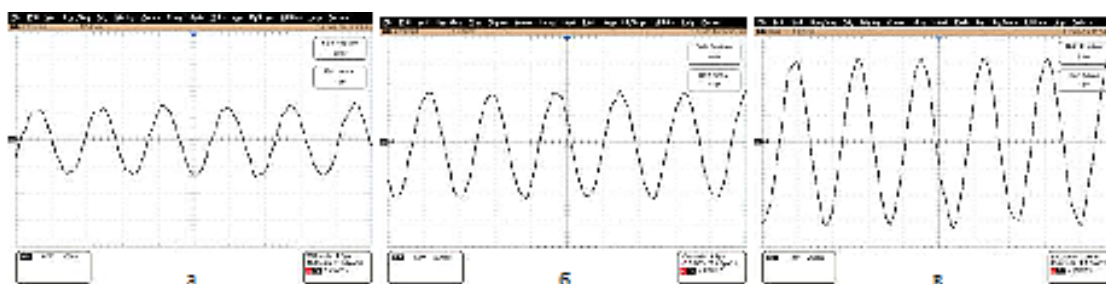


Рис. 3.14. Реалізації сигналу кільватерного поля, що збуджується послідовністю електронних згустків при довжині діелектричної частини

хвилеводу:

$$a - L = \lambda; \text{ б } - L = 2\lambda; \text{ в } - L = 3\lambda$$

З Рис. 3.14. видно, що виміряні в експерименті амплітуди кільватерного поля ростуть лінійно пропорційно довжині діелектричної структури, тобто кількості згустків. Ці результати знаходяться у відповідності з розрахунками (див Рис.3.1.,3.2.) і є експериментальним доказом когерентного додавання кільватерних полів, збуджуваних окремими згустками періодичної послідовності.

3.2..Резонаторна концепція мультибанчевого діелектричного прискорювача.

Мета «резонаторної» концепції полягає, по-перше, в збільшенні кількості згустків послідовності, складання когерентних кільватерних полів яких призводить до зростання сумарного кільватерного поля в порівнянні з хвилеводним випадком. У цій концепції для резонатора з добротністю $Q = \infty$ усі згустки довгої послідовності збільшують сумарне кільватерне поле в резонаторі. Амплітуда кільватерного поля зростає пропорційно загальній кількості згустків N_b в послідовності. В цьому випадку когерентні втрати енергії кожного згустка на збудження кільватерного поля ростуть з його номером N пропорційно $(2N-1)/2$, а повна втрата енергії всієї послідовності N_b згустків пропорційно $(N_b)^2$. При відсутності втрат в резонаторі відбувається когерентне складання кільватерних полів усіх згустків і тим самим збільшення сумарного кільватерного поля до рівня поля, який збуджується одним згустком з зарядом, еквівалентним сумарному заряду всіх згустків послідовності. В [159] вже було отримано збільшення збуджуваного кільватерного поля в резонаторному випадку порівняно з хвиледним. Нами [10] досліджується залежність такого збільшення для різних величин добротності Q .

Амплітуда сумарного кільватерного поля (і відповідно, число згустків, що дають внесок в збільшення поля) обмежена кінцевою величиною добротності Q . Для кінцевої добротності залежність повного кільватерного поля від

кількості згустків у послідовності експериментально досліджена з використанням циліндричного резонатора, що складається з діелектричної частини довжиною $L_1 = 3\lambda$, $\lambda = 10,6$ см - довжина хвилі в діелектричній частині, заповненої фторопластом ($\epsilon = 2,04$; $\text{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-4}$), з прольотним каналом діаметром 21 мм, і вакуумної частини довжиною $L_2 = \lambda_v/2$ та діаметром 85 мм, $\lambda_v = 39$ см, необхідної для розташування діагностичних пристроїв.

Експериментально виміряні залежності повного кільватерного поля від кількості згустків в послідовності для різних добротностей резонатора показані на Рис.3.15. Отримання послідовностей з різною кількістю згустків описана в Розділі 2.

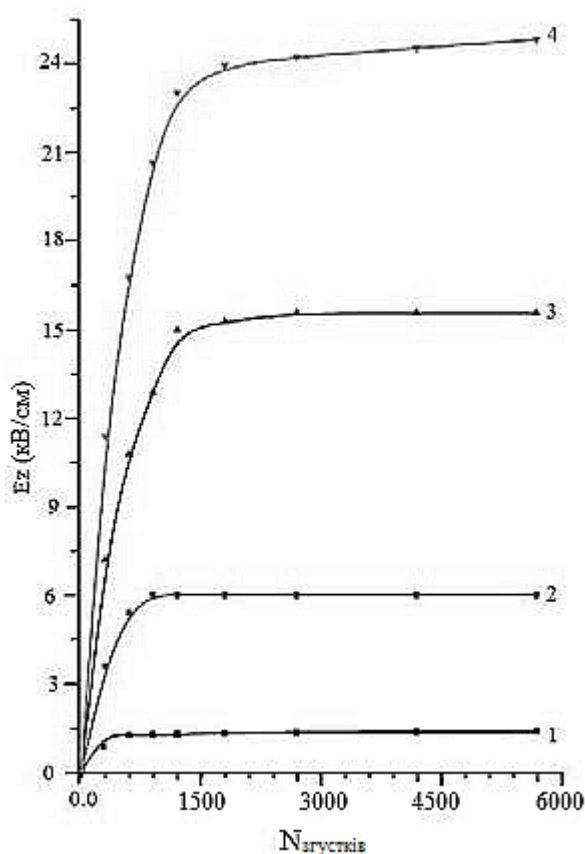


Рис.3.15. Залежність амплітуди кільватерного поля від кількості згустків у послідовності для різних добротностей резонатора:
1- $Q_1 = 65$; 2- $Q_2 = 268$; 3- $Q_3 = 539$; 4- $Q_4 = 676$.

Видно, що зі збільшенням кількості згустків в послідовності сумарне кільватерне поле зростає і насичується при великих кількостях згустків. Для

більших Q-факторів зростає число згустків довгої послідовності, які дають вклад у збільшення сумарного кільватерного поля. При $Q = 676$ циліндричного резонатора виміряне значення кільватерного поля у вакуумній частині $E_{zv} = 24$ кВ/см, що відповідає $E_{zd} = 11,8$ кВ/см в прольотному каналі діелектричної частини [10].

Довга послідовність з $6 \cdot 10^3$ згустків в експериментах практично еквівалентна по амплітуді насичення поля послідовності нескінченного числа згустків.

3.3. Прискорення електронних згустків послідовності збудженим кільватерним полем.

В цьому розділі приведені результати експериментальних досліджень процесу збудження кільватерного поля в діелектричному хвилеводі/резонаторі періодичною послідовністю електронних згустків драйверів і процесу прискорення в цьому полі решти згустків-вітнес цієї ж послідовності. Така можливість виникає при розладі частоти слідування згустків і частоти збуджуваного кільватерного поля, що призводить до послідовного зсуву згустків по фазі збудженого перед ними кільватерного поля. В експериментах частота кільватерного поля фіксована і визначалася черенковський резонансом (збігом швидкості згустків і фазової швидкості збудженої). Частота слідування згустків варіювалась зміною частоти задючого генератора клістронного підсилювача. У такій концепції "збудження-прискорення", з використанням однієї і тієї ж послідовності згустків, відпадає необхідність в додатковому прискорювачі-інжекторі для отримання прискорюваних згустків, що спрощує експериментальну демонстрацію прискорення згустків в збуджуваних кільватерних полях.

У разі резонансу, тобто співпадінням частоти проходження згустків f_{rep} і частоти основної моди збудженого кільватерного поля f_0 ($f_{rep} = f_0$) усі згустки знаходяться в гальмівній фазі і втрачають енергію на збудження кільватерного поля. При наявності розладу, $\Delta f = f_{rep} - f_0 \neq 0$, згустки першої частини

послідовності, які знаходяться в гальмівних фазах, збуджують поле та втрачають енергію на збільшення сумарного кільватерного поля, а згустки наступної частини послідовності, зміщуючись в область прискорюючих фаз кільватерного поля, збудженого попередньою частиною послідовності, набувають додаткову енергію.

Для точкових і моноенергетичних згустків та резонатора з добротністю $Q = \infty$, кількість згустків N^* першої частини послідовності, що збуджує кільватерне поле, визначається з умови зміщення по фазі N^* -го згустку на π :

$$N^* = f_{\text{rep}} / 2\Delta f \quad (3.2)$$

Наступна частина послідовності згустків такої ж тривалості прискорюється. Однак, в експериментах згустки мають кінцеву довжину і початковий розкид по енергіях. Крім того, використаний діелектричний резонатор має кінцеву добротність Q .

Функція розподілу електронів пучка за енергією на вході і виході діелектричного резонатора при $\Delta\gamma = 0.5$ (γ – релятивістський фактор), розраховані теоретично для випадків резонансної послідовності $\Delta f/f_0 = 0$ і при розладі $\Delta f/f_0 = 0.001$ показані на Рис. 3.16. (а, б) [10].

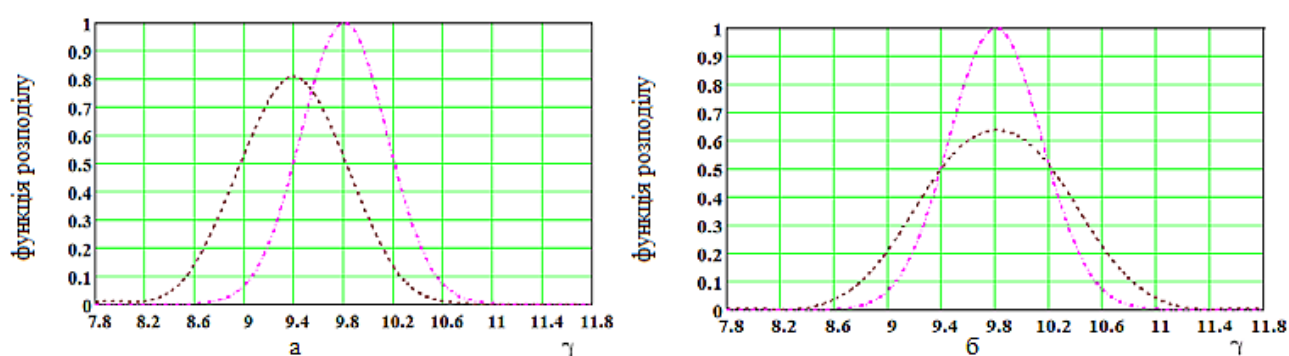


Рис.3.16. Енергетичні спектри електронів пучка:

а - резонансний випадок $f_{\text{rep}} = f_0$; б - при наявності розладу $\Delta f/f_0 = 0.001$.

Для обраних параметрів діелектричної структури частота кільватерного поля, що збуджується згустками на черенковському резонансі, була фіксованою і дорівнювала $f_0 = 2805\text{MHz}$. Розлад між частотою проходження згустків f_{rep} і

частотою кільватерного поля f_0 забезпечувався зміною частоти слідування згустків $f_{\text{геп}}$, рівній частоті НВЧ-поля клістрона, що подається на вхід прискорюючої секції. Для зміни частоти НВЧ-поля в експерименті використовувався клістрон-підсилювач КВУ-12М потужністю до 20 кВт в імпульсі $2 \cdot 10^{-6}$ с з вхідним сигналом потужністю до 10 кВт від задаючого генератора на базі магнетрону МІ-30. Зміною частоти сигналу задаючого генератора частота слідування згустків могла змінюватись на в межах від 2803 МГц до 2807.5 МГц.

Експериментальні дослідження прискорення частини згустків регулярної послідовності шляхом введення розладу частот проводилися на діелектричній резонаторній структурі, що встановлювалась на виході прискорювача «Алмаз-2М». Параметри електронних згустків описані в розділі 2. Діелектричний резонатор являє собою мідний циліндричний хвилевід з внутрішнім діаметром 85 мм і товщиною стінки 2 мм, заповнений фторопластом Ф-4 ($\epsilon = 2,04$, $\text{tg} \delta = 4 \cdot 10^{-4}$), зовнішній діаметр якого дорівнює внутрішньому діаметру хвилеводу з прольотним каналом діаметром 2,1 см для транспортування електронних згустків. Довжина фторопластової трубки дорівнює $L = 3\lambda$, де λ - довжина хвилі основної моди збуджуваних коливань.

Експериментально досліджувався вплив розладу між частотою збудженої в структурі кільватерної хвилі та частотою слідування згустків послідовності на кількість згустків N^* , що потрапляють в гальмуючі фази збудженого кільватерного поля, і таку ж кількість згустків, що потрапляють в прискорюючі фази. Для розладу, при якому $N^* = N_b/2$, має місце одне биття. У разі $N^* < N_b/2$ на огинаючої НВЧ-кільватерного поля спостерігалось кілька биттів.

Осцилограми огинаючих НВЧ сигналів кільватерного поля для випадків, коли $\Delta f = 0$, $\Delta f = 1$ МГц і $\Delta f = 1,5$ МГц, показані на рис. 3.17. (верхні) [6].

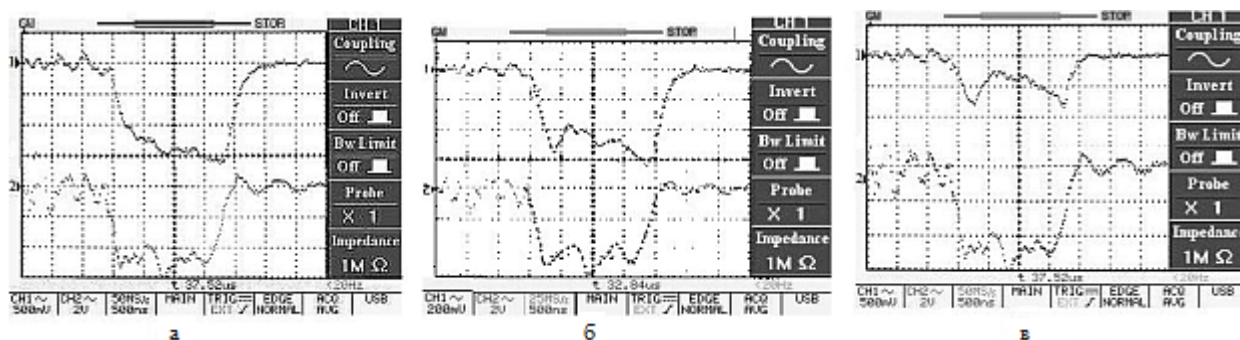


Рис.3.17. Осцилограми огибающих НВЧ сигналів кільватерного поля

для $\Delta f = 0$, $\Delta f = 1$ МГц и $\Delta f = 1,5$ МГц.

З Рис. 3.17. видно, що в першому випадку (резонансному $\Delta f = 0$) амплітуда кільватерного поля швидко наростає, а потім залишається постійною. У другому випадку з ненульовим розладом $\Delta f = 1,0$ МГц на імпульсі амплітуди кільватерного поля спостерігаються три осциляції. Осциляції можуть бути пояснені биттям амплітуди кільватерного поля, викликаним періодичними биттями кільватерного поля при гальмуванні частини згустків послідовності і поглинанням кільватерного поля при прискоренні наступної частини послідовності згустків. При цьому тривалість всієї послідовності N_b в кілька разів перевищує тривалість кожної частини N^* (в 6 раз для цього випадку $N_b = 6N^*$).

У третьому випадку великого розладу $\Delta f = 1.5$ МГц через зменшення тривалості частини послідовності, що збуджує, амплітуда кільватерного поля істотно менша.

На рис. 3.18. представлені експериментальні та розрахункові криві залежності N від величини розладу Δf . Крива 1 (кружки) представляє залежність експериментально отриманих кількостей згустків N^* , які гальмуються (область росту кільватерного поля), і кількостей згустків, які прискорюються (область зменшення кільватерного поля), від величини Δf .

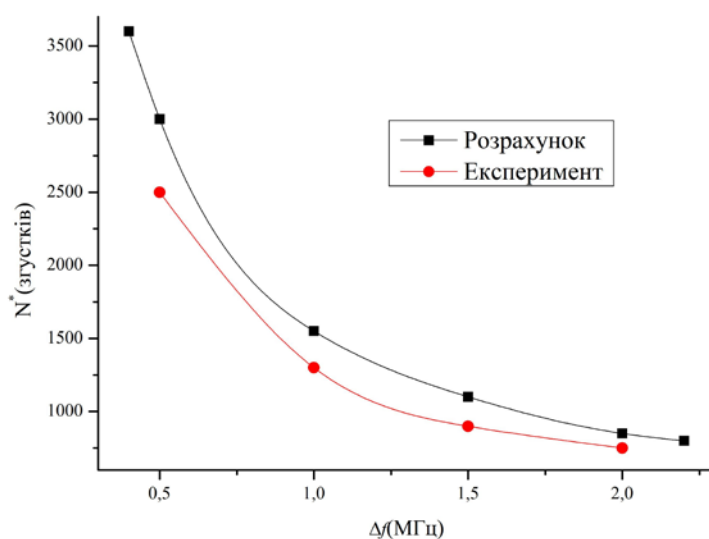


Рис. 3.18. Залежність числа згустків N^* , що збуджують кільватерне поле, від величини розладу $\Delta f = f_{rep} - f_0$.

Залежність кількості згустків N^* від роладу за формулою (3.2) зображена у вигляді кривої 2 (квадратики). Розрахункова і виміряна експериментально залежності знаходяться у задовільній згоді [14].

Вимірювання початкового енергетичного спектру електронів (до взаємодії зі структурою) проводилися за допомогою магнітного аналізатора, встановленого на виході прискорювача. Енергетичні спектри пучка після взаємодії зі структурою вимірювалися за допомогою другого магнітного аналізатора, встановленого на виході структури. На Рис.3.19. зображено схему установки для проведення цих експериментів.

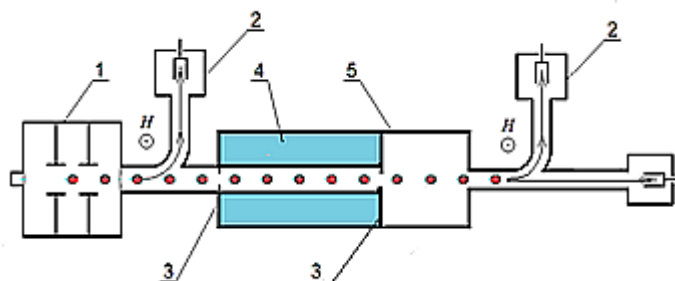


Рис.3.19. Схема експериментальної установки. 1 - прискорювач "Алмаз-2М", 2 - магнітні аналізатори, 3 - вхідна і вихідна діафрагми, 4 - тefлонова трубка; 5 - металевий хвилевід.

На Рис. 3.20, а, б представлені отримані енергетичні спектри електронів пучка, що пройшли через резонатор без діелектрика (квадратики - початкові спектри) і через резонатор з діелектричною трубкою (кружки лінії - спектри після збудження кільватерного поля і взаємодії з ним). На Рис. 3.20а показаний резонансний випадок (розлад $\Delta f = 0$), на Рис. 3.20 б - нерезонансний випадок (розлад $\Delta f = 2,5$ МГц).

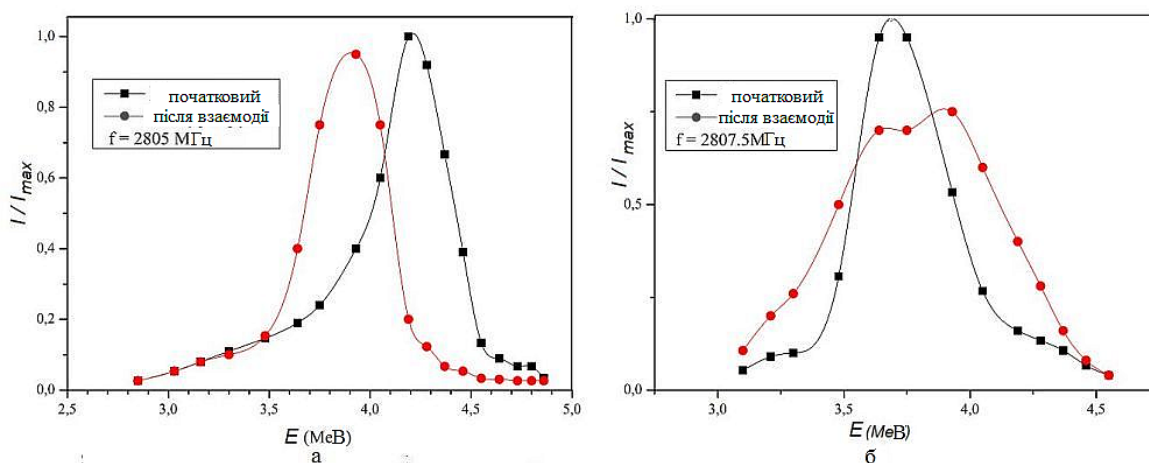


Рис.3.20. Енергетичні спектри електронних згустків, що проходять через резонатор без діелектрика (квадратики) і через резонатор з діелектричною трубкою (кружки): а - $\Delta f = 0$; б - $\Delta f = 2.5$ МГц.

З Рис. 3.20,а випливає, що при наявності діелектрика в разі резонансу весь енергетичний спектр зміщується на 400 кеВ як ціле в область менших енергій, що обумовлено втратою енергії на збудження коливань всіх згустків як резонансних. При наявності розладу між частотою проходження згустків і власною частотою кільватерного поля $\Delta f = f_{\text{тер}} - f_0 = 2,5$ МГц (див. Рис. 3.20,б), частина згустків послідовності, зміщуючись по фазі, потрапляє в прискорюючу фазу кільватерної хвилі, збудженої попередніми згустками тієї ж послідовності, і відбирає енергію кільватерного поля. В цьому випадку в енергетичних спектрах електронів спостерігаються електрони, які втратили енергію (-150 кеВ), так і прискорені електрони до енергії вище початкової (+150 кеВ) [6, 14].

Проведені також експериментальні дослідження з вимірювання енергетичних спектрів електронів іншим методом, а саме - за відбитками пучка

на скляних пластинах після розвороту пучка під прямим кутом постійним магнітним полем [6]. Схема експериментальної установки для цих експериментів наведена на Рис. 3.21.

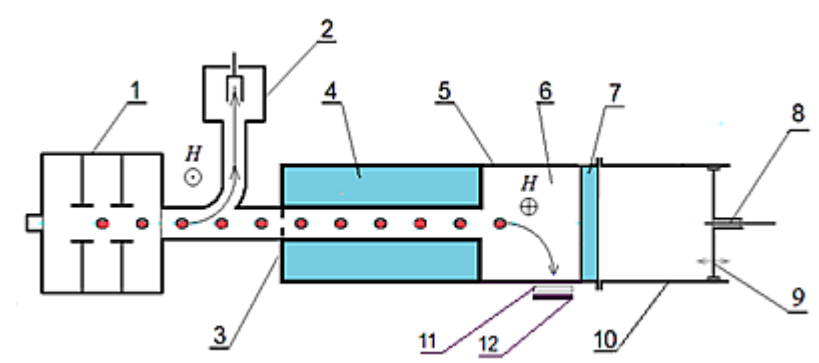


Рис. 3.21. Схема експериментальної установки. 1 - прискорювач «Алмаз-2М»; 2 - магнітний аналізатор; 3 - вхідна діафрагма; 4 - тefлонова трубка; 5 - металевий резонатор; 6 - поперечне магнітне поле; 7 - вакуумна заглушка; 8 - НВЧ-зонд; 9 - плунжер; 10 - додатковий хвилевід; 11 - скляна пластина; 12 - колектор

В цьому випадку використовувався резонатор, що складається з металевого резонатора 5, заповненого діелектриком 4 на такій довжині, щоб на діелектричній його частині вкладалося ціле число півхвиль, збуджуваних в діелектричній частині, і ціле число півхвиль в частині без діелектрика. У такому резонаторі відсутні відбиття на границі діелектрик-вакуум, а структура кільватерного поля в діелектричній частини така ж, як і в діелектричному резонаторі. При цьому з'являється можливість відхиляти згустки на стінки металевого хвилеводу і отримувати відбитки згустків на скляній пластині 11.

Енергетичні спектри електронних згустків, які пройшли через резонатор без діелектрика і через резонатор з діелектричної трубкою, визначалися за відбитками на скляних пластинах (11) електронних згустків, відхилених постійним поперечним магнітним полем (6). Сигнал збудженого кільватерного поля реєструвався НВЧ-зондом (8) [5,6].

На Рис. 3.22,а показані відбитки електронів пучка, розгорнутих постійним магнітним полем, на скляних пластинах, коли частота слідування згустків дорівнює частоті збудженого поля $f_0 = f_{\text{тер}}$ (1 – без діелектрика і 2 – з

діелектриком в хвилеводі), а на Рис. 3.22,б – те ж при введенні розладу $\Delta f = f_{\text{гер}} - f_0 = 2,5$ МГц.

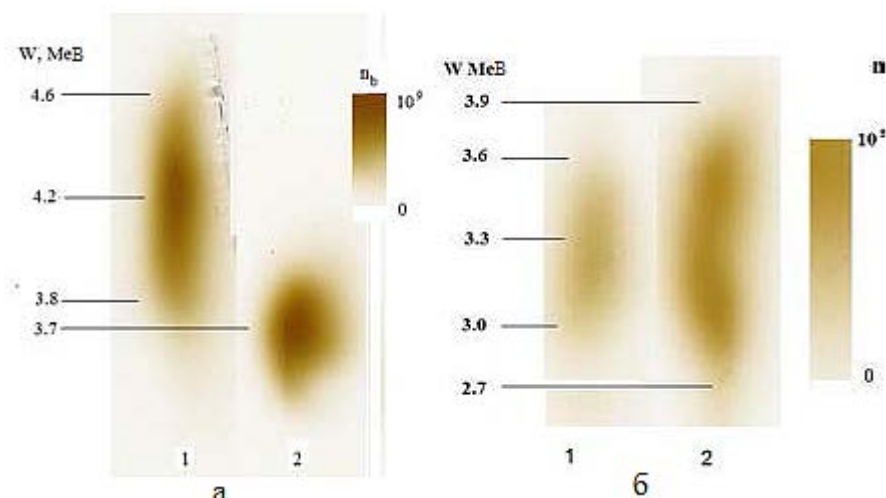


Рис. 3.22. Відбитки електронів пучка, розгорнутого постійним поперечним магнітним полем, на скляних пластинах: а - $\Delta f = 0$; б - $\Delta f = f_m - f_0 = 2,5$ МГц (1 - без діелектрика, 2 - з діелектриком).

Як видно з Рис. 3.22, так само, як і для енергетичних спектрів, виміряних магнітним аналізатором, з спектрів, отриманих в цих експериментах, випливає, що в разі резонансу ($\Delta f = 0$) і наявності діелектрика всі згустки втрачають свою енергію на збудження кільватерного поля. Втрати енергії складають 300 кеВ. При наявності розладу ($\Delta f \neq 0$) в енергетичних спектрах електронів спостерігаються як електрони, що втратили енергію, так і електрони, прискорені до енергії вище початкової.

За допомогою комп'ютерної програми виконано аналіз щільності потемніння на скляних пластинах уздовж відбитка розгорнутого пучка. На Рис. 3.23 показано отриманий розподіл щільності потемніння уздовж відбитка в резонансному випадку ($\Delta f = 0$) для резонатора без діелектрика (див. Рис. 3.23, а) і резонатора з діелектричної трубкою (див. Рис. 3.23, б).

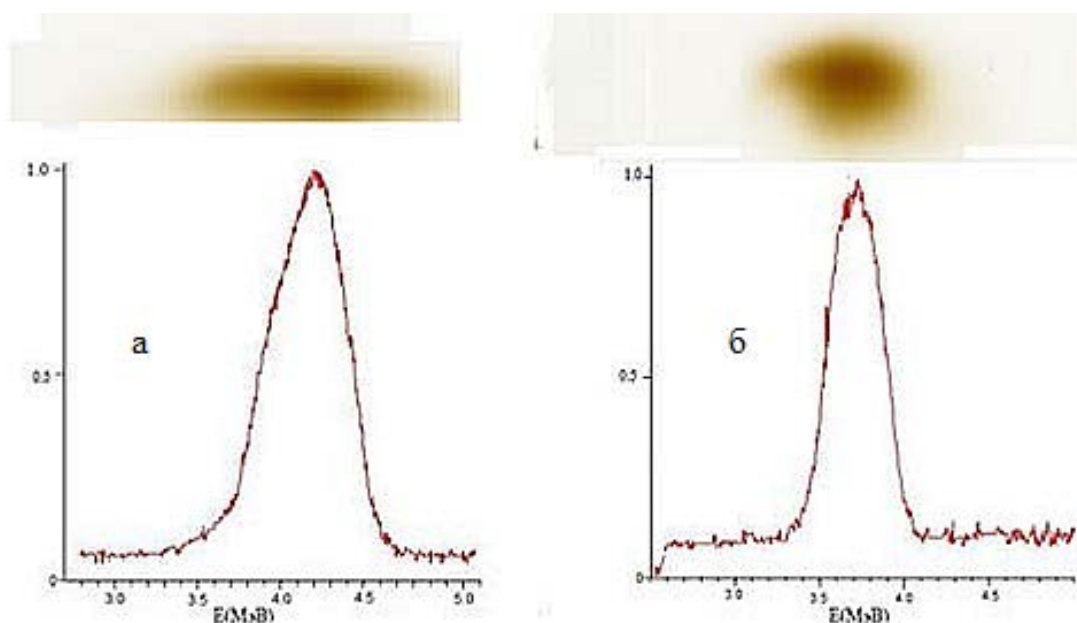
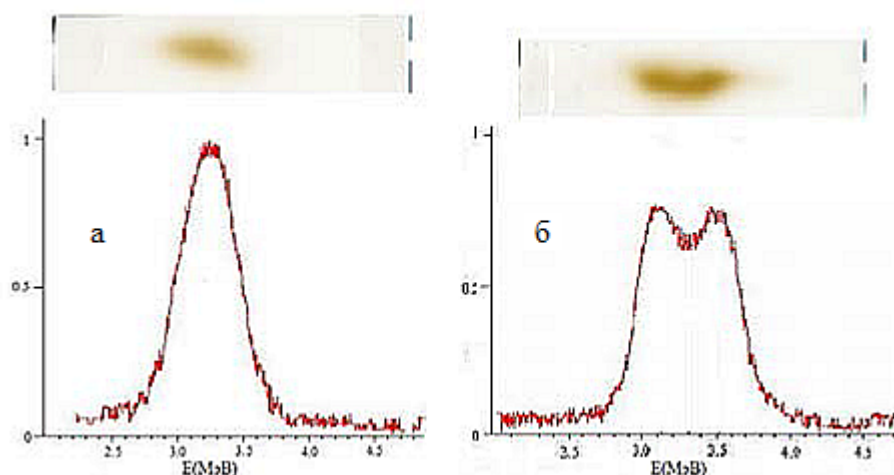


Рис. 3.23. Розподіл щільності потемніння відбитків пучка на скляній пластині для резонансного випадку

У цьому випадку спостерігаються тільки електрони, що втратили енергію на збудження кільватерной хвилі. Втрати енергії складають близько 500 кеВ.

На Рис. 3.24 показано розподіл щільності потемніння по перетину при наявності розладу ($\Delta f = f_m - f_0 = 2,5$ МГц) для резонатора без діелектрика (Рис. 3.24,а) і резонатора з діелектричної трубкою (Рис. 3.24,б).



Мал. 3.24. Розподіл щільності потемніння відбитків пучка на скляній пластині залежно від енергії при наявності розладу ($\Delta f = f_m - f_0 = 2.5$ МГц)
а – без діелектрика; б – з діелектриком

У цьому випадку спостерігаються електрони, що втратили енергію на збудження кільватерної хвилі (-200 кеВ), а також електрони, прискорені кільватерним полем, збудженим попередніми згустками (+200 кеВ). Асиметрія викликана можливими більшими втратами на стінках діелектричної трубки уповільнених електронів, як більш чутливих до дії радіальної компоненти кільватерного поля [6].

Матеріали цього розділу опубліковані в [5, 6, 10, 11, 14, 18].

3.4. Висновки

В проведених дослідженнях з діелектричними структурами доведено експериментально, що кільватерні поля, збуджувані в прискорюючих структурах на черенковському резонансі окремими згустками регулярної послідовності з однаковою частотою та кратною 2π початковою фазою за умови співпадіння частоти слідування згустків з частотою збуджуваного поля, є когерентними. Експериментальним доказом їх когерентності є вимірювання сумарного кільватерного поля всієї послідовності на виході відрізка хвилевода різної довжини. Так як збуджене згустком поле залишає хвилевод з груповою швидкістю v_g , то кількість згустків послідовності, кільватерні поля яких додаються, залежить від довжини хвилеводу L : $N=(L/\Delta) (v_0/v_g-1)$, де Δ - відстань між згустками, v_0 – швидкість згустка. Змінюючи довжину хвилеводу, отримано величину сумарного кільватерного поля 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків є доказом повного додавання їх кільватерних полів, що свідчить про їх когерентність.

За допомогою НВЧ-осцилографа Tektronix TDS 6154C, з пропускнуою здатністю 15 ГГц, отримано безпосередньо реалізацію сигналу 3 ГГц кільватерного поля в режимах 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків і підтверджено когерентне додавання полів окремих згустків їх когерентність.

Показано, що на відміну від хвилеводу, в якому кількість згустків, кільватерні поля яких дають вклад в сумарне поле, обмежується довжиною хвилеводу, в резонаторі збуджені поля не полишають резонатор і при співпадінні частоти поля з власними частотами резонатора кількість згустків,

які дають вклад в сумарне поле, обмежується тільки добротністю резонатора. Визначено, що для резонатора з добротністю $Q=676$, використаному в експерименті, кільватерне поле, величиною 24кВ/см , близьке до насичення, збуджується 1500 згустками.

Експериментально продемонстроване прискорення частини згустків тієї ж послідовності, яка збуджує кільватерне поле. Для цього варіюванням частоти слідування згустків f_{rep} шляхом зміни частоти задаючого генератора клістронного підсилювача створюється її розлад з частотою збуджуваного кільватерного поля f_0 , що призводить до поділу згустків послідовності на драйверні, які збуджують кільватерне поле та прискорювані в цьому полі. Експериментально у випадку розладу частот ($\Delta f = f_{rep} - f_0 = 2,5 \text{ МГц}$) за допомогою магнітного аналізатора отримано з початкового одного моноенергетичного пучка два пучка – один з меншою енергією, що втратив енергію (-150 кэВ) на збудження кільватерного поля, та другий - з більшою, що придбав енергію ($+150 \text{ кэВ}$) внаслідок прискорення в кільватерному полі.

РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ПЛАЗМІ

До нових методів прискорення відноситься прискорення заряджених частинок кильватерними полями, збуджуваними в плазмі, причому генерація полів може здійснюватися як інтенсивним згустком релятивістських електронів, так і лазерним імпульсом. У плазмі з щільністю n_p можна створити електричне поле з амплітудою на 2-3 порядки більшою, ніж в традиційних методах. Дослідження можливості використання для збудження кильватерних полів в плазмі замість одного згустку з великим зарядом послідовності згустків з меншим зарядом, кильватерні поля яких когерентні при збігу частоти слідування згустків з частотою збуджуваного ними плазмового кильватерного поля, теоретично проведено в [58]. Рівняння збудження кильватерного поля в плазмі з діелектричною проникністю $\varepsilon_p(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ одномірною частинкою у вигляді зарядженої площини з щільністю $dn_{ext} = N_0 \frac{1}{V_L} \delta(t - t_L(t_0, z))$ може бути вибрано в формі

$$\frac{\partial D_G}{\partial t} = 4\pi N_0 \delta(t - t_L) \quad (4.1),$$

де $V_L(t_0, z)$ - швидкість зарядженої площини, $t_L(t_0, z)$ - лагранжевий час, число частинок N_0 пов'язано зі струмом згустку на вході в плазму $j_0(t_0)$ співвідношенням $N_0 = \frac{j_0(t_0)}{e} dt_0$, $D_G = \varepsilon_p E_G$ - електрична індукція плазми. Це рівняння розв'язано методом перетворення Фур'є. Для збуджуваного частинкою кильватерного поля отримано наступне інтегральне представлення:

$$E_G = i4\pi e N_0 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\omega(t-t_L))}{\omega \varepsilon_p(\omega)} d\omega \quad (4.2).$$

Підінтегральна функція має два полюси, які є коренями діелектричної проникності плазми ε_p . Обидва полюси розташовані в нижній частині півплощини комплексної змінної ω . Тому перед згустком $t < t_L(z, t_0)$ поле дорівнює нулю. Кильватерних поле ($t > t_L$) знаходиться обчисленням лишків у полюсах

$$E_G = 4\pi e N_0 \cos \omega_p (t - t_L) \Theta(t - t_L). \quad (4.3)$$

$\Theta(x)$ – функція Хевісайда (рівна 1 при $x > 0$ і 0 при $x < 0$), яка свідчить про відсутність поля перед згустком.

Повне поле згустку або їх послідовності визначається інтегруванням за часом вльоту в плазму

$$E = 4\pi j_b \int_{-\infty}^t T(t_0) \Theta(t - t_L) \cos \omega_p (t_L - t) dt_0. \quad (4.4)$$

Форма згустку і їх послідовності описується функцією $T(t_0)$.

Підставивши вираз для електричного поля (4.4) в рівняння руху частинок послідовності згустків отримана замкнута самоузгоджена система рівнянь, що описує динаміку згустків.

Для чисельного моделювання використані безрозмірні змінні

$$\tau_L = \omega_p (t_L - z/v_0), \quad \zeta = k_p z$$

в яких кильватерне поле має вигляд

$$\varepsilon = \beta_0 \alpha \int_{-\infty}^{\tau + \zeta} T(\tau_0) \Theta(\tau - \tau_L) \cos (\tau - \tau_L) d\tau_0 \quad (4.5)$$

де $\beta_0 = v_0/c$, $\alpha = n_b/n_p$, $\varepsilon = E/E_0$, $E_0 = mc\omega_p/e$, $\tau = \bar{\tau} - \zeta$, $\bar{\tau} = \omega_p t$.

Результати моделювання представлені на Рис 4.1. Видно, що когерентність збуджуваних окремими згустками кильватерних полів призводить до їх складання таким чином, що поля згустків, підсумовуючись, дають сумарне кильватерне поле, що наростає лінійно з числом згустків. Амплітуда кильватерного поля, що збуджується послідовністю згустків така ж, як і у випадку одиночного згустку з сумарним зарядом всієї послідовності. Фазова площа демонструє (Рис. 4.1,б) відповідні втрати енергії $(\gamma - \gamma_0)$ окремими згустками, що знаходяться в полях різної амплітуди, лінійно наростаючою з номером згустку [176].

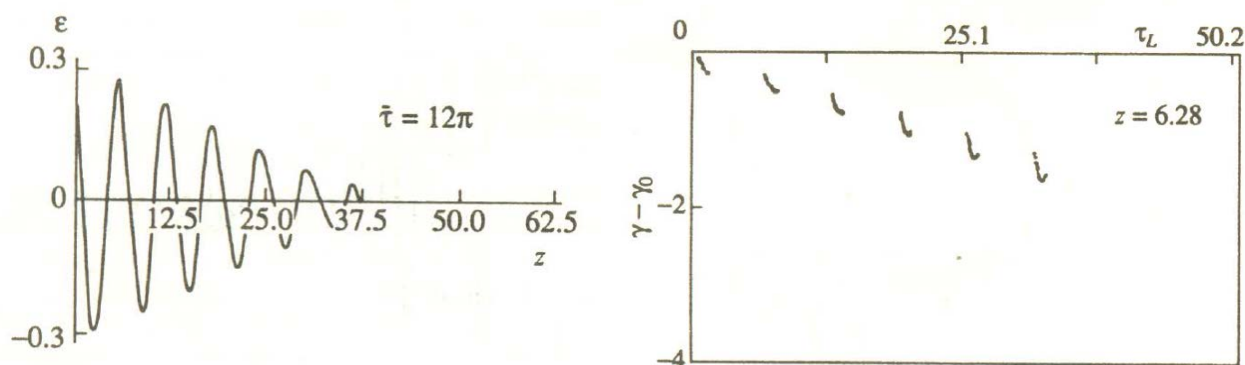


Рис. 4.1. Кільватерне поле (а) і фазова площина (б) шести згустків.

$$\gamma_0 = 5, \alpha = 0.05$$

У цьому розділі експериментально досліджується збудження кільватерних полів в плазмі (плазмовому хвилеводі і плазмовому резонаторі) послідовністю релятивістських згустків. Приділено особливу увагу впливу когерентності при збігу частоти проходження згустків і частоти збуджуваного кільватерного поля з урахуванням однакової початкової фази кільватерного поля кожної частинки, що збуджує (див. (4.3)).

4.1. Отримання плазми при іонізації газу релятивістськими електронними згустками.

У проведених експериментах використовувалась плазма, отримувана іонізацією нейтрального газу головною частиною послідовності згустків. Щільність плазми, що утворюється при проходженні електронних згустків через нейтральний газ різного тиску вимірювалася за допомогою ВЧ-зонда Джонсена [177], зовнішній вигляд якого показаний на Рис. 4.2.



Рис.4.2. Зовнішній вигляд ВЧ-зонда Джонсена.

При високому тиску провідність σ утвореної плазми визначається з

$$\sigma = e(n_e \mu_e + n_+ \mu_+ + n_- \mu_-) \quad (4.6)$$

де μ_e , μ_+ , і μ_- , відповідно, рухливості електронів, позитивних і негативних іонів. В більшості випадків $n_e \mu_e$ набагато більше $n_+ \mu_+$ і $n_- \mu_-$. Знаючи рухливість електронів і визначивши провідність плазми зондом Джонсена, можна з (4.6) визначити щільність електронів плазми. Для запобігання утворенню послідовного опору приграничного шару при вимірах необхідно подавати на пластини зонду напругу від генератора ВЧ коливань на частоті 250 кГц. Нами були використані зонди циліндричної і плоскої форми. Рухливість електронів плазми бралась з [178]. Так при $P=100$ Тор і $E=0,5$ В/см $\mu_e=10^4$ см²/В с ($v_D=2 \times 10^4$ см/с) провідність плазми була $\sigma=7,18 \times 10^5$ см/ом см² і відповідна щільність плазми становила $n_e=1.5 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Використання ВЧ-зонда, як і застосування будь-якого іншого контактного методу діагностики плазми, може привести до зміни електродинамічних властивостей структури. У нашому випадку зонд може призводити до відбиття збуджуваної кільватерної хвилі і до зміни щільності плазми в області зонда, що впливає на процес збудження кільватерних полів. Щоб цього уникнути, для визначення щільності плазми використовувався резонаторний метод. Симетричний відкритий бочкоподібний резонатор (ВБР) з системою розподіленого зв'язку функціонував в 8 мм діапазоні довжин хвиль. Застосування ВБР значно зменшує кількість збуджуваних резонансних мод у порівнянні зі звичайним резонатором. Використання системи розподіленого зв'язку давало додаткове розрідження спектру [179].

Резонатор виготовлений з міді, на його внутрішню поверхню після полірування міді нанесено срібне покриття. Довжина резонатора - 70 мм, діаметр в екваторіальній площині $2a_0 = 68$ мм, крутизна бочки $r_0 = 6a = 204$ мм. Хвилевід 3.4×7.2 мм² охоплює $\frac{3}{4}$ його периметра і прилягає широкою стінкою до резонатора (Рис.4.3.). Отвори зв'язку мають прямокутну форму розміром

$2 \times 0.5 \text{ мм}^2$ і розташовані в два ряди (для хвилеводу, з'єднаного з генератором і для хвилеводу, навантаженого детектором) по 7 отворів у кожному.



Рис. 4.3. Зовнішній вигляд ВБР з діодною головкою.

На робочій частоті 37245 МГц, мода $TM_{8,5,1}$ спостерігалася внутрішня каустика (Рис 4.4).

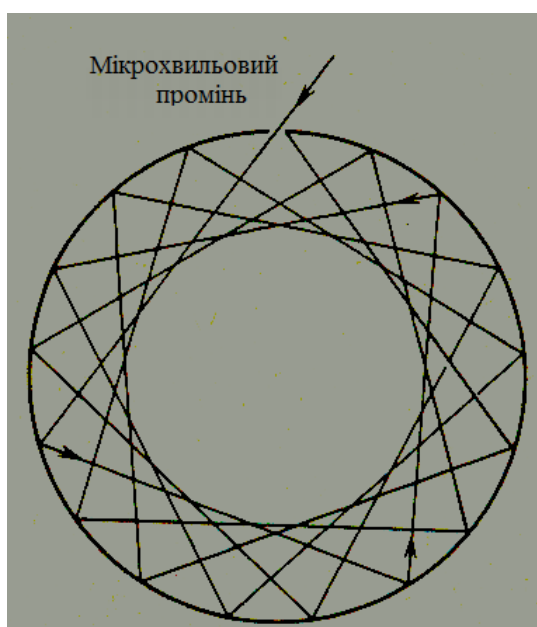


Рис.4.4. Схема утворення внутрішньої каустики.

Для запобігання впливу внутрішньої каустики на вимірювання щільності плазми, електронний пучок прискорювача «Алмаз-2», який представляв собою послідовність згустків релятивістських електронів і призначений для створення

плазми і збудження в ній кільватерного поля, інjektувався не по осі резонатора, а в область зосередження електромагнітного поля. Схема вимірювання показана на Рис.4.5.

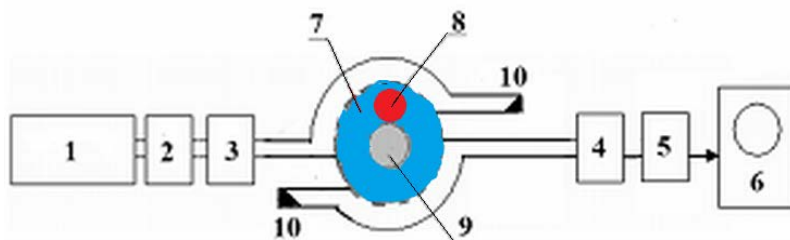


Рис.4.5. Схема вимірювання щільності плазми: 1 -генератор, 2 - феритовий вентиль, 3 - хвилемір, 4 - НВЧ детектор, 5 - ширококутовий підсилювач, 6 - осцилограф, 7 - область зайнята електромагнітним полем, 8 - електронний пучок, 9 - область внутрішньої каустики, 10 - узгоджені навантаження.

В якості джерела НВЧ коливань використовувався генератор сигналів Г4-141. Для визначення частоти використовувався хвилемір ВСТ-0809.

Вимірювання щільності плазми проводились на власній частоті резонатора $f = 37245$ МГц. На цій частоті в резонаторі збуджувалася мода $TM_{8,5,1}$. У межах інтервалу частот 20 МГц в околиці робочої частоти відсутні інші резонансні моди. Добротність резонатора на моді $TM_{8,5,1}$ дорівнює $Q = 2 \cdot 10^4$.

Зсув резонансної частоти резонатора при його заповненні плазмою з середньою щільністю n_p визначається співвідношенням:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} C_V \frac{\bar{n}_p}{n_c} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{V_p}{V_{RF}} \quad (4.7)$$

де C_V - величина форм-фактора, V_{RF} – об'єм, заповнений НВЧ полем, V_p – об'єм плазми, $(V_p/V_{RF} = 9,7 \cdot 10^{-2})$, ν - ефективна частота зіткнень електронів плазми з нейтралами в досліджуваному діапазоні тисків становить $\nu \approx 7 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ n_c - критична щільність плазми, яка дорівнює $n_c = m\omega^2/4\pi e^2 = 1,714 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (m і e маса і заряд електрона).

Форм-фактор C_V залежить від просторового розподілу поля в резонаторі і щільності плазми. У нашому випадку форм-фактор визначався

експериментально при введенні в резонатор пінопластового стержня з $\varepsilon = 1,09$ (на частоті 10^{10} Гц) розміром, відповідним розмірам згустків і з таким же зміщення від осі резонатора.

Відомо, що зсув резонансної частоти резонатора при вставці діелектричного стержня визначається виразом [179]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} C_V (\varepsilon - 1) \frac{V_d}{V_{RF}}, \quad (4.8)$$

де V_d - об'єм діелектричного стержня. Шляхом вимірювання зсуву резонансної частоти з (4.8) отримуємо форм-фактор $C_V = 0,67$.

Підставляючи в (4.7) знайдені вище значення всіх змінних, отримаємо вираз для визначення щільності плазми через зсув резонансної частоти $\Delta\omega$:

$$\bar{n}_p = 10^{15} (\Delta\omega/\omega) \quad (4.9)$$

У нашому випадку низької щільності плазми наявне експериментальне обладнання не дозволяє безпосередньо виміряти зсув резонансної частоти $\Delta\omega$. Тому зсув частоти, викликаний плазмовим навантаженням, визначався через вимірювання зміни амплітуди НВЧ-сигналу на початковій резонансній частоті. З Рис. 4.6,а видно, що зсув частоти резонатора при плазмовому навантаженні від f_0 до f_1 , призводить до зменшення амплітуди сигналу від початкової (без плазми) резонансної частоти I_0 до I_1 .

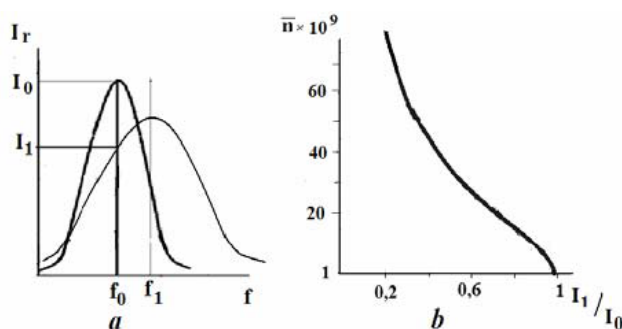


Рис.4.6. а - залежність між зменшенням амплітуди сигналу від I_0 (без плазми) до I_1 (з плазмою) на частоті f_0 і зсувом частоти $f_0 \rightarrow f_1$; б - залежність щільності плазми від зменшення амплітуди сигналу.

Вимірюючи амплітуду НВЧ-сигналу в приймальному хвилеводі без плазми I_0 і при наявності плазми I_1 , зсув частоти може бути визначений із співвідношення [180]:

$$\Delta\omega = \frac{\omega(I_0^2 - I_1^2)^{1/2}}{2Q_n I_1}, \quad (4.10)$$

де Q_n навантажена добротність на даній моді, яка визначається з виразу $1/Q_n = 1/Q_0 + \Delta(1/Q_0)$, где Q_0 – добротність резонатора без плазми, $+ \Delta(1/Q_0)$ є член, відповідний зміни добротності резонатора при навантаженні плазмою, який визначається виразом [181]:

$$\Delta\left(\frac{1}{Q_0}\right) = C_V \frac{\bar{n}_p}{n_c} \frac{\omega v}{\omega^2 + v^2} \frac{V_p}{V_{RF}}, \quad (4.11)$$

При збільшенні щільності плазми від 10^9 до 10^{11} см⁻³ Q_n зменшується з $1,94 \cdot 10^4$ до $1,0 \cdot 10^4$.

Підставляючи знайдене з (4.10) значення $\Delta\omega/\omega$ в (4.9) отримуємо вираз для визначення щільності плазми за зміною амплітуди сигналу без плазми I_0 і при навантаженні резонатора плазмою, в обох випадках на початковій частоті f_0 :

$$\bar{n}_p = 5 \cdot 10^{14} \frac{(I_0^2 - I_r^2)^{1/2}}{Q_n I_r}, \quad (4.11)$$

На Рис. 4.6, б показана обчислена за (4.11) залежність щільності плазми в резонаторі від нормованому на I_0 сигналу з плазмою I_1/I_0 .

При роботі в імпульсному режимі важливим параметром є час встановлення коливальних в резонаторі, який в даному випадку дорівнює $\tau \approx Q/\omega = 8,53 \cdot 10^{-3}$ с, що дозволяє виміряти зміну щільності плазми, створюваної послідовністю електронних згустків тривалістю $\tau_b = 2 \cdot 10^{-6}$ с.

Вимірювання щільності плазми проводились при низькому рівні мікрохвильового сигналу на виході резонатора (амплітуда сигналу в приймальному хвилеводі на два порядки менша, ніж амплітуда на вході резонатора), і при високому рівні електромагнітних перешкод. Тому амплітуда сигналу була знайдена шляхом віднімання сигналу без плазми (перешкоди) від сигналу в присутності плазми.

На Рис.4.7. наведені осцилограми струму пучка (нижні) і сигналів (верхні) від детектора приймального хвиеводу за відсутності пучка і плазми в резонаторі (а) і за наявності пучка і плазми в резонаторі (б). Віднімаючи сигнал Рис.4.7, а з сигналу Рис.4.7, б отримуємо амплітуду НВЧ-сигналу при наявності плазми в ОБР [4,17].

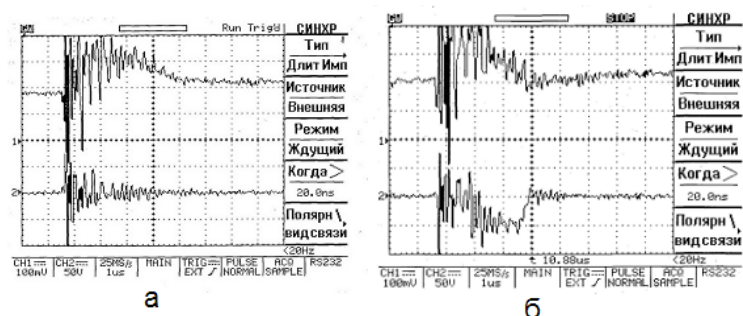


Рис.4.7. Осцилограми НВЧ сигналу (верхні) і струму пучка (нижні): а) при відсутності плазми в резонаторі; б) при утворенні плазми в резонаторі.

На Рис.4.8, а - представлено змінення щільності плазми в часі при інжекції згустків в хвиевід, заповнений повітрям при тиску біля 1 Торр. Щільність отриманої плазми становила $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

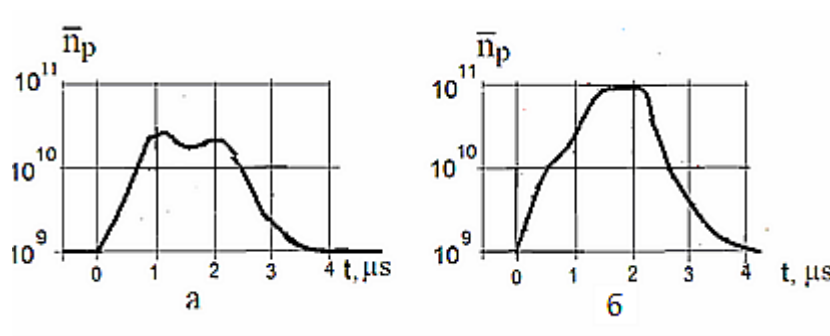


Рис.4.8. Залежність щільності плазми від часу:

а - хвиевід; б - резонатор.

Якщо камера взаємодії є резонатором для кільватерного поля, збудженого послідовністю електронних згустків, і частота слідування згустків збігається з частотою поля і власною частотою резонатора, щільність плазми збільшується суттєво. Залежність щільності плазми від часу для цього випадку показана на Рис.4.8, б. Щільність плазми в цьому випадку досягає значення 10^{11} см^{-3} . Збільшення щільності плазми можна пояснити додатковою іонізацією

нейтралів електронами плазми, які отримали додаткову енергію в збудженому кільватерному полі. Зондові вимірювання E_z -компоненти кільватерного поля показують в цьому випадку її збільшення в 5 разів в порівнянні з хвилеводом.

4.2. Збудження кільватерних полів у плазмі періодичною послідовністю електронних згустків.

Для проведення експериментів по збудженню кільватерних полів в плазмі періодичною послідовністю релятивістських електронних згустків необхідно створити плазмову систему, яка являє собою хвилевід або резонатор, заповнений плазмою з щільністю, при якій за умови $f_{\text{геп}} = f_p$, де $f_{\text{геп}}$ - частота слідування згустків, f_p - плазмова частота, досягається максимальна інтенсивність кільватерного поля.

Дослідження залежностей амплітуди збуджуваного в плазмі кільватерного поля, втрат енергії електронами згустків і величини струму пучка проводилися на установці, схема якої показана на рис.4.9.

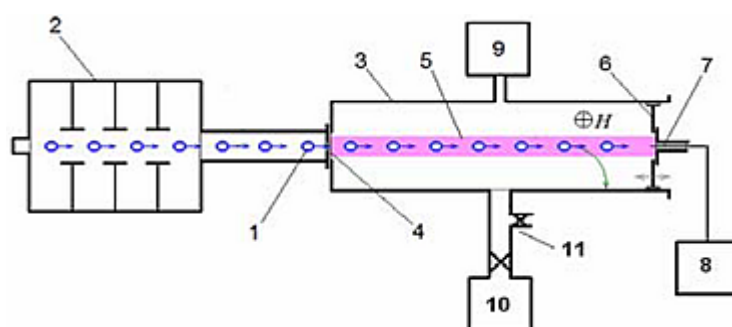


Рис.4.9. Схема установки: 1 – згустки від прискорювача; 2 - прискорювач; 3 - камера взаємодії; 4 - діафрагма; 5 - плазмовий канал; 6 - рухлива заглушка; 7 - НВЧ-зонд; 8 - осцилограф; 9 - вакуумний датчик; 10 - вакуумний насос; 11 - напускатель газу.

Пучок інжектувався через вихідну титанову фольгу в прямокутний хвилевід перетином 72×34 мм і довжиною 25 см. Тиск нейтрального газу в хвилеводі можна було міняти від 10^{-2} до 760 Тор. В якості нейтрального газу використовувалось повітря. Хвилевід відкачувався через патрубок, а нейтральний газ напускався за допомогою напускателя. У хвилеводному випадку вихід хвилеводу закривався фторопластовою пластиною товщиною 10

мм (ослаблення НВЧ-випромінювання при проходженні через таку пластину становить не більше 1%). НВЧ-зонд, яким вимірюється E_z -складова збуджуваного поля, розташовувався за фторопластовою заглушкою. У резонаторному випадку вихідний кінець хвилеводу закривався металевою пластиною, в центрі якої знаходився зонд. Для вимірювання величини струму пучка, що проходить через хвилевід, зонд замінювався циліндром Фарадея діаметром 15 мм. Втрати енергії електронів згустків визначалися за величиною екстрапольованого пробігу електронів, який вимірювалася по товщині забарвленого шару, утвореного електронами в скляних пластинах, розташованих паралельно осі пучка [23,5].

На Рис.4.10. показана залежність амплітуди E_z -складової збуджуваного поля від тиску нейтрального газу в резонаторному випадку (крива 1). У хвилеводному випадку характер зміни амплітуди такий же, але амплітуда в 5 разів менша, ніж в резонаторному. [2,15,23].

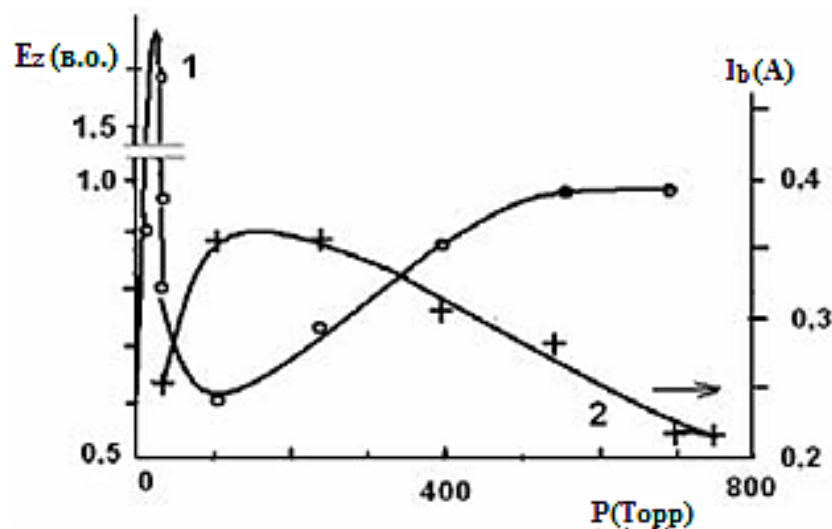


Рис.4.10. Залежності амплітуди E_z -складової збудженого поля (крива 1) і величини струму пучка (крива 2) від тиску нейтрального газу.

На Рис. 4.10 показана залежність величини струму пучка, який проходив через систему і вимірювався циліндром Фарадея від тиску газу. З Рис.4.10 видно, що струм пучка на виході хвилеводу суттєво зменшується при тисках газу, коли утворюються плазма і відбувається кутовий розкид електронів в збуджених плазмових кільватерних полях.

При тиску нейтрального газу близькому до атмосферного виміряна щільність утвореної плазми швидко досягає «резонансного» значення при якому $f_p = f_{rep}$, коли всі згустки послідовності потрапляють в однакову гальмуючу фазу збуджуваного поля і віддають свою енергію, збуджуючи кільватерне поле з максимальною амплітудою. Про це свідчить осцилограма E_z -складової збудженого поля при атмосферному тиску газу, яка досягає свого максимального значення і залишається незмінною протягом імпульсу струму пучка (Рис. 4.11,а).

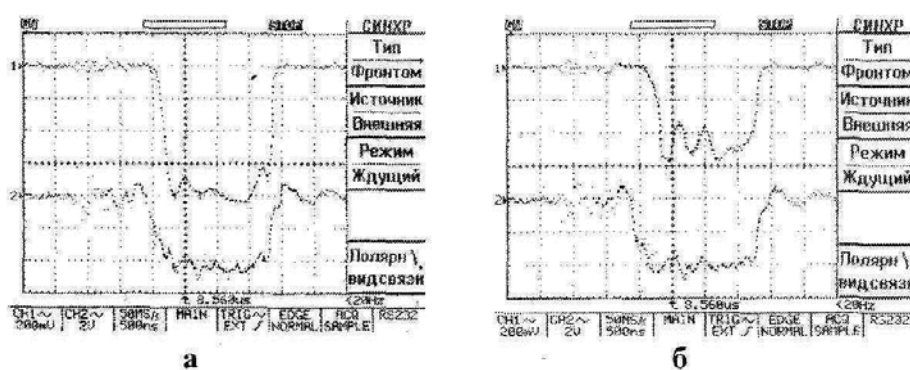


Рис. 4.11. Осцилограми E_z складової кільватерного поля (верхні) і струму пучка на циліндр Фарадея (нижні). а - $P = 760$ Торр, б- $P = 60$ Торр.

При зменшенні тиску до 40 - 60 Торр щільність плазми зростає повільніше і не досягає максимального значення в резонансному випадку. (рис. 4.11,б). Внаслідок зменшеної густини плазми плазмова частота стає меншою частоти слідування згустків, в результаті чого виникає розлад частот $f_p < f_{rep}$, так що частина згустків послідовності може потрапляти з гальмуючої фази в прискорюючу фазу кільватерного поля, збудженого попередніми згустками. Така зміна знаку процесу взаємодії згустків з кільватерним полем призводить до осциляцій амплітуди кільватерного поля і меншої її величини в порівнянні з резонансним випадком, що демонструє Рис. 4.11,б.

Осцилограми кільватерного поля і струму електронів на стінки хвилеводу, наведені на Рис.4.12 при різних тисках, показують, що при зменшенні тиску від 760 Тор до 40 Тор зменшуються амплітуда кільватерного поля і розкид електронів пучка на стінки. Якщо при атмосферному тиску максимальна

амплітуда збуджуваного поля досягається за короткий час, то при тиску 300 Торр максимум поля досягається тільки до середини імпульсу струму, а при тиску 40 Торр амплітуда не досягає максимального значення зовсім. Через розлад частот спостерігається характер поведінки в часі як амплітуди кільватерного поля, так і струму електронів на стінки хвилеводу.

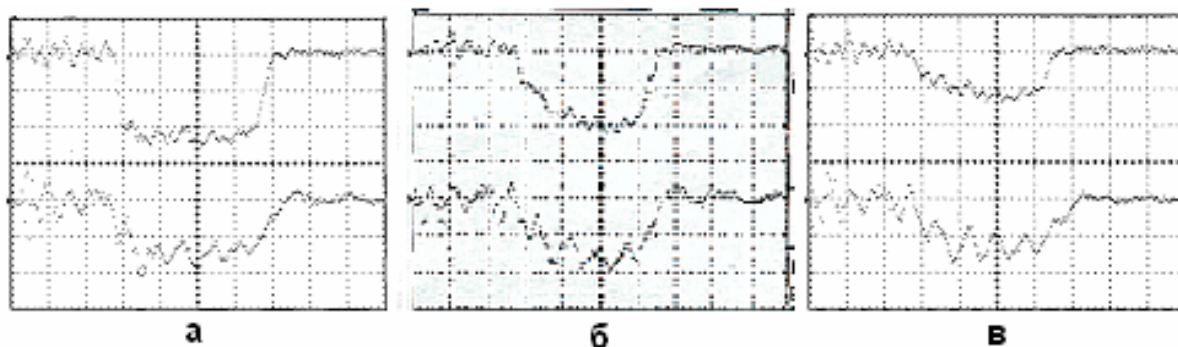


Рис.4.12. Осцилограми E_z складової кільватерного поля при різних тисках:

(а)-760 Тор; (б) -300 Торр; (в) - 40 Торр

(внизу - струм пучка на стінки хвилеводу)

В діапазоні тисків від 3.5 до $5 \cdot 10^{-1}$ Торр спостерігається різке зростання амплітуди E_z -складової збуджуваного поля (див. Рис. 4.10.). В зміненому масштабі більш детальний розподіл амплітуди поля в цьому діапазоні показано на Рис. 4.13,а. На Рис. 4.13,б (вгорі) приведена осцилограма кільватерного поля та струму пучка (внизу) при тиску $P = 2$ Торр.

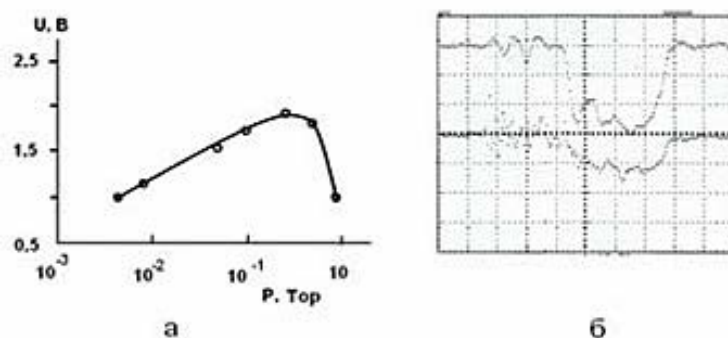


Рис.4.13. Залежність амплітуди E_z -складової збуджуваного поля від тиску в околиці 2 Торр.

Видно, що в цьому діапазоні тиску, де збуджується велика амплітуда кільватерного поля та, ймовірно, велика щільність плазми, струм пучка на

циліндр Фарадея зменшується через розкид у великому кільватерному полі, а на осцилограмах поля і струму пучка спостерігаються биття через розлад частот при $f_p > f_{rep}$. [23].

Вище наведені результати свідчать про наявність двох областей тисків, де при проходженні послідовності згустків через нейтральний газ утворюється плазма, що призводить до збудження при цих тисках нейтрального газу інтенсивних кільватерних полів. Одна область знаходиться в діапазоні 400-760 Тор, де плазма утворюється при іонізації згустками великої кількості нейтралей. Інша область тисків 0.1-1.0 Тор з більш інтенсивним збудженням кільватерних полів обумовлена розвитком пучково-плазмового розряду (ППР). Відомо, що класичний ППР в разі нерелятивістських (кеВ-діапазону) пучків розвивається при менших тисках ($10^{-3} \dots 10^{-4}$ Торр) [182,183]. Зсув ППР для релятивістських (МеВ-діапазону) в область більш високих тисків пояснюється зменшенням перетину іонізації з ростом енергії електронів пучка.

Відзначимо, що в діапазоні тисків від 50 до 100 Тор, крім осциляторної поведінки амплітуди поля і струму на стінки, спостерігаються биття струму пучка, що реєструються циліндром Фарадея (Рис.4.14).

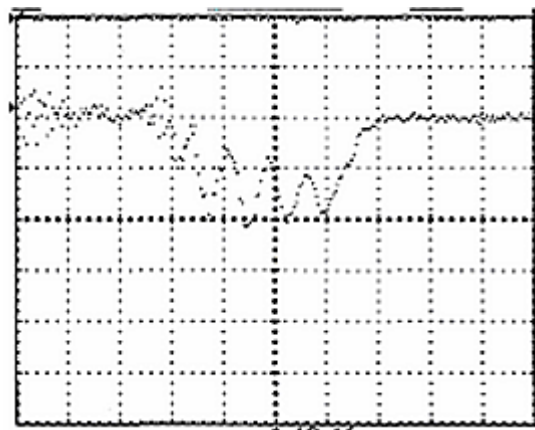


Рис.4.14. Осцилограми струму пучка при тисках 50-100 Торр.

Це явище пояснюється наявністю розладу між плазмовою частотою і частотою слідування згустків. В цьому випадку деяка кількість згустків збуджує кільватерне поле, а наступні згустки, зміщуючись по фазі, потрапляють в фокусуючу, або в дефокусуючу фази поперечної складової

збуджуваного поля, що призводить до збільшення струму на циліндр Фарадея, або до зменшення його через дефокусування і непопадання на циліндр Фарадея.

Вимірювання втрат енергії за величиною екстрапольованого пробігу електронів в склі [184,5] при тиску $P = 2$ Торр (Рис.19) показали, що близько 20% енергії електронів витрачається на збудження кільватерного поля. Поперечна складова поля призводить до розкиду електронів згустків в радіальному напрямку.

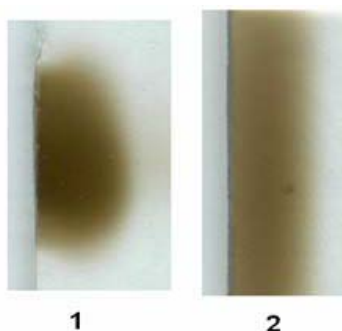


Рис.4.15. Потемніння скла під дією електронів згустків по глибині: 1 - на вході в хвилевід; 2 - на виході з хвилеводу.

4.3. Фокусування згустків послідовності збудженим кільватерним полем у плазмі

При проходженні електронного згустку через плазму збуджене в ній кільватерне поле фокусує цей згусток радіальною компонентою кільватерного поля [185,176]. Ефект такого фокусування кільватерним полем був продемонстрований раніше в експерименті з голчастими електронними згустками [186]. Така геометрія згустків $d/l < 1$ (довжина згустку l , залишаючись меншою довжини збуджуваної хвилі, значно перевищує його діаметр d) забезпечує превалювання радіальної компоненти кільватерного поля в порівнянні з поздовжньою, що є важливим для здійснення фокусування згустку.

Експериментально досліджувались фокусування і прискорення електронних згустків кільватерними полями, які збуджуються послідовністю згустків релятивістських електронів в плазмі, що утворюється при їхньому слідуванні через нейтральний газ. Фокусування і прискорення виникало при існуванні

розладу між частотою слідування згустків $f_{\text{геп}}$ і плазмовою частотою f_p яке призводило до зміщення частини згустків послідовності у відповідні фази збуджуваного поля. Необхідний розлад досягався шляхом зміни тиску нейтрального газу від 10^{-2} до 760 Торр при постійному струмі пучка.

Дослідження можливості фокусування електронних згустків поперечною складовою збуджуваного поля проводилися для двох випадків: а - діаметр згустків і їх довжина порівнянні ($d=10$ мм, $l=17$ мм), струм $I_b = 0,5$ А, б) – діаметр згустків зроблений меншим його довжини ($d=4$ мм, $l=17$ мм), при цьому струм зменшився до $I_b = 0,25$ А. Другий випадок реалізовувався шляхом діафрагмування пучка і забезпечував переважне збудження радіальної складової кильватерного поля. Крім того, зменшення струму в другому випадку приводило до виникнення розладу частот $\Delta f = f_p - f_{\text{геп}}$, оскільки через зменшений струм пучка не утворювалась резонансна щільність плазми, коли $f_p \approx f_{\text{геп}}$.

Для дослідження фокуруючої дії кильватерного поля в плазмі використовувалася послідовність електронних згустків, частота проходження яких не збігається з частотою збуджуваного кильватерного поля. Варіюючи розлад частот шляхом зміни щільності плазми, створюються умови, коли частина послідовності електронних згустків зміщується по фокусуєчих і дефокусуєчих фазах кильватерного поля. Це дозволяє поряд з биттям амплітуди кильватерного поля спостерігати на радіальних портретах згустків дві групи згустків - фокусованих і дефокусованих.

Фокусування згустків більш виражена при великих величинах кильватерного поля, в зв'язку з чим нами використовувався резонаторний режим збудження, в якому, як показано експериментально [187], амплітуда збудженого поля в 5 разів перевищує поле, що отримується в хвильоводному випадку. Схема установки, на якій проводилися експерименти по фокусуванню згустків, показана на Рис. 4.16.

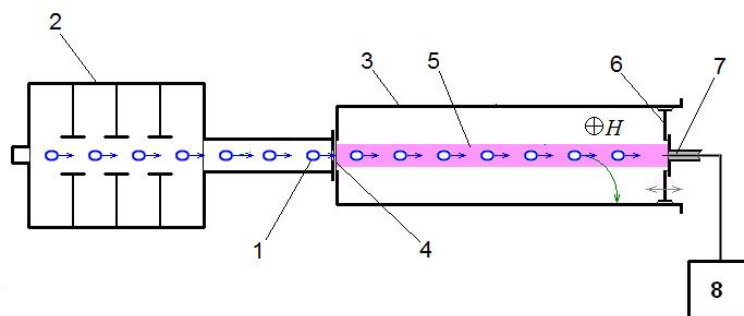


Рис. 4.16. Схема установки: 1 - послідовність згустків, 2 - електронний прискорювач, 3 - камера взаємодії, 4 - діафрагма, 5 - плазмовий стовп, 6 - рухома заглушка, 7 - НВЧ-зонд, 8 – осцилограф.

Послідовність згустків через титанову фольгу товщиною 50 мкм виводилась в стандартний 10 см мідний хвилевід (перетином $34 \times 72 \text{ мм}^2$) довжиною 15 см, в якому знаходилось повітря при атмосферному тиску. Для зменшення співвідношення діаметра згустка до його довжини (тобто збільшення відношення радіальної компоненти збуджуваного поля до поздовжньої) на вході в хвилевід могла встановлюватись металева діафрагма з діаметром отвору 4 мм.

Такий пучок електронів при його виведенні в газ з атмосферним тиском 760 Торр створює плазму, з якої ефективно взаємодіє, причому на відстані 10-15 см від вихідної фольги плазма є резонансною, тобто плазмова частота f_p дорівнює частоті слідування згустків $f_{\text{тер}}$ [1,16]. Дослідження збудження кільватерного поля в такій системі можна було проводити як в режимі хвилеводу, коли вихідний кінець хвилеводу залишався відкритим, так і в режимі резонатора. У резонаторному випадку вихідний кінець хвилеводу закривався металевим плунжером, який міг пересуватися по довжині хвилеводу і змінювати його довжину.

В експериментах з допомогою НВЧ зондів вимірювалися E_z і E_r складові збуджуваного кільватерного поля. Для вимірювання струму електронів, що проходять через хвилевід, НВЧ зонд замінювався циліндром Фарадея.

Фокусування/дефокусування електронних згустків підтверджується періодичною модуляцією щільності пучка, що пройшов через плазму і змінами його поперечних розмірів, які фіксуються на скляних пластинах. Наявність прискорених згустків, і згустків, що втратили енергію, фіксувалася за відбитками (потемніннями), які утворюють згустки на скляних пластинах після проходження через плазму і відхилення постійним поперечним магнітним полем. По потемнінню стекол під дією релятивістських електронів вимірювалися діаметри пучка на різних відстанях від вихідної фольги.

Експерименти зі струмом $I_b = 0,5$ А і при довжині згустку близькою до його діаметру ($l=1.7$ см, $d=1$ см) проводилися для випадків хвилеводу і резонатора. У першому випадку, згідно роботі [58], створюється резонансна плазма ($f_p \approx f_{\text{гер}}$), згустки знаходяться в гальмучий фазі збудженого поля і слабкому радіальному полі, так як згідно роботі [1], в хвилеводі поле складається тільки від невеликого числа згустків і далі поле виходить на стаціонар. Вимірювання діаметра пучка по потемнінню стекол під дією релятивістських електронів в цьому випадку показали, що пучок розходить в результаті кутового розкиду на вихідній фользі і через зіткнення з нейтральними частинками газу (Рис.4.17), а поперечне поле невеликої амплітуди, в цьому випадку, недостатнє для фокусування.

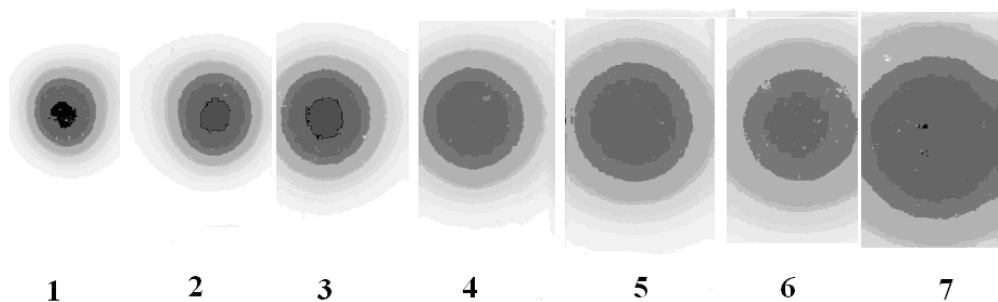


Рис. 4.17. Діаметри пучка на різних відстанях від вхідної фольги ; 1 - 0 см, 2 - 5 см, 3 - 7 см, 4 - 9 см, 5 - 11 см, 6 - 13 см, 7 - 15 см.

(Випадок хвилеводу. $I_b = 0,5$ А.).

У випадку резонатора амплітуда поля більш ніж в 5 разів перевищує амплітуду поля в хвилеводі, тому частина електронів згустків, що знаходяться в

фокусуючий фазі кільватерного поля утримується в межах одного і того ж поперечного розміру, а інша частина дефокусується (Рис 4.18.) Це узгоджується з результатами числового моделювання, в якому показано, що при збудженні кільватерного поля в плазмі резонансною послідовністю ($f_p \approx f_{\text{геп}}$) фронт кожного згустку дефокусується, а інша його частина фокусується [1].

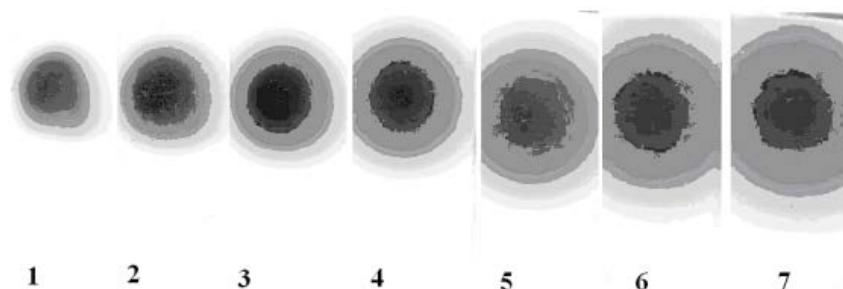


Рис. 4.18. Діаметри пучка на різних відстанях від вихідної фольги;
1 – 0 см, 2 – 5 см, 3 – 7 см, 4 – 9 см, 5 – 11 см, 6 – 13 см, 7 – 15 см.
(Випадок резонатора. $I_b=0,5$ А.)

При зменшенні струму в два рази і $I_b = 0,25$ А шляхом діафрагмування на осцилограмах кільватерного поля та струму пучка спостерігаються биття. Вони пов'язані з тим, що при малому струмі створюється плазма з щільністю меншою резонансної, в результаті чого виникає розлад між плазмовою частотою f_p і частотою слідування згустків $f_{\text{геп}}$. Такий розлад приводить до того, що згустки послідовності потрапляють як в фокусуючу, так і в дефокусуючу фази радіальної складової поля, збудженого попередніми згустками [1].

Як і в попередньому випадку, для хвильоводу і струму пучка $I_b = 0,25$ А спостерігається тільки розкид електронних згустків (Рис. 4.19).

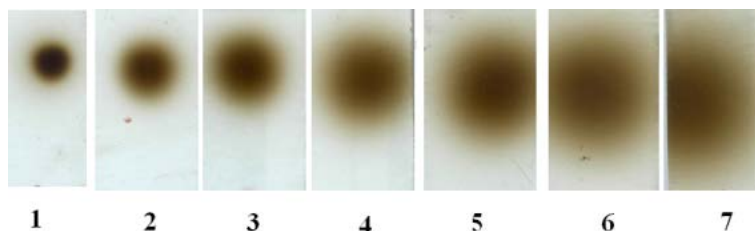


Рис. 4.19. Діаметри пучка на різних відстанях від вихідний фольги;
1 – 0 см, 2 – 5 см, 3 – 7 см, 4 – 9 см, 5 – 11 см, 6 – 13 см, 7 – 15 см.
(Випадок хвильоводу. $I_b=0,25$ А)

У випадку резонатора для струму $I_b = 0,25$ А з тієї ж причини одна частина згустків послідовності потрапляє в дефокусуючу фазу, а друга в фокусуючу фазу збуджуваної хвилі.

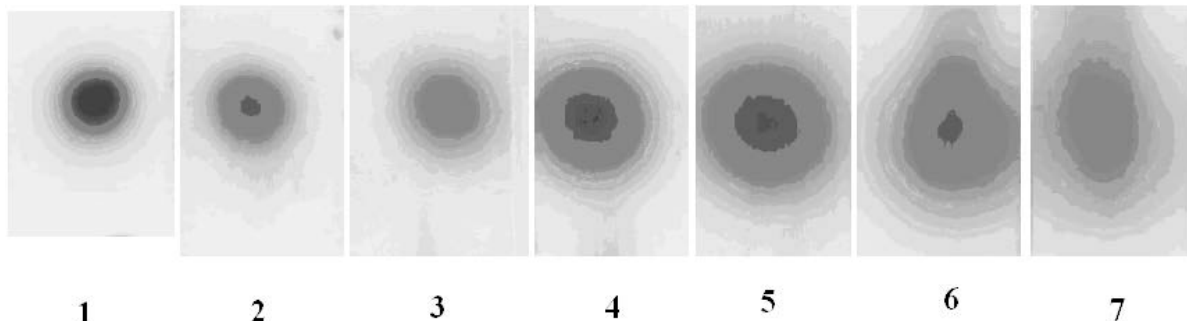


Рис. 4.20. . Діаметри пучка на різних відстанях від вихідний фольги;
1 – 0 см, 2 – 5 см, 3 – 7 см, 4 – 9 см, 5 – 11 см, 6 – 13 см, 7 – 15 см.
(Резонатор. $I_b=0,25$ А.)

Це підтверджується вимірами діаметра пучка за відбитками на склі (Рис. 4.20), на яких видно результат як дефокусуючої, так і фокусуючої дії радіальної складової збуджуваного поля. В останньому випадку можливе перефокусування, що викликає періодичність щільності пучка на осі з відстанню. Період фокусування пучка корелює з положеннями пучностей поля в резонаторі [1].

4.4. Прискорення згустків послідовності збудженим кільватерним полем у плазмі

Досліджено також можливість прискорення електронних згустків кільватерними полями, збуджуваними послідовністю релятивістських електронних згустків в плазмі, яка утворюється ними при проходженні через нейтральний газ регульованого тиску.

Схема установки, на якій проводилися експерименти експерименти по прискорюванню електронних згустків, показана на Рис. 4.21. Для створення плазми і збудження в ній кільватерних хвиль використовувалася послідовність згустків релятивістських електронів, створювана за допомогою лінійного прискорювача електронів «Алмаз-2М».

Послідовність інжектується через титанову фольгу в мідний хвилевід довжиною 35 см, заповнений нейтральним газом (повітрям), тиск якого можна змінювати в діапазоні від 5×10^{-2} до 760Торр за допомогою газового клапану 11 для напуску газу. Для створення резонатора вихідний кінець хвилеводу закривався рухомим короткозамкненим плунжером 6, в центрі якого знаходились НВЧ зонд, який вимірює E_z складову збуджуваного поля, або циліндр Фарадея для вимірювання струму релятивістського електронного пучка [3].

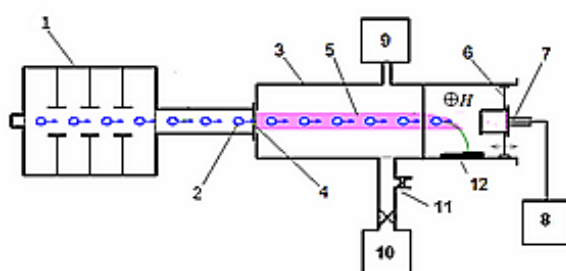


Рис. 4.21. Схема установки: 1 прискорювач, 2 згустки, 3-хвилевід, 4-діафрагма, 5-плазма, 6-рухомий плунжер, 7-циліндр Фарадея, 8-осцилограф, 9 вакууметр, 10-вакуумний насос, 11- газовий клапан, 12- скляна пластина.

Втрати енергії електронними згустками при збудженні ними кільватерних полів в плазмі і поява прискорених електронів визначалися за відбитками релятивістських електронів на скляних пластинах, розташованих на бічній стінці хвилеводу. Електронні згустки потрапляли на пластини 12 після відхилення їх постійним поперечним магнітним полем.

При тиску нейтрального газу, близькому до атмосферного, щільність утвореної плазми швидко досягає «резонансного» значення ($f_p \approx f_{\text{геп}}$), при цьому всі згустки послідовності потрапляють в гальмуючу фазу збудженого поля і віддають свою енергію на збудження плазових НВЧ коливань. При зменшенні тиску до 40 - 60 Торр реалізуються умови, коли плазова частота зменшується, в результаті чого частина згустків послідовності може періодично потрапляти в прискорюючу фазу кільватерной хвилі збудженого попередніми згустками.

Для тиску 60 Торр, коли виникає розлад частот $f_p < f_{\text{геп}}$, відбитки електронних згустків на скляній пластині після відхилення їх в поперечному постійному магнітному полі до інжекції в плазмовий хвилевід (а) і після проходження плазмового хвилеводу (б) показані на Рис.4.23.

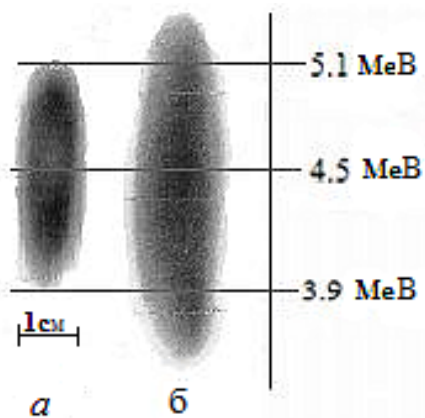


Рис. 4.22. Відбитки електронних згустків:

а) на вході плазмового хвилеводу; б) на виході плазмового хвилеводу.

З Рис. 4.22. видно, що при наявності розладу між частотою слідування згустків і плазмовою частотою спостерігаються як втрати енергії згустками, що знаходяться в гальмуючих фазах збуджуваного поля, так і приріст енергії згустків, які потрапляють в прискорюючі фази збудженого кільватерного поля.

Зміщення частини згустків послідовності при їхньому проходженні через нерезонансну плазму в гальмуючих/прискорюючих фазах, відповідно, означає їх потрапляння в дефокусуючі/фокусаючі фази збуджуваного кільватерного поля.

При великому тиску нейтрального газу ($P = 450-760$ Торр), коли утворюється резонансна плазма ($f_p \approx f_{\text{геп}}$), всі згустки когерентно збуджують кільватерне поле, кожен знаходячись головною частиною в дефокусуючій фазі збудженого поля і основною частиною - в фокусууючій фазі, що спричиняє бетатронні оциляції [176]. Це призводить до кутового розкиду електронних згустків, який реєструється експериментально, що показано на рис. 4.23, а. При зменшенні тиску до 60 Торр утворюється нерезонансна плазма, що призводить до виникнення розладу частот ($f_{\text{геп}} \neq f_p$). У цьому випадку частина згустків потрапляє в фокусууючу, а частина в дефокусуючу фази збуджуваного поля

[188]. В результаті сильніше, ніж в резонансному випадку, дефокусування призводить до виникнення більш широкого ореолу і області сильнішого фокусування на осі пучка, що фіксується на відбитках пучка і показане на Рис. 4.23,б. [3].

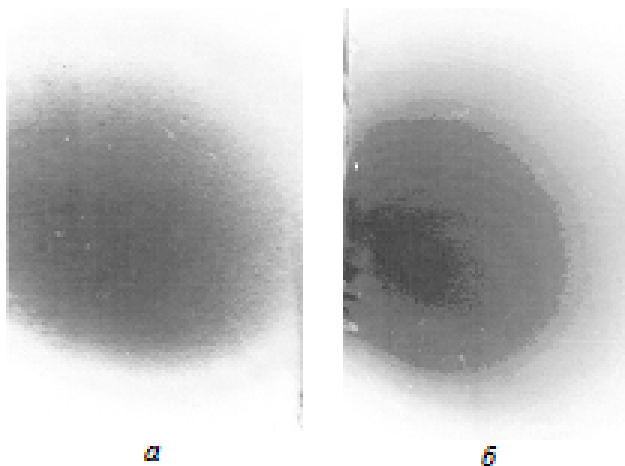


Рис. 4.23. Відбитки згустків на скляних пластинах:
а - $P = 760$ Торр, б - $P = 60$ Торр.

Цей результат підтверджується вимірюванням струму пучка за допомогою циліндра Фарадея, який розташований на осі хвилеводу. Періодичне протягом імпульсу (тобто уздовж послідовності) фокусування і дефокусування повинно призводити до модуляції в часі щільності струму пучка на осі. В експерименті вимірювання щільності струму пучка проводилось циліндром Фарадея малої площі перетину (діаметр 5 мм), розташованим на осі резонатора на його виході. У разі резонансної плазми при $P=760$ Торр циліндр Фарадея фіксує плавну зміну (практично постійну) протягом імпульсу щільності струму (Рис. 4.24, а), оскільки всі згустки знаходяться в однаковій фазі. Для нерезонансної плазми при $P=60$ Торр потрапляння різних частин послідовності згустків в різні (фокусуючу і дефокусуючу) фази збуджуваного поля викликає модуляцію щільності струму пучка на осі, що реєструється експериментально і показано на Рис. 4.24,б.

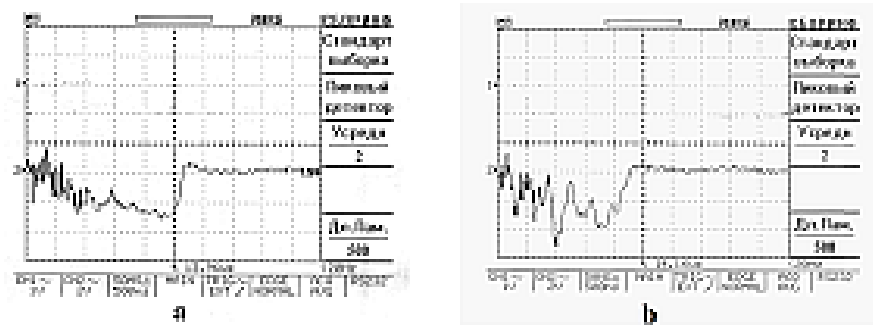


Рис. 4.24. Осцилограми щільності струму пучка на осі:

a) - $P = 760$ Торр, b) - $P = 60$ Торр.

Матеріали цього розділу опубліковані в [1-4, 15-17, 23].

4.5 Висновки

Експериментально досліджено збудження кільватерного поля у плазмі регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків, фокусування і прискорення згустків збудженим кільватерним полем. Плазма утворюється головною частиною послідовності згустків через зіткненеву іонізацію та пучково-плазмовий розряд в нейтральному газі різного тиску. ВЧ-зондом Джонсена та резонаторним методом виміряна щільність утвореної плазми для різних тисків газу (до $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) та її еволюція в часі протягом макроімпульсу інжекції послідовності згустків.

Виміряна залежність амплітуди сумарного плазмового кільватерного поля, збудженого послідовністю згустків, від тиску газу. Показано, що максимальна амплітуда кільватерного поля досягається при тисках газу поблизу 1Торр та 760Торр, для яких утворюється резонансна щільність плазма, тобто плазмова частота співпадає з частотою слідування згустків ($f_p = f_{rep}$). Це свідчить про когерентність кільватерних полів окремих згустків, які при додаванні дають максимальний вклад в сумарне кільватерне поле.

Для резонансної щільності плазми у випадку хвилеводу сумарне радіальне поле мале через невелику кількість згустків, когерентні кільватерні поля яких додаються, так що фокусуюча/дефокусуюча дія поля майже не впливає на кутовий розкид згустків, що виникає на вхідній фользі та при зіткненні з

нейтралями. У випадку резонатора сумарне радіальне поле в 4-5 разів більше, так що в середньому діаметр згустків з відстанню зростає значно менше. При цьому в обох випадках наявна центральна зфокусована частина та зростаючий за діаметром ореол. Це знаходиться у відповідності з числовим моделюванням і пояснюється самоузгодженим знаходженням головної частини кожного згустка в дефокусуєчій фазі і основної частини в фокусуєчій фазі.

Для нерезонансної щільності плазми, яка виникає для зменшеного струму пучка до 0,25А, у випадку хвилеводу сумарне радіальне поле ще менше, так що спостерігається тільки початковий кутовий розкид згустків. У випадку резонатора з набагато більшими полями розлад між плазмовою частотою f_p і частотою слідування згустків f_{rep} призводить до потрапляння згустків послідовності як в фокусуєчу, так і в дефокусуєчу фази радіальної складової поля, і їх відчутного фокусування/дефокусування.

Зміщення частини згустків послідовності при їхньому проходженні через нерезонансну плазму в дефокусуєчих/фокусуєчих фазах, відповідно, означає їх потрапляння в гальмуючі/прискорюєчі фази збуджуваного кільватерного поля. Експериментально виміряні як втрати енергії згустками, що знаходяться в гальмуючих фазах збуджуваного поля, так і приріст енергії згустків, які потрапляють в прискорюєчі фази збудженого кільватерного поля.

РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ГІБРИДНИХ ПЛАЗМОВО-ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ.

У кільватерному прискорювачі, що використовує діелектричну структуру, в якій прискорюючі кільватерні поля збуджуються релятивістськими електронними згустками (див. Розділ 3), розподіл поздовжньої компоненти кільватерного поля по радіусу для великих значень релятивістського фактора електронів згустку γ практично однорідний. З цього випливає, що радіальна компонента кільватерного поля мала і що забезпечує малий кутовий розкид і емітанс пучка. Однак, при значному заряді згустків через розштовхування електронів кулонівським полем згустку виникає відповідний кутовий розкид, який необхідно усунути додатковим фокусуванням. Його можна здійснити, використовуючи радіальне фокусує кільватерне поле, збуджене тими ж згустками в плазмі, утвореній в прольотному каналі діелектричної структури. В результаті утворюється так звана плазмово-діелектрична структура, досліджена теоретично в [172]. Її схема представлена на Рис. 5.1. У металевий хвилевід радіуса b вставлена діелектрична трубка з внутрішнім радіусом a , а її зовнішній радіус збігається з радіусом металевого хвилеводу. Діелектрична проникність матеріалу трубки дорівнює ε . Прольотний канал діелектричної трубки повністю заповнений ізотропною плазмою з щільністю n_p . У прольотному каналі поширюється регулярна послідовність N_b електронних згустків циліндричної форми з однорідним розподілом щільності заряду всередині кожного згустку. Довжина окремого згустку - L_b , його радіус - r_b , повний заряд кожного згустку - Q_0 . Драйверні згустки рухаються прямолінійно і рівномірно, збуджуючи діелектричне кільватерне поле, в якому прискорюються тестові (прискорювані) згустки, та плазмове кільватерне поле, в якому згустки фокусуються. Всю таку систему будемо називати плазмово-діелектричним кільватерним прискорювачем (ПДКУ).

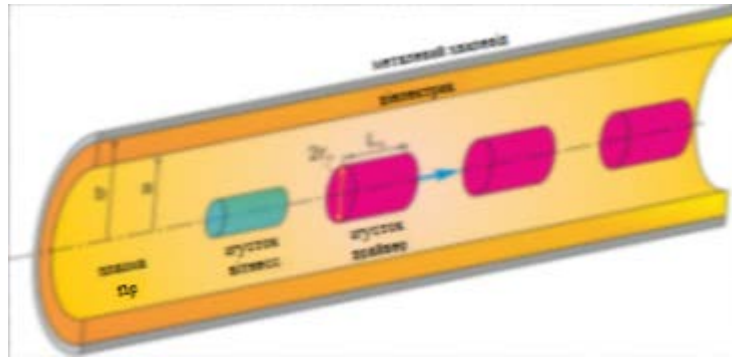


Рис. 5.1. Геометрія плазмово-діелектричного кільватерного прискорювача (ПДКП)..

Аналітичні вирази для поля в плазмово-діелектричному кільватерному прискорювачі.

Вирішивши рівняння Максвелла з джерелом у вигляді щільності струму, створюваного драйверними згустками, отримуємо вирази для плазмового і діелектричного кільватерних полів. Поздовжня компонента кільватерного поля в дрейфовому каналі має вигляд [171]:

$$E_z = -\frac{4Q_0}{a^2} \sum_{i=1}^{N_b} \sum_s R_s(r_b) e_z^s(r) \Psi_{\parallel}^s[\tau - (i-1)T] - \frac{4Q_0}{r_b L_b} e_z^p(r) \sum_{i=1}^{N_b} \Psi_{\parallel}^p[\tau - (i-1)T]. \quad (5.1)$$

У рівнянні (5.1) функції $e_z^{p,s}(r)$ описують поперечну структуру поля, і функція $\Psi_{\parallel}^{p,s}(\tau)$ описує поздовжню структуру поля:

$$e_z^s(r) = \left(\frac{a}{\omega_s D'(\omega_s)} \right)^{1/2} \frac{I_0(\kappa_p^s r)}{I_0(\kappa_p^s a)}, \quad (5.2)$$

$$e_z^p(r) = \begin{cases} \frac{1}{k_p r_b} - \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a), & r < r_b \\ \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_0(k_p a, k_p r_b), & r_b < r < a \end{cases}, \quad (5.3)$$

$$\Psi_{\parallel}^{p,s}(\tau) = \frac{1}{\omega_{p,s} \tau_b} \left[\sin(\omega_{p,s} \tau) \Theta(\tau) - \sin[\omega_{p,s} (\tau - \tau_b)] \Theta(\tau - \tau_b) \right], \quad (5.4)$$

Позначення в (5.1)–(5.4) мають вигляд:

$$\begin{aligned} R_s(r_b) &= \frac{2}{\kappa_p^s r_b} e_z^s(r_b), \quad \tau = t - z/v_0, \\ k_p &= \omega_p/v_0, \quad \tau_b = L_b/v_0, \quad \kappa_p^s = [1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)]^{1/2} \omega_s/v_0, \\ \beta_0 &= v_0/c, \quad \varepsilon_p(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \\ \omega_p^2 &= 4\pi e^2 n_p/m, \\ \Delta_n(x, y) &= I_n(x) K_0(y) - (-1)^n K_n(x) I_0(y), \\ D'(\omega) &= dD(\omega)/d\omega, \end{aligned}$$

де e , m , v_0 - заряд, маса і поздовжня швидкість електронів згустків, $\Theta(\tau)$ - функція Хевісайда, T - період слідування згустків, I_n і K_n - модифіковані функції Бесселя і Макдональда n -го порядку.

Власні частоти ω_s діелектричних хвиль визначаються з дисперсійного рівняння

$$D(\omega_s) \equiv \frac{\varepsilon_p(\omega_s)}{\kappa_p^s} \frac{I_1(\kappa_p^s a)}{I_0(\kappa_p^s a)} + \frac{\varepsilon}{\kappa_d^s} \frac{F_1(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)}{F_0(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)} = 0. \quad (5.5)$$

$\kappa_d = (\beta_0^2 \varepsilon - 1)^{1/2} \omega_s/v_0$, $F_n(x, y) = (-1)^n [J_n(x) \times Y_0(y) - Y_n(x) J_0(y)]$, J_n и Y_n — функції Бесселя і Вебера n -го порядку.

Як видно з виразу (5.1), поздовжнє електричне поле складається з двох частин. Перша сума описує кільватерне поле діелектричних хвиль, друга - кільватерне поле плазмової хвилі. Обидві хвилі збуджуються релятивістськими електронними згустками.

Числові розрахунки.

Для дослідження поздовжнього кільватерного поля в ПДКУ виберемо параметри діелектричної структури і згустків, характерні для експериментальної установки "Алмаз-2" $a = 1,1$ см, $b = 4,3$ см, $\varepsilon = 2,1$, $r_b = 1,0$

см, $L_b = 1,7$ см, $Q_0 = -0,32$ нКл, енергія електронів згустків $W_b = 5\text{MeV}$. Для таких параметрів власна частота першої радіальної моди вакуумної структури, визначена з рівняння (5.5), $f_s = \omega_s/2\pi = 2710\text{MHz}$, дорівнювала частоті слідування згустків f_{rep} . Вибрані для числового аналізу параметри забезпечують невисокі темпи прискорення і не можуть бути вибрані як можливий прототип для високоградієнтного ДКУ, але вони дозволяють якісно дослідити залежність прискорюючого поля від щільності плазми. Високі темпи прискорення можна отримати за допомогою масштабування розмірів структури та щільності плазми.

На Рис. 5.2 приведені залежності амплітуди поздовжньої сили $F_z = -eE_z$ (її максимальна величина за згустками в прольотному каналі на відстані $r = r_b$ від осі), що діє на тестовий електрон, від щільності плазми для різної кількості згустків у послідовності: одиночний згусток, 4, 11 і 21 згустки. Рис. 5.2а відповідає повному кильватерному полю, Рис. 5.2б – діелектричному полю (перша подвійна сума в (5.1)), Рис. 5.2с - плазмовому полю (друга сума в (5.1)).

Для одиночного згустку повне поле майже не залежить від щільності плазми при низьких щільностях плазми, починаючи з щільності 10^{11} см^{-3} зростає зі збільшенням щільності плазми і досягає незначного максимуму. При подальшому збільшенні щільності плазми поведінка повного поля має характер затухаючих осциляцій. Максимум повного прискорюючого поля (Рис.5.2а) зумовлений максимумом плазмового поля (Рис.5.2с), який визначається максимумом функції e_z^P (рівняння (5.2)) і досягається при щільності плазми, що відповідає умові $k_p a \sim 1$. Осцилюючий характер поздовжнього кильватерного поля після досягнення максимуму також обумовлений плазмовим полем і описується інтерференційним множником $A_p^b = 2 \sin(\omega_p \tau_b / 2) / \omega_p \tau_b$, що впливає з виразу (5.4) при $\tau > \tau_b$. Як видно на Рис. 5.2, при малих щільності плазми повне поле визначається діелектричним полем, а при великій щільності - в основному плазмовим полем. Тобто у випадку одиночного згустку для генерації кильватерного поля використання плазми в дрейфовому каналі діелектричної

структурі не дає суттєвих додаткових переваг в порівнянні з діелектричною структурою з вакуумним прольотним каналом

Для послідовності згустків амплітуда повного поля зростає з числом згустків задяки складанню когерентних полів окремих згустків і не залежить від щільності плазми до її величини 10^{11} см^{-3} , зменшуючись при подальшому збільшенні щільності плазми. Ця тенденція зменшення збуджуваного повного кільватерного поля з ростом щільності плазми посилюється при збільшенні числа згустків в послідовності, що пов'язано з втратою когерентності через виникаючий при щільній плазмі розлад по фазі між згустками і збудженим діелектричним кільватерним полем (Рис.5.б). При щільності плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ повне поле різко підростає для послідовності з 4 і 11 згустками. Це пов'язано з когерентним збудженням плазмового кільватерного поля при $f_{rep} \cong f_p = 2839 \text{ МГц}$ (Рис 5.2с).

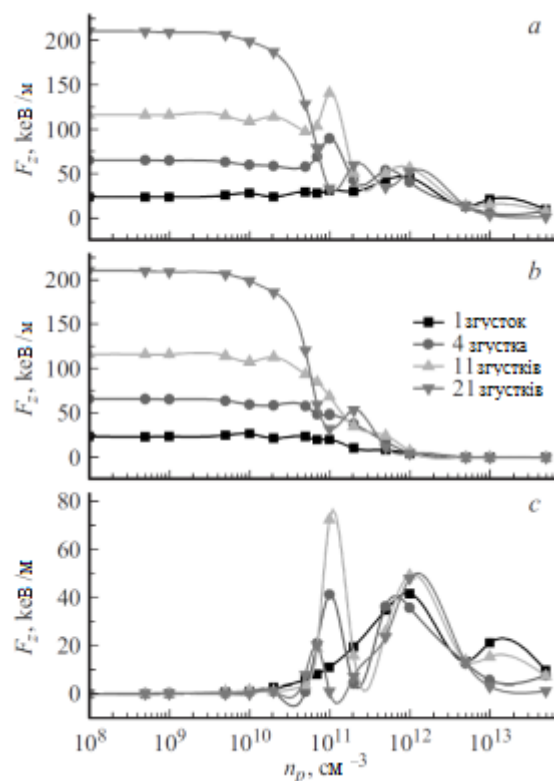


Рис. 5.2. Залежність амплітуди кільватерного поля в ПДКУ від щільності плазми для фіксованих параметрів згустків і діелектричного хвилеводу: а - повне поле, б - діелектрична частина повного поля, с - плазмове поле. Символи на кривих вказують кількість згустків, використаних в розрахунках.

Відзначимо, що поле діелектричної хвилі не зростає в порівнянні з вакуумним випадком (Рис 5.2б), що пов'язано як з інтерференцією радіальних гармонік, так і з збільшенням "провисання" кожної гармоніки діелектричного поля від границі діелектрика при збільшенні щільності плазми. При подальшому збільшенні числа згустків у послідовності яскраво виражений максимум на кривій залежності повного поля при резонансній щільності плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ починає згладжуватись і потім зникає (крива для $N_b = 21$ на рис 5.2). Для послідовності з 21 згустків повне поле для щільностей плазми $n_p > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ не перевершує поля одиночного згустку [13,21].

Отже, помітного збільшення амплітуди повного поля в ПДКУ в порівнянні з вакуумним ДКУ можна домогтися тільки при резонансній щільності плазми для невеликої кількості згустків в послідовності. Одна з причин відсутності збільшення амплітуди кільватерного поля - розлад частоти слідування згустків і власних частот ПДКУ при збільшенні щільності плазми. Для усунення цього недоліку необхідно підлаштовувати частоту слідування згустків і частоту власних хвиль (діелектричної і плазмової) при зміні щільності плазми. Частоту основної моди діелектричної хвилі можна підлаштовувати, змінюючи поперечні розміри діелектричної втулки шляхом зміни внутрішнього або зовнішнього діаметрів.

В даному розділі дисертаційної роботи представлені результати експериментальних досліджень збудження кільватерних полів послідовністю релятивістських електронних згустків у гібридній плазмово-діелектричній структурі і фокусування згустків в збуджених полях. З'ясовується відповідність експериментальних результатів з теоретичними, приведеними вище.

5.1. Експериментальна установка.

Для експериментального підтвердження наведених висновків про роль плазми в прольотному каналі (збільшує чи пригнічує збудження діелектричного кільватерного поля) нами проведено експерименти з резонатором, в якому плазма пригнічує збудження через виникнення розладу резонансу $f_{\text{rep}} \neq f_0 \neq f_n$, і

з хвилеводом, коли наявність плазми відповідно до теорії (рис. 5.2) призводить до збільшення збуджуваного поля в порівнянні з випадком без плазми. У хвилеводному випадку, крім відсутності частот резонатора f_n , необхідно позбутися від частоти слідування згустків f_{ep} , з якою при наявності плазми виникає розлад з частотою черенковського діелектричного кільватерного поля f_0 ($f_{ep} \neq f_0$). Для цього необхідно перейти до випадку одиночного згустку. Випадок одиночного згустку досягається в наших експериментах з $v_g = v_0/2$ при виборі довжини хвилеводу $L = \lambda$, (λ - довжина діелектричної хвилі). В цьому випадку згустки збуджують кільватерне поле незалежно, кожен виносить з собою збуджене поле з хвилеводу, так що наступний згусток влітає в хвилевід, вільний від полів попередніх згустків. Тому огинаюча полів всіх $6 \cdot 10^3$ згустків має амплітуду (яка вимірюється в експерименті), що дорівнює амплітуді поля, збуджуваного одиночним згустком.

Експериментальні дослідження збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричному хвилеводі/резонаторі круглого перетину послідовністю згустків релятивістських електронів і фокусування згустків збудженими полями проводилися на установці, схема якою приведена на Рис. 5.3.

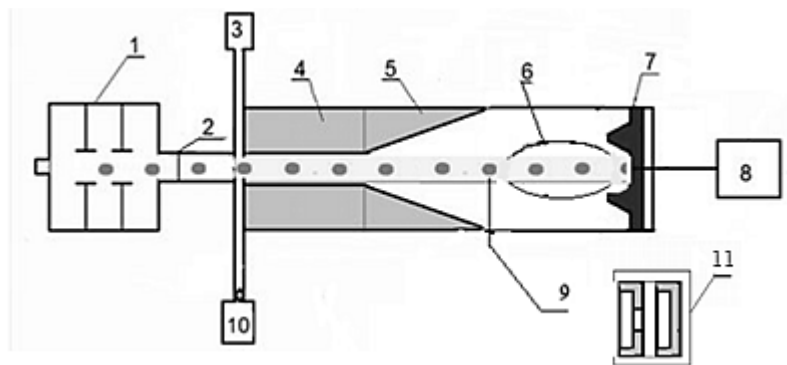


Рис.5.3. Схема експериментальної установки:

- 1 - прискорювач «Алмаз-2М»; 2 - титанова фольга; 3 - вентиль натікання газу;
 4 - діелектрична структура; 5 - узгоджувальний конус; 6 - відкритий бочкоподібний резонатор (OBR); 7 - феритовий мікрохвильовий поглинач;
 8 - осцилограф; 9 - ВЧ зонд Джонсена для вимірювання щільності плазми;
 10 - форвакуумний насос; 11 - подвійний циліндр Фарадея.

Релятивістські електронні згустки, отримані за допомогою резонансного електронного прискорювача «Алмаз-2М» (енергія - 4.5 MeV, кількість згустків - $6 \cdot 10^3$, заряд згустку - 0.26 нк, тривалість кожного згустку - 60 пс з інтервалом між ними 300 пс, частота проходження згустків 2805 МГц) через титанову фольгу товщиною 30 мкм надходили в діелектричний хвилевід круглого перетину, заповнений діелектриком (фторопласт Ф-4 $\epsilon = 2.04$; $\text{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-4}$) з прольотним каналом діаметром 21 мм для проходження згустків.

Для реалізації хвилеводного випадку необхідно уникнути відбиття збуджуваної хвилі. З цією метою діелектрична вставка закінчувалася діелектричним конусом, а на фторопластовій вакуумній заглибці розміщувався феритовий поглинач. Довжина діелектрика обрана рівною довжині хвилі збуджуваного діелектричного кільватерного поля $L = \lambda = 10,6$ см. Це дозволяє зіставити експериментальні дані щодо збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричній структурі з існуючою теорією режиму збудження одним згустком [7,19].

Тиск нейтрального газу (повітря) регулювався в діапазоні $10^{-2} \div 760$ Тор за допомогою вентиля натікання газу 3 і форвакуумним насосом 10.

Плазма в прольотному каналі діелектричного хвилеводу створювалася самим пучком при його проходженні через нейтральний газ, що заповнював прольотний канал, в результаті розвитку пучково-плазмового розряду (ППР) в збудженому кільватерному полі при тиску газу в області 1 Торр і ударної іонізації електронами пучка при високому тиску [8,20].

Щільність отриманої плазми вимірювали двома способами. У першому способі ВЧ-зонд Джонсена 9 містився в кінці узгоджувального конуса в осьовій області. У другому способі відкритий бочкоподібний резонатор (ВБР) (6), що визначає щільність плазми шляхом вимірювання зсуву резонансної частоти ВБР при наявності плазми, перебував поза діелектричною структурою в порожній частині мідної труби, так що пучок і плазма, що утворювалась навколо нього в ВБР, не контактувала зі стінками ВБР. Для контролю впливу заповнення плазмою на ефективність збудження кільватерного поля НВЧ-зонд

містився в кінці камери для реєстрації збудженого кільватерного поля на осцилографі (8).

Для дослідження фокусування згустків релятивістських електронів використовувався подвійний циліндр Фарадея (11), в якому наявність фокусування визначалася по збільшенню струму на другий циліндр і одночасного зменшення струму на перший циліндр.

5.2. Збудження кільватерних полів послідовністю релятивістських електронних згустків у гібридній плазмово-діелектричній структурі.

На Рис. 5.4 представлені осцилограми НВЧ сигналу кільватерного поля (нижні), отримані за допомогою НВЧ-зонду на виході діелектричного хвилеводу з діелектричною вставкою довжиною $L = \lambda$ при різних тисках тисках нейтрального газу в прольотному каналі. Видно, що при тиску 0.5 Торр, коли в результаті ППР утворюється плазма (див. Розділ 4), амплітуда збуджуваного кільватерного поля (Рис. 5.4, б) перевищує амплітуду поля в діелектричному хвилеводі без плазми (Рис.5.4, а) та з нещільною плазмою (Рис. 5.4, с). У випадку з плазмою (Рис. 5.4, б) струм пучка на циліндр Фарадея зменшується через кутовий розкид електронів пучка, що виникає в більш інтенсивних збуджених кільватерних полях.

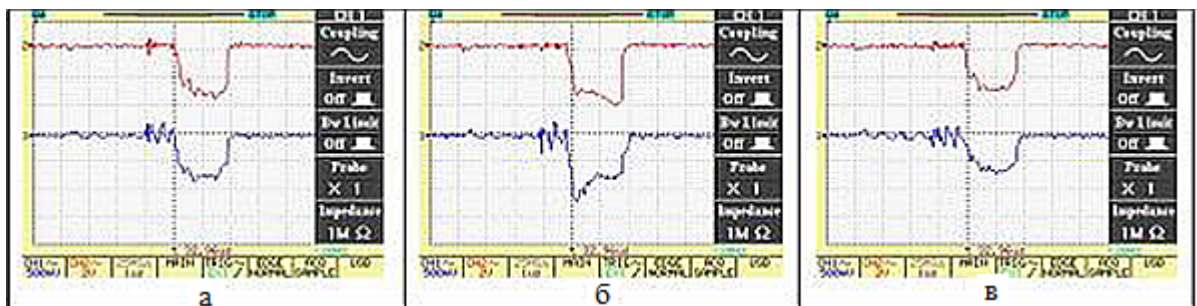


Рис.5.4. Осцилограми огинаючої НВЧ сигналу кільватерного поля (нижні): а - 10-3 Торр; б - 0.5 Торр; в - 140 Торр. Верхні осцилограми - струм пучка на циліндр Фарадея.

Залежність амплітуди збуджуваного поздовжнього кільватерного поля на осі для всього діапазону тисків газу в хвилеводному випадку і в режимі

одиначного згустку приведена на Рис.5.5 (червона крива). Видно, що в області тисків, при яких розвивається ППР і створюється плазма, кільватерна хвиля в каналі стає об'ємною (в згоді з теорією), що збільшує коефіцієнт зв'язку згустку з хвилею і призводить до зростання амплітуди збудженого кільватерного поля в порівнянні з випадком відсутності напуску газу (рис. 4 горизонтальна червона лінія) [8,12].

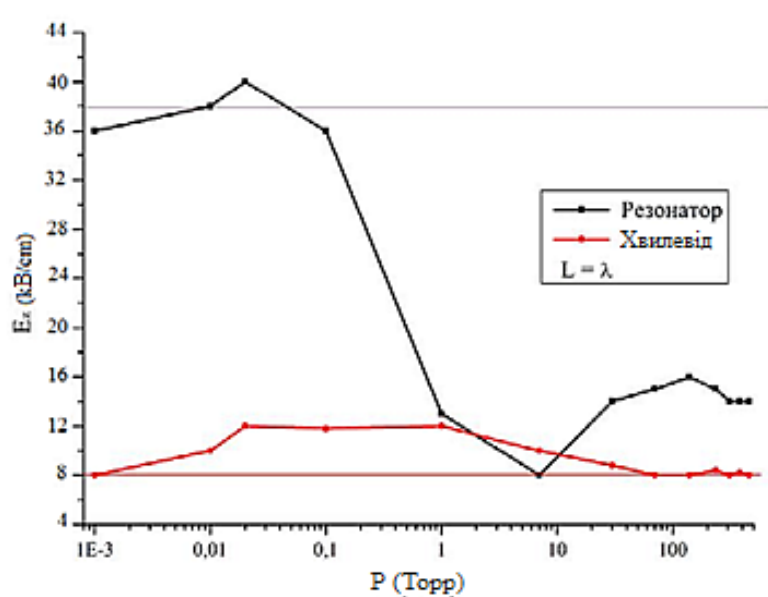


Рис. 5.5. Залежність E_z складової збуджуваного поля від тиску нейтрального газу в плазменно-діелектричній структурі.

У разі діелектричного резонатора (прибирались узгоджуючі елементи і встановлювалась металева заглушка на виході у вигляді рухомого плунжера) в умовах подвійного резонансу $f_{\text{геп}} = f_0 = f_n$ (збіг черенковської частоти ω_0 з частотою слідування згустків $f_{\text{геп}}$ і одночасно з власною частотою резонатора f_n) амплітуда кільватерного поля суттєво зростає. Це викликано тим, що число згустків, які дають внесок в сумарне кільватерних поле, обмежується добротністю Q і становить для реальних Q сотні згустків, тоді як в хвильоводному випадку таке число згустків визначається довжиною хвильоводу і груповою швидкістю, і не перевищує десятків.

Однак, на відміну від хвильоводного випадку з одиничним згустком у резонаторному випадку всі згустки дають вклад в збуджуване поле, тобто

відіграє роль частота слідування згустків f_{rep} , і присутні власні частоти резонатора f_n . Наявність плазми в області тисків, при яких розвивається ППР, призводить до розладу обох резонансів і до зменшення амплітуди кільватерного поля (Рис. 5.5, чорна крива) в порівнянні з випадком відсутності напуску газу, тобто без плазми (Рис. 5.5 горизонтальна чорна лінія).

У хвильоводному випадку в режимі одиночного згустку ($L = \lambda$) відсутні обидва згадані резонанси, і всі згустки знаходяться в однакових умовах збудження.

5.3. Фокусування і прискорення згустків послідовності плазмовим кільватерним полем, збуджуваним у гібридній плазмово-діелектричній структурі.

На рис. 5.6 представлені теоретично знайдені кільватерні поля діелектричної і плазмової хвиль, збуджених одиночним згустком, для двох щільностей плазми. Видно, що згусток з параметрами експерименту у знаходиться у власному кільватерному полі - поздовжньому діелектричному, що гальмує, і радіальному плазмовому, що фокусує. Радіальне дефокусує поле діелектричної хвилі, з її практично однорідним по радіусу поздовжнім полем, слабке. В результаті згусток-драйвер фокусується своїм кільватерним полем, збудженим в плазмі, одночасно з фокусуванням, обумовленим компенсацією в плазмі його радіального кулонівського поля. [162].

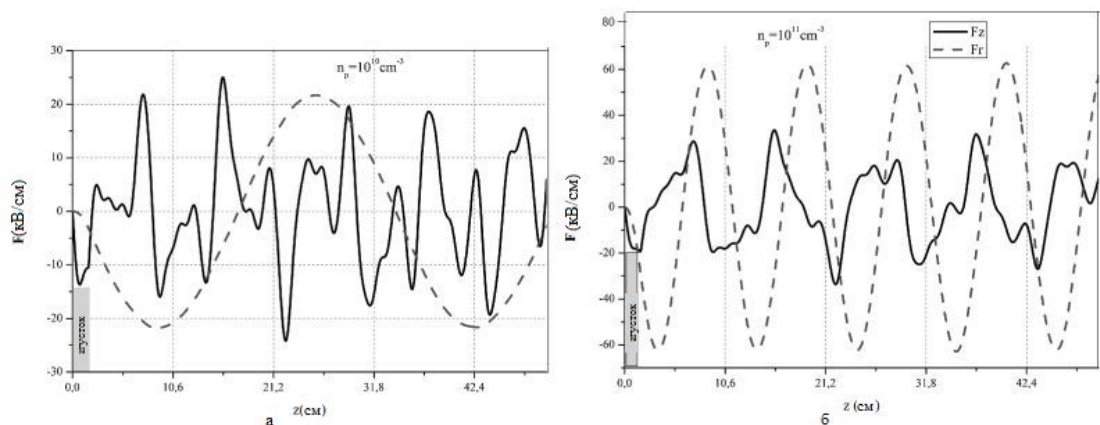
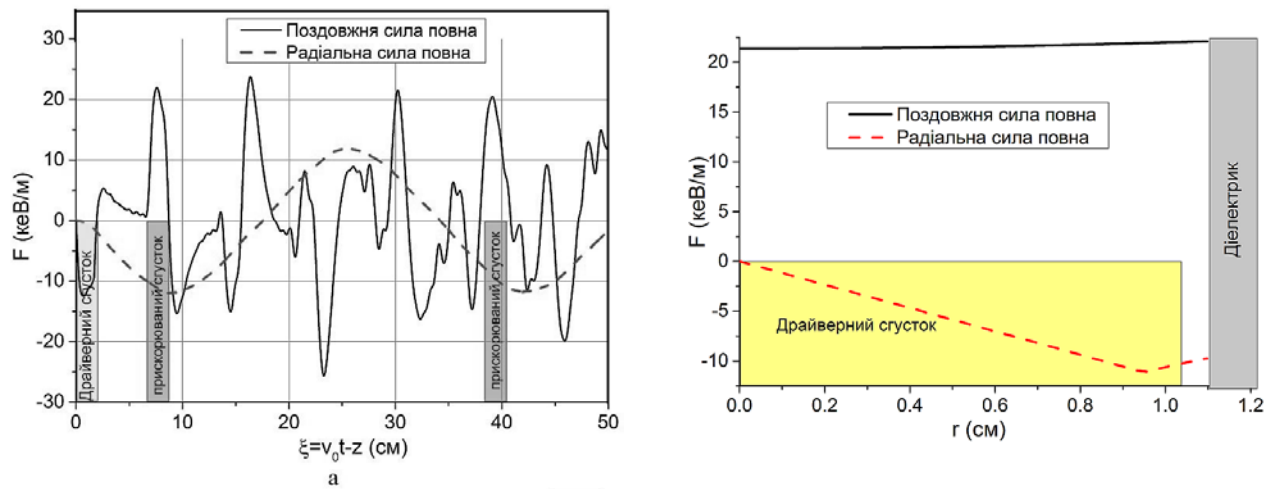


Рис.5.6. Сумарна поздовжня складова діелектричних і плазмових кільватерних полів (суцільна) і поперечна складова плазмового кільватерного поля (пунктирна крива) для щільності плазми: а - $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; б - $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Для щільності плазми $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ отримані осьові (а) і радіальні (б) залежності повної поздовжньої і поперечної сил показані на Рис. 5.7 [162]. На Рис. 5.7 $F = eE$.



а

б

Рис.5.7. Осьовий профіль поздовжньої (суцільна крива) і поперечної (тире крива) сил, що діють на тестовий згусток на відстані 0,95 см від осі хвилеводу (а); радіальний профіль поздовжньої (суцільна кривою) і поперечної (тире крива) сил, що діють на тестовий згусток на відстані 7,56 см від фронту драйвера (б).

На Рис. 5.7, а видно, що два тестових згустка на відстаннях 7,6 та 39 см від фронту згустку-драйвера прискорюються і фокусуються одночасно. Крім того, згусток-драйвер так само опиняється в фокусуючій фазі повного кільватерного поля. На рис. 5.7, б видно, що прискорююче кільватерне поле (в основному діелектричне) майже однорідне по радіусу, а радіальне кільватерне поле (в основному плазмове) має майже лінійне зростання і забезпечує фокусування прискорюваних згустків [162].

На Рис.5.8 показані осцилограми струму пучка, отримані експериментально [15,17] за допомогою подвійного циліндра Фарадея (див. (11) на Рис.5.3) в вакуумі $P = 10^{-3}$ Торр (див. Рис.5.8, а) і при тиску нейтрального газу в прольотному каналі діелектричного хвилеводу $P = 0,5$ Торр (див. Рис.5.8, б), при якому плазма інтенсивно утворюється завдяки розвитку ППР. Збільшення струму в другому циліндрі та в той же час його зменшення в

першому циліндрі в разі присутності плазми (див. Рис.5.8, б) свідчить про фокусування електронних згустків.

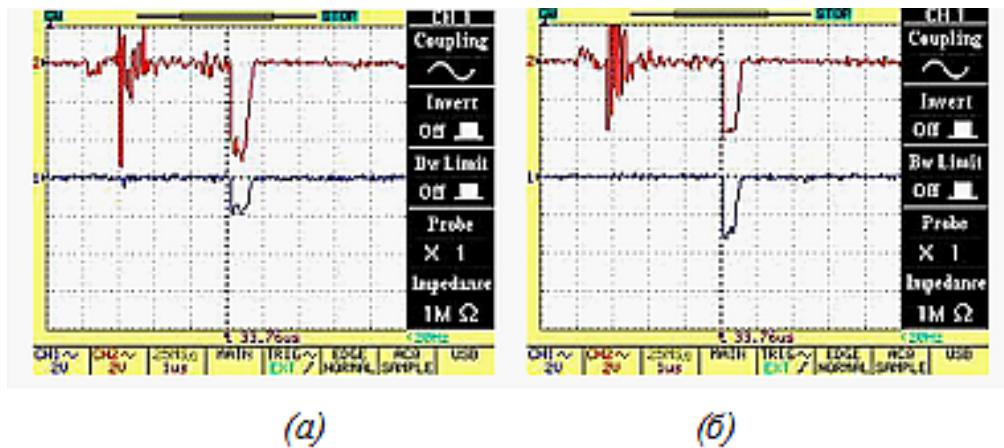


Рис.5.8. Осцилограми струму пучка, зареєстровані за допомогою подвійного циліндра Фарадея (верхня крива відповідає першому циліндру, нижня - другому циліндру) і осцилографа GDS-840C при різних тисках : (а) - 10^{-3} Торр;
(б) - 0,5 Торр

Матеріали цього розділу опубліковані в [7-9, 12, 13,19-21].

5.4 Висновки.

Показано, що при заповненні плазмою прольотного каналу узгодженого діелектричного хвилеводу довжиною $L=\lambda$ (режим одиночного згустку), створеної при проходженні послідовності згустків релятивістських електронів через нейтральний газ, в діапазоні тисків $10^{-3}\div 1.0$ Торр спостерігається збільшення амплітуди сумарного збудженого кільватерного поля на осі хвилеводу, що обумовлено додатковим збудженням плазмовим кільватерним полем та збільшенням коефіцієнта зв'язку згустків з кільватерним полем. У випадку резонатора плазмове заповнення, навпаки, пригнічує збудження кільватерного поля через виникнення розладу резонансів - збігу частоти черенковского поля ω_0 з частотой слідування згустків f_{rep} і одночасно з власними частотами резонатора f_n . Крім цього, для щільної плазми зменшення кільватерного поля на осі структури виникає через екранування плазмою діелектричної складової кільватерного поля.

Експериментально продемонстровано фокусування згустків, пов'язане з фокусуючої дією плазмового кільватерного поля. Щільність плазми 10^{11}см^{-3} в прольотному каналі гібридної плазмово-діелектричної структури забезпечує фокусування згустків по діаметру в 1.8 разів, що фіксується експериментально здвоєними циліндрами Фарадея, які вимірюють периферійну та осьову частини струму пучка.

Отримані результати узгоджуються з теоретичними передбаченнями.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі отримані результати, важливі для розробки нового методу високоградієнтного прискорення заряджених частинок – прискорення кільватерними полями. В роботі експериментально показано, що при збудженні кільватерних полів періодичною послідовністю релятивістських згустків у діелектричних, плазмових та гібридних плазмово-діелектричних структурах когерентність кільватерних полів окремих згустків дозволяє збуджувати сумарне кільватерне поле за величиною таке ж, як і кільватерне поле одного згустку з еквівалентним сумарним зарядом. В роботі також експериментально продемонстроване кільватерне прискорення згустків в збуджених кільватерних полях та фокусування згустків при використанні плазмового кільватерного поля.

В проведених дослідженнях з діелектричними структурами доведено експериментально, що кільватерні поля, збуджувані в прискорюючих структурах на черенковському резонансі окремими згустками регулярної послідовності з однаковою частотою та кратною 2π початковою фазою за умови співпадіння частоти слідування згустків з частотою збуджуваного поля, є когерентними. Експериментальним доказом їх когерентності є вимірювання сумарного кільватерного поля всієї послідовності на виході відрізка хвилевода різної довжини. Так як збуджене згустком поле залишає хвилевод з груповою швидкістю v_g , то кількість згустків послідовності, кільватерні поля яких додаються, залежить від довжини хвилеводу. Змінюючи довжину хвилеводу, отримано величину сумарного кільватерного поля 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків, величина якого пропорційно зростає довжиною, а отже з числом згустків, що свідчить про когерентність кільватерних полів окремих згустків.

За допомогою НВЧ-осцилографа Tektronix TDS 6154C з пропускну здатністю 15 ГГц отримано безпосередню реалізацію сигналу 3 ГГц кільватерного поля в режимах 1-го, 2-х, 3-х і т.д. згустків. Пропорційним зростанням кільватерного поля з числом згустків підтверджено їх когерентність.

Показано, що на відміну від хвилеводу, в якому кількість згустків, кільватерні поля яких дають вклад в сумарне поле, обмежується довжиною хвилеводу, в резонаторі збуджені поля не полишають резонатор і при співпадінні частоти поля з власними частотами резонатора кількість згустків, які дають вклад в сумарне поле, обмежується тільки добротністю резонатора. Для резонатора з добротністю $Q=676$, використаному в експерименті, кільватерне поле величиною 24кВ/см, близьке до насичення, збуджується 1500 згустками.

Експериментально продемонстроване прискорення частини згустків тієї ж послідовності, яка збуджує кільватерне поле. Для цього варіюванням частоти слідування згустків f_{rep} шляхом зміни частоти задаючого генератора клістронного підсилювача створюється її розлад з частотою збуджуваного кільватерного поля f_0 , що призводить до поділу згустків послідовності на драйверні, що збуджують кільватерне поле, та прискорювані в цьому полі. Експериментально у випадку розладу частот ($\Delta f = f_{rep} - f_0 = 2,5$ МГц) за допомогою магнітного аналізатора отримано з початкового одного моноенетичного пучка два пучка – один з меншою енергією, що втратив енергію (-150 кВ) на збудження кільватерного поля, та другий з більшою, що придбав енергію (+150 кВ) внаслідок прискорення в кільватерному полі.

В концепції плазмового кільватерного прискорення досліджене створення плазми в резонаторі, заповненому нейтральним газом тиску від $5 \cdot 10^{-2}$ Тор до 760 Тор, самою послідовністю згустків. Плазма утворюється за рахунок ударної іонізації нейтралів електронами згустків, а при тиску біля 1 Тор в результаті розвитку релятивістського пучково-плазмового розряду. Експериментально продемонстровано збудження кільватерних полів в плазмі, прискорення та фокусування в них електронних згустків.

Діафрагмуванням згустків на вході в плазмовий резонатор змінювалась геометрія згустку – при сталій довжині згустку 1,7см діаметр з 1см зменшувався до 0.5см, що забезпечувало превалювання радіальної компоненти

плазмового кильватерного над поздовжньою. Це дозволило експериментально продемонструвати фокусування згустків плазмовим кильватерним полем.

В гібридній плазмово-діелектричній структурі відбувається збудження як діелектричного кильватерного поля для прискорення, так і плазмового кильватерного поля для фокусування прискорюваних згустків. В експерименті плазма в прольотному каналі створювалась головною частиною послідовності згустків за рахунок іонізації нейтрального газу різного тиску. Для випадків хвилеводу і резонатора отримані кильватерні поля, що прискорюють, в залежності від тиску газу і, відповідно, від щільності плазми. У випадку резонатора збуджуються значно більші кильватерні поля, однак в областях великої щільності плазми збудження кильватерного поля пригнічується через розлад частоти поля, збуджуваного в резонаторі на черенковському резонансі з частотою слідування згустків, а також через екранування діелектричного поля в щільній плазмі.

Щільність плазми 10^{11}см^{-3} в прольотному каналі гібридної плазмово-діелектричної структури забезпечує фокусування згустків по діаметру в 1.8 разів, що фіксується експериментально здвоєними циліндрами Фарадея, які вимірюють периферійну та осьову частини струму пучка.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.

1. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. №4(68). С. 78-81.
2. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, produced by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (17). 2011. № 1 (71). P. 77-79.
3. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Acceleration and focusing of electron bunches by wakefields in plasma produced in neutral gas by a nonresonant sequence of bunches // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (18) 2012. № 6(82). P. 155-157.
4. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurement of plasma density formed at passing of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика плазмы (19). 2013. №1(83). P. 143-145.
5. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Determination of the energy of a relativistic electron beam by measuring the thickness of the colored layer in glass // Instruments and Experimental Techniques, 2012, V. 55, № 3, P. 347-350.
6. Березина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омелаенко О.Л., Онищенко И.Н., Приступа В.И., Ус В.С. Ускорение электронных сгустков при введении расстройки между частотой следования сгустков и частотой возбуждаемого ими в диэлектрической структуре кильватерного поля // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (65). 2015. № 6(100), С. 56-59.
7. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron

bunches in the transit channel of the dielectric structure // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 117-119.

8. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Berezina G.P. Wakefield excitation in plasma-dielectric structures by a sequence relativistic electron bunches. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (21). 2015. № 1(95). P. 137-140.

9. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 97-104.

10. Onishchenko I.N., Kiselev V.A., Linnik A.F., Pristupa V.I., Sotnikov G.V. Investigations of the concept of a multibunch dielectric wakefield accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2016. V.829. P. 199-205.

11. Березина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омелаенко О.Л., Онищенко И.Н., Приступа В.И., Ус В.С. Исследование мультибанчевой схемы возбуждения кильватерных полей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (66). 2016. №3(103). С. 66-68.

12. Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniaziev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Tolstoluzhsky A.P., Us V.S. Multibunch regime of wakefield excitation in a plasma-dielectric structure // Ukr. J. Phys. 2016. V. 61, № 8. P. 690-701.

13. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniaziev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. // Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (22). 2016. № 6(106). P.133-139.

14. Linnik A. F., Onishchenko I. N., and Pristupa V. I.. An experimental study of the electron acceleration with detuning of the bunch repetition frequency from that of an excited wake field // Technical Physics Letters. 2017. V. 43, № 2. P. 183-185.

15. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, formed by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks, September, 13-18, 2010 : Book of Abstracts / Alushta (Crimea), Ukraine 2010, P. 121.

16. Киселев В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // XI Международный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения», 23-27 августа 2010 г.: Программа семинара / ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина, 2010. С. 8.

17. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurements of plasma density produced at passage of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas». September, 17-22, 2012.: Book of Abstracts, / Alushta (Crimea), Ukraine, 2012 P. 139.

18. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. To the possibility of liquid dielectrics use in wakefield method of charged particle acceleration // XII International Workshop «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 26-30, 2013: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2013, P. 44.

19. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 24-28, 2015: Program / Karazin KNU. Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.

20. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron bunches in the transit channel of the dielectric structure // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration», August, 24-28, , 2015: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.
21. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. September, 12–15, 2016: Book of Abstracts, / Karazin KNU, Kharkiv, Ukraine, 2016, P. 96.
22. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects (Overview) // XXV International Workshop on Charged Particle Accelerators. September, 18-22, 2017: Program / NSC KIPT, Kharkiv, Ukraine, 2017: P. 1.
23. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Возбуждение кильватерных полей последовательностью сгустков релятивистских электронов в плазме, образуемой при их прохождении через нейтральный газ различного давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. № 4 (68). С.75-77.
24. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects (Overview) // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations (67). 2017. V. 6(112). P. 34-39.
25. John R. Rees, The Stanford Linear Collider. // Scientific America. 1989. V.261. No. 4. P. 36-43.
26. Braun H., Corsini R., D'Amico T., Delahaye J., Guignard G., Johnson C. D., Millich A. , Pearce P., Riche A. J., Rinolfi L., Ruth R., Schulte D., Thorndahl L., Valentini M. , Wilson I. H. and Wuensch W. The CLIC RF power source: a novel scheme of two-beam acceleration for electron-positron linear colliders. // 1998. CLIC-Note-364P.

27. Brau, J., Okada Y., Walker N., Djouadi A., Lykken J., Monig K., Oreglia M., Yamashita S., Phinney N., Toge N., Behnke T., Demerell C., Jaros J. and Miyamoto A., ed. 2007. International Linear Collider Reference Design Report.
28. CERN. 2008. LHC Design Report. Available from <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>
29. Maury Tigner “Does Accelerator-Based Particle Physics Have a Future?” // Physics Today, 2001, January, P.36.
30. Fainberg Ya.B. The use of plasma wave guides as accelerating structures // Proc. Symposium CERN, Geneva. 1956. V.1, P.84- 92.
31. Veksler V.I. Coherent principle of acceleration of charged particles. // Proc. Symposium CERN, Geneva, 1956. V.1 P.80-86.
32. Budker G.J. Relativistic stabilized electron beam. // Proc. Symposium CERN, Geneva.- 1956. V.1 P.68-75.
33. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron acceleration // Phys. Rev. Letters. 1979. V. 43, № 4. P. 267-270.
34. Chen P., Dawson J.M., Huff R., Katsouleas T. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma // Phys. Rev. Letters. 1985. V. 54, № 7. P. 692-695
35. Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда, возбуждаемыми лазерными излучениями и релятивистскими электронными пучками // Физика плазмы. 1987. Т.13, №5. С.607-625.
36. Clayton C.B., Joshi C., Dawrow C., Umstadter D. Relativistic plasma-wave excitation by collinear optic missing//Phys.Rev.Lett. 1985, V.54, No. 21. P. 2343-2346.
37. Pellegrini G. Laser Acceleration of Particles // Proc. Conf. on laser acceleration of particles. AIP Conf. Proc., edited by Channel P.J., New York (USA), 1982 No.91.P.138-153.
38. Golovanivsky K.S. The gyromagnetic autoresonance // IEEE Transection on Plasma Science. 1983.V. PS-11, No.1. P.28-31.

39. Teng L.C. Brief Report of the Second Workshop on laser acceleration of particles // Fermi Lab. Report. 1985. P.6-11.
40. Marques J.R. et al. Temporal and Spatial Measurements of the Electron Density Perturbation Produced in the Wake of an Ultrashort Laser Pulse // Phys. Rev. Lett. 1996.V.43. P.3566-3569.
41. Tajima T., Mourou G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics // Phys. Rev. ST- Accelerators and beams. 2002. V. 5 P.031301-1-9.
42. Nakajima K. Challenge to tabletop high-energy laser wakefield accelerator // Physics of Plasmas. 1996. V. 3. P. 2169-2174.
43. Nakajima K. Observation of Ultrahigh Gradient Electron Acceleration by a Self-Modulated Intense Short Laser Pulse // Phys. Rev. Lett. 1995. V.74. P. 4428-4431.
44. Modena A. et al., Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves // Nature. 1995. V.377. P. 606-608.
45. Xie M. et al. Estimates of Hadronic Backgrounds in a 5 TeV e+e-Linear Collider // Proc. 7th Workshop on Advanced Accelerator Concepts, Lake Tahoe. 1996. P. 1-13.
46. Koyama K., Miura E., Kato S., et al. Generation of quasi-monoenergetic high-energy electron beam by plasma wave // AIP Conf. Proc, 2004. V.737 P. 528.
47. Mangles S.P.D., Murphy C.D., Najmudin Z., et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions // Nature. 2004, V.431. P.535-538.
48. Geddes C.G.R., Toth Cs., van Tilborg J., Leemans W.P., et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // Nature. 2004, V.431. P.538-541.
49. Faure J., Glinec Y., Pukhov A., & Malka V., et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature. 2004, V.431. P.541-544.

50. Mangles S.P.D., Walton B.R., Tzoufras M., Krushelnick K. et al. Electron Acceleration in Cavitated Channels Formed by a Petawatt Laser in Low-Density Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V.94. 245001.
51. Leemans W. P., Nagler B. , Gonsalves A. J., Toth Cs., Nakamura K. , Geddes C. G. R., Esarey E., Schroeder C. B. and. Hooker S. M. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator // *Nature Phys.* 2006, V.2 P.696-699.
52. Xiaoming Wang, Rafal Zgadzaj, Neil Fazel et al. // *Nature Communications* 4: 1988 DOI: 10.1038/ncomms2988, 2013. P.1-9;
www.nature.com/naturecommunications.
53. Leemans W.P., Progress in laser plasma acceleration and BELLA project at LBNL // 2010 AAC Workshop, Annapolis, MD, Univ. of Maryland. 2010, WG1. P.22.
54. Leemans W. P., Gonsalves A. J., Mao H.-S., et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime. // *Phys. Rev. Lett.* 113(24) (2014) 245002.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.245002>.
55. Березин А.К., Файнберг Я.Б., Болотин Л.И., Егоров А.М., Киселев В.А. Экспериментальные исследования взаимодействия модулированных релятивистских пучков с плазмой // *Письма в ЖЭТФ.* 1971.Т.13.С. 498-503.
56. Березин А.К., Киселев В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. Коллективное взаимодействие моноэнергетического РЭП большой энергии с плазмой // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования.*- 1990.-№ 6(14).- С.115-120.
57. Файнберг Я.Б, Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидельников Г.Л., Сотников Г.В. Возбуждение кильватерных полей в плазме последовательностью сгустков релятивистских электронов // *Физика плазмы.*- 1994. Т.20, №7,8. С.674-681.
58. Березин А.К., Файнберг Я.Б., Киселев В.А., Линник А.Ф., Усков В.В., Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидельников Г.Л., Сотников Г.В. Возбуждение кильватерных полей в плазме импульсом релятивистских электронов,

содержащим регулируемое количество коротких сгустков // Физика плазмы. 1994. Т.20, №7,8. С.663-670.

59. Батищев О.В., Карась В.И., Сигов Ю.С., Файнберг Я.Б., 2,5-мерное численное моделирование распространения релятивистских бунчей в разреженной и сверхплотной плазмы. // Физика плазмы. 1994. Т.29. №7,8. С. 659-653.

60. Nakajima K. Plasma Wake-Field Accelerator Driven by a Train of Multiple Bunches // Particle Accelerators. 1990. V.32. P. 209-218.

61. Rosenzweig, D.B. Cline, B. Cole, H. Figueroa, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, P. Schoessow, and J. Simpson. Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration // Phys.Rev.Lett. 1988. 61(1). p.98.

62. Файнберг Я.Б., Балакирев, В.А., Мухин В.В., Онищенко И.Н., Сотников Г.В. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме. Сб."Релятивистская высокочастотная электроника", Нижний Новгород, Институт Прикладной физики РАН 1992. В.7 С.104-142.

63. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. et al., Overview of plasma-based accelerator concepts.// IEEE Trans. Plasma Sci. 24, 252 (1996).

64. Kallos E., Katsouleas T., Muggli P. et al. Plasma wakefield acceleration utilizing multiple electron bunches // Phys. Rev. ST-AB 2004, V.7, p.111301

65. Muggli P., Assman R., Blue B. et al. E-157: A plasma wakefield acceleration experiment.// Bull. of the APS. 2000. V. 45, No. 7 P. 234.

66. Hogan M.J., Barnes C.D., Clayton C.E., Joshi C. et al. Multi-GeV Energy Gain in a Plasma-Wakefield Accelerator // Phys. Rev. Lett. 2005, V.95, 054802-1-4.

67. Bruhwiler, D. et al. Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators. // Phys. Plasmas 2003, 10, 2022–2030.

68. Rosenzweig, J. B. et al. Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields. // Phys. Rev. A. 2002 1991, 44, R6189–R6192.

69. Clayton, C. E. et al. Transverse envelope dynamics of a 28.5-GeV electron beam in a long plasma. // Phys. Rev. Lett. 88, 154801.

70. Muggli Patric, Deng Suzhi, Katsouleas Tom et al., Demonstration of Energy Gain Larger than 10GeV in a Plasma Wakefield Accelerator. // Abstract EPAC ID:2433-WEOAPA01. 2006.
71. I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, et al., Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. // Nature, 2007, V.445, P.741.
72. Caldwell A., Lotov K., Pukhov A., and Simon F. Proton-driven plasmawakefield acceleration. // Nature, Physics, 2009, 5(5), 363-367.
73. Lotov K. V., Simulation of proton driven plasma wakefield acceleration. // Phys. Rev. ST Accelerators and Beams, 2010, 13, P.04130-(1-9)..
74. Kumar N., Pukhov A., and Lotov K. Self-Modulation Instability of a Long Proton Bunch in Plasmas // Phys. Rev. Lett. 2010 104, 255003.
75. Bracco C., Gschwendtner E., Petrenko A., et al., Beam studies and experimental facility for the AWAKE experiment at CERN. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2014, 740, P.48-53.
76. Litos M., Adli E., An W., Clarke C. I., Clayton C. E. et al. High efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator. // Nature, 2014, V.515, P.92–95.
77. Sprangle P., Hafizi B., and Hubbard R. F. Ionization and pulse lethargy effects in inverse Cherenkov accelerators. // Phys. Rev. E, 1997, V.55, No.5, p. 5964-5974.
78. Thompson M. C., Badakov H., Cook A. M., Rosenzweig J. B., Tikhoplav R., Travish G., Blumenfeld I., Hogan M. J., Ischebeck R., Kirby N., Siemann R. , Walz D., Muggli P., Scott A., and Yoder R. B. Breakdown Limits on Gigavolt-per-Meter Electron-Beam-Driven Wakefields in Dielectric Structures. // PRL 100, 214801 2008, 30 May 2008.
79. Rosenzweig J., Travish G., Hogan M., Muggli P. High frequency, high gradient dielectric wakefield acceleration experiments at SLAC and BNL. // Proc. of IPAC'10, Kyoto, Japan. THOAMH02, p.3605-3607.

80. Flesher, G., and G. Cohn. Dielectric loading for waveguide linear accelerators. // AIEE Trans. 1951, 70, p. 887-893.
81. Gai W., Schoessow P., Cole B., Konecny R., Norem J., Rosenzweig J., and Simpson J. Experimental Demonstration of Wake-Field Effects in Dielectric Structures. // Phys.Rev. Lett. 1988,V. 61, p.2756-2759.
82. Schoessow P., Conde P., Gai M., Konecny W., Power R., Simpson J. High gradient dielectric wakefield device at the Argonne Wakefield Accelerator. Proc. of the Particle Accelerator Conference, 12-16 May 1997 p.639
83. Gai W., Kanareykin A., Kustov A., Simpson J. Numerical Simulations an Intense Charged Particle Beam Propagation in a Dielectric Wake Field Accelerator // Phys. Rev. E. 1997. V. 55, P.3481-3488.
84. Power J.G., Gai Wei, and Schoessow Paul. Wakefield excitation in multimode structures by a train of electron bunches // Physical Review E 1999, Vol. 60, No. 5, pp. 6061-6067.
85. Schoessow P., Conde M.E., Gai W., Konecny R. , Power J. and Simpson J. High power radio frequency generation by relativistic beams in dielectric structures // J. Appl. Phys 1998, 84, p. 663.
86. Power J.G., Gai Wei, and Schoessow Paul. Wakefield excitation in multimode structures by a train of electron bunches. // Phys.Rev.E. 1999 60, p.6061
87. Zou P., Gai W., Konecny R., Sun X., Wong T. and Kanareykin. A. Construction and testing of an 11.4GHz dielectric structure based traveling wave accelerator. // Rev. Sci. Instr. 2000, 71, p. 2301-2304.
88. Power J.G., Conde M.E., Gai W., Kanareykin A., Konecny R. , Schoessow P. Measurements of the longitudinal wakefields in a multimode, dielectric wakefield accelerator driven by a train of electron bunches // Phys. Rev. ST-AB. 2000. V. 3. P. 101302.
89. Xiao L., Gai W. , Power J.G. Longitudinal and transverse wakefield analysis in a multi-mode cylindrical structure. // Proc. PAC 2001, 18 Jun -22 Jun 2001, Vol.5, p.3960 – 3962.

90. Xiao Liling, Wei Gai; Sun Xiang. Field analysis of a dielectric-loaded rectangular waveguide accelerating structure. // Proc. PAC 2001, 18 Jun -22 Jun 2001, Vol.5, p. 3963 – 3965.
91. Zou P., Gai W., Sun X., Xiao L.. A Hybrid Dielectric and Iris Loaded Periodic Accelerating Structure. // Proc. PAC 2001, 18 Jun -22 Jun 2001, Vol.5, p.3966-3968.
92. Zou P, Gai W., Konecny R., Sun X., Wong T. X-band dielectric loaded traveling-wave acceleration structure. // Proceedings, 9th Workshop, AAC 2000, Santa Fe, USA, June 10-16, 2000, edited by P. Colestock and S. Kelley in AIP Conf.Proc.2001.V. 569, p. 679-685.
93. Gold S.H.; Kinkead A.K.; Gai W., Jing, C., Konecny R., Power J.G., Nantista C.D., Tantawi S.G., Chen H., Hu Y., Lin Y., Tang C. Development of A 20-MeV Dielectric-Loaded Accelerator Test Facility. // Proc. PAC 2005, 16-20 May 2005 p. 3673 – 3675.
94. Jing C., Liu W. M., Gai W., Power J. G. and Wong T. 2005. Mode analysis of multilayered dielectric-loaded accelerating structure. // Nucl. Instrum. Meth. A 539:445-454.
95. Gai W. and Jing C., “The Dielectric-Loaded Accelerating Structures”, Periodic Structures, 2006: ISBN: 81-308-0032-2, Editors: Maurizio Bozzi and Luca Perregrini.
96. Conde M. E., Antipov S., Franchini F., Gai W., Gao F., Jing C., Konecny R., Liu W., Power J.G., Wang H., and Yusof Z. 2006. High gradient wakefields in dielectric loaded structures. // AIP Conf. Proc. 2006, 877:260-265.
97. Kanareykin A., Schoessow P., Conde M., Gai W. Progress on Diamond-Based Cylindrical Dielectric Accelerating Structures. // Proc. of the 12th Advanced Accelerator Concepts Workshop. AIP Conference Proceedings, N.Y. 2006. V.877. P.320-330.
98. Gold S. H., Kinkead A. K., Gai W., Power J. G., Konecny R., Long J. , Jing C., Tantawi S. G., Nantitsa C. D. Development of a dielectric-loaded accelerator. // Proc. Particle Acceleration Conference 2007, 3211-3213.

99. Conde M. E. Survey of advanced dielectric wakefield accelerators. // Proc. Particle Acceleration Conference: 2007, 1899-1903.
100. Jing C., Kanareykin A., Power J., Conde M., Yusof Z., Shoessow P., and Gai W. Observation of Enhanced Transformer Ratio in Collinear Wakefield Acceleration // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. P. 144801.
101. Conde M. E. Survey of advanced dielectric wakefield accelerators. // Proc. of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA. 2007, P. 1899-1903.
102. Kanareykin A., Jing C., Kustov A., Schoessow P., Gai W., Power J. G. Studies of Beam Breakup in Dielectric Structures // Proc. of the 11th European Particle Accelerator Conference EPAC'08. 2008. P. 1643-1645.
103. Jing C., Gai W., Power J.G., Konecny R., Liu W., Gold S.H., Kinhead A.K., Tanta-wi S.G., Dolgashev V. and Kanareykin A. Progress Toward Externally Powered X-Band Dielectric-Loaded Accelerating Structures // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. P.1354-1360.
104. Kanareykin A., Jing C.J., Kustov A.L., Schoessow P., Altmark A., Gai W., Power J.G. Simulations and Measurements of Beam Breakup in Dielectric Wakefield Structures // Proc. the 1st International Particle Accelerator Conference IPAC'10. Kyoto. Japan. 2010. P. 1904-1906.
105. Jing C., Kanareykin A., Power J. G., Conde M., Liu W., Antipov S., Schoessow P., Gai W. Experimental Demonstration of Wakefield Acceleration in a Tunable Dielectric Loaded Accelerating Structure // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 164802.
106. Jing C., Power J. G., Conde M., Liu W., Yusof Z., Kanareykin A., and Gai W. Increasing the Transformer Ratio at the Argonne Wakefield Accelerator // Phys. Rev. ST-AB. 2011. V. 14. P. 021302.
107. Antipov S.P., Jing C.J., Kanareykin A., Schoessow P., Conde M.E., Doran D.S., Gai W., Power J.G., Yusof Z.M. Wakefield Breakdown Test of a Diamond-Loaded Accelerating Structure // Proc. of the 2011 Particle Accelerator Conference PAC'11, New York, N.Y. 2011. P. 2074-2076.

108. Jing C.J., Antipov S.P., Kanareykin A., Schoessow P., Conde M.E., Gai W., Power J.G. Study of a TeV Level Linear Collider Using Short rf Pulse (~ 20 ns) Two Beam Accelerator Concept // Proc. of the 2011 Particle Accelerator Conference PAC'11. New York. N.Y. 2011. P. 2279-2281.

109. Jing C., Kanareykin A., Power J.G., Zholents A. . Dielectric Wakefield Accelerator to Drive the Future FEL Light Source // Proc. 2nd International Particle Accelerator Conference IPAC'11. 2011. P. 1485-1487.

110. Gai W., Schoessow P., Cole B., Konecny R., Norem J., Rosenzweig J., and Simpson J. Experimental Demonstration of Wake-Field Effects in Dielectric Structures // Phys.Rev.Lett. 1988, 61, 2756.

111. Rosing M. and Gai W. Longitudinal- and transverse-wake-field effects in dielectric structures // Phys.Rev. D 1990, 42, 1829.

112. Zhang T.B., Marshall T.C., LaPointe M.A., Hirshfield J.L. , and Ron A. Microwave inverse Čerenkov accelerator. // Phys. Rev. E, 1996, Vol. 54, P. 1918.

113. Zhang T. B., Hirshfield J. L., Marshall T. C. and Hafizi B. Stimulated dielectric wake-field accelerator // Phys. Rev. E, 1997, Vol. 56 P.4647-4655.

114. Zhang T.B., Marshall T.C., Hirshfield J.L. A Čerenkov Source of High-Power Picosecond Pulsed Microwaves. // IEEE Trans. on Plasma Science, 1998, Vol. 26 No. 3, pp. 787-793.

115. Marshall T.C., Zhang T.B., and Hirshfield J.L., “The Stimulated Dielectric Wake-field Accelerator: a Structure with Novel Properties”, // Advanced Accelerator Concepts (review paper), July 1998; AIP conference proceedings, Wes Lawson cd. [1999].

116. Fang J.M., Marshall T.C., Hirshfield J.L., LaPointe M.A., Zhang T.B., and Wang X.J., An experimental test of the theory of the stimulated dielectric wake-field accelerator. // Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999, ed. By A. Luccio and W. MacKay (IEEE, 1999), Vol.5, pp.3627-3629.

117. Marshall T.C., Fang J.M., Hirshfield J.L., Park S.Y. Advanced Accelerator Concepts // 9th Workshop, edited by P.L. Colestock and S. Kelley. AIP Conf. Proc. 2000, 569, pp. 316-325.

118. Hirshfield J.L., Wang C. Laser-driven electron cyclotron autoresonance accelerator with production of an optically chopped electron beam. // Phys. Rev. E 2000, 61, No. 6, p. 7252-7255.
119. Park S. Y. and Hirshfield J. L., Theory of wakefields in dielectric-lined waveguide. // Phys. Rev. E 2000, 62, No.1, P.1266-1283.
120. Marshall T.C., Wang C., and Hirshfield J.L. Femtosecond planar electron beam source for micron-scale dielectric wake field accelerator // Phys. Rev. ST-Accel. and Beams. 2001, v.4, p.121301.
121. Shchelkunov S.V., Marshall T.C., Hirshfield J.L. et al. Experimental observation of constructive superposition of wake fields generated by electron bunches in a dielectric-lined waveguide // Phys. Rev. Sc. and Technol., Accelerators and Beams 2006, Vol. 9, P. 011301 (1-5).
122. Marshall, T. C., Sotnikov, G. V.; Hirshfield, J. L. A THz Coaxial Two-Channel Dielectric Wakefield Structure for High Gradient Acceleration. / AIP Conference Proceedings, 2010, Vol. 1299, Issue 1, p336
123. Sotnikov, G. V.; Marshall, T. C.; Hirshfield, J. L.; Shchelkunov, S. V. Accelerated Bunch Stability in a Coaxial Dielectric Wakefield Structure When its Symmetry is Broken. // AIP Conference Proceedings, 2010, Vol. 1299, Issue 1, p.342.
124. Berezin A.K., Fainberg Ya.B., Zemlyanskij N.M., Kiselev V.A., Linnik A.F. , Mirnyj V.I., Onishchenko I.N., Sotnikov G.V., Uskov V.V., The interaction of a modulated REB with an inhomogeneous collisional plasma and particle acceleration in plasma dielectric structure-induced fields. // Proc. of the Eight Int. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'90), Novosibirsk, 1990, Vol.1, pp.250-255.
125. Onishchenko I.N., Kiseljob V. A., Berezin A. K., Sotnikov G. V., Uskov V. V., Linnik A. F., and Fainberg Ya. B., in Proc. of the Particle Accelerator Conference, (IEEE, New York, 1995), 1995, p. 782-783.

126. Kisel'ov V., Linnik A., Onishchenko I., et al., Dielectric Wake-Field Generator. Proc. of the 12th International Conference on High-Power Particle Beams, Haifa, Israel, June 7-12, 1998. V.2 p. 756-759

127. Balakirev V.A., Onishchenko I.N., Sidorenko D.Yu., Sotnikov G.V. JETP, Vol.92, No.7, 2001.

128. Onishchenko I.N., Sidorenko D.Yu., Sotnikov G.V. Structure electromagnetic field excited by an electron bunch in semi- infinite dielectric-filled waveguide. Phys. Rev. E 2002. 65, 066501, P.1-11.

129. Sotnikov G. V., Galaydych K. V., Kniaziev R. R., Markov P. I. and Onishchenko I. N. Radiation of a wakefield excited by an electron bunch train in a section of dielectric waveguide. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 877, P. 851-853; 10.1063/1.2409225.

130. Marshall T.C., Onishchenko N.I., Sotnikov G.V. Wake Fields Excitation in a Semi-Infinite Rectangular Dielectric Waveguide by a Train of Electron Bunches. Advanced Accelerator Concepts, Eleventh Workshop, Stony Brook NY, 21-26 June 2004; AIP Conference Proceedings #737, p. 698-707.

131. Kiselev V.A., Kirichenko Yu.V., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Papkovich V.G., Pristupa V.I.. Excitation of surface wakefield in the dielectric waveguide without metal casing by the sequence of electron bunches. // ISSN 1562-6016. Problems of atomic science and technology. Series: Plasma electronics and new methods of acceleration (8). 2013. №4(86) p. 97-99.

132. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I.. To the possibility of liquid dielectrics use in wakefield method of charged particle acceleration// ISSN 1562-6016. Problems of atomic science and technology. Series: Plasma electronics and new methods of acceleration(8). 2013. №4(86) p. 77-79.

133. Marshall T.C., Onishchenko I.N., Sotnikov G.V. 3-d analysis of wake field excitation in a dielectric loaded rectangular resonator. // Proc. of 12th Advanced Accelerator Concepts Workshop, Lake Geneva Wisconsin, 10-15 July 2006, V. 877, p. 888-894.

134. Kiselev V.A, Linnik A.F, Marshall T.C. Onishchenko I.N., Onishchenko N.I., Sotnikov G.V., Uskov V.V. Wakefield excitation by a sequence of electron bunches in a rectangular waveguide lined with dielectric slabs. // Proc. of 12th Advanced Accelerator Concepts Workshop, Lake Geneva Wisconsin, 10-15 July 2006, V. 877, p. 851-858
135. Onishchenko N.I., Sotnikov G.V. Spectra of Cherenkov and transition radiation excited by a train of electron bunches in dielectric structures of rectangular cross-section. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations 2006, No.3(47), p.60-65.
136. Kiselev V.A, Linnik A.F, Onishchenko I.N., Onishchenko N.I., Sotnikov G.V., Uskov V.V. Theoretical and experimental researches of resonator conception of dielectric wakefield accelerator. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations, 2006, №2(46), p. 79-81.
137. Kiselev V.A, Linnik A.F, Mirny V.I., Onishchenko I.N., Uskov V.V. Wakefield accelerator with hybrid plasma-dielectric structure of rectangular cross-section. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations (66). 2010, No.2, p.23-28.
138. Kanareykin A., Sheinman E. and Altmark A. Governing by frequency spectrum in wakefield waveguide structures // JTP Letters. 2002. V. 28. P. 75-81.
139. Kanareykin A., Gai W., Power J., Sheinman E. and Altmark A. Tunable Dielectric Wake-field Accelerating Structure // Proc. of the 10th Advanced Accelerator Concept AAC'02. AIP Conference Proceedings. N.Y. 2002. V. 647. P. 565-576.
140. Nenasheva E.A, Kanareykin A.D., Kartenko N.F., Karmanenko S.F. Ceramic materials based on (Ba, Sr) TiO₃ solid solutions for tunable microwave devices // Journal of Electroceramics. 2004. V. 13. P. 235-238.
141. Karmanenko S.F., Kanareykin A.D., Nenasheva E.A., Dedyk A.I., Semenov A.A. Frequency dependence of microwave quality factor of doped (Ba,Sr)TiO₃ ferroelectric ceramics // Integrated Ferroelectrics. 2004. V. 61. P. 177-181.

142. Nenasheva E.A., Kanareykin A.D., Dedyk A.I., Karmanenko S.F., Semenov A.A. High Frequency Characteristics of (BaSr)TiO₃ Ceramic with Various Additives Intended for Accelerator Physics Applications // Integrated Ferroelectrics. 2005, V. 70. P. 107-113.
143. Dedyk A. I., Nenasheva E. A., Kanareykin A. D., Pavlova Ju. V., Sinjukova O. V., Karmanenko S. F. Tunability and leakage currents of (Ba, Sr)TiO₃ ferroelectric ceramics with various additives // Journal of Electroceramics. 2006. V.17. P. 433-437.
144. Kanareykin A.D., Sheinman E.L. Analysis of radiation losses in rectangular multi-layer tunable structure with dielectric filling. // JTP Letters. 2007, V.33. P. 59-64.
145. Altmark A., Kanareykin A.D. Use of multi-layer dielectric filling for decrease of power losses in accelerating structures // JTP Letters. 2008. V. 34. P. 81-87.
146. Sheinman E.L., Kanareykin A.D. Transversal dynamics and bunches energy interchange in dielectric lined accelerating structure // JTP. 2008. V.78. P. 103-109.
147. Kozyrev A. B., Kanareykin A.D., Nenasheva E. A., Osadchy V. N. and Kosmin D. M. Observation of an anomalous correlation between permittivity and tunability of a doped (Ba,Sr)TiO₃ ferroelectric ceramic developed for microwave applications // Appl. Phys. Lett. 2009, V.9. P.012908.
148. Nenasheva E.A., Kartenko N.F., Gaidamaka I.M., Trubitsyna O.N., Redozubov S.S., Dedyk A.I., Kanareykin A.D. Low Loss Microwave Ferroelectric Ceramics for High Power Tunable Devices //Journal of European Ceramic Society. 2010. V. 30. P. 395-400.
149. Kanareykin A. Cherenkov Radiation and Dielectric Based Accelerating Structures: Wakefield Generation, Power Extraction and Energy Transfer Efficiency // Journal of Physics. Conf. Ser. 2010. V.236. P.012032.
150. Antipov S. , Schoessow P., Kanareykin A., Jing C., Altmark A., Gai W. Diamond Based Dielectric Loaded Accelerating Structures // Proc. 14th Advanced

Accelerator Concept Workshop AAC'10. AIP Conference Proceedings, N.Y. 2010. V.1299. P.520-525.

151. Kanareykin A. New Advanced Dielectric Materials for Accelerator Applications // Proc. 14th Advanced Accelerator Concept Workshop AAC'10. AIP Conference Proceedings, N.Y. 2010. V.1299. P.286-291.

152. Kanareykin A. Progress on Dielectric Wakefield Accelerator Development // Proc. of the 8th Int. Workshop on Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod. 2011. P. 279-280.

153. Baturin S.S., Sheinman E.L., Altmark A.M. Wakefield radiation produced by electron bunch in rectangular dielectric waveguide // JTP, 2012, V. 82, No. 5, P. 106-114.

154. Schachter L., Byer R. L. and Siemann R. H. Wake field in dielectric acceleration structures. Phys. Rev. E 2003 68, 036502.

155. Kim J.H., Han J., Yoon V., Park S.Y. Theory of wakefields in a dielectric-filled cavity. Phys. Rev. Special topics – Accelerators and Beams 2010, 13, 071302, 1-13.

156. Panofsky W.K.H. and Wenzel W.A., Some considerations concerning the transverse deflection of charged particles in radio-frequency fields. // Rev. Sci. Instrum. 1956, 27, p. 967.

157. Colby E., Lum G., Plettner T. and Spencer J., “Gamma Radiation Studies on Optical Materials” // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2002, NS-49 2857.

158. Н.И. Онищенко. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями в диэлектрике и волнами пространственного заряда в релятивистском электронном пучке./ Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Харьков. 2007г. 197 стр.

159. А.Ф. Линник. Возбуждение кильватерных полей последовательностью релятивистских электронных сгустков в диэлектрических структурах./ Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Харьков. 2011г. 138 стр.

160. Onishchenko I.N., Kiselev V.A., Linnik A.F., Sotnikov G.V., Concept of dielectric wakefield accelerator driven by a long sequence of electron bunches. // IPAC'13, Shanghai, China, 2013, 12-17 May.

161. Zhang T.B., Hirshfield J.L., Marshal T.C., Hafizi B. Stimulated dielectric wake-field accelerator // Phys. Rev. E. 1997, v.56, No.4, p.4647-4655.

162. Березин А.К., Землянский Н.М., Мирный В.И. и др. Теоретические исследования возбуждения кильватерных полей плазменно-диэлектрических замедляющих средах. // Украинский физический журнал. 1992.-Т. 37, №7.- С.999-1003.

163. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V. Focusing of electron bunches by wakefields in a plasma-dielectric waveguide. // The Journal of Kharkiv National University. Physical series «Nuclei, Particles, Fields».-2012. -Vol. 54, No. 2. -P. 64.

164. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V. Focusing of accelerated particles by wakefields of a drive bunch in a plasma-dielectric waveguide // In Proc. IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA. 2012. P. 2723-2725. - http://ipac12.org/abstracts-full-IPAC-_nal.pdf WEPPP003.

165. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V. Quasistatic _field influence on bunches focusing by wakefields in the plasma-dielectric waveguide // In Proc. IPAC 2013, Shanghai, China. 2013, p. 73. -<http://ipac13.org/accessory/IPAC13 Abstracts Brochure all.pdf> TUPEA055.

166. Sotnikov G. V., Kniaziev R. R., Manuilenko O. V. et al. Analytical and numerical studies of underdense and overdense regimes in plasma-dielectric wakefield accelerators // NIMA in Phys. Res. -2014. Vol. A740, P. 124.

167. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V. Transverse dynamics of accelerated bunches in a plasma-dielectric wakefields // 41st IEEE International Conference on Plasma Science and the 20th International Conference on High-Power Particle Beams, Marriott Wardman Park, Washington DC, USA. 2014. P. 39.

168. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V., Markov P. I., Onishchenko I. N. Focusing of electron bunches in the plasma and dielectric rectangular slowing-down structure //

XXIV International Workshop on Charged Particle Accelerators, Kharkiv, Ukraine. 2015. P. 19-20.

169. Sotnikov G. V., Kniaziev R. R., Markov P. I., Onishchenko I. N. Wakefield spectra in the plasma-dielectric accelerator when changing the plasma density. // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2015. Vol. 98, No. 4. P. 105-110.

170. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V. Influence of emittance on transverse dynamics of accelerated bunches in the plasma-dielectric wakefield accelerator // NIMA in Phys. Res. 2016 V. 829, P. 121-124.

171. Kniaziev R. R., Sotnikov G. V., Onishchenko I. M. Generation of wakefields in a dielectric structure filled with plasma // Technical Physic. 2016. Vol. 61, No. 4. -P. 511-516.

172. Р.Р. Князев. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями в плазменно-диэлектрических структурах./ Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Харьков. 2017 г. 137 стр.

173. Зыков А. И., Крамской Г. Д., Островский Е. К. Измерение фазового спектра ускоренных электронов с помощью высокочастотного сепаратора // Журнал Технической Физики 1969, т. XXXIX, в. 6, стр. 1007- 1010.

174. Schächter Levi. Beam-Wave Interaction in Periodic and Quasi-Periodic Structures. Second Edition. Springer, 2011, p.66.

175. Лебедев И. В. Техника и приборы НВЧ. Т. 1. М. «Высшая школа»: 1970. 440 с.

176. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Svistun E.N. Simulation of plasma wakefield excitation by a sequence of relativistic electron bunches // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (14). 2008, №6 (58), p.114-116.

177. Джонсен Р. Метод высокочастотного зонда для измерения плотности плазмы с высокой концентрацией нейтралов // Приборы для научных исследований. 1986. N. 3. С.119-125.

178. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах.-М.: Мир, 1967. – 696С.
179. Москалёв, А.М. Стефановский. “Диагностика плазмы с помощью открытых цилиндрических резонаторов” М.«Атомиздат».1985, 145.
180. Kalashnikov A.M., Stepuk Ja.V.. Basics of radio equipment and radar systems. Oscillatory system. М. «Voenizdat»,1965, p. 56.
181. Gollant V.E. Microwave plasma research techniques. М.: «Science», 1968, p. 111.
182. Е.А. Корнилов, О.Ф. Ковпик, Я.Б. Файнберг, И.Ф. Харченко. Механизм образования плазмы при развитии пучковой неустойчивости. // ЖТФ, 1965, Т.35, в. 8, сс. 1372-1377.
183. П.М.Лебедев, И.Н. Онищенко, Ю.В.Ткач, Я.Б.Файнберг, В.И.Шевченко. Теория плазменно-пучкового разряда. Физика плазмы. // 1976, Т.2, в.3, сс.407-413.
184. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Усков В.В. Датчик энергии релятивистских электронов, используемый в кильватерном ускорителе // ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования». 2010, №3, с.160-162.
185. Hairapetian G., Devis P., Joshi C., Pelegrin C., Katsouleas T. Transverse dynamic of a short relativistic electrons bunch in a plasma lens // Phys. Plasma. 1995, v.2 (6), p.2555-2561.
186. Я.Б. Файнберг, В.А. Балакирев, В.И. Карась, А.К. Березин, В.А. Киселев, И.Н. Онищенко, А.П. Толстолужский. Диагностика кильватерных полей в плазме с использованием зондирующего электронного пучка и микроканальных пластин // Письма в ЖТФ. 1996, т.22, №17, с.31-35.
187. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., et al. Wakefield excitation in plasma resonator by a sequence of relativistic electron bunches // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: Физика плазмы (14). 2008, №6 (58), p.135-137.
188. Lotov K V, Maslov V I, Onishchenko I N. and Svistun E N. Resonant excitation of plasma wakefields by a non-resonant train of short electron bunches.// Plasma Phys. Control. Fusion, 2010, V.52 P. 065009, 1-7.

ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Список публікацій, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. №4(68). С. 78-81.
2. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, produced by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (17). 2011. № 1 (71). P. 77-79.
3. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Acceleration and focusing of electron bunches by wakefields in plasma produced in neutral gas by a nonresonant sequence of bunches // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (18) 2012. № 6(82). P. 155-157.
4. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurement of plasma density formed at passing of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика плазмы (19). 2013. №1(83). P. 143-145.
5. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Determination of the energy of a relativistic electron beam by measuring the thickness of the colored layer in glass // Instruments and Experimental Techniques, 2012, V. 55, № 3, P. 347-350.
6. Березина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омелаенко О.Л., Онищенко И.Н., Приступа В.И., Ус В.С. Ускорение электронных сгустков при введении расстройки между частотой следования сгустков и частотой возбуждаемого ими в диэлектрической структуре кильватерного поля // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (65). 2015. № 6(100), С. 56-59.

7. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron bunches in the transit channel of the dielectric structure // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 117-119.

8. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Berezina G.P. Wakefield excitation in plasma-dielectric structures by a sequence relativistic electron bunches. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (21). 2015. № 1(95). P. 137-140.

9. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 97-104.

10. Onishchenko I.N., Kiselev V.A., Linnik A.F., Pristupa V.I., Sotnikov G.V. Investigations of the concept of a multibunch dielectric wakefield accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2016. V.829. P. 199-205.

11. Бєрезина Г.П., Егоров А.М., Кривоносов Г.А., Линник А.Ф., Омєлаєнко О.Л., Оніщенко І.Н., Приступа В.І., Ус В.С. Исследование мультибанчевой схемы возбуждения кильватерных полей // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (66). 2016. №3(103). С. 66-68.

12. Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniaziev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Tolstoluzhsky A.P., Us V.S. Multibunch regime of wakefield excitation in a plasma-dielectric structure // Ukr. J. Phys. 2016. V. 61, № 8. P. 690-701.

13. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniaziev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. // Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (22). 2016. № 6(106). P.133-139.

14. Linnik A. F., Onishchenko I. N., and Pristupa V. I.. An experimental study of the electron acceleration with detuning of the bunch repetition frequency from that of an excited wake field // Technical Physics Letters. 2017. V. 43, № 2. P. 183-185.

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

15. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefields excitation in plasma, formed by a sequence of electron bunches in neutral gas, accelerating and focusing electrons by them // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and 4-th Alushta International Workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement in Stellarators and Tokamaks, September, 13-18, 2010 : Book of Abstracts / Alushta (Crimea), Ukraine 2010, P. 121.

16. Киселев В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Фокусировка релятивистских электронных сгустков при возбуждении кильватерного поля в плазме // XI Международный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения», 23-27 августа 2010 г.: Программа семинара / ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина, 2010. С. 8.

17. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Ivanov B.I., Prishchepov V.P. Measurements of plasma density produced at passage of a sequence of relativistic electron bunches through the neutral gas // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop «Nano- and micro-sized structures in plasmas». September, 17-22, 2012.: Book of Abstracts, / Alushta (Crimea), Ukraine, 2012 P. 139.

18. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I. To the possibility of liquid dielectrics use in wakefield method of charged particle acceleration // XII International Workshop «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 26-30, 2013: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2013, P. 44.

19. Berezina G.P., Galaydych K.V., Knyazev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelayenko O.L., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Concept

of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration» August, 24-28, 2015: Program / Karazin KNU. Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.

20. Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., Berezina G.P., Omelayenko O.L., Us V.S. Plasma production by a sequence of relativistic electron bunches in the transit channel of the dielectric structure // XIII International Conference «Plasma electronics and new methods of acceleration», August, 24-28, , 2015: Program / Karazin KNU, Kharkov, Ukraine, 2015, P. 8.

21. Onishchenko I.N., Berezina G.P., Galaydych K.V., Kniazhev R.R., Linnik A.F., Markov P.I., Omelaenko O.L., Pristupa V.I., Sotnikov G.V., Us V.S. Elaboration of plasma-dielectric wakefield accelerator // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. September, 12–15, 2016: Book of Abstracts, / Karazin KNU, Kharkiv, Ukraine, 2016, P. 96.

22. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects (Overview) // XXV International Workshop on Charged Particle Accelerators. September, 18-22, 2017: Program / NSC KIPT, Kharkiv, Ukraine, 2017: P. 1.

Список публікацій, які додатково відображають наукові результати дисертації:

23. Киселёв В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Приступа В.И. Возбуждение кильватерных полей последовательностью сгустков релятивистских электронов в плазме, образуемой при их прохождении через нейтральный газ различного давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (7). 2010. № 4 (68). С.75-77.

24. Onishchenko I.N., Pristupa V.I. Wakefield acceleration. State and Prospects (Overview) // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations (67). 2017. V. 6(112). P. 34-39.