

М.В. Мільчо, **К.В. Ільєнко**

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України

12, вул. Акад. Проскури, Харків, 61085, Україна

E-mail: kost@ire.kharkov.ua

Помножувач частоти у субміліметровому діапазоні хвиль. Частина 2. Обґрунтування моделі компактних електронних ущільнень, які існують тривалий час

***Предмет і мета роботи.** У першій частині роботи розглядалась можливість створення у субміліметровому діапазоні хвиль помножувача частоти на основі клинотрона з однією системою сповільнення хвиль. Мета другої частини – описати механізм формування у такому помножувачі електронних ущільнень для їх ефективного енергообміну з високочастотним (ВЧ) полем.*

***Методи і методологія роботи.** Метод дослідження – теоретичний аналіз процесу групування електронів у генераторі типу лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) з використанням строгих числових моделей. Обчислено поздовжній розмір ущільнення в усталеному режимі з урахуванням впливу просторового заряду. Застосовано числове інтегрування рівнянь руху електронів при їх взаємодії з полем системи сповільнення хвиль для визначення необхідних умов формування компактних ущільнень електронів.*

***Результати роботи.** Описано механізм формування компактних електронних ущільнень, який виявлено чисельним моделюванням. Картина компактних ущільнень, що рухаються уздовж поверхні системи сповільнення хвиль (гребінки) клинотрона та існують тривалий час, виникає за рахунок безперервного осідання на поверхні гребінки компактних ущільнень, які сформовані у більш віддалених від поверхні гребінки шарах електронного потоку. Рух цих шарів до поверхні забезпечується нахилом електронного пучка магнітним полем (клинотронний ефект). Визначено розміри таких ущільнень та їх зв'язок з параметрами задачі. Результати дослідження використані для аналізу роботи звичайних клинотронів. Надано рекомендації для розробників клинотронів.*

***Висновок.** Розроблено модель групування електронних ущільнень у генераторах типу «клинотрон», яка враховує осідання шарів електронного потоку на поверхні гребінки. Показано можливість ефективної взаємодії електронного потоку з ВЧ-полем коливача помноженого типу завдяки існуванню системи компактних ущільнень, які безперервно рухаються по поверхні гребінки. Обґрунтовано можливість просування помножувачів у короткохвильову частину субміліметрового діапазону довжин хвиль. Лл. 5. Бібліогр.: 7 назв.*

***Ключові слова:** вакуумна електроніка, помножувач частоти, клинотрон, групування електронів.*

Довгохвильова частина субміліметрового діапазону освоєна генераторами типу «лампа зворотної хвилі» (ЛЗХ) та «клинотрон» [1]. Просування цих генераторів у короткохвильову частину субміліметрового діапазону ускладнене. Для цієї частини діапазону можуть бути перспективними електровакуумні помножувачі частоти. Експериментатори іноді спостерігали режим множення частоти у звичайних генераторах типу ЛЗХ у міліметровому діапазоні. Електронний потік модулювався робочою просторовою гармонікою основного типу ко-

ливань. У цій же системі сповільнення хвиль збуджувалися коливання на частоті, кратній частоті основного коливання. Мета цієї роботи – оцінити можливість використання такого режиму множення у субміліметровому діапазоні. У першій частині статті були визначені необхідні умови реалізації режиму одночасного збудження різних типів коливачів у одній і тій самій системі сповільнення хвиль. У другій частині статті поставлено задачу описати механізм формування компактних ущільнень, які необхідні для ефективного множення частоти.

Для визначеності будемо аналізувати процеси в електронних пучках у генераторах типу «клинотрон» короткохвильової частини міліметрового діапазону хвиль. Саме ці генератори добре підходять для розроблення на їх основі помножувачів субміліметрового діапазону, оскільки вони на порядки потужніші ЛЗХ цього ж діапазону (одиниці ватів у безперервному режимі).

Пояснюючи роботу ЛЗХ, зазвичай наводять таку просту схему їх роботи: немодульований електронний пучок входить у область над поверхнею системи сповільнення хвиль і взаємодіє, в основному, із полем робочої просторової гармоніки. Початкова швидкість електронів дещо (на декілька відсотків) перевищує швидкість робочої гармоніки. Під впливом поля гармоніки електрони модулюються за швидкістю і поступово групуються поблизу тієї області, де поздовжнє електричне високочастотне (ВЧ) поле гармоніки змінює знак (дорівнює нулю). Сформовані ущільнення рухаються трохи швидше за гармоніку, гальмуються полем гармоніки та передають свою кінетичну енергію ВЧ-полю. Вважається, що сформовані компактні ущільнення існують тривалий час до їх виходу із системи сповільнення хвиль. Така схема (картина) процесу групування добре пояснює режим множення частоти – компактні ущільнення тривалий час рухаються уздовж системи сповільнення хвиль і можуть ефективно взаємодіяти також із полем гармоніки коливання іншого типу, частота якого кратна частоті основного коливання. Для кількісних оцінок лишається тільки визначити параметри ущільнень.

На жаль, точний кількісний аналіз не підтверджує таку просту модель. Сформовані компактні ущільнення не можуть існувати тривалий час, і електрони із них швидко розпливаються.

1. Групування електронів у шарі поблизу поверхні гребінки. Для числового аналізу процесів групування в електронних потоках ми використали програму «Клинотрон» [2, 3], яка була розроблена для числового аналізу тривимірного руху електронів у генераторах типу «клинотрон». У ній береться до уваги рух електронів у ВЧ-полі гребінки, розподіл якого на періоді гребінки отримано строгим методом конформних відображень з урахуванням особливостей поля на гострих ребрах металевих еле-

ментів. Напруженість фокусуємого магнітного поля вважається скінченною (на відміну від інших підходів). Можна задавати початкову поперечну швидкість електронів для врахування дії анодної лінзи. Враховано нахил магнітного поля до поверхні гребінки (це важливо для клинотронів), багато інших факторів, щоб максимально наблизити модель до реальності. Програма аналізує рух електронів в усталеному режимі, задає розподіл амплітуди ВЧ-поля вздовж системи сповільнення хвиль і може описувати режими з різним ступенем зворотного зв'язку за ВЧ-полем. Рух електронів аналізується у кінематичному наближенні. Дію просторового заряду всередині ущільнень розглянемо окремо у наступних розділах.

Аналіз реальних клинотронів міліметрового діапазону показує, що ці прилади є генераторами резонансного типу, оскільки у гребінці існує значне відбиття хвиль від обох її кінців. Залежність вихідної потужності від анодної напруги у клинотронах, як правило, сильно «порізна» із провалами до нуля. Завдяки зворотному зв'язку значно зростає амплітуда ВЧ-поля, тому збільшуються коефіцієнт корисної дії (ККД) і вихідна потужність на резонансних частотах. У звичайних ЛЗХ, із добре узгодженими навантаженнями на обох кінцях системи сповільнення хвиль, розподіл амплітуди ВЧ-поля уздовж системи сповільнення хвиль нерівномірний, а на колекторному кінці системи амплітуда поля взагалі дорівнює нулю. Такий розподіл поля енергетично не вигідний, тому потужність звичайних ЛЗХ на порядки менша, ніж у резонансних клинотронах. Однак залежність вихідної потужності від анодної напруги у ЛЗХ більш рівномірна і не має значних провалів.

Відомо, що у клинотронів існує область оптимальних фазових зсувів хвилі на період гребінки, за яких вихідна потужність зростає у кілька разів порівняно із сусідніми областями [1]. Це так званий «режим максимальної потужності», у якому прагнуть працювати розробники клинотронів. У цьому режимі значно посилюється зворотний зв'язок за ВЧ-полем, тому розподіл амплітуди поля по всій довжині системи сповільнення хвиль близький до рівномірного. Такий розподіл поля підвищує ефективність взаємодії із електронним потоком і, як наслідок, збільшує вихідну потужність.

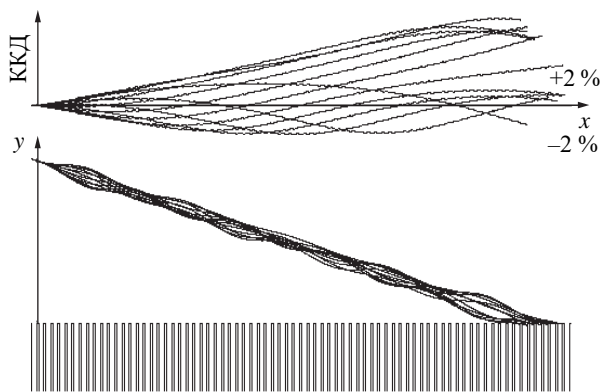


Рис. 1. Рух електронів у тонкому шарі поблизу поверхні гребінки ($A = 0,0004$): зверху – зміна швидкості, перерахована у ККД (рівень ККД $\pm 2\%$); знизу – траєкторії електронів. Режим оптимізований за початковою швидкістю та кутом нахилу

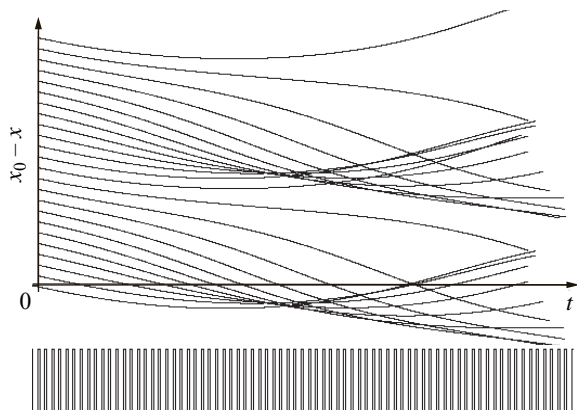


Рис. 2. Групування електронів у шарі, показаному на рис. 1. Наведено зміну відстані між електронами шару в системі координат, яка рухається зі швидкістю робочої гармоніки. Показані траєкторії електронів, які зайшли у простір взаємодії з полем за два періоди ВЧ-коливань

Під час розроблення клинотронів короткохвильової частини міліметрового діапазону в першу чергу аналізують процеси поблизу поверхні гребінки, бо саме там, у тонкому шарі, зосереджено більшу частину енергії поля робочої гармоніки. Для електронів, які потрапляють у цей тонкий шар, проводиться оптимізація режиму.

Нижче покажемо результат аналізу руху електронів у тонкому шарі, близькому до поверхні гребінки, для клинотрона 2-мм діапазону, режим якого оптимізовано за кутом нахилу магнітного поля до поверхні гребінки і за початковою швидкістю електронів для одержання максимальної вихідної потужності. Розподіл амплітуди ВЧ-поля за довжиною гребінки у сталому режимі рівномірний, оскільки ми вико-

ристовуємо режим максимальної потужності. Рух електронів тривимірний, а розподіл ВЧ-поля – двовимірний. Це було обґрунтовано у першій частині роботи.

Безрозмірну амплітуду поля $A = 0,0004$, необхідну для числових (не аналітичних) розрахунків [3], поклали такою, щоб потужність, яка витрачається на компенсацію втрат енергії у 75 щілинних резонаторах гребінки, складала 0,65 Вт (за вихідної потужності клинотрона ≤ 2 Вт). Індукція фокусувального магнітного поля дорівнювала 5 Тл, анодна напруга ≈ 4 В, період гребінки 0,2 м. Ширина щілинних резонаторів становила 0,7 від періоду гребінки. Такі широкі щілини потрібні для того, щоб забезпечити достатньо великі амплітуди вищих просторових гармонік, на яких можлива робота в режимі множення частоти. Фазовий зсув хвилі на період для основної гармоніки дорівнював $0,4\pi$ (оптимальний для цього діапазону довжин хвиль). Згідно з формулою (6) із першої частини статті, при такому фазовому зсуві хвилі ($\varphi_0 = 0,4\pi$) можливе 4-кратне множення частоти на +3-й просторовій гармоніці за умови $\varphi_m = 0,4\pi$, 5-кратне множення на +4-й гармоніці за умови $\varphi_m = 0$, 6-кратне множення на -5-й гармоніці за умови $\varphi_m = 0,4\pi$ і т. д. (для цього необхідно забезпечити точну кратність частот помножених типів коливань із частотою основного коливання).

Оптимальна початкова швидкість електронів для максимального ККД електронів у тонкому шарі поблизу поверхні гребінки за заданих амплітуди поля та довжини гребінки дорівнює 1,015 швидкості -1-ї просторової гармоніки основного коливання. Електрони входять на відстані 0,1 періоду гребінки від її поверхні й осідають на гребінку поблизу останнього 70-го резонатора.

На рис. 1 зверху показано зміну швидкості 12 електронів тонкого шару під час руху уздовж гребінки.

Для зручності аналізу швидкість електронів одразу перерахована у ККД (пропорційно квадрату швидкості):

$$\text{ККД} = 1 - \left(\frac{v(x)}{v(0)} \right)^2.$$

Середній ККД електронів цього тонкого шару становить приблизно 1,45 %.

Знизу на рис. 1 показані траєкторії 12 електронів у площині xu . Для зручності сприйняття масштаб сильно збільшено; початок траєкторій (прицільна відстань) – на відстані $0,1$ періоду гребінки від її поверхні. Наприкінці свого руху електрони осідають на поверхні гребінки (поблизу 70-го резонатора).

На рис. 2 показано, як змінюється відстань між електронами шару під час їх руху вздовж гребінки (у системі координат, яка рухається зі швидкістю робочої просторової гармоніки).

Показано рух електронів, які зайшли у поле гребінки за два періоди ВЧ-коливань. Положення електронів під час руху відносно гребінки можна визначити за її зображенням унизу рисунка.

Виявилося, що у кінематичному наближенні (коли не враховується взаємодія електронів із просторовим зарядом пучка) траєкторії частини електронів, які отримали модуляцію за швидкістю, перетинаються тільки в малій за довжиною області у середній частині гребінки і потім розходяться. Компактне ущільнення у цьому наближенні існує тільки у малій області простору та часу. Як буде показано нижче, врахування просторового заряду (його середнього значення для електронів шару) якісно не змінить характер руху електронів, оскільки поле просторового заряду у рухомій системі координат потенційне, як і поле робочої гармоніки.

У такій моделі не можна чекати ефективної взаємодії ущільнень із коливаннями помноженої частоти, оскільки компактне ущільнення періодично з'являється тільки у невеликій частині простору уздовж гребінки. Проте експериментальні результати свідчать, що процес помноження частоти існує і відбувається з високою ефективністю. Так, у роботі [4] модульований пучок у гребінці збуджував коливання з кратністю за частотою 3, 5, 7, 9 і навіть 12, при цьому в системі був майже відсутній зворотний зв'язок за коливаннями помноженої частоти, бо швидкі хвилі випромінювалися у відкритий простір.

Вочевидь, що реальні процеси у пучку відрізняються від описаної вище моделі процесу групування і потребують змін, які дозволять пояснити високу ефективність множення.

2. Модель формування довготривалих ущільнень у клинотроні. При розробці по-

множувачів частоти субміліметрового діапазону [5, 6] за допомогою чисельного моделювання був виявлений ефект пошарового групування електронів у клинотронах міліметрового діапазону. Цей ефект був використаний для отримання модульованого за густиною електронного шару за межами моделюючої секції. Суть цього ефекту проста і зрозуміла: чим далі від поверхні гребінки розміщений шар електронів, тим менша амплітуда поля гармоніки, яка формує ущільнення, і тим пізніше електрони цього шару сформуються в ущільнення.

Ідею формування довготривалого ущільнення у моделі клинотрона можна пояснити таким чином. Для числового аналізу руху електронів у тонких шарах стрічкового електронного потоку можна обирати будь-який шар електронів і нахилити пучок магнітним полем так, щоб електрони цього шару влучили точно на кінець гребінки (при сталій вихідній потужності). Таким чином можна визначити той шар пучка, в якому електрони сформувалися у компактне ущільнення у момент потрапляння на поверхню гребінки у її кінці. При такому нахилі шари пучка, що знаходяться ближче до поверхні гребінки, ніж той шар, який влучив на її кінець, падатимуть на поверхню гребінки раніше і матимуть сформовані у компактні ущільнення електрони, бо вони рухаються у більш сильному полі. По поверхні гребінки безперервно рухатиметься електронне ущільнення, яке на різних ділянках гребінки буде формуватися електронами з різних шарів стрічкового електронного потоку скінченної товщини. Електрони у цьому ущільненні постійно осідатимуть на поверхні гребінки, а їм на зміну надходитимуть електрони ущільнень з інших шарів. Усі «парціальні» ущільнення рухаються з однаковою швидкістю і синхронно, тому що формуються полем однієї і тієї ж самої просторової гармоніки. Таким чином, уздовж поверхні гребінки буде безперервно рухатись із швидкістю просторової гармоніки система компактних електронних ущільнень, яка необхідна для ефективної взаємодії електронного потоку із полем гармоніки коливання помноженого типу.

Цей механізм формування ущільнень у клинотроні аналогічний формуванню спиць просторового заряду у магнетроні. Електрони у спиці міняються й осідають на аноді, а спиця, як ком-

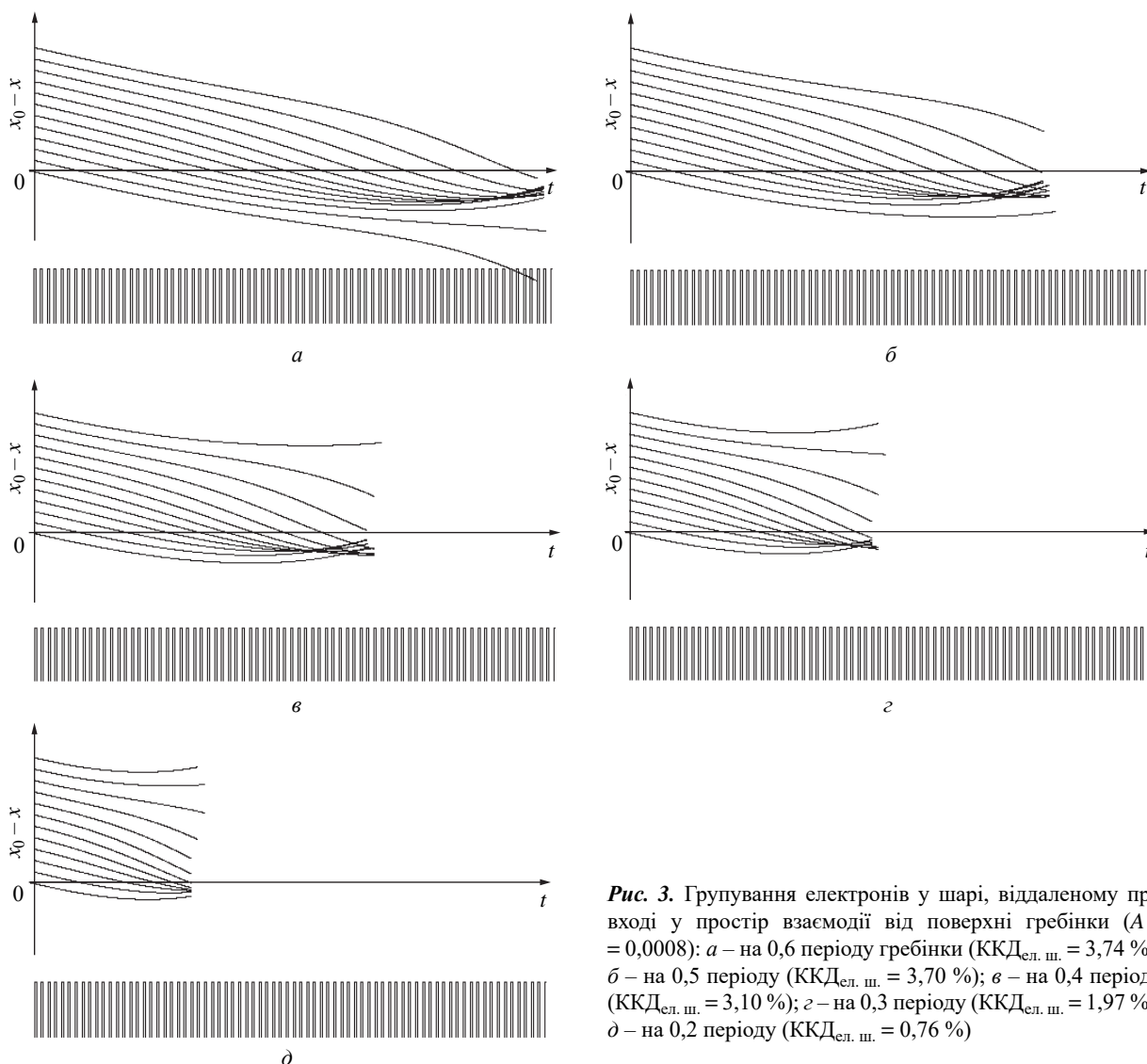


Рис. 3. Групування електронів у шарі, віддаленому при вході у простір взаємодії від поверхні гребінки ($A = 0,0008$): а – на 0,6 періоду гребінки (ККД_{ел. ш.} = 3,74 %); б – на 0,5 періоду (ККД_{ел. ш.} = 3,70 %); в – на 0,4 періоду (ККД_{ел. ш.} = 3,10 %); г – на 0,3 періоду (ККД_{ел. ш.} = 1,97 %); д – на 0,2 періоду (ККД_{ел. ш.} = 0,76 %)

пактне електронне ущільнення, продовжує безперервний рух уздовж поверхні анодного блока.

На графіках рис. 3, які отримані за допомогою числових розрахунків, показано, що описаний вище механізм формування довготривалих ущільнень дійсно існує у клинотроні. Параметри розрахунків такі ж, як на попередніх рисунках, але вдвічі збільшено амплітуду ВЧ-поля (бо ми чекаємо росту ефективності взаємодії електронів із полем у віддалених від поверхні гребінки шарах пучка). Збільшився кут нахилу магнітного поля. Показано формування ущільнень у 5-ти електронних шарах, розміщених на різній відстані від поверхні гребінки (0,2...0,6 періоду гребінки при вході у простір взаємодії електронів з полем).

Видно, що електрони у кожному шарі наближаються до поверхні гребінки вже сформовани-

ми в ущільнення і потім осідають на її поверхні.

Під час реального експерименту, змінюючи кут нахилу магнітного поля, домагаються максимальної вихідної потужності генератора або помножувача, за умови, щоб ущільнення у віддаленому від гребінки шарі потрапило на поверхню гребінки на її кінці.

У [1] описані експериментальні дослідження клинотронів 8-мм діапазону, проведені О.Я. Кириченком. Він експериментально показав, що режим максимальної потужності дійсно спостерігався при такому нахилі електронів пучка, коли найбільш віддалений від поверхні гребінки шар електронного пучка потрапляв на кінець гребінки. У цьому діапазоні довжин хвиль усі шари електронного пучка знаходилися у сильному ВЧ-полі, і тому потрібно було, щоб найбільш віддалений шар потрапив на кі-

нець гребінки. У більш товстих пучках на кінець гребінки має влучити той шар, в якому встигає сформуватися ущільнення. Цей специфічний механізм притаманний лише клинотронам, бо осідання пучка на гребінку принципово необхідне.

Важливо зазначити, що у такому режимі електрони шарів, які осідають на гребінку, мають приблизно однаковий ККД, і таким чином складаються внески у генеровану потужність багатьох електронних шарів. При оптимізації режиму тільки для шару, найближчого до поверхні гребінки, віддалені шари не потрапляють у сильне поле поверхневої хвилі і тому їх внесок у спільний ККД малий. Крім того, у короткохвильових приладах електронний потік має помітні пульсації на своїх межах і це помітно погіршує взаємодію електронного потоку із полем гармоніки. При великому нахилі пучка до поверхні гребінки, де сильне поле гармоніки, підходять усі електрони проміжних шарів (пульсації яких менші), і ефективність взаємодії зростає.

Невелика кривизна фокусуєчого магнітного поля може покращити групування у шарі, ущільнення якого першим потрапляє на поверхню гребінки. На рис. 3, δ видно, що для першого шару кут нахилу занадто великий і електрони не встигли сформуватися у компактне ущільнення. У слабонеоднорідному магнітному полі можна підібрати таке положення для клинотрона, щоб кут нахилу був трохи меншим для ближніх шарів, ніж для віддалених. Відомо, що вибір оптимальної неоднорідності магнітного поля для збільшення вихідної потужності зазвичай використовують експериментатори під час роботи з клинотронами.

Таким чином, числовим розрахунком підтверджено модель формування компактних електронних ущільнень, які існують тривалий час у генераторах типу «клинотрон», аналогічно формуванню спиць просторового заряду у магнетроні. Ця модель дозволяє пояснити ефективне множення частоти, яке спостерігається в експерименті в генераторах міліметрового діапазону, і дозволяє сподіватися на можливість реалізації принципу множення частоти у субміліметровому діапазоні.

3. Урахування просторового заряду при формуванні ущільнень. У програмі «Клино-

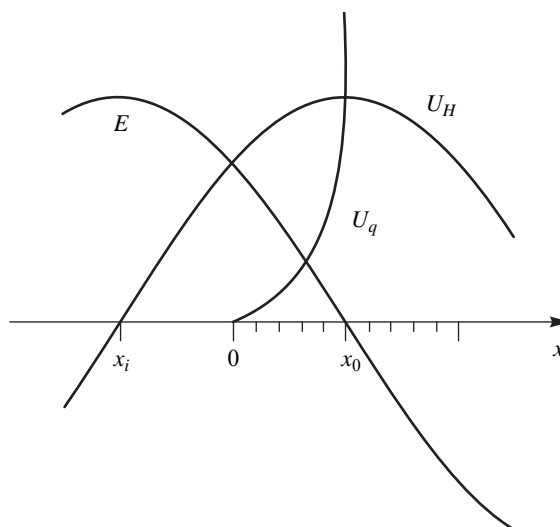


Рис. 4. Ущільнення, розбите на елементарні комірки. Показано розподіл амплітуди електричного ВЧ-поля робочої гармоніки E та потенціали полів, які діють на електрони ущільнення у рухомій системі координат (U_H – потенціал поля гармоніки, U_q – потенціал поля просторового заряду)

трон» використовується кінематична модель, яка не враховує просторовий заряд у пучку електронів. Програма коректно описує процес групування до тих пір, поки електрони шару не наблизяться один до одного. Таким чином, використовуючи програму «Клинотрон», можна визначити місце у гребінці, де вже сформувалися ущільнення (місце перетину траєкторій).

Для наближеної оцінки впливу просторового заряду можна розбити траєкторії на дві частини: 1) де групування ще слабке і можна не враховувати вплив просторового заряду; 2) де просторовий заряд вже сформувався в ущільнення (це область поблизу нуля поздовжнього поля гармоніки, куди «стягуються» електрони) і де, крім впливу поля гармоніки, слід враховувати вплив просторового заряду. Треба визначити, наскільки поле просторового заряду ущільнення може заважати полю гармоніки сформувати його достатньо компактним.

На рис. 4 схематично показано вже сформоване електронне ущільнення у тонкому шарі стрічкового електронного потоку.

Ущільнення розбиваємо на N елементарних комірок довжиною B (B – ширина гребінки) і з перерізом $(\Delta \times \Delta)$. На цьому ж малюнку показані залежності потенціалу поля гармоніки, яка стискає ущільнення, і потенціалу поля просторового заряду, який розштовхує електрони та заважає стисканню ущільнення. Показа-

на залежність цих потенціалів від координати електрона на лівому кінці ущільнення. Їх ми вирахуємо пізніше. Слід зазначити, що у потенціальному полі гармоніки та просторового заряду ущільнення буде тільки стискатись за поздовжньою координатою x , а взаємне розташування комірок змінюватись не буде.

Для тонкого шару задачу можна розглядати в одновимірному наближенні, оскільки у системі координат, яка рухається зі швидкістю робочої просторової гармоніки, для електрона на лівому кінці ущільнення (із координатою $x = 0$, рис. 4) поле просторового заряду і поле гармоніки залежать тільки від координати x . Положення цього межового електрона визначає поздовжній розмір ущільнення, яке формується полем.

Оскільки рух відбувається у потенціальному полі, задача спрощується. Для визначення межового розміру компактного ущільнення, яке формується, і швидкості межового електрона нема необхідності інтегрувати рівняння руху. Достатньо записати потенціал поля гармоніки і потенціал поля просторового заряду. Енергія межового електрона, що рухається уздовж осі x , дорівнює різниці потенціалів (помножених на заряд електрона) поля гармоніки, яке прискорює електрон, і поля просторового заряду, яке гальмує електрон. Якщо ці потенціали стануть однаковими, то енергія електрона та його швидкість стануть рівними нулю – електрон зупиниться (у рухомій системі координат) і почне рух у зворотному напрямку. Якщо у центрі ущільнення x_0 електрон не зупиниться, то за різницею потенціалів можна буде визначити швидкість електрона та оцінити, наскільки врахування просторового заряду змінило результат кінематичного наближення (за відношенням потенціалів при $x = x_0$).

Запишемо потенціал поля просторового заряду. Відомо, що поле точкового заряду визначається формулою:

$$E_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

У нашому випадку заряд моделюється не точкою, а двовимірним стрижнем (зарядженою ниткою). У випадку двовимірного заряду формула для напруженості поля змінюється:

$$E_q = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 Br}. \quad (1)$$

У цих формулах q – повний заряд стрижня; ϵ_0 – електрична стала; B – довжина стрижня; r – відстань від заряду до точки з координатою x ; $r = n \times \Delta$, де n – номер стрижня, рахуючи від лівого краю ущільнення.

Поле у точці x дорівнює сумі полів від усіх N стрижнів:

$$E_q = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 B\Delta} \sum_{n=1}^N \frac{1}{n}. \quad (2)$$

При стисканні ущільнення поздовжній розмір елементарної комірки Δ зменшується: $\Delta = 2(x - x_0) / N$. Розподіл $E_q(x) \sim 1 / (x_0 - x)$ – гіпербола. Заряд стрижня визначається густиною струму на вході пучка у простір над верхню гребінку ρ_0 :

$$q = \rho_0 B \Delta^2 = \frac{505j}{c\sqrt{U_a}} B \Delta^2, \quad (3)$$

де j – густина струму з катода ($2 \cdot 10^5$ А/м²); c – швидкість світла у вакуумі; U_a – анодна напруга (4 кВ).

Відношення суми N членів гармонічного ряду S до числа членів ряду, коли N становить кілька десятків, дорівнює приблизно 10. Початкова протяжність ущільнення $L = N \times \Delta \approx \Lambda / 4$.

Як відомо, потенціал сили F записується так: $U = \int F(x) dx = \int eE(x) dx$, e – заряд електрона. Після підстановки значення q у (2) та інтегрування для потенціалу поля заряду отримуємо вираз:

$$U_q(x) = G \ln\left(\frac{x_0 - x}{x_0 - x_1}\right), \quad G \approx -e 25,12 \frac{j\Lambda^2}{c\epsilon_0\sqrt{U_a}}.$$

Напруженість поля гармоніки запишеться так:

$$E_H(x) = A_H \sin\left[\frac{2\pi}{\Lambda}(x_0 - x)\right].$$

Після інтегрування для потенціалу поля гармоніки отримуємо вираз:

$$U_H(x) = \frac{eA_H\Lambda}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi(x_0 - x)}{\Lambda}\right) \approx \frac{eA_H\Lambda}{2\pi}.$$

Зміну потенціалів від координати x схематично показано на рис. 4. Для відношення потенціалів отримуємо вираз:

$$\frac{U_H}{U_q} = 6,3 \cdot 10^{-3} \frac{A_H c \epsilon_0 \sqrt{U_a}}{j\Lambda} \ln\left(\frac{x_0}{x_0 - x}\right). \quad (4)$$

При рівності потенціалів крайній електрон ущільнення зупиниться (у рухомій системі координат) і почне рухатись у протилежному напрямку. Значення $(x_0 - x)$, за якого потенціали будуть однакові, дорівнює половині мінімально можливого розміру ущільнення.

Слід враховувати, що коли поле просторового заряду записується у двовимірному наближенні, електрон завжди зупиниться, оскільки за умови $x \rightarrow x_0 \ln \rightarrow \infty$. Однак при стисканні ущільнення, з моменту, коли його поздовжній розмір приблизно дорівнюватиме поперечному, двовимірну модель елементарних стрижнів слід змінити на модель елементарних заряджених площин (одновимірну). У такій моделі напруженість поля заряду площини не залежить від відстані до площини, якщо ця відстань менша за розміри площини. При цьому напруженість поля на межі ущільнення вже не залежатиме від його поздовжнього розміру і залишиться незмінною. Якщо поздовжній розмір ущільнення, визначений за формулою (4) за рівності потенціалів, буде меншим, ніж початковий розмір стрижня Δ , то слід змінити модель заряду (потенціал заряду буде меншим за обчислений, і межовий електрон не зупиниться). У цьому разі траєкторії електронів ущільнення будуть перетинатися у точці $x = x_0$ і далі продовжать свій рух, як у кінематичній моделі.

Проведемо числову оцінку руху електронів в ущільненнях для набору параметрів, який ми використовували у наведеному вище чисельному моделюванні (рис. 1–3). Амплітуда поля гармоніки (при 75 щільних резонаторах і потужності витрат енергії у них 1,3 Вт) дорівнює $A_H = 6,26 \cdot 10^4$ В/м ($A_H \approx 0,4E_0$, де E_0 – середня амплітуда поля на щільності). При фазовому зсуві на період $\varphi = 0,4\pi$ сповільнена довжина хвилі -1 -ї просторової гармоніки дорівнює 5 періодам: $\Lambda = 10^{-3}$ м. Робоча напруга $U_a = 4000$ В. Густина струму з катода $j = 20$ А/см² = $2 \cdot 10^5$ А/м².

Із формули (4) випливає, що за таких параметрів електрон зупиниться за умови $(x_0 - x) \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Λ. Однак, за товщини шару $\Delta \approx 0,005$ мм = $5 \cdot 10^{-3}$ Λ, поздовжній розмір ущільнення приблизно дорівнюватиме поперечному і при цьому напруженість потенціалу просторового заряду буде значно меншою, ніж у двовимірній моделі. Тому електрони в ущільненні не зупиняться, а тільки сповільнять свій рух.

Ми визначили, що граничний поздовжній розмір ущільнення при заданому наборі реальних параметрів має бути меншим за $2(x_0 - x) = 12 \cdot 10^{-3} \Lambda = 12 \cdot 10^{-6}$ м = 0,012 мм. Це досить компактне ущільнення навіть для великої кратності множення частоти.

Для аналізу процесу формування ущільнень і визначення вигляду траєкторій електронів поблизу точки $x \approx x_0$ можна використати результати розрахунків у [7], де аналізується рух електронів у тій області, де поле гармоніки мале порівняно із полем просторового заряду і рух «розігнаних» полем гармоніки електронів визначається тільки полем просторового заряду. Розглядається випадок, коли поздовжні розміри ущільнення вже стали меншими за його товщину (електронний потік двовимірний). У цьому випадку слід застосовувати одновимірне наближення, коли напруженість поля на межах ущільнення не змінюється, оскільки не змінюється заряд усередині ущільнення.

Умовою формування компактних ущільнень є лінійна модуляція тонкого електронного шару за швидкістю: чим далі розміщений електрон від області, де поле гармоніки дорівнює нулю, тим більша (за абсолютною величиною) його швидкість у системі координат, що рухається зі швидкістю робочої гармоніки.

У випадку лінійної модуляції за швидкістю ті електрони, які збиралися у точку в кінематичному наближенні, з урахуванням просторового заряду рухатимуться за параболічними траєкторіями і, залежно від початкової швидкості та густини просторового заряду, будуть формуватися в ущільнення, як показано на рис. 5.

На рис. 5 показано, як у рухомій системі координат змінюється відстань між електронами тонкого шару в процесі їх групування в ущільнення. У такі щільні групи збираються тільки електрони тонкого шару, які отримали лінійну модуляцію за швидкістю при взаємодії із полем робочої гармоніки. Таких електронів у загальному потоці менше половини. Решта рухаються з більшими швидкостями і в ущільнення не збираються.

На рис. 5, а наведено випадок слабого поля гармоніки або великої густини струму з катода. Електрони не можуть зібратися у компактне ущільнення і, наблизившись до точки $x = x_0$, починають рухатись у зворотному напрямку (у

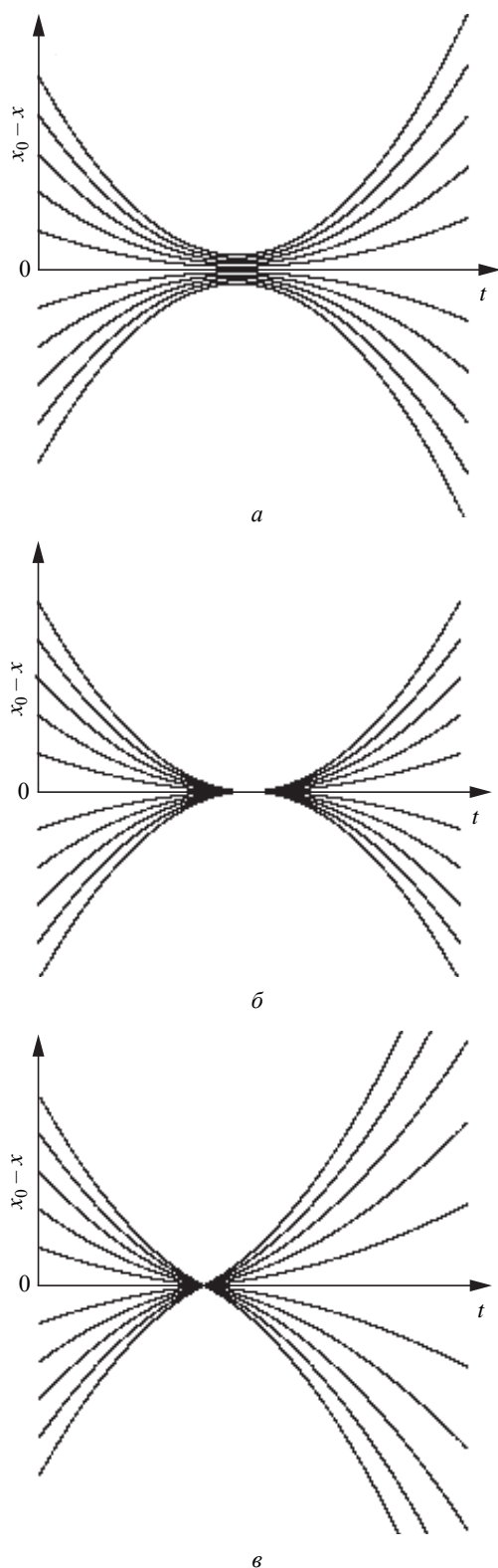


Рис. 5. Групування електронів (у системі координат, яка рухається зі швидкістю робочої гармоніки) у тонкому шарі, коли поздовжній розмір ущільнення можна порівняти із товщиною шару: *a* – електрони, наблизившись до точки $x = x_0$, розходяться; *б* – електрони зупиняються у точці $x = x_0$ (оптимальний випадок); *в* – електрони збираються у точці $x = x_0$, але одразу розходяться

рухомій системі координат). У цьому випадку мінімальний розмір ущільнення є скінченним.

На рис. 5, *б* представлено випадок оптимального співвідношення параметрів, коли всі електрони шару зупиняються у точці $x = x_0$.

На рис. 5, *в* – випадок сильного поля гармоніки або малої густини струму з катода. Електрони збираються у точці перетину їх траєкторій, але одразу розходяться, як у кінематичному наближенні.

Для множення частоти найбільш сприятливий випадок рис. 5, *в*, коли всі електрони тонкого шару не тільки збираються в точку, але й перебувають у компактному ущільненні досить довго. У проектуванні модулятора електронного потоку слід намагатися реалізувати саме такий випадок.

Наближений аналіз з урахуванням руху електронів у рухомій системі координат за формулами роботи [7] дозволяє оцінити, як змінюється поздовжній розмір ущільнення у рухомій системі координат.

Для малих розмірів ущільнення двовимірною моделлю елементарних зарядів (заряджені стрижні) слід замінити на одновимірну модель (заряджених площин). У цьому випадку сила, яка діє на крайній електрон ущільнення, не залежатиме від розмірів ущільнення і визначатиметься тільки початковою густиною заряду ρ у пучку, а потенціал поля просторового заряду буде пропорційний координаті крайнього електрона x (див. рис. 4 та роботу [7]):

$$F_0 = \frac{\rho e}{\epsilon_0} x_0, \quad U_q = F_0 x.$$

Для реалізації оптимального режиму (рис. 5, *б*) потрібно, щоб крайній електрон ущільнення зупинився у рухомій системі координат у середній частині ущільнення (точка x_0) і всі інші електрони також зібралися у цій точці. Для цього за умови $x = x_0$ слід прирівняти потенціал поля гармоніки (3) і новий потенціал поля заряду (умова зупинки електрона).

Для густини струму з катода $j = \rho U_a$ отримаємо таке співвідношення з амплітудою поля гармоніки A_H , яка формує ущільнення:

$$j = \frac{A_H \Lambda \epsilon_0 U_a}{2\pi x_0^2}. \quad (5)$$

За формулою (5) можемо оцінити, яка потрібна густина струму з катода для оптимального формування ущільнення у клинотроні 2-мм діапазону з параметрами, які ми розглядали раніше. Припустимо, що початковий позовжній розмір ущільнення (рис. 4) $x_0 = \Lambda / 8$. Розрахунок показує, що густина струму з катода у цьому випадку ≈ 20 А/см².

Для множення частоти бажано, щоб позовжній розмір ущільнення був хоча б менше половини довжини сповільненої хвилі робочої гармоніки коливання помноженого типу, щоб усе ущільнення могло потрапити у гальмівну фазу поля робочої гармоніки.

Наведені вище оцінки для реальних параметрів клинотрона показали, що досяжний мінімальний розмір ущільнень $\approx 0,01$ мм цілком достатній для помноження частоти навіть до десятка разів. Ущільнення з мінімальним позовжнім розміром осідає на поверхні гребінки, а замість нього у цю область гребінки вже входить таке ж ущільнення із більш віддалених шарів пучка.

4. Про два робочих режими клинотрона.

У результаті числового моделювання із використанням строгих моделей ми дослідили особливості формування електронних ущільнень у стрічкових електронних потоках генераторів типу «клинотрон». Хоч дослідження проводилися із метою пояснити ефективно збудження коливачів кратних частот у клинотроні, результати цього аналізу важливі для розуміння роботи звичайних клинотронів. Ці результати показали, що роботу клинотронів можна розділити на два режими.

Перший режим – аналог роботи звичайної ЛЗХ. Забезпечуються можливості для найбільш ефективної роботи шару електронів, максимально наближеного до поверхні гребінки. Початкова швидкість електронів і момент їх виходу із взаємодії з полем гребінки (шляхом нахилу фокусуєчого магнітного поля) експериментально підбираються оптимальними для отримання максимальної вихідної потужності. При цьому ефективно працює тільки тонкий шар пучка поблизу поверхні гребінки. Компактне ущільнення електронів у цьому шарі створюється тільки у середній частині по довжині гребінки і потім «розпливається». Максимальна потужність забезпечується тим, що наприкінці

руху більша частина електронів шару виявляється загальмованою ВЧ-полем. Шари стрічкового пучка, віддалені від поверхні гребінки, не потрапляють в область сильного ВЧ-поля і працюють із малою ефективністю.

Другий режим – принципово «клинотронний», оскільки потребує обов'язкового потрапляння на поверхню гребінки більшої частини електронів пучка. Шляхом більшого, ніж у першому режимі, нахилу магнітного поля добирають таке положення стрічкового пучка, коли на край гребінки потрапить шар електронів, в якому вже відбулося групування електронів у компактне ущільнення і вони достатньо загальмувалися ВЧ-полем (хоч і не максимально, як у першому режимі). Тепер до поверхні гребінки підходять електрони всіх шарів пучка, які розміщені між шаром електронів, в якому вже відбулося групування електронів у компактне ущільнення та вони достатньо загальмувалися ВЧ-полем, і поверхнею гребінки. Електрони у цих шарах також встигли сформуватися у ущільнення, оскільки перебували у більш сильному ВЧ-полі, ніж перший шар. Обчислення показують, що ККД електронів усіх цих шарів приблизно однаковий, і хоч він менший за ККД поверхневого шару в першому режимі, зате тепер шарів багато і їх внесок у спільну потужність підсумовується.

Експериментальні результати показують, що другий режим більш ефективний, хоч у існуючих на цей час конструкціях клинотронів його важко досягти. Справа в тому, що положення катодного вузла при установці, як правило, підбирають оптимальним для першого режиму так, щоб межа пучка була ближчою до поверхні гребінки, де сильне ВЧ-поле. Під час роботи приладу експериментатори обирають нахил магнітного поля, який забезпечує максимальну потужність, і помічають, що при більшому нахилі магнітного поля потужність поступово зростає. Однак шари пучка, наближені до поверхні гребінки, починають потрапляти на початок гребінки, де є «скруглення» для переходу до виводу енергії. Електронний пучок несе потужність постійного струму понад 500 Вт, і його частина, що падає майже нормально до поверхні гребінки в області виводу ВЧ-енергії, може спричинити оплавлення частини ламелей гребінки. У цьому разі у клинотроні порушу-

ється вакуум і відбуваються електричні пробої через високу напругу. У процесі тривалого налаштування приладу, хоч і відбувається часткове оплавлення ламелей на початку гребінки, вихідна потужність поступово помітно зростає (відкриття добре працюючих клинотронів субміліметрового діапазону, як правило, показувало сильне оплавлення ламелей на початку гребінки). Клинотрон поступово переходить у другий режим.

Для роботи у другому режимі слід інакше розташовувати катодний вузол. Пучок слід розміщувати трохи далі від поверхні гребінки, у місці входу пучка в область виводу енергії. При цьому прибираються шари пучка, які у другому режимі працюють неефективно і тільки гріють початок гребінки. Це важливий висновок, і його слід враховувати при конструюванні клинотронів.

Слід визнати, що подібні процеси у клинотроні вже розглядалися багатьма авторами з використанням простих якісних або більш складних моделей [1]. Автори пояснювали ефекти нелінійними процесами у пучках і показували, що, нахиливши пучок, можна вивести ті електрони, які вже віддали свою енергію ВЧ-полю, розсіявши їх на поверхні гребінки. Це справедливо для першого режиму. Строгий числовий розрахунок показує, що у другому режимі електрони осідають на гребінці для того, щоб відбувався безперервний рух ущільнень уздовж поверхні гребінки. Завершуючи свій рух на поверхні гребінки, електрони ущільнень не віддають ще і половини енергії, яку могли б віддати у нелінійному режимі, зате підсумовуються їх внески у спільну потужність.

Останнім часом стало популярним аналізувати процеси у клинотроні, використовуючи сучасні пакети складних універсальних програм. Однак внаслідок великої кількості та складності отриманих результатів при великому числі параметрів важко розібратися у механізмі фізичних процесів і зробити корисні для практики висновки. Переваги нашого підходу – у використанні програм, які спеціально створені для аналізу процесів саме у клинотронах і враховують багато факторів, які важливі саме для клинотрона.

Важлива перевага дослідження, яке ми проводимо, у його конкретності і можливості от-

римання важливих для практики кількісних оцінок.

Висновок. Числовий аналіз процесу групування електронних ущільнень дозволив створити модель, яка пояснює можливість формування у клинотронах компактних електронних ущільнень, які рухаються вздовж поверхні гребінки (по її поверхні) тривалий час. Компактні ущільнення тривалий час «рухаються», безперервно формуючись над самою поверхнею гребінки та осідаючи на ній у різних поздовжніх положеннях у послідовні моменти часу. Просування шарів до поверхні забезпечується нахилом пучка магнітним полем (клинотронний ефект). Ущільнення всіх шарів рухаються вздовж гребінки зі швидкістю робочої просторової гармоніки, оскільки формуються полем цієї ж гармоніки. У результаті цього процесу по поверхні гребінки безперервно рухається система «віртуальних» компактних електронних ущільнень зі швидкістю гармоніки. Відстань між ущільненнями дорівнює довжині сповільненої хвилі робочої просторової гармоніки. Це процес, аналогічний формуванню електронних спиць у магнетронах.

Цю модель перевірено достатньо надійним числовим розрахунком. Вона дозволяє пояснити множення частоти у клинотронах міліметрового діапазону, яке спостерігалось експериментально, і дозволяє сподіватися на створення помножувачів частоти, які будуть працювати на такому ж принципі у субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

Описана модель формування ущільнень буде корисною і для розуміння особливостей роботи звичайних клинотронів.

Слід також звернути увагу на виявлену нами цікаву особливість групування електронних ущільнень у клинотронах: помірний просторовий заряд у пучку розширює область існування компактних електронних ущільнень у просторі взаємодії електронів з полем гармоніки.

Проведений нами аналіз групування електронів у клинотронах і сформульовані у першій частині статті умови для вибору режимів множення частоти показують можливість використання у субміліметровому діапазоні принципу множення частоти на одній гребінці, який спостерігався у клинотронах міліметрового діапазону.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Левин Г.Я., Бородкин А.И., Кириченко А.Я., Усиков А.Я., Чурилова С.А. *Клиноотрон*. Киев: Наукова думка, 1992. 200 с.
2. Мильчо М.В. Учет трехмерного движения электронов в генераторах типа «клиноотрон». Ч. 1. Методика численного исследования. *Радиофизика и электроника*. 2010. Т. 1(15), № 3. С. 83–91.
3. Мильчо М.В. Учет трехмерного движения электронов в генераторах типа «клиноотрон». Ч. 2. Анализ реальных приборов. *Радиофизика и электроника*. 2010. Т. 1(15), № 4. С. 58–65.
4. Скрынник Б.К., Корнеев В.К., Демченко К.Ю. Об обратной связи в опытах Смита–Парселла. *Радиофизика и электроника*: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Харьков: 2000. Т. 5, № 3. С. 14–18.
5. Мильчо М.В. Группировка электронов в генераторе типа «клиноотрон». Клиноотрон как умножитель частоты. *Радиофизика и электроника*. 2015. Т. 6(20), № 2. С. 54–60. DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2015.02.054>.
6. Мильчо М.В., Тищенко А.С., Завертанный В.В., Лопатин И.В., Терехин С.Н. Клиноотрон – умножитель частоты в суб-миллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 0,93$ мм). *Радиофизика и электроника*. 2015. Т. 6(20), № 2. С. 61–67.
7. Мильчо М.В., Ефимов Б.П. Модуляция электронного потока для умножения частоты с большой кратностью. *Радиофизика и электроника*: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Харьков: 1999. Т. 4, № 1. С. 117–124.

Стаття надійшла 10.03.2020

REFERENCES

1. Levin, G.Y., Borodkin, A.I., Kirichenko, A.Y., Usikov, A.Y. ed., Churilova, S.A., 1992. *Klynotron*. Kiev: Naukova Dumka Publ. (in Russian).
2. Mil'cho, M.V., 2010. 3D motion of electrons in klynotron oscillator. Pt. 1. Numerical method analysis. *Radiofiz. elektron.*, **1**(15)(3), pp. 83–91 (in Russian).
3. Mil'cho M.V., 2010. 3D motion of electrons in klynotron oscillator. Pt. 2. Real oscillator analyses. *Radiofiz. elektron.*, **1**(15)(4), pp. 58–65 (in Russian).
4. Skrynnik, B.K., Korneenkov, V.K., Demchenko, M.Yu., 2000. On the feedback in the Smith-Purcell experiments. In: V.M. Yakovenko, ed., 2000. *Radiofizika i elektronika*. Kharkov: IRE NAS of Ukraine Publ. **5**(3), pp. 14–18 (in Russian).
5. Milcho, M.V., 2015. Electron bunching in the clinotron-type oscillators. “Clinotron” as a frequency multiplier. *Radiofiz. elektron.*, **20**(2), pp. 54–60 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2015.02.054>.
6. Milcho, M.V., Tischenko, A.S., Zavertaniy, V.V., Lopatin, I.V., Teriohin, S.N., 2015. Clinotron as a frequency multiplier in the sub-mm waveband ($\lambda = 0.935$ mm). *Radiofiz. elektron.*, **20**(2), pp. 61–67 (in Russian).
7. Mil'cho, M.V., Efimov, B.P., 1999. The electron beam modulation for the frequency multiplication with the large frequency ratio. In: V.M. Yakovenko, ed., 1999. *Radiofizika i elektronika*. Kharkov: IRE NAS of Ukraine Publ. **4**(1), pp. 117–124 (in Russian).

Received 10.03.2020

M.V. Mil'cho, K. Ilyenko

O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NASU
12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

A SUBMILLIMETER FREQUENCY MULTIPLIER.

PART 2. SUBSTANTIATION OF A LONG-LIVED COMPACT BUNCH MODEL

Subject and Purpose. Part 1 of the present paper presents a feasibility study of a submillimeter frequency multiplier based on a clinotron with a single slow-wave structure. The aim of Part 2 is to gain a better insight into the electron bunching mechanism, seeking for efficient energy exchange between the electron bunches and the RF field in the multiplier of the sort.

Methods and Methodology. The research method is a theoretical analysis given to the electron bunching process in a BWO-type oscillator with rigorous numerical models involved. The bunch longitudinal size is calculated in steady state regime with regard to the space charge influence. The necessary conditions for compact electron bunching are sought via numerical integration of the motion equations of electrons subject to the interaction with the RF field of the slow-wave structure.

Results. A mechanism of compact electron bunching has been revealed by numerical modeling and described. The pattern of long-lived compact electron bunches continuously moving along the surface of the clinotron comb-type slow-wave structure holds owing to the continuous deposition of compact electron bunches on the comb surface. The compact bunches are formed in electron beam layers farthest from the comb surface but moving to it in consequence of the electron beam inclination under magnetic field action (the clinotron effect). The bunch size and its dependence on the problem parameters have been specified. The research results find use in analysis of operational regimes of conventional clinotrons. Clinotron designers are provided with relevant recommendations.

Conclusion. A model of electron bunching in clinotron-type oscillators has been developed with regard to the process of deposition of electron beam layers on the comb-type slow-wave structure surface. It is the existence of a system of compact electron bunches continuously moving along the comb surface that makes possible efficient electron beam interaction with the high-frequency electromagnetic field of multiplied-mode oscillations. We justifiably claim that multipliers of the kind can be advanced to the short-wave end of the submillimeter band.

Key words: vacuum electronics, frequency multiplier, clinotron, electron bunching.