

таких середньострокових маркетингових стратегій. Період їх планування приблизно відповідає часу передбаченого переходу до раціональнішого фізичного принципу дії виробу і становить у електроніці 10-15 років. Оскільки планувати на такий період непросте завдання, потрібно, по-перше, провести планування в загальних рисах; по-друге, скласти «головну магістраль розвитку виробу», у межах якої зазначаються прогресивні шляхи вдосконалення даного різновиду продукції, а за межами - тупикові.

Узгоджений, таким чином, зв'язок тенденцій конструкційної еволюції технічних виробів певного класу з маркетинговою філософією управління підприємством дасть змогу перейти до ефективної розробки і виробництва досконалішої та конкурентоспроможнішої електронної продукції.

SUMMARY

In this article, the use of criteria of evolution design in long-term, mian-term and short-term strategies in development of electronic technics. This permits coming to more effective process for working out and manufacturing of competifive products.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Половинкин А.И. Основы инженерного творчества.-М.: Машиностроение, 1988.
2. Телетов О.С. Маркетингова діяльність підприємства в сфері виробництва товарів промислового призначення//Механізм регулювання економіки.-Суми: СумДУ, 1999.-2.- С.101-110.

Надійшла до редколегії 3 березня 2000 р.

УДК 621.385.6

ОБҐРУНТУВАННЯ ВИБОРУ РЕЖИМІВ МОДЕЛЮВАННЯ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ТА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАНЬ НА МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ

Воробйов Г.С., доц.

У [1,2] показано, що ефективним способом розв'язання задач дифракційної електроніки є метод експериментального моделювання, при якому випромінювання електронної хвилі струму просторового заряду електронного потоку (ЕП) моделюється випромінюванням поверхневої хвилі планарного діелектричного хвилеводу (ДХ), розташованого поблизу дифракційної ґратки (ДГ). Так, наприклад, застосування даного методу дозволило вивчити основні властивості дифракційного випромінювання (ДВ) у електродинамічній системі генератора з напівсферичним відкритим резонатором, відкритому хвилеводі з циліндричними дзеркалами та металодіелектричній структурі (МДС) типу діелектричний шар – стрічкова ДГ [1-3].

Найбільш повне обґрунтування методу експериментального моделювання дифракційно-черенковського випромінювання (ДЧВ) викладено в роботах [2,4], де розв'язано задачу у наближенні заданого поля хвилеводу при збудженні випромінювання на МДС. Нижче наведено основні співвідношення, які характеризують випромінювальні системи у випадках руху вздовж ДГ електронного потоку (модель із ЕП) та поверхневої хвилі хвилеводу (модель із ДХ).

Умови випромінювання електромагнітних хвиль у вакуум (1) та в діелектрик (2) мають для моделей з ЕП та ДХ вигляд

$$\frac{\kappa}{|n|+\kappa} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{|n|-\kappa}, \quad (1)$$

$$\frac{\kappa}{|n|+\kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{|n|-\kappa\sqrt{\varepsilon}}. \quad (2)$$

Кути випромінювання електромагнітних хвиль у вакуум γ_{nv} та діелектрик $\gamma_{n\varepsilon}$ визначаються співвідношеннями:

$$\gamma_{nv} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_e + \frac{n}{\kappa}}\right), \quad (3) \quad \gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_e + \frac{n}{\kappa}}}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (5)$$

$$\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}\right), \quad (4) \quad \gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\left(\frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}\right). \quad (6)$$

Тут, $\beta_e = v_e/c$ – відносна швидкість хвилі у хвилеводі; v_e – фазова швидкість хвилі; c – швидкість світла; $\beta_e = v_e/c$ – відносна швидкість електронів; v_e – швидкість електронів; $\kappa = l/\lambda$, l – період ґратки; λ – довжина хвилі випромінювання; ε – відносна діелектрична проникність середовища; n – номер просторової гармоніки, що випромінюється; ε_e – ефективна діелектрична проникність.

Співвідношення (1), (2) визначають умови збудження об'ємних хвиль ДХ та ЕП, яким відповідають відносні швидкості β_e та β_e . Ці співвідношення збігаються, якщо припустити, що фазова швидкість хвилі діелектричного хвилеводу ідентична швидкості електронів. Оскільки фазова швидкість хвилі v_e визначається діелектричною проникністю матеріалу хвилеводу та його поперечними розмірами, то доцільно ввести поняття ефективної діелектричної проникності хвилеводу $\varepsilon_e = c^2/v_e^2$, тоді $\beta_e = 1/\sqrt{\varepsilon_e}$. Відповідно до цього співвідношення (3, 4) і (5, 6) для кутів випромінювання також збігаються в припущенні ідентифікації фазової швидкості ДХ та швидкості ЕП. При цьому очевидно, що для заданих параметрів κ , β_e (β_e) і ε у вільному просторі збуджуються тільки негативні просторові гармоніки з $n = -1, -2, -3, \dots$, а в діелектричному середовищі – гармоніки з $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Випромінювання на нульовій ($n = 0$) просторовій гармоніці відбувається за тих самих умов, що і черенковське випромінювання (ЧВ) електронного потоку, який рухається поблизу неекранованого ґраткою діелектрика, тобто при швидкостях електронів $\varepsilon\beta_e^2 > 1$ з кутом випромінювання $\cos\gamma_{0e} = 1/(\beta_e\sqrt{\varepsilon})$. Тому таке випромінювання можна назвати черенковським, а ґратку розглядати як екранувальний фактор, що впливає на коефіцієнт зв'язку ЕП або ДХ із діелектричним середовищем [2].

Із проведеного аналізу випливає, що при збудженні об'ємних хвиль ДХ, як і у випадку з ЕП, можливі різні режими випромінювання, найбільш характерні з яких можна наочно проаналізувати шляхом побудови діаграм Бріллюена для різних значень діелектричної проникності середовища (рис. 1а,б).

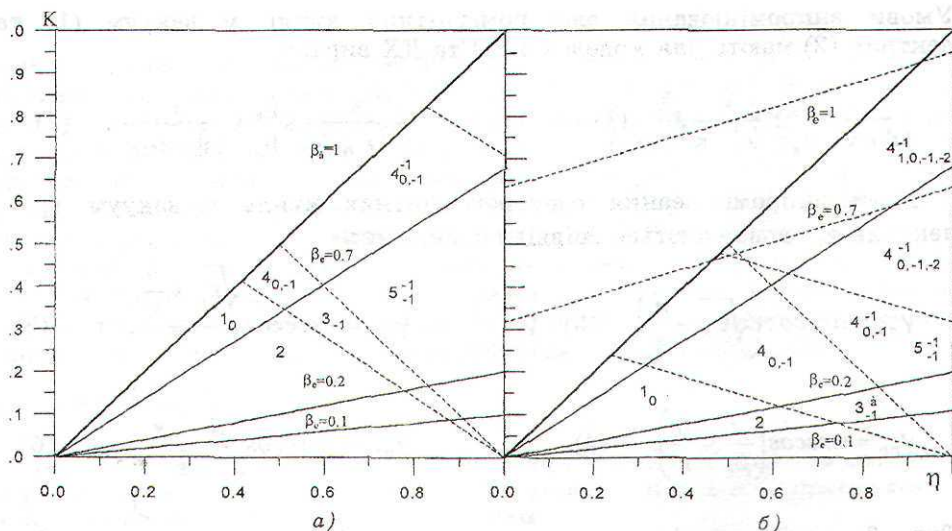


Рисунок 1- Діаграми Бріллюена при збудженні ДЧВ на МДС:
а) - $\epsilon=2$; б) - $\epsilon=10$

Ці діаграми побудовані за методикою [1, 2] у координатних осях K і $\eta = \kappa / \beta_e$. Діаграма складається з дискретних областей, що позначені цифрами $1_0 - 5_s^m$, які визначають найбільш характерні випадки збудження електронним потоком електромагнітних хвиль: 1 - область черенковського випромінювання; 2 - область поверхневих хвиль; 3 - область дифракційного випромінювання тільки в діелектричне середовище; 4 - області черенковського і дифракційного випромінювань; 5 - область дифракційного випромінювання в діелектрик та у вільний простір. Нижні індекси $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ вказують номери n просторових гармонік, випромінюваних в діелектрик, а верхні індекси $m = -1, -2, \dots$ - у вакуум. Так, наприклад, область $4_{0,-1,-2}^{-1}$ означає, що при всіх параметрах κ , β_e , ϵ , які потрапляють до неї, у вільний простір випромінюється тільки мінус перша гармоніка, а в діелектрику збуджуються три гармоніки з номером $n = 0, -1, -2$.

Із наведених діаграм видно, що при заданих параметрах β_e і κ залежно від ϵ можна реалізувати різні режими збудження ДЧВ. Зупинимося більш докладно на аналізі умов збудження ДЧВ при заданих інтервалах β_e для різних значень ϵ .

З діаграм Бріллюена для $\epsilon=2$ і $\epsilon=10$ (рис.1а, б) видно, що в інтервалі зміни $\beta_e = 0.06 - 0.2$ можливо збудження тільки негативних дифракційних гармонік у вакуум та в діелектрик. При цьому реалізація режимів випромінювання ЧВ можлива тільки в області релятивістських швидкостей електронів ($\beta_e > 0.2$) або для режиму моделювання збудження об'ємних хвиль, оскільки відносна швидкість хвилі стандартних діелектричних

хвилеводів міліметрового діапазону (полістирол, фторопласт) лежить в інтервалі $\beta_e = 0.7-0.9$.

При збільшенні ϵ кількість зон Бріллюена зростає, а області інтервалів за параметрами κ і β_e , у яких вони збуджуються, звужуються (рис. 2а, б).

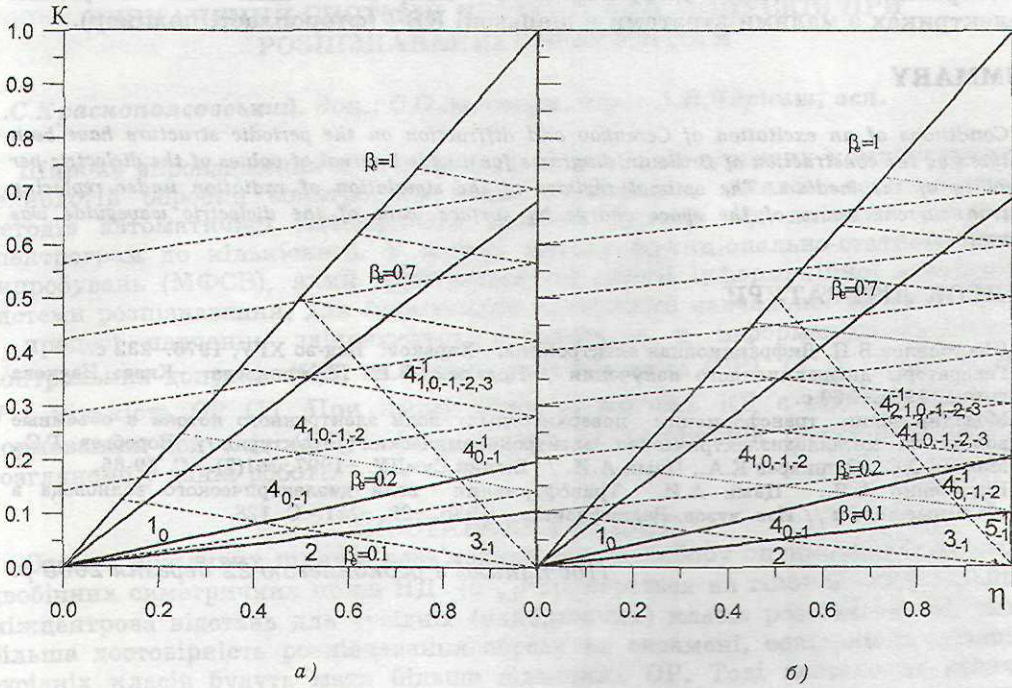


Рисунок 2 - Діаграми Бріллюена при збудженні ДЧВ на МДС:
а) - $\epsilon=50$; б) - $\epsilon=100$

Для нерелятивістських ЕП з'являється можливість реалізації як режимів ЧВ, так і режимів ДЧВ (зони $1_0, 4_{0,-1}, 4_{0,-1}^{-1}$ і т.п.). При цьому виникає випромінювання на позитивних дифракційних гармоніках, що, як і ЧВ, спрямоване завжди під гострим кутом, наприклад, зони $4_{1,0,-1,-2}, 4_{1,0,-1,-2}^{-1}$. Проте реалізація таких зон для низьковольтних ЕП ($\beta_e < 0.1$) неможлива, оскільки вони лежать вище лінії $\beta_e = 0.1$.

Слід зазначити, що із збільшенням діелектричної проникності при заданих значеннях β_e з'являються нові зони Бріллюена та збільшується кількість дифракційних гармонік. Інтервали значень β_e , в яких збуджуються задані гармоніки випромінювання, істотно зменшуються. Для даних умов з'являється можливість реалізації черенковських гармонік при малих швидкостях електронів (низьких прискорювальних напругах).

Таким чином, з проведеного аналізу зон Бріллюена в широкому інтервалі змін ϵ випливає, що для реалізації режимів ДЧВ в експерименті з нерелятивістським ЕП кращими є значення $\epsilon > 50$, а для режиму

моделювання збудження об'ємних хвиль – значення $\varepsilon \leq 10$. Відповідно до цього аналіз енергетичних характеристик ДЧВ доцільно проводити для значень $\varepsilon > 50$ (наприклад, діелектрики групи рутил), що відповідає реальній можливості збудження випромінювання нерелятивістським ЕП, і для значень $\varepsilon < 10$, які дозволяють реалізувати режим експериментального моделювання просторових гармонік дифракційного випромінювання на існуючих діелектриках з малими втратами в діапазоні КВЧ (фторопласт, полікор).

SUMMARY

Conditions of an excitation of Cerenkov and diffraction on the periodic structure have been analysed by the construction of Brillouin diagrams for a wide interval of values of the dielectric permeability of the medium. The optimal regimes of the simulation of radiation under replacing electron current waves of the space charge by surface wave of the dielectric waveguide was determined.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Изд-во ХГУ, 1976. – 232 с.
2. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В.П. Шестопалова. – Киев: Наукова думка, 1991. – 320 с.
3. Моделирование трансформации поверхностных волн электронного потока в объемные волны на металлодиэлектрических электродинамических структурах / Воробьев Г.С., Макеев О.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. // Вісник СумДУ. – 1997. №1(7). – С. 59-65.
4. Кириченко А.Я., Цвык А.И. Трансформация волн диэлектрического волновода в объемные волны // Изв. вузов. Радиофизика. – 1986. – 29. – №1. – С. 128.

Поступила в редколлегию 22 березня 2000 р.