

Міністерство освіти і науки України
Державний університет «Одеська політехніка»

Інститут штучного інтелекту та робототехніки
Кафедра комп'ютерних систем

Шульгін Максим Романович,
студент групи УК-162

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА МАГІСТРА

Моделі та методи розробки імітаційних схем
обліку надвисокочастотних електричних перешкод

Напрямок підготовки: 123 - Комп'ютерна інженерія
Спеціалізація: Спеціалізовані комп'ютерні системи

Керівник:
Стрельцов Олег Васильович,
к.т.н., доцент

З М І С Т

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1. РОЗРАХУНКОВА МОДЕЛЬ КОМУНІКАТОРА.....	16
1.1. Базові закони аналізу параметрів комунікатора	16
1.2. Дерево комунікатора, як об'єкт електродинаміки.....	18
1.3. Електродинамічний закон повного струму в застосуванні до дерева.	21
1.4. Частотний аналіз схеми електричного кола	24
1.5. Напругові параметрами комунікатора.	29
1.6. Провідні та електричні параметри дерев комунікатора.....	30
1.7. Висновки за змістом розділу 1.....	34
2. ЕЛЕКТРИЧНІ ПАРАМЕТРИ ДЕРЕВ КОМУНІКАТОРА.....	35
2.1. Канонічні декомпозиційні структури комунікатора	35
2.2. Класифікація моделей комунікатора.....	36
2.3. Нульовий режим комунікатора.....	37
2.4. Електричні параметри комунікатора стрічкового типу	48
2.5. Електростатичний параметр в однорідному просторі.....	50
2.6. Параметри шарового-циліндричного середовища	52
2.7 Результати розділу 2	55
3. МАКРОМОДЕЛІ ПРОВІДНИХ ТА ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕШКОД В СЕРЕДОВИЩІ MICROCAP.....	57
3.1. Електричні параметри комунікатора	57
3.2. Провідні параметри комунікатора.....	67
3.3. Масго-модель електричної перешкоди в MicroCap	69
3.4. Фундаментальна ММКЕ.....	71
3.5. Формування джерела з декількома виходами	74
3.6. Розробка макромоделі з декількома входами	75

3.7. Особливості вводу електричних параметрів	77
3.8. Макромоделі провідних параметрів комунікатора.....	78
3.9. Підсумки по розділу 3.....	83
ВИСНОВКИ.....	<u>88</u>
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	90

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ

- АЧХ – амплітудно-частотна характеристика
- МОС – монолітна інтегральна схема
- ДВЧ - дуже високі частоти - (30...300) МГц,
- ЕГ – енергогрань
- ЕЗ - електронні засоби
- ЕК – електричне коло
- ЕП – електронний пристрій
- КЕ – композиційний елемент
- ММК - макромодель комунікатора
- ММКЕ – макромодель комунікатора електричної перешкоди
- ММС_{mn} – макромодель електрична (m – входів, n – виходів)
- ММКГ – макромодель комунікаторна провідна
- НВЧ - надвисокі частоти – (3...30) ГГц
- ОВНС –однозначне визначення напруг та струмів
- ПП – площинно паралельні
- СКС – спеціалізована комп’ютерна система
- САПР – система автоматизованого проектування
- СП – сферо паралельні
- УВЧ - ультрависокі частоти – (0,3...3) ГГц
- АС – змінний струм (частотна область)
- ДС – постійний струм
- ФП – функціональний перетворювач

ВСТУП

Розробка спеціалізованих комп'ютерних систем (СКС) та їхніх композиційних елементів (КЕ) містять суттєві недоліки: відсутність системності та спадковості окремих етапів їх проектування. Ці недоліки проявляються в більшій мірі при зростанні тактових частоти та відповідно швидкостях цифрового опрацювання сигналів, що на поточний момент сягає 10^{15} флопсів (операцій за секунду над числами з плаваючою точкою).

Тому **тема** кваліфікаційної роботи: “ Моделі та методи розробки імітаційних схем обліку надвисокочастотних електричних перешкод “ дуже високочастотного – $\{30...300\}$ МГц (ДВЧ), ультрависокочастотного $\{300...3000\}$ МГц (УВЧ) та надвисокочастотного – $\{3...30\}$ ГГц (НВЧ) діапазонів на сьогодні представляється достатньо актуальною.

Метою кваліфікаційної роботи є розробка моделей і методів обліку та віддзеркалення електромагнітних перешкод комунікатора реальної конструкції СКС.

Об'єктом дослідження стали композиційні складові високопродуктивних СКС.

Предмет дослідження - міжкомпонентні з'єднання електронних засобів (ЕЗ) та їх електромагнітна взаємодія.

Розробка СКС в зазначених діапазонах частот нашою хується на необхідність використання як зосереджених, так і розподілених у просторі компонентів. При цьому системних способів суворого обліку електромагнітних впливів комунікаторів [8...15] та неавтономних компонентів не існує. А тому **ціль** роботи складає розробка фізико-математичних моделей ЕЗ, що відрізняються системним аналізом впливу електромагнітних перешкод. Іншими словами дослідження спрямоване на розробку та синтезу таких ланцюгових макромоделей, що дозволили б

використання сучасних систем моделювання ЕЗ з урахуванням внутрішнього та зовнішнього електромагнітного стану.

Враховуючи що такі програмні продукти як MicroCap 9, OrCAD 16, EWB - Maltisin 7, MathLab R2008b - Simulink – не мають відповідних засобів обрахування електромагнітного впливу комунікатора на робочі характеристики, дану роботу можна вважати певним науковим досягненням в сфері проектування та розробки нових більш досконалих моделей СКС та інших ЕЗ. Кінцевою метою проектування є розробка системних методів аналізу швидкодіючої електронної апаратури. Сучасні мікро- та нанотехнології електронних пристроїв (ЕП) не мають достатньо серйозних системних методів, що забезпечували б їх наскрізне проектування від структурно-логічного до конструкторсько-технологічного етапів. Оскільки в такій постановці вирішення масштабної науковотехнічної проблеми в рамках кваліфікаційної роботи неможливо, завдання на проектування обмежується окремими складовими, зокрема розробкою фізикоматематичних моделей комунікаторів та розробкою алгоритмів аналізу його окремих напругозалежних параметрів. При системному підході вирішення проблеми виникає низка філософсько гносеологічних проблем, суть яких пояснюється нижче.

Швидкоплинний біг часу та величезний обсяг інформації на сьогоднішньому етапі розвитку людства вступають в протиріччя. Дійсно величезні обсяги наукових публікацій в паперових та електронних виданнях, в тому числі інтернетвиданнях, майже не залишають шансів на її опрацювання, принаймні однією людиною. Причому тенденції невідповідності психофізичних та інтелектуальних можливостей індивіда до системного відслідковування наукових робіт, навіть в вузькопрофільній науковій галузі посилюються. Неважко спрогнозувати, що наступить час ікс, після якого серйозною науковою роботою займатись в індивідуальному порядку буде неможливо.

До того ж, колективний розум, створює більш глибоку прірву між “науковими одинаками” та “науковими колективами”. Ще більш дивною та вражаючою стає ситуація коли працюючи, практично по одним і тим же напрямам, різні наукові школи не лише не визнають одна одну, а навіть не намагаються порозумітися. Останнє стосується не лише маловідомих академіків та професорів, а й лауреатів Нобелівських премій. В контексті викладеного можна стверджувати, що “конфлікти” між науковими напрямами лежать не в площині квазінаукових підходів однієї із сторін, а в площині браку часу на сумісний детальний аналіз протиріч.

Враховуючи, що за “спинами” Нобелівських лауреатів стоять чималі колективи, можна зробити ще один важливий висновок, що інформаційні тайфуни поглинають не лише окремих аматорів науки, а цілі колективи.

Як бачимо, при продовженні існуючої системи освіти (а саме її, на наш погляд, треба змінювати кардинально) та методів обміну науковою інформацією, людство підстерігає науковий хаос та колапс.

Що до першої тези, то виникають сумніви: “А до чого тут освіта?”. На перший погляд освіта дійсно не причетна до інформаційного хаосу. Але як можна відшукати потрібну інформацію в інформаційному океані ? А відповідь проста! Використайте накопичений багаж знань не на пошуки, а на самостійне її створення в ланцюжку реалізації власної ідеї. Дійсно, якщо ви загубили голку в скірті сіна, то чи не краще припинити пошук, взяти іншу голку та пришити гудзика ? Аналогічно можна вчинити з інформацією, яку Ви бажаєте отримати. Тобто, якщо Вам невідомі якісь наукові факти, чи результати математичного аналізу, спробуйте створити їх самостійно, як винахідник. А саме, проведіть фізичне моделювання, утворіть математичну модель, проаналізуйте отримані результати, порівняйте результати з експериментом. Саме в такий спосіб діяльності мусить орієнтувати освіта майбутніх інженерів, дослідників та науковців.

Інший рецепт, що до подолання кризи, слід шукати в системності наукових досліджень. Інформаційні знання, що накопичуються по певним науковим напрямам, повинні філософськи переосмислюватись з кожним новим відкриттям, з кожним новим науковим фактом, що заслуговує на увагу. Кількість старих фактів та відомостей, що потрапляють в навчально-пізнавальну літературу повинно скорочуватись. Ракурс переосмислення накопичених знань повинен бути спрямований на вживання найбільш узагальнених понять та законів, що не звужують, а розширюють їх в даній сфері. Протиріччя між об'ємом накопичених фактів та скороченням інформаційної частини усувається при застосуванні філософського закону переходу кількості інформації в якісно нову інформацію. Якісна переробка можлива лише за умов системних досліджень явищ на основі аналізу окремих фактів та синтезу їх прояву в рамках узагальнених фізикоматематичних моделей. При цьому слід знаходити перетини одних наукових напрямів з іншими. Об'єкти, що досліджуються, мусять розглядатися різнопланово з позицій теорії складних систем. Дескриптори (тобто фізичні величини, які описують поведінку системи та її стани) мусять бути узагальненими та працювати для якомога більшої кількості окремих елементів складної системи. Якщо маємо справу з різнорідними її елементами, то для опису поведінки складної системи треба віднаходити такі рецептори, що описують складну систему, як єдине ціле, що складається з окремих частин. Складна система може розглядатись як об'єкти, в яких мають місце різні за фізичними проявами явища, але для використання системного аналізу, виявлені зв'язки цих об'єктів, або певні відношення повинні характеризуватись однозначними фізичними величинами для всіх без винятку елементів множини складної системи. Іншими словами відомості про ці елементи мусять бути складені, як мозаїка, в єдину теоретичну узгоджену з введеною аксіоматикою картинку. У випадку взаємозв'язку різнохарактерних (фізичних, хімічних, біологічних, ядерних тощо) складових

об'єктів доцільніше використовувати енергетичні рецептори. Але в багатьох випадках математичне та фізичне моделювання спрощується при виборі інших оптимальних величин, які можуть і не мати фізичного сенсу, а існувати в вигляді математичних, чи напівфізичних абстракцій. Як зразок таких абстракцій в дослідженні часток мікросвіту можуть бути, поняття “струни”, з яких, як вважають сьогодні фізики, складаються кварки.

Переконавшись в плідності системних методів дослідження, перейдемо до обґрунтування застосування цих методів для проектування швидкодіючих функціональних перетворювачів (ФП). До ФП відносять двох, або багатополосні пристрої, під якими розуміють інтегральні мікросхеми, цифрової техніки, окремі компоненти різноманітних систем. До таких систем можна віднести СКС, телекомунікації системи, системи управління технологічними процесами; системи інформаційних технологій; технічні навчальні системи, нейросистеми природного та штучного інтелекту тощо. До складу цих систем належать пристрої, що реалізують сучасні аналітичні методи аналізу речовин, прилади нано, мікро та макро “бачення” всесвіту тощо. Сучасні технології розробки цих ФП ґрунтуються на різноманітних фізичних та хімічних явищах. Деякі з ФП, наприклад, мікропроцесори та мікропроцесорні комплекси, різного роду інтегральні запам'ятовуючі пристрої, контролери, молекулярні та атомарні генератори, лазерні випромінювачі, телевізійні відеокамери, одночасно використовують як фізичні, так і хімічні властивості речовин. Для їх дослідження застосовують наукові теорії з різною аксіоматикою, різними фізичними та математичними моделями. Дійсно, лише ФП аналізу речовин використовують спектрофотометричні, оптико-акустичні, фотоколориметричні, спектроскопічні та лазерні спектроскопічні електрооптичні явища. Якщо ж взяти до уваги, що окрім електрооптичних існують і інші класи аналізаторів, наприклад, іонізаційні, теплові, хроматографічні, то можна уявити спектр

різноманітних теорій та технологій розробки ФП різноманітного призначення.

Аналізуючи технології виготовлення ФП, слід звернути увагу на те, що вона прогресує від механічної обробки твердих речовин, до технологічних ліній хімічних реакцій речовин, що взаємодіють між собою на рівні орбітальних станів електронів, атомів молекул, до технологій мікросвіту ядерних перетворень, що в своєму розвитку залишають взаємодію на рівні хімічних реакції, далеко позаду. З філософської точки зору дивовижним стає факт припинення, розростання до безмежності множини технологій та самих ФП. Це відбувається за рахунок вимог часу до мікромініатюризації та уніфікації функцій перетворення, наприклад, створення мікропроцесорів на базі неорганічного, або органічного біочипа. Якісний стрибок технологічних процесів відбувається за рахунок переходу до нанотехнологій [1, 2], що вже сьогодні дозволяє виготовляти ФП пошаровим напиленням атомів та молекул з заданими властивостями по наперед запрограмованому алгоритму. Координати точок, в яких відбувається напилення мусять носити просторово-часовий характер. А саме, слід задавати не лише геометричні координати, а і час нанесення речовини для можливого обліку, як теплових та хімічних явищ, що можуть мати місце в процесі напилення.

Перефразовуючи відомий вислів, можна стверджувати, що той, хто володіє нанотехнологіями (на рівні виробничих потужностей, а не на рівні науководослідних експериментів), той володіє всесвітом. Безумовно наступний технологічний стрибок пов'язаний з використанням ядерних технологій, використання фізичних проявів слабких та сильних взаємодій в межах ядра. Але, як на наш погляд, певні рівні технологій, мусять відповідати певним рівням психологічного та морального стану суспільства, за для продовження його ж існування. Саме системність вимагає паралельне дослідження сумісності біологічних об'єктів з технологічними принципами, що забезпечують існування людини в злагоді з існуючим середовищем.

Таким чином, з визначення об'єкту дослідження, впливають і методи що закладені в його основі. Зокрема, це системний метод аналізу, що використовує різноманітні фізичні явища, які описують ФП, як складну систему. Для розробки математичних моделей планується використання теорії математичної фізики для розв'язання крайових задач, теорії матриць для опису системної математичної моделі, теорії електромагнітного поля та інтегральних рівнянь для обчислення параметрів комунікатора, теорії системотехніки та структуризації матеріальних об'єктів тощо.

Переконавшись в необхідності використання системних методів аналізу при виконанні кваліфікаційної роботи перейдемо до конкретики.

Робота містить 4 розділи.

В **першому розділі** аналізуються класичні рівняння Кірхгофа на предмет їх правомірного застосування до комунікаторних систем. При цьому використовуються рівняння електродинаміки, які в інтегральній формі перетворюються в рівняння Кірхгофа і з'ясовується межа їх застосування.

В **другому розділі** розглядаються електродинамічні задачі по визначенню магнітних полів складних сферо-циліндричних поверхонь, з метою аналізу магнітних параметрів комунікатора, які можна використовувати в ланцюгових схемах імітації електромагнітного внутрішнього та зовнішнього стану КЕ СКС.

В **розділі 3** виконується імітаційно - комп'ютерний експеримент по моделюванню впливу електричної складової у вигляді залежних джерел електроенергії. Останнє дозволило розробити макромоделі пакетів програм для пакета MicroCap, з метою їх визначення впливу комунікатора на робочі характеристики ЕП.

Таким чином, в кваліфікаційній роботі на відміну від традиційно-класичних підходів серйозну увагу приділено проблемі моделювання впливу внутрішніх електромагнітних перешкод на робочі характеристики ЕЗ. Запропоновані алгоритми якісно відрізняються від своїх алгоритмів-

Шульгін Максим Романович

прототипів принаймні вже тим, що на схемотехнічному рівні проектування можна враховувати морфологічні особливості конструкції комунікаторів швидкодіючих ФП, що дозволяє поліпшити їх якість, точність та надійність, формулювати нові критерії якості на ранніх етапах їх проектування.

1. РОЗРАХУНКОВА МОДЕЛЬ КОМУНІКАТОРА

1.1. Базові закони аналізу параметрів комунікатора

Комунікатор [9,..., 13], як композиційний елемент електричного кола в класичній теорії електричних кіл, [9...13], вважався виключно топологічною структурою, [18]. З точки зору фізичної моделі комунікатор – ідеальний провідник з нульовим опором, що не випромінював електромагнітних хвиль та не перетворює електричну енергію в теплову. Сучасні тенденції до мікромініатюризації та нонатехнологічної уніфікації розробки ЕЗ [1,..., 2], диктують необхідність відмовитися від такої моделі та перейти до електродинамічної моделі його функціонування. Іншими словами слід зробити екскурс в історію де утворилися точки біфуркації шляхів електродинаміки та теорії електричних ланцюгів

Перші теоретичні розробки розрізнених електромагнітних явищ слідували у фарватері експериментальних досліджень і почалися з відкриття законів електротехніки та електромагнітного поля стовпами світової науки:

1. 1827р. - Георг Ом (німецький фізик) автор закону Ома

$$\mathbf{i} = \frac{\mathbf{u}}{\mathbf{r}} \quad (1.2)$$

де \mathbf{i} – струм, що тече через резистор \mathbf{r} внаслідок прикладення до нього напруги \mathbf{u} :

2. 1883р. - Майкл Фарадей (англійський дослідник) автор закону електромагнітної індукції

$$\mathbf{u} = \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.3)$$

де \mathbf{u} – напруга, що виникає на котушці індуктивності осереддя якої пронизує магнітний потік Φ ;

3. 1847р. - Густав Кірхгоф (німецький фізик) автор першого

$$\sum_k \mathbf{i}_k = \mathbf{0}, \quad (1.4)$$

та другого рівняння (законів) Кірхгофа

$$\sum_k \mathbf{u}_k = \mathbf{0}, \quad (1.5)$$

де $\mathbf{i}_k, \mathbf{u}_k$ - відповідно к-і струми вузла; та к-і напруги замкнутого контуру. До складу алгебраїчних сум входять усі струми, що сходяться в будь-якому вузлі та відповідно усі напруги будь-якого контуру;

4. 1873р. - Джеймс Максвелл (професор, Кембріджського університету, англійський вчений, усю сукупність електромагнітних явищ описав чотирма диференційними

$$\mathbf{rot} \vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{j}} + \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t} \quad \mathbf{rot} \vec{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\mathbf{div} \vec{\mathbf{B}} = 0 \quad \mathbf{div} \vec{\mathbf{D}} = \rho \quad (1.7)$$

де, $\vec{\mathbf{B}}$ – вектори напруженості і відповідно індукції магнітного поля, $\vec{\mathbf{E}}, \vec{\mathbf{D}}$ - вектори напруженості і відповідно індукції електричного поля, $\vec{\mathbf{j}}$ – вектор густини струму, ρ - густина заряду та трьома матеріальними рівняннями, [12...14]

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon \vec{\mathbf{E}} \quad , \quad \vec{\mathbf{B}} = \mu \vec{\mathbf{H}} \quad \vec{\mathbf{j}} = \sigma \vec{\mathbf{E}}, \quad (1.8)$$

де ϵ, μ - діелектрична та магнітна проникність речовини; σ - питомий опір речовини. Усі співвідношення справедливі у кожній точці простору в будь-який момент часу, внаслідок чого рівняння отримали назву диференційних рівнянь.

5. 1895р - О.С. Попов (винахідник радіоприймача, але цей винахід не було зареєстровано офіційно. Патент та свідоцтво на винахід отримав італійський вчений Марконі в 1897р.).

6. Слід також зауважити що теоретичні принципи бездротового зв'язку були розроблені в 1901р українським вченим Добровольським, ще до дослідів О.С. Попова. Його роботи IV імперським управлінням Росії вважались абсурдними і всерйоз не сприймалися.

Рівняння (1.8) називають речовинними рівняннями (на жаль в науковій літературі їх називають матеріальним), так як електромагнітні явища середовища характеризуються його параметрами ϵ , μ та σ . В той же час рівняння (1.6), (1.7) дістали назву польових, так як вони описують поле простору в кожній його точці. Для успішного розв'язання задач аналізу ці рівняння доповнюються граничними та початковими умовами. Рівняння (1.2)...(1.5) головним чином описують процеси, що мають місце в електричних кола, тому частіше за все їх називають рівняннями електричних ланцюгів (кіл).

1.2. Дерево комунікатора, як об'єкт електродинаміки

З точки зору теорії електромагнітного поля ЕК представляється як пристрій, до складу якого входять певні провідникові дерева комунікатора, що мають кінцеві геометричні розміри гілок. Дерево на схемі ЕК позначається як еквіпотенціальний «вузол», з нульовими конструктивними розмірами, рис. 1.1.

Фізико-математична модель дерева комунікатора може бути побудована з урахуванням геометричних та інших морфологічних особливостей, які можна описати на основі інтегральних рівнянь Максвелла. Розглянемо можливість застосування аналога першого закону Кірхгофа для замкнутих об'ємів.

Безпосередньо рівняння електродинаміки не містять визначення закону Кірхгофа для струмів. Для того, що б вивести цей закон необхідно опертися на закон неперервності густини струму, який в свою чергу можна отримати формально, - достатньо взяти дивергенцію від першого рівняння Максвелла

(1.6) та врахувати той факт, що дивергенція будь якого ротору дорівнює нулеві [19],..., [22], в результаті чого маємо

$$\operatorname{div}\left(\vec{j} + \frac{\partial(\vec{D})}{\partial t}\right) = 0, \quad \operatorname{div}\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad (1.9)$$

або, враховуючи, що рівність нулю дивергенції будь якого вектора, свідчить про неперервність силових ліній цього вектора

$$\operatorname{div}(\vec{j}_{\text{повн}}) = 0,$$

де $\vec{j}_{\text{повн}}$ - повний струм, що складається зі струму провідності \vec{j} та струму

зсуву $\frac{\partial(\vec{D})}{\partial t}$

$$\vec{j}_{\text{повн}} = \vec{j} + \frac{\partial(\vec{D})}{\partial t} = \vec{j} + \vec{j}_{\text{зс}} \quad (1.10)$$

Зміст виразу (1.7) доцільно розглянути більш детально. Для цього розглянемо в діелектриці певний об'єм v , що обмежується замкнутою поверхнею s , рис. 1.1. Хай в цьому об'ємі знаходиться тіло T , на якому змінюється заряд q . Причини зміну заряду поки не розглядаємо.

визначає струм зсуву через поверхню S з середини до зовні. Швидкість зростання вільного заряду в об'ємі v визначається виразом $dq|dt$. Зростання вільного додатного заряду всередині поверхні S можливо лише за умови переносу додатного заряду ззовні в середину S , або – від'ємних зарядів у зворотному напрямі. Цей перенос може здійснюватись струмом провідності $i_{\text{пр}}$ в провідниках, що перетинають поверхню, або струмом переносу $i_{\text{пер}}$, коли заряди переносяться через поверхню окремими тілами, або зарядженими частками. При внесенні цих зарядів в об'єм величина цих зарядів в об'ємі збільшується,

$$dq|dt > 0$$

додатні заряди поповнюють об'єм. Але при направленні додатного струму зовні, сума ($i_{\text{пр}} + i_{\text{пер}}$) буде від'ємною, так як додатнім напрямом вважається напрям зовнішньої нормалі N . Таким чином,

$$\frac{dq}{dt} = -(i_{\text{пр}} + i_{\text{пер}}),$$

що надає можливість записати рівність (1.10) у вигляді

$$i_{\text{зс}} = -(i_{\text{пр}} + i_{\text{пер}}),$$

або

$$i_{\text{зс}} + i_{\text{пр}} + i_{\text{пер}} = 0. \tag{1.13}$$

1.3. Електродинамічний закон повного струму в застосуванні до дерева.

Таким чином, сума струмів усіх видів – провідності переносу та зсуву крізь будь-яку замкнуту поверхню S дорівнює нулю.

Шульгін Максим Романович

Якщо позначити через $\bar{\delta}$ густину повного струму

$$\bar{\delta} = \bar{j}_{\text{пр}} + \bar{j}_{\text{пер}} + \bar{\delta}_{\text{зс}},$$

а через i – увесь струм через поверхню S , то

$$i = \oint_S \bar{\delta} d\bar{s} = 0, \quad (1.14)$$

що i є загальним принципом неперервності електричного струму, який i виражає перший закон Кірхгофа для струму в електродинамічному обґрунтуванні: повний електричний струм через замкнуту поверхню довільної форми в будь-якому середовищі дорівнює нулеві. Зрозуміло, що з фізичної точки зору цей факт говорить про неможливість нескінченного накопичення, або зникнення заряду в певному об'ємі, що обмежується поверхнею S . Окрім того, слід зауважити, що на відміну від класичного закону Кірхгофа, отриманий результат відноситься до розподілених у просторі структур, що мають певні не нульові геометричні розміри.

Таким чином, для будь якого дерева (вузла) електричного кола, рис. 1.2, згідно (1.13) можна записати, що алгебраїчна сума струмів провідності, струму i_k відтоку i_b та струму зсуву i_z дорівнює нулеві.

$$\sum_{k=1}^n i_k + i_b + i_z = 0, \quad (1.15)$$

обчислення кожного доданку формули (1.14), з електродинамічної точки зору має свою специфіку, яка, перш за все, обумовлюється поверхнями через які обчислюються потоки відповідних векторів густини струму, по-друге, - речовинними параметрами середовища ϵ , σ .

Стосовно поверхонь інтегрування слід зауважити, що для трьох типів струмів поверхня об'єму S , трансформується в її окремо суттєві частини де відповідний вектор густини струму не дорівнює нулю. Зокрема для обчислення струмів провідності поверхня S розсіпається на поверхні перетинів відповідних провідників $S_{пр_к}$

$$\sum_{k=1}^n i_k = \sum_{k=1}^n \int_{S_{пр_к}} \vec{j}_{пр_к} d\vec{s}, \quad (1.16)$$

У випадку обчислення струму відтоку, що утворюється за рахунок наявності в діелектричному середовищі ненульової електричної провідності ізоляції ($\sigma_b \neq 0$) поверхня інтегрування трансформується у бокову поверхню S_b усіх n провідників, що сходяться до вузла, рис. 1.2.

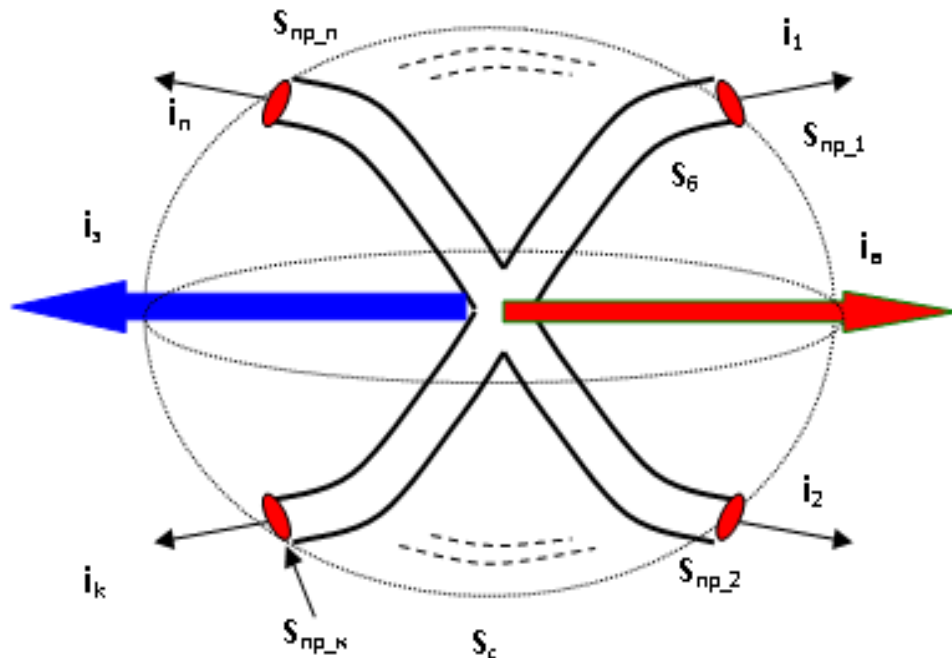


Рис. 1.2 – Дерево комунікатора електричного кола

Доповненням поверхні S_6 до замкнутої поверхні S_6 є множина поверхонь $S_{\text{пр}_k}$, - перетинів проводів, через які струми провідності уже обчислювались за формулою (1.13).

$$\mathbf{i}_B = \int_{S_6} \bar{\mathbf{j}}_B d\bar{\mathbf{s}}, \quad (1.17)$$

Нарешті, при обчисленні струму зсуву, як і в попередньому випадку, замкнута поверхня інтегрування перетворюється на “діряву” бокову поверхню S_6 п провідників.

$$\mathbf{i}_3 = \int_{S_6} \bar{\delta}_3 d\bar{\mathbf{s}} \quad (1.18)$$

Отже згідно (1.18) маємо остаточне формулювання другого закону Кірхгофа: алгебраїчна сума напруг контура до складу якої входять напруги на компонентах, напруги на монтажних провідниках, що утворюють контур та напруга, що утворюється за рахунок магнітного потоку через контур дорівнює нулеві.

Фізичний зміст закону можна трактувати як, можливість виконання ненульової роботи по переміщенню заряду по контуру, якщо останній розташований в вихорному магнітному полі. Причому величина цієї роботи залежить від траєкторії по якій рухається заряд, тобто від форми контура Γ , рис. 1.1.

1.4. Частотний аналіз схеми електричного кола

Таким чином, для аналізу впливу магнітного поля, що породжується комунікатором слід розбити ЕК на незалежні контури та проаналізувати величини магнітних потоків, що їх пронизують. Якщо струм не синусоїдний то, для оцінки впливу окремих спектральних складових слід скористатись

визначенням найкоротшої хвилі, що відповідає найбільшій частоті спектра сигналу.

Спектральні характеристики отримують шляхом подання часових функцій довільної форми в вигляді суми гармонійних коливань. Процедура отримання спектру коливання передбачає використання ряду, або інтегралу Фур'є, що правда, це не єдиний спосіб, наприклад, спектр квазігармонійних модульованих коливань отримують в інший спосіб: використовують елементарні тригонометричні формули. В багатьох випадках частотний опис процесу у порівнянні з часовим спрощує аналіз. Дійсно згідно з символічним методом аналізу (метод комплексних амплітуд) окреме гармонійне коливання представляється комплексною константою, що вже від часу не залежить.

$$x(t) = X \sin(\omega t + \psi) \quad \Leftrightarrow \quad \dot{X} = X e^{j\psi} \quad (1.19)$$

Нагадаємо, що області, в яких як невідомі вводяться напруги між полюсами компонентів (затискачами) \mathbf{u}_{ab} , і струми полюсів \mathbf{i}_a називають областями [10, ..., 12] однозначного визначення напруг та струмів (ОВНС) за умови наявності Т-хвилі в цих областях. Тобто введення однозначних дескрипторів електромагнітного процесу пов'язано з можливістю введення скалярного та векторного потенціалу в потенціальних полях. Середні значення напруженості електричного поля в цих областях визначають напруги дуг та струми полюсів дерев комунікатора [9, 10]

$$\dot{U}_{ab} = j\omega l_{ab} \dot{E}_{cp_l} \quad (1.20)$$

$$\dot{I}_a = j\omega \gamma S \dot{E}_{cp_s} \quad (1.21)$$

Формула (1.20) відповідає напрузі між точками \mathbf{a} , \mathbf{b} по шляху l , а формула (1.21) - струму провідності в проводі через перетину \mathbf{S} , розташування якого по його довжині задається координатою \mathbf{a} .

Зрештою (1.20), (1.21) – це дескриптори, до яких в математичній моделі можуть бути приведені найрізноманітніші електродинамічні явища та процеси ЕЗ [34].

Компоненти на рівні зовнішнього прояву задовольняють класичним рівнянням Кірхгофа

$$\sum_{k=1}^m \dot{\mathbf{i}}_k(t) = \mathbf{0}(\mathbf{I}_n), \quad \sum_{k=1}^m \dot{\mathbf{U}}_k(t) = \mathbf{0}(\mathbf{U}_n), \quad (1.22)$$

де m - кількість полюсів та відповідно дуг компонента. Безумовно з геометричної точки зору при цьому слід керуватися вимогою $\lambda_{ex} \gg l_{xp}$, де λ_{ex} – довжина найкоротшої електромагнітної хвилі, а l_{xp} – найбільший геометричний розмір комунікатора. Процеси, що мають місце в середині компонентів, тобто задаються його внутрішньою матеріальною структурою, мусять задавати функціональну залежність між двома дескрипторами: напругою та струмом:

$$f_k(\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dots, \dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots) = 0(I_{i\dot{a}\dot{o}}, U_{i\dot{a}\dot{o}}) \quad (1.23)$$

Рівняння комунікатора в комплексній формі матимуть вигляд

$$\sum_{\text{дерево}} \dot{\mathbf{i}}_k = -\dot{\mathbf{I}}_n, \quad (1.24)$$

$$\sum_{\text{контур}} \dot{\mathbf{U}}_k = -\dot{\mathbf{U}}_n, \quad (1.25)$$

де

$$\dot{\mathbf{I}}_{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{I}}_{\mathbf{C}} + \dot{\mathbf{I}}_{\mathbf{G}} \quad (1.26)$$

- перешкоди, що утворюються напругами (наведений струм та струм витoku з дерева), які виникають під дією одного і того ж електричного поля, силові лінії якого починають та закінчуються на поточному дереві та базовому дереві, що має нульовий потенціал, а

$$\dot{\mathbf{U}}_{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{U}}_{\mathbf{L}} + \dot{\mathbf{U}}_{\mathbf{R}} \quad (1.27)$$

наведена напруга що, як впливає з (1.18) складається із напруг на опорах монтажних провідників $\mathbf{U}_{\mathbf{R}} = \mathbf{U}_{\mathbf{M}}$ та - наведеної в контурі, або на відрізку провідника напруги $\mathbf{U}_{\mathbf{L}} = \mathbf{U}_{\mathbf{H}}$. Безпосередніми джерелами силових ліній магнітного поля, що створює напругу $\mathbf{U}_{\mathbf{L}}$ є струми дерев, які також створюють і омичне падіння напруг $\mathbf{U}_{\mathbf{R}}$ на відрізках провідників дерев комунікатора. У свою чергу, величини $\mathbf{I}_{\mathbf{C}}$, $\mathbf{I}_{\mathbf{G}}$, $\mathbf{U}_{\mathbf{L}}$, $\mathbf{U}_{\mathbf{R}}$ залежать від конструкції комунікатора та режиму його роботи. Вони визначаються електромагнітним полем комунікатора

$$\dot{\mathbf{I}}_{\mathbf{C}} = -j\omega S_{\sigma} \dot{\mathbf{D}}_{cp_S} = -j\omega \dot{\mathbf{N}}, \quad (1.28)$$

$$\dot{\mathbf{I}}_{\mathbf{G}} = \gamma_{\sigma} S_{\sigma} \dot{\mathbf{E}}_{cp_S} = \mathbf{G} \dot{\mathbf{U}} \quad (1.29)$$

$$\dot{\mathbf{U}}_{\mathbf{L}} = j\omega S_k \dot{\mathbf{B}}_{cp_S} = j\omega \dot{\mathbf{\Phi}}, \quad (1.30)$$

$$\dot{\mathbf{U}}_{\mathbf{R}} = \sum \int_{\mathbf{d}} \dot{\mathbf{E}} \cdot d\mathbf{l} = \mathbf{R} \dot{\mathbf{I}}, \quad (1.31)$$

де S_6 – бічна поверхня провідника-дерева, а S_k – площа, що охоплюється контуром, γ_d – провідність діелектрика, RI – падіння напруги на проводах комунікатора. Слід зауважити, що формули стосуються **замкнутих поверхонь дерев та замкнутих контурів комунікатора.**

Враховуючи (1.27)...(1.31) рівності (1.26)) та (1.27) можна переписати у вигляді

$$\dot{I}_H = -j\omega\dot{N} + \dot{U}G = (-j\omega + \frac{\dot{U}G}{\dot{N}})\dot{N} = (-j\omega + \frac{G}{C})\dot{N} = (G - j\omega C)\dot{N}_C \quad (1.32)$$

де N_C - потік з замкнутої поверхні дерева вектора індукції електричного поля, що припадає на одиницю ємності.

$$\dot{U}_H = \dot{U}_R + j\omega\dot{\Phi} = (\frac{\dot{I}}{\dot{\Phi}}R + j\omega)\dot{\Phi} = (\frac{R}{L} + j\omega)\dot{\Phi} = (R + j\omega L)\dot{\Phi}_L \quad (1.33)$$

де Φ_L – потік вектора магнітної індукції через поверхню замкнутого контура, що приведений до одиниці індуктивності. В формулах коефіцієнти пропорційності між приведеними потоками та лівими частинами називають комплексними параметрами дерева Y та контура Z комунікатора

$$Y = G - jB \quad Z = R + jX, \quad (1.34)$$

де

$$B = \omega C \quad X = \omega L \quad (1.35)$$

Струми електромагнітних перешкод (1.28), (1.29), (1.32), що обчислюються через електричні потоки, як і зрештою струми провідності на через діелектрик проводів комунікатора можна розрахувати електродинамічними методами та подати їх в вигляді лінійних комбінацій напруг дуг полюсів компонентів.

1.5. Напругові параметрами комунікатора.

Введення ОВНС та дескрипторів математичної моделі вимагає встановити взаємний однозначний зв'язок між ними та параметрами комунікатора. Доцільно згадати, що традиційний підхід до розробки математичної моделі диктує оперування з численною кількістю різноманітних фізичних величин, якими оперують розробники електронної апаратури на різних етапах її проектування. Самі етапи, наприклад, логічний, схемотехнічний та конструкторсько-технологічний розробки ЕЗ не мають спільних наскрізних математичних моделей, що заперечує системність моделі. Оскільки предметом розробки в даному проекті є створення саме **системної** моделі, покажемо взаємозв'язок між введеними дескрипторами та тими реальними фізичними величинами, що ховаються за поняттями параметрів комунікатора. Обмежимося параметрами, джерелами яких є струми гілок дерев комунікатора.

Розподіл джерел електромагнітних полів різного характеру на дескрипторні та реальні обумовлено не лише вище викладеною аргументацією, а також і наступною обставиною. Електродинамічна модель ЕК в запропонованому алгоритмі за дескриптори електромагнітних процесів обирає струми полюсів та напруги дуг компонентів, геометричні розміри яких вважаються нульовими, той час як реальні джерела електромагнітних процесів, наприклад, струми та напруги окремих частин комунікатора, не мають аналогів, серед обраних дескрипторів, а лише можуть бути через них обчислені при певних допущеннях. Враховуючи, що саме розподілені у просторі струми та напруги (заряди поверхонь дерев) комунікатора є первинними джерелами електромагнітного поля, ці джерела повинні бути обчислені електродинамічними методами при задаванні "точкових" опосередкованих дескрипторних джерел електромагнітного поля комунікатора.

Іншими словами, обчисленню потоків електричного та магнітного поля, що створюють перешкоди, мусить передувати процедура обчислення реальних джерел цих потоків, за значеннями наперед заданих дескрипторів. Але, якщо виходити з такого формулювання, то задача не може бути розв'язана взагалі, так як саме дескриптори і є розв'язком системної математичної моделі, в якій без знання вказаних вище потоків не можна отримати рішення.

На перший погляд задача не має розв'язку. Тим не менше, це не так ! Розв'язок лежить саме в площині визначення не реальних потоків та струмів, а коефіцієнтів пропорційності між, наприклад, напругою дуги та додатковими струмами перешкод, що утворює дугова напруга в незалежних деревах комунікатора. Оскільки такі струми створюються як струми витoku неідеальних діелектриків омичними провідностями тла в такій же мірі як і струмами зсуву, що утворюються між деревами, розмірності згаданих коефіцієнтів пропорційності також співпадають з розмірностями омичної провідності [Сім] та ємності [Ф], що обумовлюють комплексну провідність Y (1.34), (1.35) , але на цьому їх аналогія і цими величинами, як їх трактують в класичний спосіб, і закінчується.

1.6. Провідні та електричні параметри дерев комунікатора

Струмові потоки між деревами комунікатора, що виникають між провідними доріжками породжуються первинними джерелами, - напругами між струмопровідними частинами комунікатора, до складу яких входять також екрани, з відповідними геометричними формами. Для простоти міркувань, екрани, з незначним питомим розподілом зарядів по їх поверхні можна попередньо вважати такими, що не створюють значних додаткових струмів в силу незначних їх величин. Тож безпосередніми джерелами струмів провідних гілок є напруги між провідниками дерев.

Зрозуміло, що у створенні струму i_k k -го дерева ($k = 1 \dots r+1$) беруть участь напруги дерев, що утворюють різниці потенціалів з k -им деревом комунікатора. Підкреслимо, що саме струми провідності в діелектриці зв'язані з між деревними напругами параметрами які ми називатимемо провідними (від слова провідність). В низькочастотному діапазоні напруги, що створюють струми провідності, та напруги дуг полюсів компонентів, як правило, співпадали по змісту. В високочастотному діапазоні ці величини далеко не одне і теж. Навіть за відсутності розгалужень, напруга вздовж провідника може змінюватись за амплітудою. Саме тому в подальшому будемо користуватись терміном дескрипторних напруг. В той же час напруги між гілками різних дерев є безпосередніми джерелами наведених з дерев додаткових струмів витоку та зсуву. Алгоритми визначення опосередкованих джерел з їх геометричними характеристиками складають предмет задач електродинаміки [9...14], [19...28], детальний аналіз яких може бути предметом розробки САПР комунікатора. Кінцевим результатом розв'язання такої задачі є можливість подання струму провідності лінійною комбінацією напруг дуг усіх компонентів, тобто.

$$i_k = u_1 * g_{k,1} + u_2 * g_{k,2} \dots + u_q * g_{k,q} + \dots + u_M * g_{k,M} \quad q=1 \dots M \quad (1.36)$$

З (1.36) впливає спосіб формулювання електродинамічної задачі для визначення відповідних коефіцієнтів $g_{q,k}$, які і називають параметрами опірності комунікатора.

Таким чином, для визначення параметра $g_{q,k}$ необхідно в рівнянні (1.36) покласти всі струми рівними нулеві, окрім одного m -го, величину якого доцільно прирівняти до одиниці $u_m = 1$. Величина струму провідності, мусить бути знайдена при розв'язанні прямої задачі електродинаміки, співпадатиме з відповідним елементом $g_{k,m}$. Слід зразу ж зауважити, що множина напруг що входять до формули (1.36) не є лінійно незалежною –

частина напруг безумовно мусить бути обрана за незалежну множину, в той час як інша частина лінійно залежних напруг повинна бути замінена лінійно незалежними напругами. В випадку ж небажання скорочувати базис невідомих, слід штучно розбити комунікатор на “зони” дії відповідних напруг. Такі зони можуть бути конкретизовані при розгляді реальної конструкції. Наприклад, при розгляді двополюсного компонента можна до однієї зони віднести увесь комунікатор, а до іншої “нульовий” прості. Безумовно це не єдиний спосіб розподілу зони дії напруги. Але треба пам’ятати, що при будь-якому розподілі зон всі частини комунікатора, на який розповсюджується дія відповідної напруги мусить бути охопленими напругами, що так чи інакше обчислюються через дескрипторні напруги. З іншого боку неприпустимим є і дублювання, або подвійне обчислення потоків внаслідок лінійно залежних струмів. Тому при обліку впливу напруг провідності провідників в обов’язковому порядку треба враховувати лінійну залежність напруг дуг компонента.

Зауваження. У способі визначення параметрів провідності комунікатора можна серед напруг зустріти напругу, реально не інцидентна жодній різниці потенціалів між деревами. У такому випадку її слід подати як лінійну комбінацію напруг між гілками різних дерев.

Електричні потоки, між деревами автономного комунікатора породжуються напругами між деревами, провідники та екрани яких мають певні геометричні форми. В низькочастотному діапазоні напруги гілок комунікатора та напруги дуг компонентів, як правило, співпадають по змісту. В високочастотному діапазоні, як уже зазначалось, ці величини далеко не одне і теж. Тобто не зайвим, ще раз нагадати, що безпосередні джерела електричного потоку є опосередкованими величинами, тобто залежать (а не завжди дорівнюють) дескрипторними напругам. Алгоритми визначення безпосередніх джерел з їх геометричними характеристиками складають предмет задач електродинаміки[9...14], [19...28]. Кінцевим результатом

розв'язання такої задачі є можливість подання електричного потоку q -го дерева (у вигляді лінійної комбінації напруг дуг усіх компонентів, тобто.

$$N_q = u_1 * C_{q,1} + u_2 * C_{q,2} + \dots + u_k * C_{q,k} + \dots + u_M * C_{q,M} \quad q=1 \dots r \quad (1.37)$$

З (1.37) випливає спосіб формулювання електродинамічної задачі для визначення відповідних коефіцієнтів $C_{q,k}$, які і називають електричними параметрами комунікатора.

Таким чином, для визначення параметра $C_{q,k}$ необхідно в рівнянні (1.37) покласти всі напруги рівними нулеві, окрім однієї k -ї, величину якої доцільно прирівняти до одиниці $u_k = 1$. Величина електричного потоку, що мусить бути знайдена при розв'язанні прямої задачі електродинаміки, співпадатиме з відповідним елементом $C_{q,k}$. Слід зразу ж зауважити, що множина напруг, що входять до формули (1.37) не є лінійно незалежною – частина напруг безумовно мусить бути обрана за незалежну множину, в той час як інша частина лінійно залежних повинна бути замінена лінійно незалежними напругами. Така процедура, до речі, стосується не лише рівнянь електродинамічних параметрів, але і всієї сукупності рівнянь в математичній моделі в цілому. В випадку ж небажання скорочувати базис невідомих, слід штучно розбити комунікатор на “зони” дії відповідних напруг. Такі зони можуть бути конкретизовані при розгляді реальної конструкції. Наприклад, при розгляді двополюсного компонента можна до однієї зони віднести увесь комунікатор, а до іншої “нульовий” простір. Безумовно це не єдиний спосіб розподілу зони дії напруг. Але треба пам'ятати, що при будь-якому розподілі зон всі частини комунікатора, на який розповсюджується дія відповідного струму мусять бути охоплені напругами, що задаються дескрипторами. З іншого боку неприпустимим є і дублювання, або подвійне обчислення потоків внаслідок лінійно залежних

напруг. Тому при обліку впливу електричних потоків в обов'язковому порядку треба враховувати лінійну залежність напруг дуг компонентів.

1.7. Висновки за змістом розділу 1

Електродинамічно обґрунтована фізико-математичної модель нанотехнологічних ЕЗ на шляху її практичного застосування наштовхуються на низку невирішених задач, які можливо розв'язати методами електродинаміки, лише за умови їх чіткого формулювання.

В розділі для вирішення цих проблем розглянуті та отримані наступні результати:

- представлена геометрична трактовка аналога I-го закону Кірхгофа;
- конкретизуються електродинамічні параметри напругових джерел, що породжують електромагнітне поле комунікатора: електричні параметри та провідні параметри;
- сформульовані задачі електродинаміки за визначенням зазначених параметрів, як величин, що обчислюються за усередненням по електричним потокам з поверхонь дерев комунікатора та обчислення провідностей діелектричних підстилаючі поверхонь з нерегулярною та регулярною структурою.

2. ЕЛЕКТРИЧНІ ПАРАМЕТРИ ДЕРЕВ КОМУНІКАТОРА

2.1. Канонічні декомпозиційні структури комунікатора

Розбиття ЕК на компоненти та комунікатор обумовило необхідність детального аналізу проявів останнього в різних частотних діапазонах. Прояв дії комунікатора залежить від речовин, з яких виготовляються його окремі частини та форм, що їм надають, за для сполучення компонентів та їх взаємозахисту від електромагнітних перешкод між собою та з навколишнім середовищем .

Найсуттєвішим в характеристиці комунікатора є наявність в ньому великої кількості проводів довільної конфігурації. В діапазонах УВЧ та НВЧ закон розподілення струмів та напруг вздовж проводів заздалегідь невідомий і цими поняттями, як зазначалось в розділі 1, можна користуватись лише в областях ОВНС. Задача по визначенню магнітних та опірних параметрів формулюється в термінах електродинаміки.

Складність задач електродинаміки обумовлена, в першу чергу, неможливістю отримання строгих аналітичних розв'язків внаслідок складних геометричних форм поверхонь розділу речовин з однаковими матеріальними параметрами (1.8). Ефективно задачі по обчисленню параметрів комунікатора можна розв'язувати якісними або числовими методами [8,...,14] та [19,...,32].

Якісні методи передбачають спрощення поверхонь розподілу властивостей речовин середовищ комунікатора, та отримання аналітичних, простих формул, степінь наближення яких до строгих формул можна конкретизувати використовуючи числові методи. Тож при виборі способу обчислення параметрів комунікатора доцільно скористатись методом дезінтеграції складного за своєю структурою комунікатора на прості елементарні частини, як КЕ, що мають канонічні форми: паралельні та

еліпсоїдальні. При цьому розв'язок задач по визначенню потоків магнітного поля паралельних провідників та екранів, можна застосовувати і для еліпсоїдних паралельних поверхонь та провідників на основі застосування принципів аналогії сферопаралельних (СП) та площинно паралельних (ПП) канонічних (координатних) поверхонь розподілу середовищ [9].

2.2. Класифікація моделей комунікатора

Розмаїття конструкцій комунікаторів породжує відповідну кількість його електромагнітних полів, що різняться своєю структурою. Виконуючи їх певну класифікацію, можна з точки зору теорії електродинаміки відокремити три суттєво різних прояви, або режими роботи комунікатора.

- Нульовий режим.
- Режим заданого розподілення струму та напруг вздовж проводів комунікатора.
- Режим пошукового розподілення струму та зарядів.

Нульовий режим має місце у випадку коли струми та напруги (заряди) вздовж проводів не змінюються по амплітуді. Останнє зумовлено тим, що вздовж проводів ми нехтуємо приростом, заряду :

$$\Delta\tau(I) \approx 0, \tag{2.1}$$

В цьому режимі можна враховувати, або нехтувати струмами та напругами, що індукуються в комунікаторі, в порівнянні зі струмами полюсів та напругами дуг компонентів. Нерівності, що задають степінь нехтування, визначається рівнем адекватності розрахункової моделі експериментальному зразку.

Другий та третій режими спостерігаються тоді, коли нехтування індукованими напругами і струмами неможливе. При цьому

електродинамічні параметри (1.36), (1.37) визначаються методами електродинаміки.

Закон розподілення зарядів вздовж проводів диктується електромагнітним полем комунікатора. Тому в загальному випадку для знаходження розподілу струму чи заряду (напруг) необхідно розв'язати досить складну межову задачу електродинаміки, яку до останнього часу не таланило навіть коректно сформулювати. Головні принципи теорії комунікатора в третьому, найбільш узагальнюючому режимі розроблені в [9...11, 14, 28, 29] та застосовані для розрахунку НВЧ друкованих плат, антенних решіток тощо. Разом з тим ці результати в достатній мірі перевантажені неминучою складністю, як платою за більш високий ступінь моделювання електромагнітних процесів електронних кіл. Справа спрощується тим, що далеко не завжди на практиці вимагається такий ідеальний рівень моделювання. В багатьох випадках з достатньо високою ймовірністю можна апріорі задати характер розподілу струму(заряду) вздовж проводів. Класичним прикладом в цьому відношенні є теорія однорідних довгих ліній. Головним чином в цьому розділі буде приділена увага, нульовому режиму, та режимові заданого розподілу зарядів, як джерел заважаю чого електричного поля комунікатора [10].

2.3. Нульовий режим комунікатора

Характер просторового розподілу ПП та СП полів такий, що, потоки на одиницю довжини (вздовж осі z , або радіусу r) можна знайти за допомогою функції потоку, уникаючи операцій обчислення інтегралів, [27], [30]. ПП полем називають поле, що створене зарядами (струмами), які розташовані на паралельних необмежених проводах, напрям яких будемо вважати таким, що співпадає з напрямом вісі z декартової системи координат. На кожній з паралельних поверхонь $z=C$ картина силових ліній поля повторюється. СП поля, подібно до ПП, створюються променевими зарядами (струмами), також

розташованими на променях, конусоподібних поверхонь, що беруть початок в одній точці. Приймаючи цю точку за сферу нульового радіусу $r=0$, маємо для СП поля на кожній із сфер $r=C$ повторення картини силових ліній поля. Для запису наступних формул буде використана думка, яка часто застосовується, що потенціали полів системи тонких проводів (які мають кінцеві розміри (радіуси)) можна приблизно вважати співпадаючими з потенціалами полів ниток (нескінченно тонких проводів з нульовими радіусами), але в виразах для їх просторового визначення не заступати в тіло металевого проводу, вважаючи ці вирази справедливими лише за його межами.

Потенціал ПП електростатичного поля системи $(n+1)$ ниток, що проходять через координати x_k, y_k , дорівнює

$$\varphi(x, y) = \frac{-1}{2\pi\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \tau_k \ln \sqrt{\rho_k^2 + \rho^2 - 2\rho\rho_k \cos(\alpha - \alpha_k)}, \quad (2.2)$$

де

$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{x^2 + y^2}, & \rho_k &= \sqrt{x_k^2 + y_k^2}, \\ \alpha &= \arctg \frac{y}{x}, & \alpha_k &= \arctg \frac{y_k}{x_k}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Розташовуючи дві точки спостереження на поверхні m -го проводу, покладемо

$$\rho = \rho_m \pm a_m \quad \alpha = \alpha_m, \quad (2.4)$$

де a_m – радіус проводу. Після підстановки (2.4) в (2.2) маємо систему з $(n+1)$ -го рівняння

$$\varphi_m(x_m, y_m) = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \tau_k P_{mk}, \quad m = 1, 2, \dots, n+1 \quad (2.5)$$

$$P_{mk} = \frac{-1}{4\pi} \ln[\rho_k^2 + (\rho_m \pm a_m)^2 - 2(\rho_m \pm a_m)\rho_k \cos(\alpha_m - \alpha_k)]. \quad (2.6)$$

Якщо результат обчислень по (2.6) не залежить від того, який знак (плюс чи мінус) залишився в (2.6), то це дозволяє виправдати припущення про співпадіння полів ниток та полів тонких проводів. Формуємо з (2.5) рівняння виду

$$\varphi_m - \varphi_{m+1} = \sum_{k=1}^{n+1} \frac{\tau_k}{\varepsilon} (P_{mk} - P_{m+1,k}) = \sum_{k=1}^n \frac{\tau_k}{\varepsilon} B_{mk}, \quad (2.7)$$

$$B_{m,k} = P_{m,k} - P_{m+1,k} - P_{m,n+1} + P_{m+1,n+1}, \quad (2.8)$$

де врахована рівність нулю сумарного заряду системи. Оскільки потік вектора \vec{D} з поверхні відтинка довжиною l_m дорівнює $l_m \tau_m$, розв'язавши систему рівнянь (2.7) відносно τ_m , матимемо

$$N_m = \tau_m l_m = \varepsilon l_m \sum_{k=1}^n C_{mk} U_k, \quad C_{mk} = \frac{\Delta_{mk}}{\Delta} \quad (2.9)$$

$$[\Delta] = \begin{bmatrix} B_{11} & \cdots & B_{1k} & \cdots & B_{1n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ B_{S1} & \cdots & B_{Sk} & \cdots & B_{Sn} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ B_{n1} & \cdots & B_{nk} & \cdots & B_{nn} \end{bmatrix}$$

де

При розташуванні проводів в одній площині ($y_m = y_k = 0$), або на поверхні кругового циліндру $\rho = R$ отримуємо відповідно для P_{mk} :

$$P_{mk} = \frac{-1}{2\pi} \ln |x_m - x_k + a_m| \quad (2.10)$$

$$P_{mk} = \frac{-1}{4\pi} \ln [R^2 + (R + a_m)^2 - 2R(R + a_m) \cos(\alpha_m - \alpha_k)] \quad (2.11)$$

Приведеними формулами можна користуватись для обчислення потоків і нешироких смужкових провідників, якщо звернутись до графіка [24, рис. 3.9], який дозволяє встановити діаметр круглого проводу, що еквівалентний смужковому провіднику. Наприклад, поле тонкого смужкового проводу шириною $2d$ можна приблизно розглядати як поле круглого проводу радіуса

$$a = d/2 \quad (2.10)$$

Для визначення потоків в системі проводів, що пересікаються корисною виявляється теорія СП полів. Для розгляду СП полів введемо сферичні координати r, θ, α . Координатними поверхнями є: $r=C$ – концентричні сфери, $\theta=C$ – кругові конуси, $\alpha=C$ – напівплощини. Натомість θ будемо розглядати змінну β :

$$\beta = \ln \gamma = \lg \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \lg \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r + z}, \quad (2.11)$$

яка в сукупності з координатами

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (2.12)$$

задає розташування точок в просторі.

СП електричними полям називають поля, потенціали якого не залежать від координати r :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad (2.13)$$

Важливою властивістю СП полів є те, що в введених координатах β , α (2.11), (2.12) потенціал φ задовольняє двох координатному рівнянню Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} = 0, \quad (2.14)$$

Потенціал електричного СП поля записується по аналогії з потенціалом ПП поля [23]. Це означає, що ПП полю системи заряджених ниток відповідає СП поле системи заряджених ниток-променів. Розташування кожної з паралельних гілок задавалось координатами ρ_k та α_k . Задамо розташування кожного з променів координатами

Шульгін Максим Романович

$$\gamma_k = \operatorname{tg} \frac{\theta_k}{2}, \quad \alpha_k = \operatorname{tg} \frac{y_k}{x_k} \quad (2.15)$$

Потенціал СП поля системи ниток-променів тепер запишемо по аналогії з (2.2)

$$\varphi(x, y) = \frac{-1}{2\pi\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \tau_k \ln \sqrt{\gamma_k^2 + \gamma^2 - 2\gamma\gamma_k \cos(\alpha - \alpha_k)} \quad (2.16)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad \alpha = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}. \quad (2.17)$$

За допомогою потенціалів СП полів можна знаходити електричні потоки, не проводячи операцій інтегрування. Розглянемо кільцевий зафарбований сектор 1234, рис. 2.1.

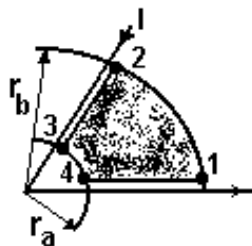


Рис. 2.1 – Визначення магнітного потоку кільцевого сектору

Потік з провідника 1_3 на провідник 4_1 обчислюється у відповідності з (2.9) дорівнює

$$N = (r_b - r_a)(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.19)$$

При визначенні потоку ПП поля використовувався потенціал поля ниток, а межа обчислення потоку обиралась на невеликій відстані від нитки. Ця відстань дорівнювала радіусу проводу. Аналогічна процедура для СП полів складається в виборі граничного променя – на межі сектора, які розташовані недалеко від променя-нитки з струмом. Для визначення значення потенціалу φ на поверхні кінцевого проводу, рис. 2.2, необхідно покласти в (2.15)

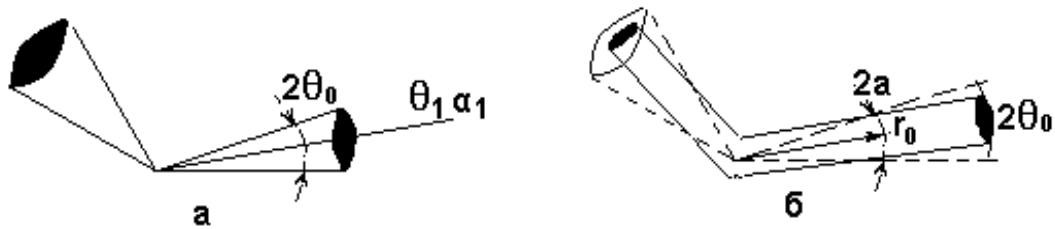


Рис. 2.2 – Заміна конусного проводу–а на циліндричний –б

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_0, \quad \alpha = \alpha_0, \quad (2.20)$$

де

$$\gamma_1 = \operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}, \quad \gamma_0 = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \quad (2.21)$$

Для практики випадок, коли провід складається з двох гострих конусів, рис. 2.2а, менш цікавий, в порівнянні з конструкцією проводів в вигляді тонких зігнутих циліндрів, рис. 2.2б. Потік, що визначений по полю, рис. 2.2а, практично не буде відрізнятися від потоку, що треба знайти, для зігнутих циліндрів, рис. 2.2б, якщо при малих кутах θ_0 виконуються співвідношення

$$\theta_0 \approx \frac{\alpha(r_0)}{r_0}, \quad \gamma_0 = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \approx \frac{\theta_0}{2} \cong \frac{a}{2r_0} = \frac{a}{l}, \quad (2.22)$$

де, для конструкції, рис. 2.2б, довжина циліндричного проводу $l=2r_0$, $a(r_0)$ – радіус конічного проводу на відстані r_0 . Вибір величини r_0 при заданому радіусі циліндричного проводу a пов'язаний з питанням такої заміни циліндра конусом, щоб при знаходженні потоків не мало б місця суттєвих похибок. Формули (2.22) можна використовувати як для розрахунків електричних потоків, так і магнітних. При цьому циліндричний провід, рис. 2.2б, складається з двох ізольованих один від одного половин, до яких і прикладена напруга, що створює СП електричне поле.

Подамо формули для одиничних (на одиницю довжини) потоків полів багато конічних систем проводів. Розташовуючи точки спостереження на кожному з конусів, вважаємо координати цих точок (з рештою координати промінів, що належать боковій поверхні цих конусів) рівними

$$\gamma = \gamma_m \pm \gamma_{0m}, \quad \alpha = \alpha_m, \quad (2.23)$$

Слід також обумовити, що наступні результати не повинні залежати від вибору знака в (2.23).

В відповідності до (2.16) маємо $n+1$ рівняння, що пов'язують між собою потенціали конусів φ_m і потоки вектора електричної індукції з поверхні конуса одиничної довжини:

$$\varphi_m = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \tau_k P_{mk}, \quad m = 1, 2, \dots, n+1, \quad (2.24)$$

$$P_{mk} = \frac{-1}{4\pi} \ln[\gamma_k^2 + (\gamma_m + \gamma_{0m})^2 - 2(\gamma_m + \gamma_{0m})\gamma_k \cos(\alpha_m - \alpha_k)]. \quad (2.25)$$

Формули (2.7)...(2.9) без змін переходять і на СП поля. Отож, електричні потоки \mathbf{N}_m з поверхонь конічних проводів довжини l_m знаходяться по формулам (2.9) з підстановкою до них виразів (2.25). В відповідності з (2.22) потік \mathbf{N}_m з поверхні циліндричного проводу визначається цими ж формулами, якщо в (2.25) підставити

$$\gamma_{0m} = \operatorname{tg} \frac{\theta_{0m}}{2} \approx \frac{\theta_0}{2} \cong \frac{a_m}{2r_{0m}}, \quad (2.26)$$

Практичну зацікавленість являє випадок розташування всіх променів на площині $z=0$. При цьому $\theta_k = \pi/2$ тобто

$$\gamma_k = \gamma_m = \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} = 1, \quad (2.27)$$

і вираз (2.25) спрощується:

$$P_{mk} = \frac{-1}{4\pi} \ln[1 + (1 + \gamma_{0m})^2 - 2(1 + \gamma_{0m}) \cos(\alpha_m - \alpha_k)]. \quad (2.28)$$

Таким чином, електричні потоки, що створюються системою променевих проводів, що мають конусні, або циліндричні форми та різні потенціали на радіусній відстані l_m сектора, визначаються формулами (2.9), де для V_{mk} , P_{mk} справедливими є (2.8), (2.25).

2.3.1. Режим заданого розподілу зарядів комунікатора

ПП та СП Т-хвилі, мають незмінну картину силових ліній на будь-якій частоті, причому їх аналіз виконується за допомогою потенціалів ПП та СП **статичних** полів. Коротко нагадаємо, що серед змінних електромагнітних

полів особливу зацікавленість викликають площинні та сферичні поперечні електромагнітні хвилі (Т-хвилі). Ці хвилі досліджуються за допомогою скалярного та векторного потенціалів

$$\dot{\varphi}(x_1, x_2, x_3) = \dot{G}(x_3)\varphi(x_1, x_2), \quad \dot{\vec{A}}(x_1, x_2, x_3) = \frac{\dot{j}}{\omega}\varphi(x_1, x_2)\frac{d\dot{G}(x_3)}{dx_3} \quad (2.29)$$

де

$$\dot{G} = C_1 e^{-jkx_3} + C_2 e^{jkx_3}, \quad (2.30)$$

x_1, x_2 - ортогональні координати на площині (сфері), а x_3 - нормальна до площин (сфер) координата. Потенціал $\varphi(x_1, x_2)$ є лапласівським потенціалом, тобто не залежить від частоти. Тому на практиці використання Т хвиль досить розповсюджено: по-перше, тракт передачі з Т хвилею є надширокосмужним ($\varphi'_{\omega} = 0$), по-друге, розрахунок потенціалу статичного поля надто простіше розрахунку електродинамічного потенціалу. Свою назву поперечні хвилі отримали тому, що до будь-якої площини (сфери) $x_3=C$ електричні та магнітні силові лінії дотичні, тобто відсутні повздовжні складові напруженностей:

$$E_3=0 \quad H_3=0. \quad (2.31)$$

Площинні Т хвилі направляються паралельними ідеально провідними необмежено довгими провідниками (лініями). Сферичні Т хвилі направляються променевою системою проводів. Доведено, що окрім площинних та сферичних Т хвиль не має більше змінних у часі

електромагнітних полів, що володіють незмінною структурою силових ліній [15].

Із (2.29), (2.2), (2.16) видно, що при Т хвилі заряд розподіляється вздовж проводу по закону

$$\dot{\tau}_k = C_{1k} e^{-jkx_3} + C_{2k} e^{jkx_3} \quad (2.32)$$

де $x_3 = z$ для площинної Т хвилі та $x_3 = r$ для сферичної Т хвилі. Зручніше натомість (2.29) використовувати функцію, в якій фігурують значення густини заряду при значеннях $x_3 = 0$ та $x_3 = l$. Підставивши ці значення в (2.29) та розв'язавши систему відносно C_{1k} , C_{2k} отримуємо

$$\dot{\tau}_k(x_k) = \dot{\tau}_k(0_k) \frac{\sin k(l-x_3)}{\sin kl} + \dot{\tau}_k(l_k) \frac{\sin kx_3}{\sin kl} \quad (2.33)$$

Потік вектора \vec{D} з проводу довжиною l дорівнює

$$\dot{N}_k = q_k = \int_0^l \dot{\tau}_k(x_3) dx_3 = \frac{1}{k} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} [\dot{\tau}_k(0) + \dot{\tau}_k(l)] \quad (2.34)$$

Струм в проводі розподілений по закону

$$\dot{I}_k(x_k) = \dot{I}_k(0_k) \frac{\sin k(l-x_3)}{\sin kl} + \dot{I}_k(l_k) \frac{\sin kx_3}{\sin kl} \quad (2.35)$$

У відповідності з (2.5) на поверхні m -го проводу в його точках $x_3 = 0$ та $x_3 = l$ маємо рівняння

$$\dot{\phi}_m(0) = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \dot{\tau}_k(0) P_{mk}, \quad \dot{\phi}_m(l) = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{k=1}^{n+1} \dot{\tau}_k(l) P_{mk}, \quad (2.36)$$

де для P_{mk} справедливою лишається формула (2.6). З рівнянь (2.36) утворюємо вирази

$$\dot{\phi}_m(0) - \dot{\phi}_{m+1}(0) + \dot{\phi}_m(l) - \dot{\phi}_{m+1}(l) = \dot{U}_m(0) + \dot{U}_m(l),$$

$$\dot{U}_m(0) + \dot{U}_m(l) = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{k=1}^n B_{mk} [\dot{\tau}_k(0) + \dot{\tau}_k(l)], \quad (2.37)$$

де B_{mk} відповідає формулі (2.8). Розв'язуючи (2.34) відносно густин зарядів та враховуючи (2.31) отримуємо для електричних потоків

$$\dot{N}_k = \frac{\varepsilon}{k} \operatorname{tg} \frac{kl_m}{2} \sum_{k=1}^n C_{mk} [\dot{U}_k(0) + \dot{U}_k(l_m)], \quad (2.38)$$

де C_{mk} визначається формулами (2.9). При малих значеннях добутку kl_m можна розглядати випадок низькочастотної Г хвилі та врахувати, що

$$\lim_{kl \rightarrow 0} \frac{1}{k} \operatorname{tg} \frac{kl_m}{2} = \frac{l_m}{2}. \quad (2.39)$$

2.4. Електричні параметри комунікатора стрічкового типу

Аналіз морфологічних характеристик переважної більшості комунікаторів свідчать про їх розподіл на паралельні та сферичні структури. Доцільно отримати аналітичні розрахунки таких типів комунікаторів, в яких розміри струмових доріжок враховуються у явній формі. Як перший крок на

шляху отримання таких результатів розглянемо ПП магнітне поле сукупності паралельних гілок комунікатора, що розташовані на круговій траєкторії та має певного виду струмову симетрію відносно початку координат, рис. 2.3

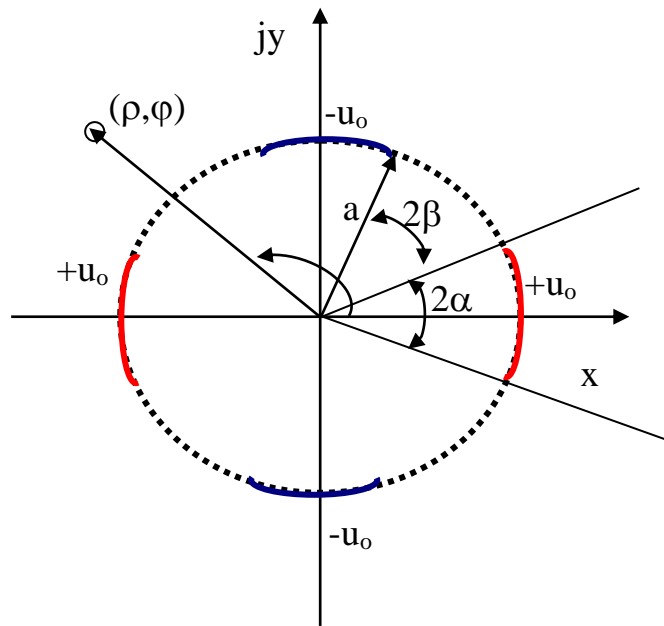


Рис. 2.3 - Сліди струмів на комплексній площині Z :

ρ та φ - полярні координати поточної точки; a - радіус циліндра, 2α - центральний кут (кутова довжина) електрода циліндра; 2β центральний кут (кутова довжина зазору) між електродами; u_0 - потенціали електродів циліндричного комунікаторів: "+" додатний, "-" від'ємний

Такий комунікатор представляє собою діелектричний циліндр, довжина якого набагато перебільшує його діаметру. На боковій поверхні циліндра розташовані достатньо тонкі провідні смужки-електроди. Вони розташовані симетрично відносно його осі. В такому випадку електричне поле, що створюється потенціалами електродів, можна вважати площинно паралельним. Для аналізу такого поля скористаємось комплексним потенціалом

$$\mathbf{w} = \mathbf{u} + \mathbf{jv}, \quad (2.40)$$

де u – функція потенціалу, v – функція потоку напруженості електростатичного поля. В загальному вигляді електростатичний параметр на одиницю довжини перетворювача визначають як

$$C = \frac{\varepsilon^* \varepsilon_0 v}{u}, \quad (2.41)$$

де ε – відносна діелектрична проникність, а ε_0 – електрична постійна.

2.5. Електростатичний параметр в однорідному просторі

Електростатичний параметр за умови відсутності на його боковій поверхні нашарування в вигляді певного шару з іншим значенням діелектричної проникності середовища називають початковим параметром. Значення цього параметру можна знайти на основі відомих геометричних розмірів електродів та їх потенціалів, рис. 2.3

Як відомо, [31...33] потенціал (2.40), що задовольняє рівнянню Лапласа в полярних координатах можна подати в вигляді еліптичного інтеграла першого роду

$$\mathbf{w} = AF \left(2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{z}{a} \right)^{\pm p}, \cos p\alpha \right), \quad (2.42)$$

де A – постійна інтегрування, що знаходиться з граничних умов, а $F(,)$ – аналітична функція

$$p = \frac{\pi}{2(\alpha + \beta)} \quad (2.43)$$

число пар електродів, знак плюс перед яким відповідає потенціалу в середині циліндра,

$$0 \leq \rho \leq a$$

а мінус – зовні

$$\rho \geq a$$

Комплексний потенціал (2.40) для координати поверхні циліндра

$$\rho = a, \quad \varphi = \alpha \quad (2.44)$$

у відповідності з (2.42) набуває вигляду

$$w(a, \alpha) = AK(\cos(p\alpha) + jAK \sin(p\alpha)), \quad (2.45)$$

де $K()$ – повний еліптичний інтеграл відвідного аргументу. Перший доданок дорівнює функція потоку, другий пропорційний струму. Початковий параметр, що обумовлений зовнішнім полем згідно (2.41) визначається як

$$C = \frac{\varepsilon_0 p K(\sin p\alpha)}{K(\cos p\alpha)}, \quad (2.46)$$

електростатичний параметр, що визначається внутрішнім полем в циліндрі

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon p K(\sin p\alpha)}{K(\cos p\alpha)} \quad (2.47)$$

Ємності залежать від геометричних розмірів електродів, числа їх пар та діелектричної проникності. Зауважимо, що при

$$p\alpha \rightarrow 0,5\pi, \quad (2.48)$$

тобто наближенні електродів один до одного електростатичні параметри (2.46) та (2.47) збільшуються до нескінченності, що пояснюється зменшенням відстані між площадками електродів, між якими обчислюється ємність (2.47).

2.6. Параметри шарового-циліндричного середовища

Визначимо електростатичні параметри комунікатора за умови нашарування. При утворенні прошарків певних речовин з іншою відносною діелектричною проникністю ϵ_1 , рис. 2.4, на зовнішній поверхні циліндра змінюється і його зовнішні параметри.

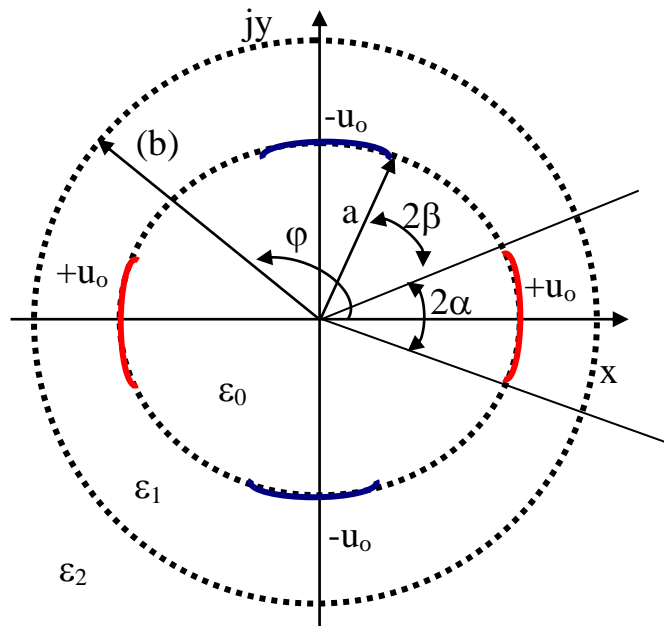


Рис. 2.4 – Сліди електродів за наявності прошарків:
 a – радіус циліндра; b – зовнішній радіус прошарку.

В загальному вигляді рішення для цього випадку для областей 1 та 2 подаються рядами в комплексній формі

$$w_1 = 2A \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n \left(\frac{a}{z} \right)^{mp} + B_n \left(\frac{z}{a} \right)^{mp} \right) \quad (2.49)$$

$$w_2 = 2A \sum_{n=0}^{\infty} C_n \left(\frac{a}{z} \right)^{mp}, \quad (2.50)$$

де $m = 2n + 1$.

Як і у випадку визначення початкового параметра (2.44), на межі

$$\rho = a, \quad \varphi = \alpha$$

з (2.42) отримуємо комплексний потенціал для першого середовища

$$w_1(a, \alpha) = 2A \sum_{n=0}^{\infty} \left((A_n + B_n) \cos mp\alpha - j(A_n - B_n) \sin mp\alpha \right), \quad (2.51)$$

звідкіля для параметра першого середовища

$$C = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_p 2 \sum_{n=0}^{\infty} (A_n - B_n) \sin mp\alpha}{2 \sum_{n=0}^{\infty} ((A_n + B_n) \cos mp\alpha)} \quad (2.52)$$

Користуючись граничними умовами для потенціалів знайдемо коефіцієнти A_n та B_n . Для цього комплексний потенціал (2.42) подамо у вигляді ряду [1, формула (9)], та знайдемо з нього дійсну частину, як функції потоку на поверхні $\rho = a$

$$u_1 = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n(\cos 2p\alpha) \cos mp\varphi}{m} \quad (2.53)$$

З (2.49) та (2.50) маємо

$$u_1 = 2A \sum_{n=0}^{\infty} (A_n + B_n) \cos mp\varphi, \quad (2.54)$$

Граничні умови для $\rho = b$ мають вигляд

$$u_1(b, \varphi) = u_2(b, \varphi) \quad (2.55)$$

$$\varepsilon_1 v_1(b, \varphi) = \varepsilon_2 v_2(b, \varphi), \quad (2.56)$$

де ε_2 для нашого випадку дорівнює одиниці.

Рівняння (2.55) відповідає безперервності потенціалів на межі, а (2.56) – відсутності вільних зарядів на цій же поверхні.

Рівняння (2.49), (2.50), (2.55), (2.56) дозволяють сформулювати систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно невідомих коефіцієнтів

$$\frac{P_n(\cos 2p\alpha)}{m} = A_n + B_n \quad (2.57)$$

$$C_n \left(\frac{a}{b}\right)^{mp} = A_n \left(\frac{a}{b}\right)^{mp} + B_n \left(\frac{b}{a}\right)^{mp} \quad (2.58)$$

$$\varepsilon_2 C_n \left(\frac{a}{b}\right)^{mp} = \varepsilon_1 A_n \left(\frac{a}{b}\right)^{mp} - \varepsilon_1 B_n \left(\frac{b}{a}\right)^{mp} \quad (2.59)$$

Розв'язуючи систему рівнянь (3.85...3.87), отримуємо вирази

$$A_n - B_n = \frac{P_n(\cos 2p\alpha)(1 - \lambda d^{2mp})}{m(1 + \lambda d^{2mp})}, \quad (2.60)$$

де

$$d = \frac{a}{b}; \quad \lambda = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \quad (2.61)$$

Порівнюючи (2.45) та (2.53), знаходимо, що знаменник виразу (2.52) дорівнює $K(\cos p\alpha)$

Підставляючи отримані результати в формулу (2.52) для параметра комунікатора при наявності збурюючого шару отримаємо підсумковий результат

$$C = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_1 p}{K(\cos p\alpha)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-)^n P_n(\cos 2p\alpha)(1 - \lambda d^{2mp})}{m(1 + \lambda d^{2mp})} \quad (2.62)$$

Таким чином, отримана аналітична форма обчислення параметрів симетричного відносно осі комунікатора циліндричної форми в шаровому середовищі, з різними значеннями діелектричної проникності.

2.7. Результати розділу 2

Основні результати дослідження представляють собою застосування відомих теоретичних положень теорії електромагнітного поля до розробки алгоритмів аналізу провідних та електричних параметрів комунікатора.

- Визначені аксіоматичні засади розробки алгоритмів обліку електромагнітних перешкод, джерелом яких є напруги дерев комунікатора підсилювача.
- Приведені аналітичні вирази для обрахування первинних параметрів реального комунікатора підсилювача.
- Встановлено взаємозв'язок між тими параметрами комунікатора, що визначаються напругами та дескрипторами математичної моделі.
- Знайдені алгоритми обчислення електричних потоків та провідних параметрів діелектриків на різних рівнях ідеалізації комунікатора.
- Отримана аналітична форма обчислення параметрів симетричного відносно осі комунікатора циліндричної форми в шаровому середовищі, з різними значеннями діелектричної проникності.

3. МАКРОМОДЕЛІ ПРОВІДНИХ ТА ЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕШКОД В СЕРЕДОВИЩІ MICROCAP

3.1. Електричні параметри комунікатора

Модель ЕЗ, в якій можна алгоритмічно оцінювати електромагнітний вплив його конструкції, потребує її декомпозиції на КЕ. Результатом декомпозиції мусить стати представлення ЕК в вигляді множини компонентів та множини дерев комунікатора, [14]. Принципи обчислення параметрів останнього представлені в попередньому в розділі 2, де розроблені аналітичні процедури по визначенню магнітних потоків та опорів провідних частин комунікатора. Іншими словами, виконана підготовча робота по проведенню системного аналізу характеристик ЕК.

В електродинамічно обґрунтованій схемотехнічній моделі ЕК визначено, що матриці електродинамічних напругових параметрів комунікатора встановлюють взаємооднозначну відповідність між напругами дуг компонентів та електричними потоками комунікатора

$$[N]=[C][U], \quad (3.1)$$

Дійсно, кожний рядок матричного рівняння (3.1), можна подати в вигляді лінійних комбінацій відповідно струмів полюсів та напруг дуг компонентів (3.19), (3.23)

$$I_{HS} = \sum_{k=1}^M Y_{b_{sk}} \dot{U}_k, \quad (3.2)$$

де окремий коефіцієнт $Y_{bs,k}$ в випадку синусоїдних струмів та напруг обчислюється як

$$\mathbf{Y}_{bs,k} = -j\omega \mathbf{C}_{s,k}. \quad (3.3)$$

Сформована з параметрів $\mathbf{C}_{s,k}$ матриця

$$[\mathbf{C}] = \begin{bmatrix} C_{11} & \dots & C_{1k} & \dots & C_{1M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{S1} & \dots & C_{Sk} & \dots & C_{SM} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{r1} & \dots & C_{rk} & \dots & C_{rM} \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

\mathbf{C} є матрицею, що входить в рівняння (3.1). Чисто формально, матриця (3.4) має розмірності фаради, але їх не можна ототожнювати з ємностями між деревами навіть в окремому випадку, коли вони не залежать від частоти. Дійсно в відповідності з (3.1) $[\mathbf{C}]$ – коефіцієнти пропорційності між потоками “всередині” комунікатора, з одного боку, та, відповідно, - напругами по за “межами” комунікатора. В той же час, згідно визначення, ємність між провідниками є коефіцієнтом пропорційності між електричним потоком з одного проводу на інший і напругою між цими проводами за умови, що ця напруга між будь якою парою точок різних проводів однакова. Оцінюючи величину потоку за допомогою ємності, ми в дотичний спосіб вводимо поняття про однаковість напруг між будь якою парою точок двох проводів комунікатора. Для ВВЧ та НВЧ діапазонів це припущення не відповідає дійсності. Дійсно, по різним шляхам, що знаходяться по за межами області ОВНС напруги навіть для однієї і тієї ж пари точок будуть різними.

Вище наведені відомості дозволяють встановити спосіб формулювання електродинамічної задачі для визначення відповідних коефіцієнтів матриці (3.4). Зокрема, розглядаючи q -й рядок матричних рівнянь (3.4) можна записати, що

$$N_q = U_1 * C_{q,1} + U_2 * C_{q,2} \dots + U_k * C_{q,k} + \dots + U_M * C_{q,M} \quad (3.5)$$

Таким чином, для визначення елемента $C_{q,k}$ матриці (3.4) необхідно в рівнянні (3.5) покласти всі напруги рівними нулеві, окрім однієї k -ї, величину якої доцільно прирівняти до одиниці $U_k = 1$. Величина електростатичного потоку, що мусить бути найдена при розв'язанні прямої задачі електродинаміки, співпадатиме з відповідним елементом $C_{q,k}$. Слід зразу ж зауважити, що множина напруг, що входять до формул (3.5) не є лінійно незалежною – частина напруг, безумовно, мусить бути обрана як незалежна множина, в той час як іншу частину лінійно залежних напруг необхідно замінити лінійно незалежними напругами. Наприклад, використання невизначених матриць компонентних рівнянь, дозволяє зразу ж зменшити кількість невідомих напруг на величину кількості компонент p . Така процедура, до речі, стосується не лише рівнянь електродинамічних параметрів, але і всієї сукупності рівнянь в математичній моделі в цілому. В випадку ж небажання скорочувати базис невідомих, слід штучно розбити комунікатор на “зони” дії відповідних напруг. Такі зони можуть бути конкретизовані при розгляді реальної конструкції. Наприклад, при розгляді двопольсного компонента можна до однієї зони віднести увесь комунікатор, а до іншої “нульовий” простір. Безумовно це не єдиний спосіб розподілу зони дії напруг. Але треба пам'ятати, що при будь-якому розподілі зон всі частини комунікатора, на який розповсюджується дія відповідної напруги, мусять бути охоплені напругами, джерело яких є напруги полюсів компоненту (дескриптори), з іншого боку неприпустимим є і дублювання, або подвійне обчислення потоків внаслідок лінійно залежних напруг. Тому при обліку впливу електричних потоків в обов'язковому порядку треба враховувати лінійну залежність напруг компонента.

На перший погляд може здаватися, що від “зайвої позначки” напруги компонента треба було б відмовитись ще на початку створення моделі. Але

такий підхід, доречний при опису компонентів, виявляється недоречним при формулюванні та розв'язку трьох головних послідовних задач конструкторсько-технологічного етапу проектування:

- розміщення компонентів на платі, або в об'ємі певної структури, що задається умовами експлуатації, (наприклад, форма мікросхеми, або – тканої гнучкої плати, що приймає довільні просторові форми тощо);
- компоновання компонентів в оптимальний спосіб, за для виконання інших технічних вимог: тепловий режим; швидкість обробки інформації, яка, в свою чергу, залежить від часу затримки сигналів, що передаються між окремими компонентами, та швидкістю обробки цих сигналів самими компонентами, електромагнітна сумісність, як внутрішня, так і зовнішня;
- трасування (прокладка) друкованих, або об'ємних провідників, що поєднують полюси компонентів у відповідності до результатів схемотехнічного проектування.

При виконанні цих конструкторсько-технологічних задач оперують, як правило, повним списком полюсів компонентів саме тому, що кожний окремий полюс, як геометричний об'єкт, принципово не може ототожнюватись з будь яким іншим полюсом, навіть в двополюсному компоненті.

Окрім того, проблема часткового обліку електричних потоків комунікатора, також вимагає чіткого розрізнення полюсів компонентів, кожний з яких за межами компонента пов'язаний з провідниками, які відрізняються один від одного просторово геометричними координатами.

Розглянемо найголовніший аргумент. До нещодавно не лише задачі різних етапів (структурно-логічний, схемотехнічний та конструкторсько-технологічний), а навіть одного і того ж етапу проектування ЕК розглядались в відриві одна від одної. Вони мали різну понятійну термінологію та семіотику, яка, як правило, не зістикувувалась на “межових поверхнях”,

тобто існувало певне нерозуміння фахівців, що репрезентували окремі напрями. Наприклад, чого варті, навіть на сьогоднішній день, способи моделювання найелементарніших напівпровідникових компонентів (діодів, транзисторів), в вигляді малозрозумілих до пів сотні параметрів з одного боку і з іншого боку розробника тобто користувача цією мертво народженою “науковою” продукцією, яка постачається фізиками-теоретиками твердого тіла. Для користувача потрібно лише подати модель транзистора, чи діоду в вигляді компонентних рівнянь, що в математичній формі встановлюють взаємозв’язок між струмами полюсів та напругами дуг компонентів в матричній, або алгебраїчній формі для робочих діапазонів: спектра частот (часовий інтервал) та струмів (чи напруг). “Параметрична казуїстика” на шталт: життя основних, чи не основних носіїв заряду, чи “тунельне” затуманення свідомості не повинно бути предметом дослідження користувача. Такі речі не допомагають, а лише заважають виконанню головної мети – створення електронної апаратури обробки інформації за заданим алгоритмом. Безумовно, для розробників напівпровідникових приладів тонкощі прояву фізичних процесів в край необхідний предмет дослідження, саме ці тонкощі мусять ними ж бути відтворені в компонентних рівняннях. Знову ж таки “місцем зустрічі” (точки дотику) фахівців різних галузей мусять стати **струми та напруги полюсів компонентів, а не моделі фізичних процесів, що мають місце в середині компонента.**

До того ж з метою розробки системних методів проектування електронної апаратури, рівень розвитку яких відстає від рівня обчислювальних потужностей сучасної комп’ютерної техніки, слід розробляти такі моделі які, виконуючи наскрізне проектування, користувались би уніфікованим понятійним апаратом.

Підсумовуючи попереднє, можна зробити висновок, про філософську наукову плідність ідеї використання повного списку струмів і напруг усіх полюсів компонентів, як базису невідомих величин незважаючи на те, що на

деяких окремих етапах проектування такий підхід носить інформаційну збитковість.

Поряд з великою кількістю різноманітних способів розв'язання задач електродинаміки по визначенню електричних потоків $[N]$ по заданим напругам дуг $[U]$ компонентів (місця початку полюсів комунікатора) найбільш плідним способом виявився спосіб, що заснований на аналогії СП та ПП полів. Для переважної більшості варіантів конструкцій, частот, рівнів напруженості полів комунікатора можна приблизно знайти потоки, апроксимуючи їх потоками ПП та СП полів, або потоками площинних, та сферичних поперечних хвиль (Т-хвиль). Аналіз задач комунікатора за допомогою теорії цих полів [15 – 17, 22, 23] дозволяє скласти алгоритми, що поєднують в собі достатню універсальність з аналітичним (а не числовим) отриманням результатів за допомогою елементарних операцій, навіть без інтегрування, за для обчислення потоків через задані поверхні.

Розглянемо фрагмент друкованої плати, що ілюструє запропоновану структуру, рис. 3.1, де виділені максимальні заважаючі напруги та мінімальні струми дерев, як джерела та спотворювальні частини комунікатора.

Оскільки ж йдеться про електричні потоки, дуги з мінімізованими напругами при обрахуванні електричних потоків можна замінити короткозамкнутими точковими елементами комунікатора. На спрощеній схемі комунікатора, рис. 3.1, зображені компоненти: червоний колір K_2 , K_3 – ті що генерують перешкоди; синій $-K_3$ –компонент, що попадає під вплив електромагнітних перешкод. Точками a, b, c, d, e, f, g позначене дерево D_6 , тобто “земля”. Така геометрична структура дозволяє виділити області утворення СП та ПП електричних полів, окремими частинами комунікатора, на який він розбивається згідно принципу декомпозиції.

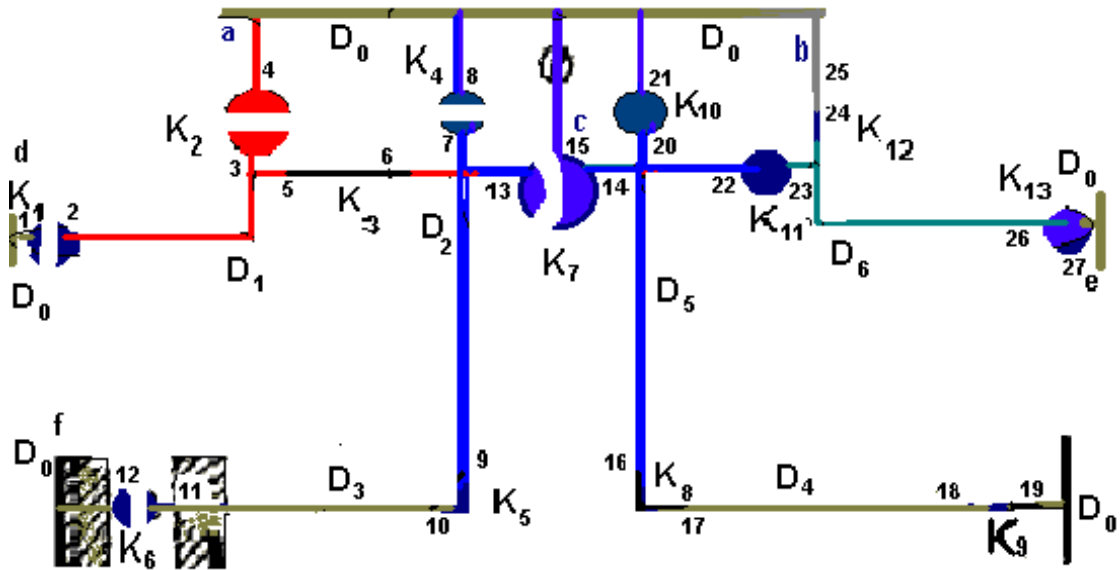


Рис. 3.1 – Схема комунікатора для обчислення електричного потоку:
коefficient $c_{1,3}$

Для обчислення одного з потоків, наприклад, потоку q , слід обчислити емнісні coefficientи $c_{q,k}$. Алгоритм їх обчислення диктується безпосередньо структурою формул розділу 2. При цьому об'єм обчислювальних однотипних процедур залишається достатньо значним.

Визначенню електричних параметрів відповідає розв'язок 24-х задач електродинаміки. Задача обчислення потоку між частиною комунікатора з одиничним та нульовим потенціалами згідно принципу декомпозиції “розсипається” на $p_S \cdot p_R$ задач, результати обчислення потоків яких можна подати в вигляді (3.6).

$$c_{1,3} = \sum_{i=1}^{p_S} \sum_{j=1}^{p_R} \xi_{i,j} \quad (3.6)$$

де потужність множини p_S джерельних рядків, p_R споживчих.

Кожна з задач по обчисленню $\xi_{i,j}$ вимагає задавання координат тих часток комунікатора, що їх прив'язують до відповідних полюсів множини R та S .

Щоб уникнути зайвих позначок, при задані координат, будемо користуватись загальними правилами, що ілюструє рис. 3.2

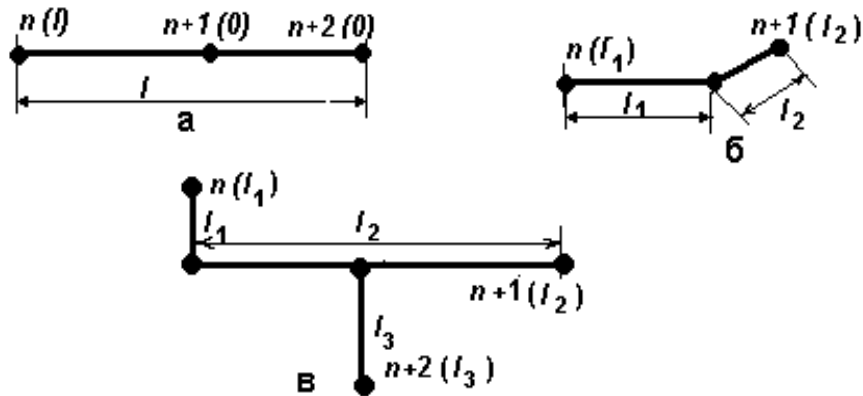


Рис. 3.2 – Способи розбиття (ініціалізації) проводів полюсам:

а – віднесення всього проводу до одного (n) полюса; б- розбиття проводу на частини в точці зламу; в – розбиття в точках зламу та дотику

Ці правила стосуються закріпленню частин комунікатора за певними полюсами в випадку віднесення всього проводу до одного, в даному випадку n -го, рис. 3.2а, полюса; розбиття проводу на частини в точці зламу та рознесення цих частин (прямих проводів) до різних полюсів, (l_1 до полюсу n , а l_2 до полюсу $n+1$), рис. 3.2б, і розбиття в точках зламу та дотику і рознесення прямих проводів також до різних полюсів, зокрема, l_1 до полюсу n , l_2 до полюсу $n+1$, а , l_3 до полюсу $n+2$, рис. 3.2в. Сутність цих правил полягає у наступному:

- ◆ Усі проводи комунікатора апроксимуються кусочно-ламаними прямими лініями.
- ◆ Кожна пряма лінія, повністю відноситься лише до одного полюса, рис. 3.2а.
- ◆ Точки зламу (або) дотику проводів є точками, що ділять окремі прямі між різними полюсами, рис. 3.2б,в.

◆ У випадку, коли між полюсами n та $n+1$ прокладений лише один прямий провід, то його повністю відносять до n -го полюса (тобто з меншим номером), а $(n+1)$ -ому полюсу приписують провід з нульовою довжиною.

◆ В випадку приєднання проводу до екрану, останній можна подати в вигляді конуса з розкритом в 180 градусів, тобто в вигляді площини, аналогічне зауваження стосується і ситуації, при якій провід паралельний площині екрана. В останньому випадку екран можна подати, як циліндр нескінченного радіусу. Безумовно для обчислення потоків в системі екран-провідник можна з успіхом застосовувати і метод дзеркальних відображень. [33].

◆ Інцидентність проводу до полюса будемо вести в порядку зростання номеру полюса.

◆ Одна і та ж частина прямого проводу не може бути одночасно інцидентною двом полюсам.

Зробимо ще одне загальне застереження, яке дещо звужує точність обчислення потоку, але надає можливість врахувати найсуттєвіші та знехтувати незначними потоками між сусідніми частинами проводів комунікатора. Суть застереження у нехтуванні крайовими потоками, проводів, які мають різну довжину, але на протязі деякої відстані створюють ПП або СП поля, рис. 3.3а.

Окрім того, відмовимось взагалі враховувати потоки між тими проводами, які не мають спільних координат вздовж напрямку розповсюдження хвилі, тобто z – для ПП поля, або r – для СП поля, рис. 3.3б, навіть в випадку повороту одного з проводів навколо своєї точки симетрії. Нарешті є сенс не розглядати потоки між проводами, що розташовані на достатній відстані один від одного незважаючи на взаємне розташування, за величину такої відстані можна прийняти відстань між геометричними центрами проводів.

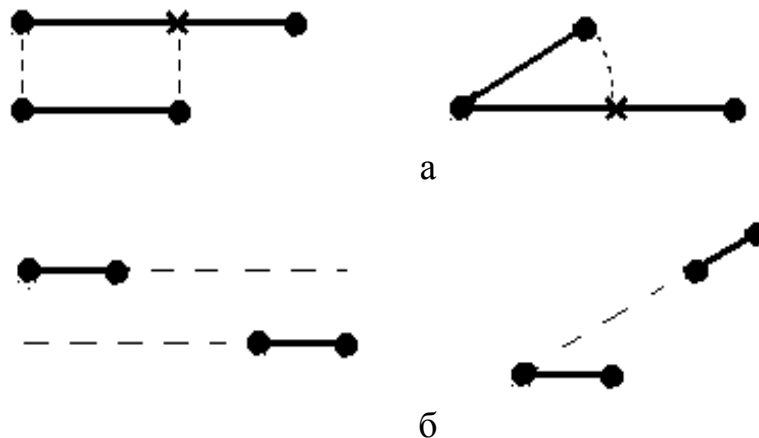


Рис. 3.3 – Обрахування лише тих потоків, що обмежені пунктиром при крайовому ефекті –а; та повному нехтуванні при відсутності спільних повздовжніх координат z чи r – б.

Визначимо коефіцієнта $c_{1,3}$. Для визначення коефіцієнта $c_{1,3}$ необхідно обчислити усі члени ряду (3.6). Почнемо з $\xi_{2,1}$, що відповідає потоку між провідником полюса 2 та екраном. Скористаємось формулами для обчислення ПП поля двох проводів (2.1)...(2.9). Для цього з урахуванням масштабу 1: 2 виміряємо довжину провідника полюса 2 від точками K_1 до точки зламу D_1 , рис. 3.1, $l=2$ см. Також необхідно знати усереднену ширину друкованої доріжки, $a_2=0,5$ см, та товщу друкованої плати від проводу до екрану $x_1=0.5$ см, який як відомо, можна змодельовати віддзеркаленим провідником, що розташований нижче екрану на відстані $x_2 = -0.5$ см. Переважна більшість мікро-задач декомпозиційної моделі вкладається в схему обчислення потоку між двома прямими проводами з однаковими та різними діаметрами, рис. 3.2, рис. 3.3.

Підсумок по підрозділу 3.1– побудова алгоритмів та розрахунок матриць електричних параметрів комунікатора на основі аналогії ПП та СП електромагнітних полів.

3.2. Провідні параметри комунікатора

Провідні параметри комунікатора можна отримати за використаною вище процедурою. Дійсно для визначення, наприклад, параметра $G_{k,m}$, де k індекс струму, що додатково утворюється за рахунок наявності напруги m -го дерева. Джерело цього струму мусить бути підключено між деревами “ k ” та “ m ”, між якими утворюється струм внаслідок недосконалості діелектричних властивостей середовища. При переході до скороченого базису дескрипторів струми витоку можуть обчислюватись і по відношенню до одного, тобто базового дерева (D_0), потенціал якого покладають рівним нулю.

Покладаючи в рівнянні (1.36) напруги усіх дуг рівними нулю, а напругу m -ї дуги одиниці находимо

$$G_{k,m} = \frac{i_k}{u_m} = \frac{i_k}{1} = i_k \quad (3.7)$$

Нульова напруга полюса означає фактичне КЗ на місті відповідної дуги компонента. Саме тому внесок в значення струму i_k від напруг інших полюсів дорівнює нулю, тобто

$$G_{k,m} = \begin{cases} i_k & k = m \\ 0 & k \neq m \end{cases} \quad (3.8)$$

Як і раніше, виникає питання: “В яких місцях комунікатора визначати ці параметри?”. Опускаючи детальне обґрунтування відповіді можна наголосити, що перш за все слід враховувати ті залежні джерела провідностей, які входять до складу дерев з мінімальним значенням струму. Наприклад вважатимемо, що необхідно обрахувати струми витоку, що утворюється деревами інцидентними до дуг компонентів K_2 , K_3 , рис. 3.1, та

порівняти їх з найменшими струми компонентів $K_{13}(I(R4))$ та $K_7(I(L7) + I(L8) + I(C10))$ – тобто струм навантажувача та струму бази, що зрештою для схеми зі спільною базою цілком природно.

Для обчислення цього параметру з електродинамічної точки зору слід розв'язати задачу на визначення поля струмів в провідниковому середовищі при задаванні напруг, як джерела на певних поверхнях недосконалих (тобто таких, що мають ненульову провідність) діелектричних розмежовувачів. Суворе визначення таких потоків струму спряжене з розв'язанням крайових задач [15,...,33]. Але простіше таку задачу розв'язати знаючи питому провідність (втрати) в заданому типі діелектрика та його геометричні характеристики.

Зокрема відомо [33, стр. 648], що провідність ізоляції одиниці довжини двох провідної лінії

$$\mathbf{g}_0 = \mathbf{g}' + n\mathbf{f} \quad (3.9)$$

де \mathbf{g}' – провідність ізоляції на постійному струмі, \mathbf{n} – коефіцієнт діелектричних втрат в ізоляторі, \mathbf{f} частота в [Гц]. Для сухої погоди зазначні величини

$$\mathbf{g}' = 0,01 \times 10^{-6} \left[\frac{\text{См}}{\text{км}} \right], \quad \mathbf{n} = 0,05 \times 10^{-9}, \quad (3.10)$$

а для вологої - збільшуються приблизно на порядок.

Враховуючи загальну довжину провідників дерев, як

$$l \approx 5 \text{ см} = 0.05 \text{ м}$$

між якими виникає струм витоку, знаходимо провідний параметр діелектрика комунікатора підсилювача на заданій частоті сигналу 1,5 ГГц

$$G = g_0 \times l = (g' + nf) \times l = (0,01 \times 10^{-6} + 0,05 \times 10^{-9} \times 1,5 \times 10^9) 5 \times 10^{-5} = 3,75 \times 10^{-6} \quad (3.11)$$

Таким чином, можна обчислювати і інші провідні параметри, але як свідчить цей аналіз їх величина у порівнянні з зосередженими КЕ надзвичайно мала, тобто слід очікувати що їх вплив на характеристики підсилювача буде мінімальним. Числова оцінка може бути дана після розробки макромоделей впливу цього параметра в середовищі MicroCap.

Висновок. В підрозділі 3.2 розглянуті алгоритми обчислення провідних параметрів комунікатора підсилювача та обчислений один з цих параметрів, який апріорі можна вважати найнебезпечнішим.

3.3. Macro-модель електричної перешкоди в MicroCap

Макромодель комунікатора (ММК), що імітує електричні потоки, мусить віддзеркалювати однозначну відповідність між потоками дерев комунікатора та напругами дуг полюсів, що опосередковано створюють ці потоки. Сформулюємо вимоги до цієї Macro-моделі.

Сукупність рівностей (1.36) з урахуванням (1.37) можна записати в вигляді матричного рівняння, що встановлює взаємозв'язок між наведеними напругами та струмами зсуву з дерев комунікатора

$$[I_H]_{r,1} = [Y_d]_{r,m} [U]_{m,1} \quad (3.12)$$

де

$$Y_{s,k} = -j\omega C_{s,k}, \quad (3.13)$$

а $C_{s,k}$ - коефіцієнти лінійної комбінації напруг полюсів, які в повному складі створюють електричні потоки з дерев комунікатора (3.28)

$$N_q = U_1 * C_{q,1} + U_2 * C_{q,2} + \dots + U_k * C_{q,k} + \dots + U_M * C_{q,M} \quad (3.14)$$

Цілком очевидно, що якщо згідно з останньою формулою обчислити величину струму зсуву

$$j_q(t) = \frac{dN_q(t)}{dt}, \quad (3.15)$$

та підключити залежне джерело струму між деревами (q та 0), величина якого дорівнює $j_q(t)$, то така схема буде відповідати ММК електричної (ММКЕ) перешкоди.

Формулювання вимог ММКЕ, яка віддзеркалює електричні перешкоди випливає з теоретичних розробок розділів I та II, суть яких в концентрованому вигляді подається формулами (3.12),... (3.15).

Головні вимоги до ММКЕ, що складається з $r+1$ дерева формулюються так:

- ◆ Макромодель мусить мати вигляд $2r \times 2r$ – полюсника (чорна скринька), що має r – двополюсних входів і стільки ж виходів.

- ◆ Реакція, тобто струм кожного q -го виходу мусить дорівнювати часовій похідній від лінійної комбінації базисних напруг (дій) (3.14).

- ◆ Коефіцієнти пропорційності $c_{q,m}$, що входять до складу лінійної комбінації (3.40) мусять бути формальними параметрами ММКЕ, що конкретизуються, тобто перетворюються у фактичні параметри на етапі виклику макромоделі, подібно до того як задаються конкретні значення базових компонентів R, L, C на зразок параметрів VALUE.

◆ На входи подаються базисні напруги дуг компонентів, шляхом їх приєднання до відповідних полюсів макромоделі.

◆ Виходи, що імітують залежні джерела струмів, підключаються між деревами так що кожний q-й вихід одним кінцем приєднується до q-го дерева, а іншим - до нульового дерева. При цьому додатнім струмом вважається струм, що тече в напрямку до нульового дерева.

3.4. Фундаментальна ММКЕ

Як щойно зазначалось, базова модель мусить перетворювати напругу в струм. На перший погляд задачу можна розв'язати за допомогою стандартної моделі джерела *Dependent sources - Linear IofV*, яка є ідеальним „лінійним, 2x2- полюсним (двох портовим – два полюси на вході, для підключення напруги та 2 - на виході для підключення залежного джерела струму до заданих вузлів схеми) функціональним перетворювачем напруги на вході в струм виходу. $I_{out} = \langle value \rangle * V_{in}$. При його схемному задаванні необхідно ввести наступні імена та параметри:

PART $\langle name \rangle$ - титульне ім'я залежного джерела, що візуалізується на схемному екрані, наприклад, *Ist2*, або *Ilink*.

VALUE $\langle value \rangle$ значення коефіцієнта пропорційності, наприклад, *10m*, або *12.5*.

Але таким чином проблема не вирішується, внаслідок того, що величина вихідного струму мусить бути пропорційна не вхідній напрузі, а його похідній у часі. При цьому за коефіцієнт пропорційності треба використати електростатичний параметр комунікатора “С”, величину якого слід ввести в ММКЕ на етапі вибірки цієї моделі з бібліотеки.

Цілком очевидно, що для реалізації цього завдання можна скласти схему диференціювання напруги, яка використовує властивість реактивного компонента одночасного виконання двох операцій – диференціювання і перетворення похідної в напругу з певним коефіцієнтом пропорційності, що

власне забезпечує необхідну процедуру. Враховуючи ці обставини схема, що реалізує задані вимоги має вигляд, рис. 3.4. Ця схема складається з двох джерел Dependent sources - Linear IofV та реактивного диференціатора (індуктивності), послідовно до якої приєднується незначний опір (порядку $10^{-12} \dots 10^{-15}$ ом) з метою забезпечення коректної роботи пакету. Перше залежне джерело забезпечує розв'язку та перетворення напруги в струм, з метою його диференціювання індуктивністю, друге – забезпечує розв'язку по виходу і перетворює напругу індуктивності в струм зсуву j .

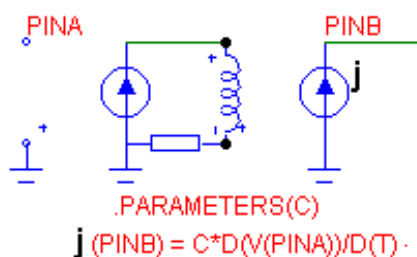
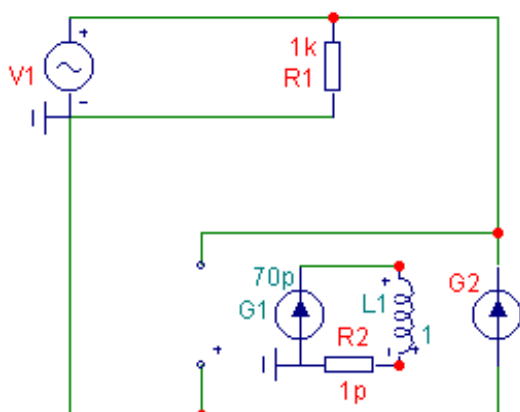


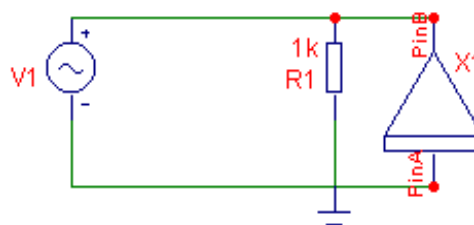
Рис. 3.4 – Схема базової макромоделі ММКЕ

Приклад застосування такої моделі ілюструє рис. 3.5, де віддзеркалюється дія "власного" електричного потоку між провідниками. Схема диференціатора струму покладена в основу створення макромоделі, яка дістала назву DIF_C



а

Приклад використання макромоделі DIF_C.



б

Рис. 3.5 – Приклад застосування базової ММКЕ: реальна схема –а; подання реальної схеми в вигляді макромоделі –б

Результати аналізу схеми, рис. 3.5, ілюструються, рис. 3.6. Як свідчать зазначені графіки, рис. 3.6, струм через резистор співпадає по фазі з напругою джерела, а струм через джерело не співпадає по фазі з напругою на ньому внаслідок існування струму зсуву комунікатора між верхнім та нижнім провідниками. Зроблений висновок стосується як схеми, рис. 3.5а, так і схеми, рис. 3.5б, де принципова схема диференціатора подається в вигляді розробленої бібліотечної макромоделі. При розрахунках враховано, що електростатичний параметр між проводами дорівнює 70 pF.

Як зазначалося, в загальному вигляді функціональне перетворення, на відміну від - ілюстрованого макромоделлю, рис. 3.4, рис. 3.5, з одним входом та одним виходом, мусить мати декілька входів та декілька виходів, реакції яких є – лінійними комбінаціями похідних від вхідних сигналів. При цьому коефіцієнти пропорційності мусять бути формальними параметрами макромоделі, що відіграють роль електростатичних коефіцієнтів матриці параметрів комунікатора. Для розробки такої універсальної моделі пропонується поступове ускладнення від щойно створеної моделі до моделі з різною кількістю входів та виходів

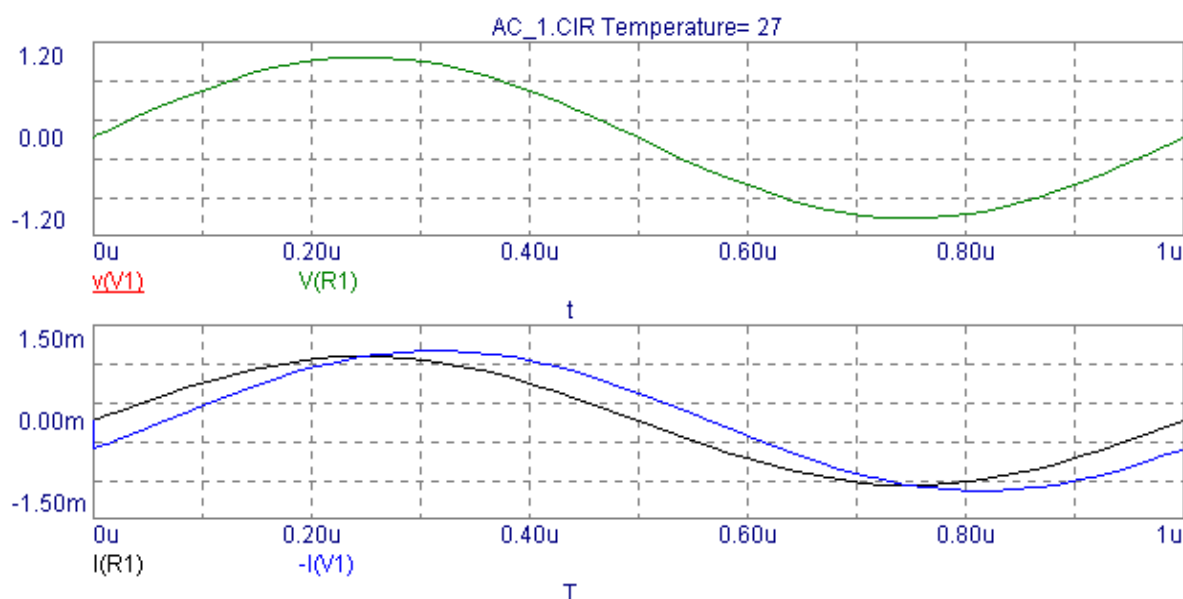


Рис. 3.6 – Результати аналізу схеми на основі базової ММКЕ:

напруга джерела V(V1); струм джерела I(V1) та резистора I(R1)

В подальшому будемо користуватись універсальними іменами, так якщо йдеться про макромодель комунікатора, з m входами та n виходами, що імітують електростатичні потоки, то позначка матиме вигляд **ММС_{mn}**.

3.5. Формування джерела з декількома виходами

Розробимо макромодель залежного джерела **ММС₁₂**, що має один вхід, та два виходи, тобто таку, що похідну вхідної напруги перетворює у вихідні струми з заданими зовні коефіцієнтами перетворення. Така макромодель має вигляд рис. 3.7, де пунктирним прямокутником обведена, власне, принципова схема макромоделі. Приклади використання цієї моделі ілюструються, рис. 3.8, а результати обчислення по схемам, рис. 3.7, рис. 3.8, приведені на рис. 3.9.

В наступному підпункті створимо макромодель з двома входами та одним виходом **ММС₂₁**

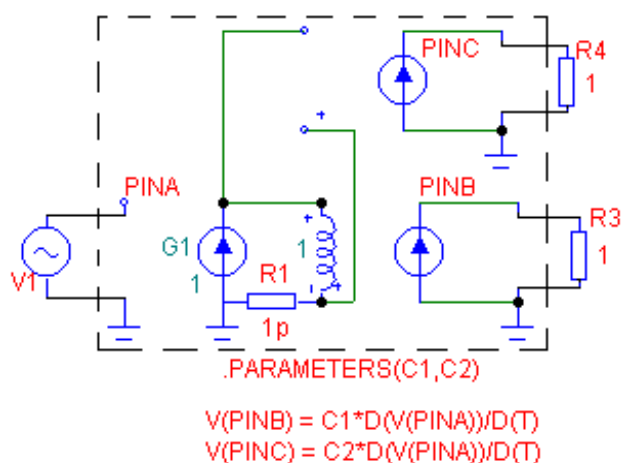


Рис. 3.7 – Схема макромоделі залежного джерела струму **ММС₁₂**

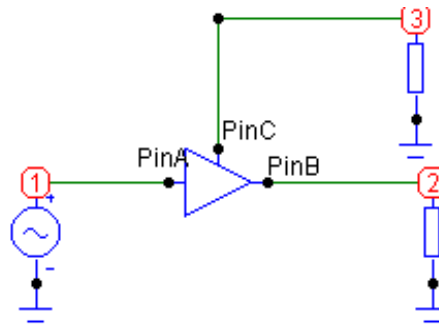


Рис. 3.8 – Схема використання макромоделі MMC_12

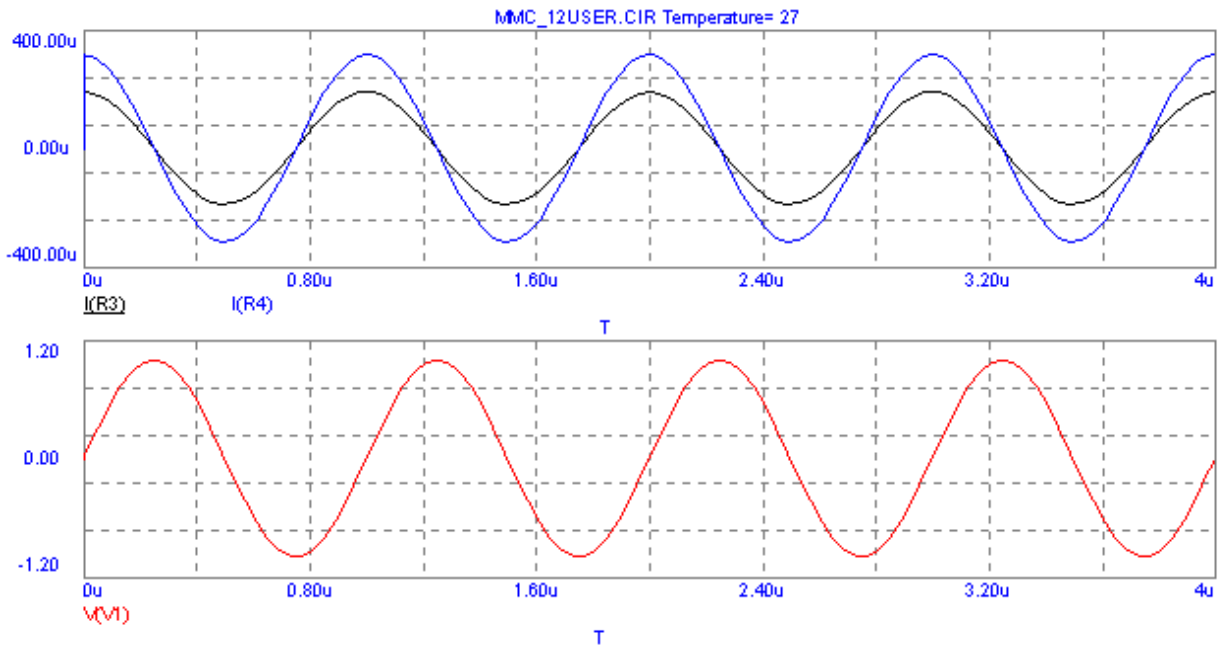


Рис. 3.9 – Часові залежності струмів схеми макромоделлю MMC_12

3.6. Розробка макромоделі з декількома входами

Розробимо макромоделю залежного джерела **MMC_21**, що має один вихід, та два входи, тобто таку, що похідну лінійної комбінації вхідних напруг з заданими зовні коефіцієнтами перетворює у вихідний струм залежного джерела. Така макромоделю має вигляд рис. 3.9, де пунктирним прямокутником обведена, власне, принципова схема макромоделі. Приклади

використання цієї моделі ілюструються, рис. 3.11, а результати обчислення по схемам, рис. 3.10, рис. 3.11, приведені на рис. 3.12.

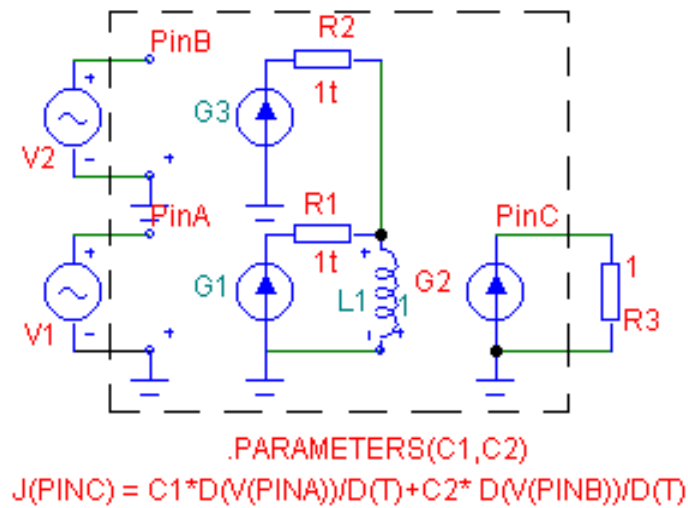


Рис. 3.10 – Схема макромоделі залежного джерела струму MMC_21 (в прямокутнику)

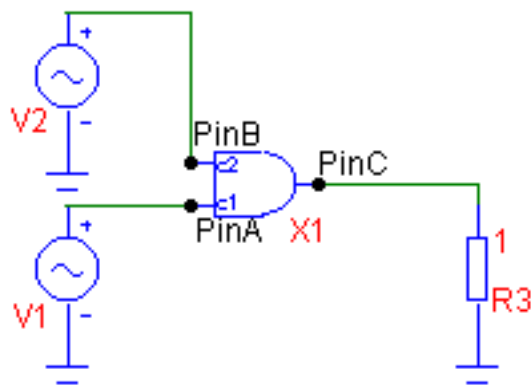


Рис. 3.11 – Схема використання макромоделі MMC_21

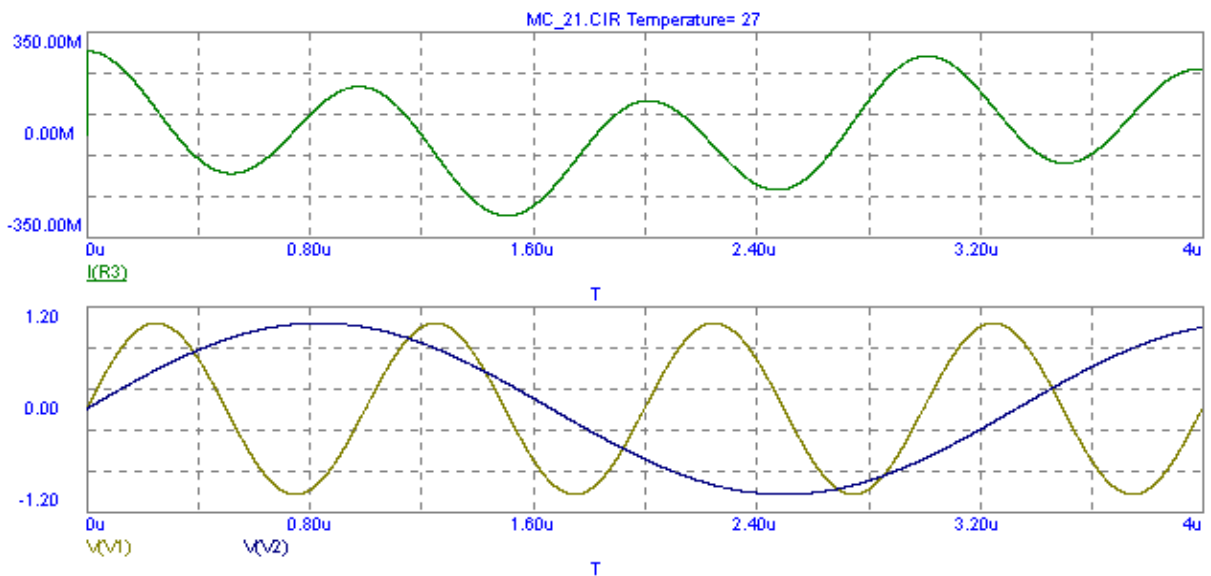


Рис. 3.12 – Часові залежності струмів схеми макромоделлю MMC_21

3.7. Особливості вводу електричних параметрів

Розглянемо детальніше процедуру введення фактичних параметрів в розроблені макромоделі, що імітують проходження електромагнітної перешкоди, джерелом якої є магнітні потоки комунікатора, підрозділи 3.5,...,3.7. Для коректної роботи цих макромоделей слід звернути увагу на процедуру введення магнітних параметрів комунікатора в відповідну макромодель на етапі її виклику. Зупинимось на особливостях вводу параметрів комунікатора в макромоделі. По-перше, треба з'ясувати необхідну кількість параметрів, що їх необхідно вводити. Для цього слід викликати принципovu схему моделі та звернути увагу на оператор **.PARAMETERS(праметр1, параметр2,...)**. Кількість параметрів, що їх необхідно вводити дорівнює кількості змінних в дужках цього оператора. По-друге, треба знати, що конкретні значення цих параметрів вводяться на етапі виклику макромоделі на екрані Component <ім'я> : Definition в вікні Value, де після візуалізованого імені макромоделі треба ввести дужки та в дужках відповідні фактичні параметри.

Таким чином, отримані нові результати по розробці макромоделі імітації перешкод, що створюються електричними потоками між деревами комунікатора.

3.8. Макромоделі провідних параметрів комунікатора

Розглянемо задачу побудови макромоделі втрат в діелектриці, тобто віддзеркалення провідних перешкод діелектрика комунікатора

В загальному вигляді макромодель комунікаторна провідна (ММКГ) мусить мати дві відмінності.

◆ Функціональне перетворення повинно мати вигляд рівностей типу (1.36):

$$[i_H]_{r,1} = [G_d]_{r,M} [U]_{M,1}, \quad (3.16)$$

тобто виконувати перетворення багатополюсника з М двохполюсними входами та r двохполюсними виходами. Кожен рядок (3.42) мусить реалізовувати обчислення типу (3.27)

$$i_{Hq} = u_1 * g_{q,1} + u_2 * g_{q,2} \dots + u_k * g_{q,k} + \dots + u_M * g_{q,M} \quad q = 1 \dots r \quad (3.17)$$

◆ По-друге, макромодель залежного джерела, що імітує ліву частину (3.17) вже не потребує операцій інтегродиференціювання і може бути реалізована виключно на основі лише одного компонента MICROCAP **Dependent sources** типу **Linear “I of V”**.

Функціональне перетворювання напруги на вході в струм виходу має вигляд $I_{out} = \langle \text{value} \rangle * U_{in}$. При його схемному задаванні необхідно ввести наступні імена та параметри:

PART <name> - титульне ім'я залежного джерела, що візуалізується на схемному екрані, для нашого випадку це ім'я вже визначено, наприклад, IVst2, або IVlink.

VALUE <value> - значення коефіцієнта пропорційності, але це значення мусить бути формальним параметрам і задаватись на етапі виклику макромоделі, як це було детально розглянуто вище, а тому повторюватись в реалізації та ілюстрації роботи такої макромоделі не має сенсу.

Місце та способи підключення такої моделі до електричного кола нічим не відрізняються від такої операції при застосуванні електричної Macro-моделі ММКЕ.

Ілюструє викладені положення наступний приклад. Хай схема електричного кола представлена в вигляді джерела напруги та провідності (опору) навантажувача G1 (R1), рис. 3.13.

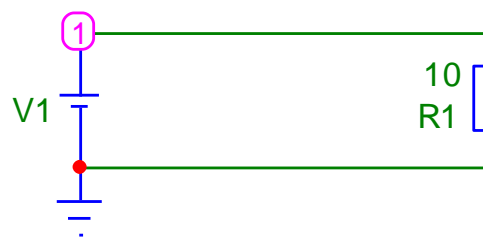


Рис. 3.13 – Схема де не враховуються діелектричні втрати комунікатора

Результати розрахунку, тобто залежності струму провідності (опорі R1) від величини напруги джерела електроенергії V1 при зміні останнього в межах від 0 до 10 В, представлена на рис. 3.14

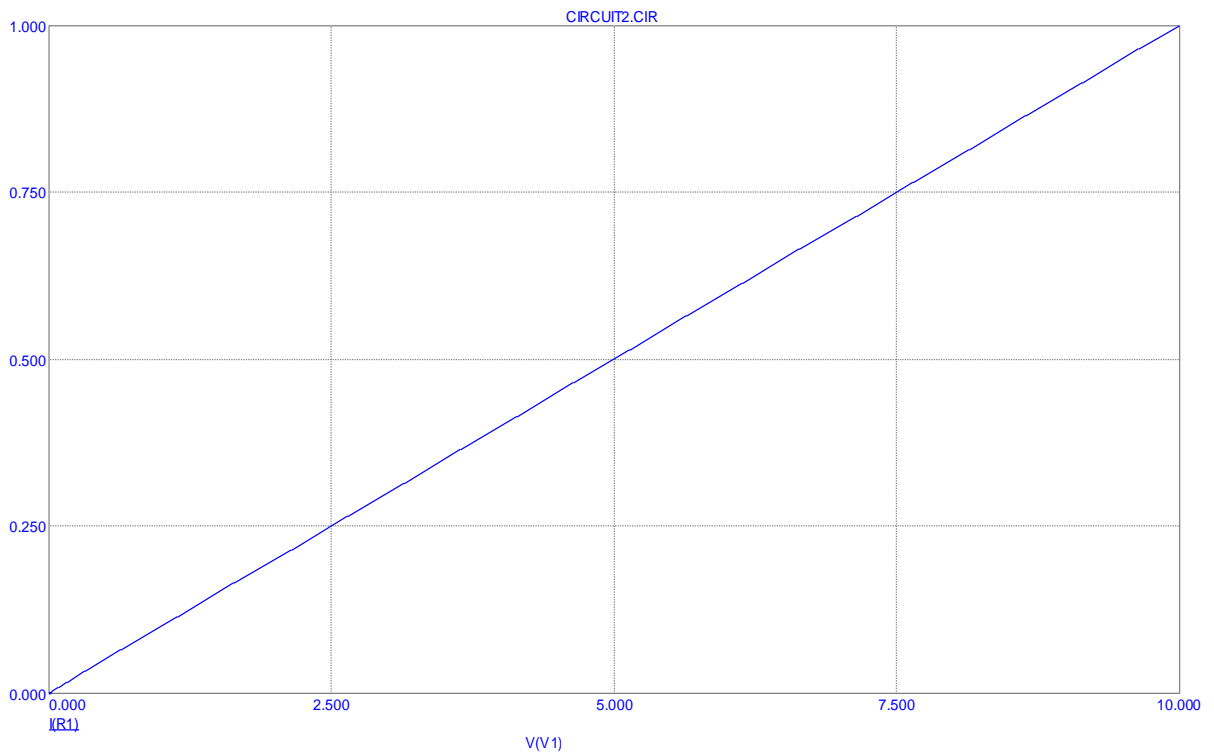


Рис. 3.14 – Результати обчислення реакції (ЕК рис. 3.13)

Введення значення провідності (опору R2 величиною 200 Ом), що моделює омичні втрати між проводами комунікатора, рис. 3.15, дозволяє обчислити реакцію ЕК, рис. 3.16.



Рис. 3.15 – Схема де комунікатором не враховуються втрати

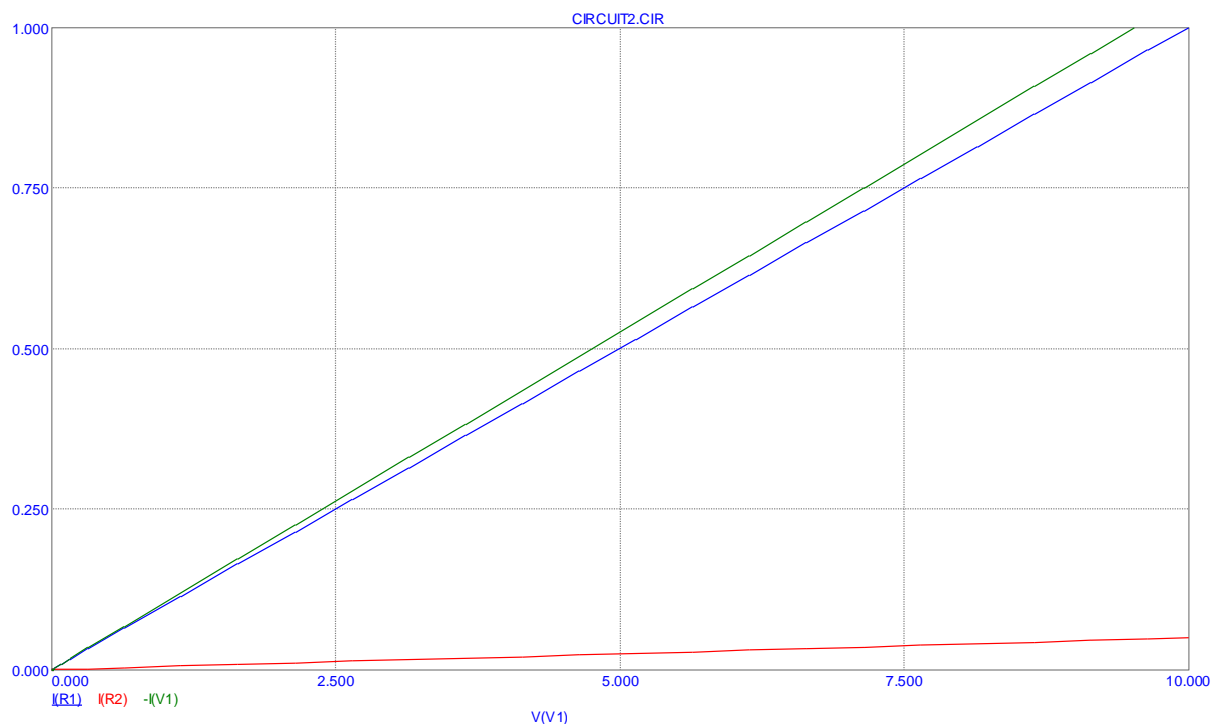


Рис. 3.16 – Залежність струмів від величини напруги $V1$:
 зелена (верхня) пряма лінія – струм джерела з урахуванням втрат;
 червона (нижня) пряма лінія – струм витoku;
 синя (середня) пряма лінія без – струм навантаження $R1$.

Верхня пряма лінія показує, що за рахунок обліку втрат струм, джерела електроенергії $V1$, збільшився за струм, що мав місце на цьому ж джерелі, рис. 3.13, рис. 3.14 без урахування параметру провідності комунікатора (нижня залежність на рис. 3.16).

Проілюструємо заміну провідного параметру макромоделлю $MMKR$. Для цього скористаємось залежним джерелом струму, рис. 3.17. Результати аналізу схеми рис. 3.17 приведені на рис. 3.18. При введенні провідності $G1 = R1^{-1}$ отримані результатів аналізу абсолютно ідентичні до результатів аналізу за схемою рис. 3.17.

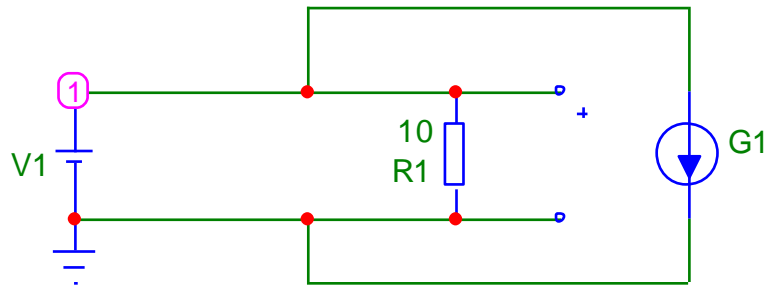


Рис. 3.17 – Заміна опорів втрат залежним джерелом струму

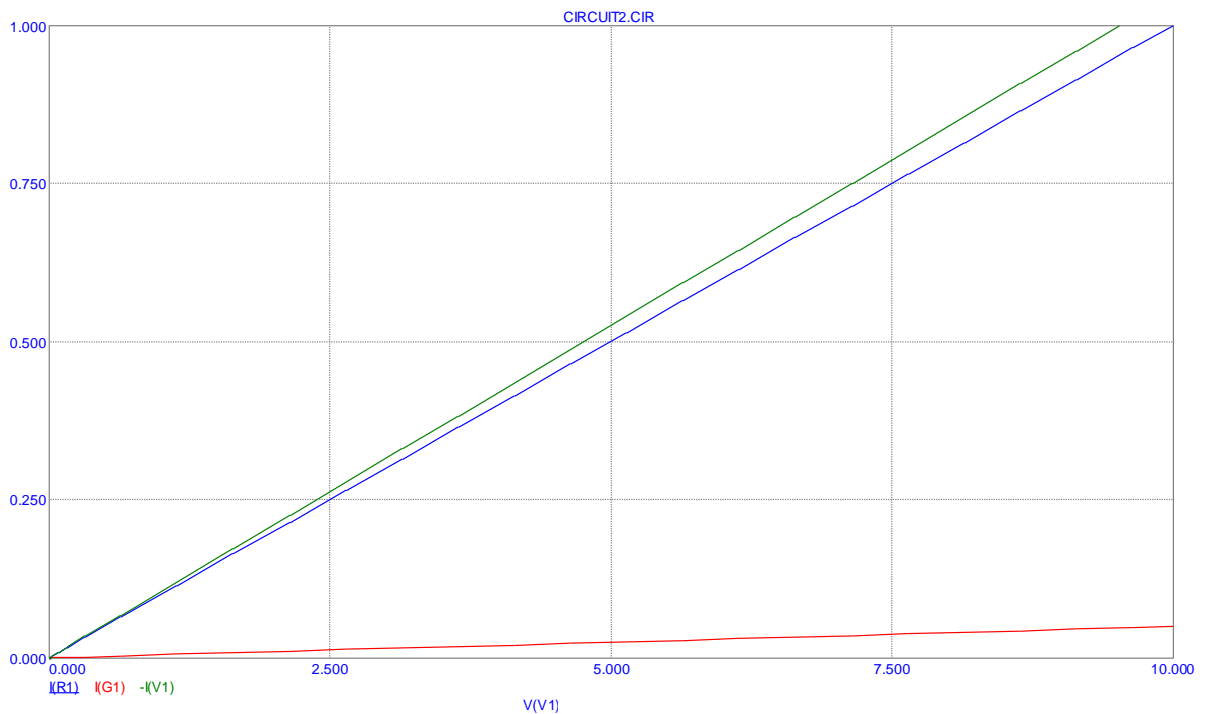


Рис. 3.18 – Результати аналізу схеми з залежним джерелом напруги

Зауважимо, що подавати це джерело в вигляді макромоделі, що має один вхід та один вихід не доцільно тому, що в термінології пакету така схема існує як окремий компонент, що правда введення параметру (коефіцієнта пропорційності між вихідною величиною та вхідною величиною - струмом) в цьому компоненті виконується виключно в числовий спосіб. Тому до певної міри, запропонований спосіб введення та можливість

побудови послідовно паралельних схем таких компонентів до певної міри може виправдати застосовану назву Macro-моделі провідної електромагнітної перешкоди. Можна зробити висновок, якщо омичні втрати провідних частин комунікатора змоделювати залежними джерелами I_{of_V} , то останні можна вважати макромоделями ММKG. Подання ММKG в вигляді окремих схемних зображень недоцільно, внаслідок зайвих графічних ускладнень.

Отже, ми отримали схемотехнічний спосіб відбиття омичних втрат діелектричних частин комунікатора, що моделюється в вигляді залежного джерела електроенергії I_{of_V} . Робота такого джерела проілюстрована на конкретному прикладі. Результати аналізу проведені в класичний спосіб та в спосіб системного моделювання комунікатора є доказом правильності теоретичних нововведень.

3.9. Підсумки по розділу 3

В даному розділі розроблені схемотехнічні моделі електромагнітного впливу комунікатора в частині створюваних перешкод у вигляді напругових джерел, що створюють електричні потоки та додаткові омичні струми на частинах комунікатора, що мають втрати в діелектриці тла (підгрунття плати). Головними результатами є:

- алгоритми обчислення провідних параметрів комунікатора;
- розробка макромоделі пакету MicroCap імітації перешкод, що створюються електричними потоками між деревами комунікатора;
- запропонований і виконаний схемотехнічний спосіб відбиття діелектричних втрат ізоляційних частин комунікатора, що моделюється в вигляді залежного джерела електроенергії V_{of_I} . Робота такого джерела проілюстрована на конкретному прикладі. Результати аналізу проведені в класичний спосіб та в спосіб системного моделювання комунікатора є доказом правильності теоретичних нововведень.

ВИСНОВКИ

В результаті виконаної кваліфікаційної роботи по темі: “ **Моделі та методи розробки імітаційних схем обліку надвисокочастотних електричних перешкод** ” можна зробити наступні висновки.

В основу дослідження були закладені найсучасніші методологічні принципи, що ґрунтуються на системному аналізі. Це дозволило розробити моделі та методи аналізу комунікаторних структур високочастотних електронних засобів, в яких на схемотехнічному етапі проектування можна закладати різноманітні найважливіші задачі конструкторського проектування, зокрема розміщення компонентів по платі, трасування друкованих провідних стежинок, тощо.

Зрозуміло, що такий підхід вимагає розробки більш складних фізико-математичних моделей. Ця задача була виконана про що свідчать отримані результати:

- Вибрані дескриптори математичної моделі ЕК. За які обрані струми полюсів та напруги дуг зосереджених компонентів.
- Виконано частковий аналіз друкованого монтажу ЕК за для ілюстрації застосування моделі перешкод магнітних потоків та напруг провідних відрізків струмопровідних доріжок комунікатора.
- Визначені матриці електродинамічних параметрів струмоджерельних перешкод комунікатора.
- Дано тлумачення фізичного змісту магнітних та опірних параметрів комунікатора, звернуто увагу на методично неправильний підхід до цих величин, як до класичних понять індуктивності та опору.
- Розроблені принципи синтезу схем заступу струмових електромагнітних перешкод у вигляді залежних джерел напруг, що управляються струмами.

- Визначені аксіоматичні засади розробки алгоритмів обліку електромагнітних перешкод, джерелом яких є струми провідників комунікатора.

- Розроблено модель, що дозволяє застосування рівнянь Максвелла для оцінки морфологічних властивостей контурів комунікатора.

- Встановлено взаємозв'язок між параметрами комунікатора, що визначаються струмом та дескрипторами математичної моделі.

- Визначені рівні ідеалізації комунікатора, як КЕ.

- Знайдені алгоритми обчислення магнітних потоків та опірних параметрів на різних рівнях ідеалізації комунікатора.

- Отримана аналітична форма обчислення параметрів симетричного відносно осі комунікатора циліндричної форми в пошаровому циліндричному середовищі, з різними значеннями магнітної проникності.

- побудовані алгоритми магнітних параметрів комунікатора на основі аналогії ПП та СП електромагнітних полів;

- розроблені макромоделі пакету MicroCap імітації перешкод, що створюються магнітними потоками в контурах комунікатора;

- розроблені методи обчислення опірних параметрів комунікатора;

- запропонований і виконаний схемотехнічний спосіб відбиття омичних втрат провідникових частин комунікатора, що моделюється в вигляді залежного джерела електроенергії V_of_I . Робота такого джерела проілюстрована на конкретному прикладі.

Результати аналізу проведені в класичний спосіб та в спосіб системного моделювання комунікатора є доказом правильності теоретичних нововведень побудови моделей комунікатора.

Таким чином, можна зазначити, що кваліфікаційно робота виконана повністю у відповідності до технічного завдання.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Балакирев М.В., Вохмяков Ю.С., Журиков А.В. и др. Радиопередающие устройства. М.: Радио и связь, 1982 - 256с.
2. Бинс К., Лауренсон П. Анализ и расчёт электрических и магнитных полей. – Пер. с англ., М.: Энергия, 1970. 376 с.
3. Бондаренко М.Ф. та ін. Комп'ютерна дискретна математика. – Харків: «Компанія СМІТ», 2004. 408 с.
4. Бутковский А.Г. Характеристики систем с распределёнными параметрами (справочное пособие). – М.: Наука, 1979, 224 с.
5. Бухгольц Г. Расчёт электрических и магнитных полей. - М.: ИЛ, 1961. 712 с.
6. Верхопятницкий П. Д., Латинский В.С. Справочник по модульному конструированию радиоэлектронной аппаратуры. – Л.: Судостроение, 1983, - 232 с.
7. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971. 487 с.
8. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. \ Изд. 3, - М.: Наука, 1977. 640 с.
9. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свёртки. - М.: Наука, 1978. 296 с.
10. Дорфман В.Ф. Эволюция технологий или новая история времени. – М.: Знание, 1990. – 64 с. (Новое в жизни науке, технике. Сер. “Радиоэлектроника и связь”; №11).
11. Емеличев В.А. и др. Лекции по теории графов – М.: Наука, 1990. 386 с.
12. Князь А.И. Электродинамика информационных систем. - М.: Радио и связь, 1994. – 392 с.

13. Князь А.И. Электродинамическое обоснование схемотехнического проектирования РЭА. – Одесса: ОЭИС им. А.С. Попова, 1980, 55с.

14. Князь А.И., Кудря В.Г. Электродинамически обоснованные схемотехнические модели параметрического видео усилителя. “Радиотехника”, 1985, №6, — М.: Радио и связь с. 87-88

15. Кудря В. Г. Электродинамическое обоснование адекватности математических моделей радиотехническим цепям. – Автореферат дис. на соиск. уч. степени канд. техн. наук, Одесса: ОЭИС им. А.С. Попова, 1983

16. Кудря В.Г. Системне проектування функціональних перетворювачів. // Труды пятой международной научно-практической конференции "Современные информационные и электронные технологии" ,17 — 21 мая 2004 г. , Одесса: СИЭТ, 2004, с. 165.

17. Кудря В.Г. Збірник методичних вказівок до лабораторних робіт по курсу "Теоретичні основи електротехніки" – Одеса: ОГМІ, 1999, 66 с.

18. Кудря В.Г. Моделирование электромагнитных перешкод коммутатора электронной аппаратуры диапазону частот 0,03...3 ГГц./ В кн.: Труды третьей международной научно-практической конференции "Современные информационные и электронные технологии" — Одесса: СИЭТ-2002, 2002р. с. 52

19. Кудря В.Г. Расчёт наводимых напряжений в контурах коммутатора/— В кн.: Прикладная электротехника. Сб. науч. тр. Киев: Наукова думка, 1981, с. 34-39

20. Кудря В.Г., Миронченко Б.Т. Аналітичний потенціал дискретних поверхонь – Тези доповіді на міжнародній конференції м. Дніпропетровськ “ДНІ НАУКИ – 2005”. 2 с

21. Кузнецов О.П., Адельсон-Вельский Г.М. Дискретная математика для инженера. – М.: Энергия, 1980.-344с.

22. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники./ В 2-х томах. – Л.: Энергоиздат, 1981. 534 с.

23. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. - М.: Наука, 1967. 460 с.
24. Обэн Ж.П. Приближенное решение эллиптических краевых задач. – М.: Мир, 1977. 384 с.
25. Проектирование радиопередающих устройств с применением ЭВМ: Учеб. Пособие для вузов / О.В. Алексеев, А.А. Головков, А.Я. Дмитриев и др.; Под ред. О.В. Алексеева. – М.: Радио и связь, 1987.- 392 с.
26. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ: Учеб. пособие для вузов/ под ред. Г. М. Уткина.- М.: Сов. радио, 1979.- 320 с.
27. Радиопередающие устройства / Под ред. В. В. Шахгильдяна. – М.: Связь, 1980.- 328 с.
28. Смирнов А.И. ИС, БИС, СБИС...(Взаимообогащающее развитие технологий). – М.: Знание, 1989. – 64 с. (Новое в жизни науке, технике. Сер. “Радиоэлектроника и связь”; №1).
29. Справочник по учебному проектированию приёмно-усилительных устройств / М.К. Белкин, В.Т. Белинский, Ю.Л. Мазор и др. – 2-е изд. – К.: Выща школа Головное нзд-во, 1988.– 472 с.
30. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. – М. – Л.: ОГИЗ, 1949. – 540 с.
31. Тозони О.В. Математические модели для расчёта электрических и магнитных полей. Киев: Наукова думка, 1964. 304 с.
32. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. – М.: Энергия, 1975. 296 с.
33. Тозони О.В. Расчёт электромагнитных полей на вычислительных машинах. Киев: Техніка, 1967. 252 с.
34. Шебес М.Р. Теория линейных электрических цепей в упражнениях и задачах. – М.: Высшая школа, 1973. 656 с.
35. Шимони К. Теоретическая электротехника. – М.: Мир, 1964. 775 с.