

С.П. Новосядлий, С.М. Вертепний, В.П. Перегінський

## Сигнальні графи як інструмент комп'ютерного моделювання термостабільності інтегральних гіраторів та проходження електромагнітного поля через межу середовищ

Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76018, Україна

Розрахунок від'ємного диференціального опору (ВДО) інтегрального транзисторного гіратора у вигляді двополюсної р-п-р-п – структури через напруги і струми включення та виключення приводить до великих похибок, так як в області переключення вольт-амперних характеристик S-типу є нелінійними. Це обмежує область використання інтегральних гіраторних схем. В даній статті запропонований метод розрахунку, який оснований на представленні р-п-р-п – структури у вигляді підсилювальних каскадів через сигнальні графи. При цьому ВДО розраховується з високою точністю (на порядок більшою) через параметри інтегральних транзисторів і елементів електричного кола. Метод сигнальних графів також відкриває нові можливості для комп'ютерного розрахунку електромагнітного поля, що проходить через межу різних середовищ.

**Ключові слова:** сигнальні графи і моделювання електричної схеми, моделювання від'ємного диференціального опору гіраторів, моделювання термостабільності інтегральних гіраторів, сигнальні графи при розрахунку параметрів електромагнітного поля.

Стаття постуила до редакції 22.09.2009; прийнята до друку 15.06.2010.

### I. Сигнальні графи і моделювання електричної схеми

Для того щоб від електричної схеми перейти до відповідного сигнального графа, застосовують різні методи в залежності від того, яким чином записується рівняння для цих кіл: на основі законів Кіргофа використовується метод вузлових потенціалів, або метод контурних струмів. При цьому сигнальний граф містить ту ж інформацію, що

і система рівнянь, про те ця інформація представляється графічно і є наглядною.

Якщо за основу взяти рівняння, які складені на основі рівнянь Кіргофа, то вузлами графа є струми віток і напруги на елементах схеми. В тому випадку, коли за основу взяти рівняння, які складені на основі методу вузлових потенціалів, то вузли графа будуть виражати потенціали вузлових точок схеми і шукані струми та напруги.

Впорядкований перехід від заданої електричної схеми до сигнального графу називають направленим. Минаючи етап рівнянь, розглянемо спочатку метод контурних струмів (рис.1).

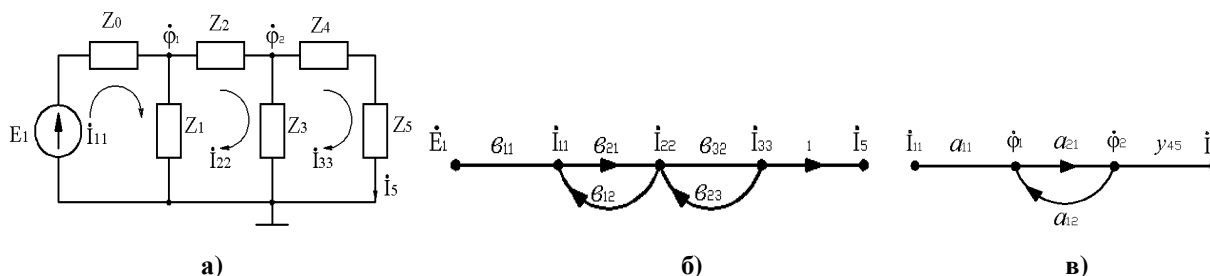


Рис. 1. Електрична схема та її сигнальні графи: а) на основі контурних струмів, б) на основі вузлових потенціалів.

Напрями контурних струмів у всіх контурах вибираємо однонаправлено (за годинниковою стрілкою). Число вузлів у графі буде рівне числу контурних струмів плюс число нерівних нулю контурних е.р.с., а вихідній величині відповідає свій вузол (рис. 1б). Вузли  $I_{kk}$  розміщують в середині відповідних контурів, а вузли  $E_{kk}$  та вузол вихідної величини виносяться на периферію рисунка. Сформовані таким чином вузли з'єднуються вітками, стрілки на яких вказують напрями передач і їх величину. Кожний вузол  $I_{kk}$  з'єднується з вузлом  $E_{kk}$  віткою з передачею  $b_{kk}=1/Z_{kk}$ , де  $Z_{kk}$  – власний опір k-контура. Стрілка на цій вітці направлена до вузла  $I_{kk}$ . Числове значення  $E_{kk}$  може бути і позитивним і від'ємним. Воно позитивне, якщо сумарна е.р.с. k-контура направлена згідно контурного струму  $I_{kk}$ . Крім того кожний вузол  $I_{kk}$  з'єднаний з іншим другим вузлом  $I_{pp}$ , якщо між контурами k і p на схемі є загальна вітка, двома вітками. Одна вітка має стрілку, направлену до вузла  $I_{kk}$  і передачу  $b_{kp} = Z_{kp} / Z_{kk}$ , де  $Z_{kp}$  – опір вітки між k і p контурами. На другій вітці стрілка направлена до вузла  $I_{pp}$ . Її передача вже буде  $b_{pk} = Z_{kp} / Z_{pp}$ , де  $Z_{pp}$  – власний опір p – контура.

За методом вузлових потенціалів (рис. 1в) граф будувався також, як і за методом контурних струмів, тільки вузлами графа є вже потенціали вузлів схеми, вузлові струми і вихідна величина. Якщо в електричній схемі вузли k і p з'єднати віткою з провідністю  $Y_{kp}$ , а сумарна провідність віток, які сходяться у вузлах k і p, буде вже позначена відповідно  $Y_{kk}$  і  $Y_{pp}$ , то на сигнальному графі між вузлами  $\phi_k$  і  $\phi_p$  буде дві вітки (рис. 1в). На одній із них стрілка направлена до вузла  $\phi_k$ , а її передача  $a_{kp} = Y_{kp} / Y_{pp}$ . Слід звернути увагу на те, що перший

індекс у  $a$  вказує на вузол, до якого направлена стрілка, а другий від якого направлена стрілка. Якщо вузли k і p на схемі не з'єднані віткою з провідністю  $Y_{kp}$ , то на графі  $Y_k$  і  $Y_p$   $\phi_k$  і  $\phi_p$  не з'єднані вітками. Вузол  $\phi_k$  з'єднаний з вузлом вузлового струму  $I_{kk}$  віткою з передачею  $a_{kk}=1/Y_{kk}$ , яка направлена до вузла  $\phi_k$ . Шуканому струму  $I_{kp}$  у вітці з провідністю  $Y_{kp}$  (від вузла k до вузла p) на графі відповідає вузол вихідної величини  $I_{kp}$ .

У відповідності із законом Ома для дільниці кола до вузла графа  $I_{kp}$  повинні підходити дві вітки, стрілки на яких направлені до вузла  $I_{kp}$ . Передача від вузла  $\phi_k$  рівна  $Y_{kp}$ , а передача від вузла  $\phi_p$  рівна  $-Y_{kp}$ . Якщо який-небудь із вузлів є заземлений, то цей вузол і передача від нього будуть відсутні.

Якщо сигнальний граф складається для постійного струму, то комплексний опір  $Z$  необхідно замінити на активний опір  $R$ , комплексну провідність  $Y$  на активну провідність  $g$ , а точки над  $\phi$ ,  $E$ ,  $I$ ,  $U$ , які свідчать про синусоїдний характер змінних величин, не ставлять.

В залежності від того, які величини вибрані в ролі вузлів для однієї і тієї ж електричної схеми сигнальний граф може мати різну структуру і різну складність. Тут також слід відзначити, що якщо в схемі є декілька джерел сигналу (е.р.с. чи Д.С.), то використовують при цьому принцип накладання, тобто спочатку визначають вихідну величину для графа, в якому сигнал вже діє від другого джерела, і т.д. Після цього сумують вирази для вихідної величини. Проте можна поступити інакше, а саме: граф з декількома джерелами сигналів однакової частоти зводять до графа з одним джерелом (рис. 2.).

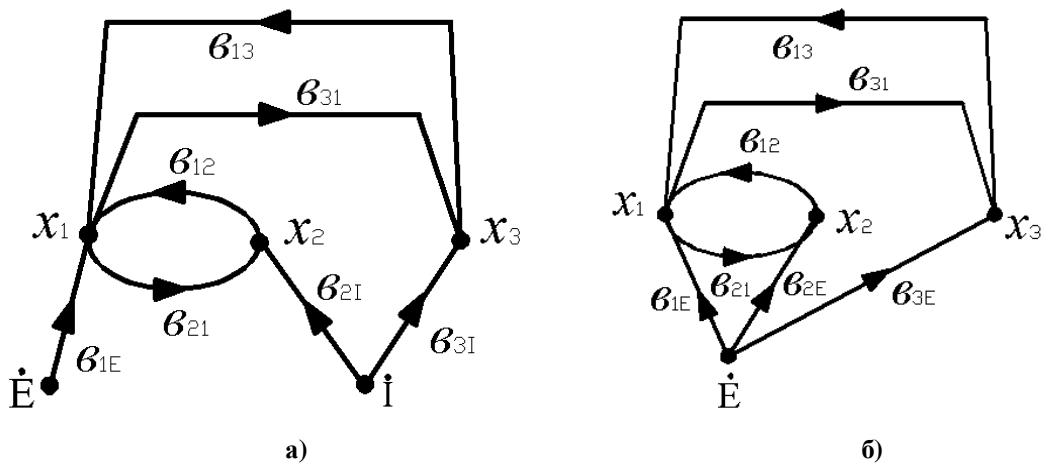


Рис. 2. Перетворення графа з двома джерелами: а) E та I, б) до одного E.

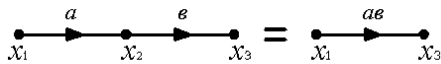
З цією метою один із сигналів (сигнал I) об'єднують з базисним, так змінюючи величини передач від цих вузлів з іншими, щоб сигнали, що підходять до них залишались незмінними. На рис.2 об'єднують вузол I вузлом E, змінюючи передачі з  $b_{2I}$ ,  $b_{3I}$ , на  $b_{2E}$ ,  $b_{3E}$ , виходячи із умови  $b_{2E} \cdot E = b_{2I} \cdot I$ ,  $b_{3E} \cdot E = b_{3I} \cdot I$ . Звідки визначаються передачі  $b_{2I} = b_{2E} \cdot I / E$ ,

$b_{3E} = b_{3I} \cdot I / E$ . Коли сигнальний граф сформований, то його вже використовують для визначення передач від витoku до стоку. Визначення передач сигнального графа проводять двома способами: 1) з використанням еквівалентних перетворень; 2) за допомогою формули Мезона.

## II. Еквівалентні перетворення сигнальних графів. Формула Мезона.

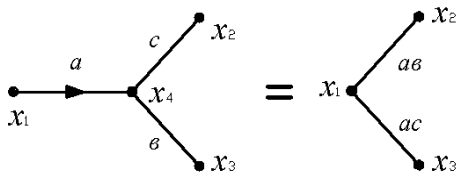
Аналогічно як і до електричних схем тут теж використовують еквівалентні перетворення з метою спрощення графа. Сигнальний граф теж зазнає певних перетворень, головними правилами із яких є:

2.1. Передача послідовно з'єднаних віток (рис.2.1.).



$$x_2 = ax_1, \quad x_3 = bx_2 \quad \text{то} \quad x_3 = abx_1$$

**Рис. 2.1.** Еквівалентне перетворення двох послідовно з'єднаних передач.

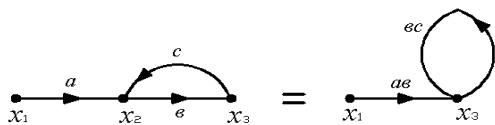


$$x_4 = ax_1, \quad x_2 = bx_4, \quad x_3 = cx_4$$

$$\text{то} \quad x_2 = abx_1, \quad x_3 = acx_1$$

**Рис.2.3.** Еквівалентне перетворення вузла сигнального графа.

2.4. Усунення шляхового контура.

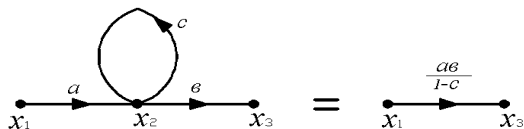


$$x_2 = ax_1 + cx_3, \quad x_3 = bx_2, \quad \text{то}$$

$$x_2 = abx_1 + bcx_3$$

**Рис. 2.4.** Еквівалентне перетворення контура сигнального графа.

2.5. Виключення із графа петлі. Петля - це вітка, яка виходить із вузла і повертається назад в цей же вузол.

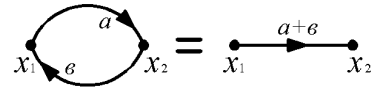


$$x_2 = ax_1 + cx_2, \quad x_3 = bc_2, \quad \text{то}$$

$$x_2 = ax_1/(1-c) \quad \text{і} \quad x_3 = \frac{ab}{1-c} x_1$$

**Рис. 2.5.** Еквівалентне перетворення петлі сигнального графа

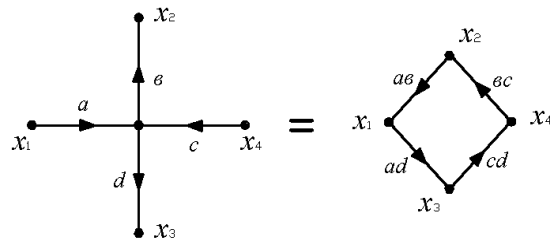
2.2. Передача паралельно з'єднаних віток (рис 2.2.).



$$x_2 = ax_1, \quad x_2 = bx_1 \quad \text{то} \quad x_2 = (a+b)x_1$$

**Рис. 2.2.** Еквівалентне перетворення двох паралельно з'єднаних віток (передача).

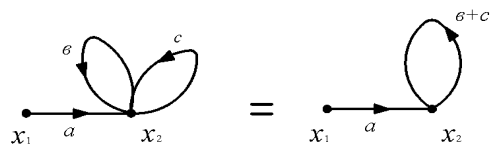
2.3. Розвуження простої вузлової точки.



$$x_5 = ax_1 + cx_4, \quad x_2 = bx_5 = abx_1 + bcx_4$$

$$x_3 = dx_5 = adx_1 + dcx_4$$

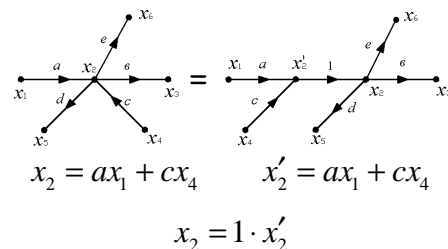
2.6. Заміна двох і більше петель однією петлею.



$$x_2 = ax_1 + bx_2 + cx_2 = ax_1 + (b+c)x_2$$

**Рис. 2.6.** Еквівалентне перетворення двох або більше петель сигнального графа.

2.7. Подовження або розтяг вузла.



$$x_2 = ax_1 + cx_4, \quad x_2' = ax_1 + cx_4$$

$$x_2 = 1 \cdot x_2'$$

**Рис. 2. 7.** Розтяг вузла сигнального графа.

В 1956 році Мезон запропонував загальну формулу для визначення передачі графу, опускаючи всі еквівалентні перетворення, які ми розглянули вище по тексту. Це дає можливість комп'ютерного моделювання сигнального графа, використовуючи програми MathCAD чи MathLab. Розглянемо для цього основні принципи її побудови. Спочатку дамо визначення складових які входять у формулу Мезона:

- Прямий шлях  $P$ - це шлях (стежка) вздовж стрілок від витоку до стоку, при проходженні якого ні один із вузлів не зустрічається більше одного разу;

- Передача прямого шляху є рівною добутку передач віток даної стежки;

- Петля оберненого зв'язку представляє собою замкнутий шлях, вздовж якого (по колу) кожний вузол може зустрітись тільки по одному разу. Її позначають через  $T$  з індексом.

- Передача петлі оберненого зв'язку рівна добутку передач віток, які утворюють таку петлю.

Тоді загальна формула для визначення передачі графа запишеться наступним чином:

$$G = \frac{\sum_{k=1}^n P_k \Delta_k}{\Delta} = \frac{P_1 \Delta_1 + P_2 \Delta_2 + \dots + P_k \Delta_k}{\Delta} \quad (1)$$

де  $P_k$  – передача  $k$ -го прямого шляху від витоку до стоку;  $n$ - число прямих стежок.

Визначник  $\Delta_k$  визначається як одиниця мінус сума взятих поодинокі передачі петель оберненого зв'язку, які не доторкаються  $k$ -го прямого шляху, але ці петлі можуть доторкатися одна до одної, плюс сума попарних добутків передач петель оберненого зв'язку, які не доторкаються одна однієї і  $k$ -ої прямої стежки, мінус сума потрійних добутків петель оберненого зв'язку які не доторкаються одна одної і  $k$ -го прямого шляху і т.д.

Визначник  $\Delta$  визначається як одиниця мінус сума взятих поодинокі передачі петель оберненого зв'язку, які доторкаються і не доторкаються одна одної, плюс сума попарних добутків передач петель оберненого зв'язку, які не доторкаються одна одної, мінус сума потрійних добутків передач оберненого зв'язку, які не доторкаються одна одної, плюс і т.д.

Дану формулу ми з успіхом використовуємо для моделювання розрахунку інтегральних гіраторів на структурах р-п-р-п – типу та при проходженні електромагнітних хвиль через стики різних середовищ, використовуючи програмне забезпечення MathCAD і MathLab.

### III. Моделювання від'ємного диференціального опору інтегральних транзисторних еквівалентів (гіраторів) і їх термостабільності з використанням сигнальних графів.

Відомо, що прилади та пристрої з від'ємним

диференціальним опором (ВДО) теоретично можуть працювати у будь-якому із режимів: лінійному, ключовому, релаксацій-ному. Проте область їх практичного використання довгий час обмежувалась із-за низької температурної стабільності ВДО, великої чутливості до змін ВДО. При виконанні таких пристроїв в інтегральному виконанні із використанням термокомпенсуючих схем такі пристрої можна використовувати вже в складних функціональних вузлах ВІС, зокрема як прецизійні автогенератори, смугові фільтруючі схеми, тригерні комірки чи регістри. Проте при передачі в широкому температурному діапазоні (-60 - +125 °С) наявність позитивного оберненого зв'язку з струмом приводить до наступної нестабільності ВДО, яку можна вирішити лише термостабілізуючими пристроями, які теж легко реалізувати в інтегральному виконанні.

При практичному використанні термокомпенсованих інтегральних транзисторних еквівалентів з ВДО диференціальний опір  $|R^-|$  визначається через параметри вах  $S$  – типу

$$|R^-| = \left| \frac{U_{\text{вкл}} - U_{\text{викл}}}{I_{\text{вкл}} - I_{\text{викл}}} \right| \quad (2)$$

де  $U_{\text{вкл}}$ ,  $U_{\text{викл}}$ ,  $I_{\text{вкл}}$ ,  $I_{\text{викл}}$  - напруги і струми виключення і включення.

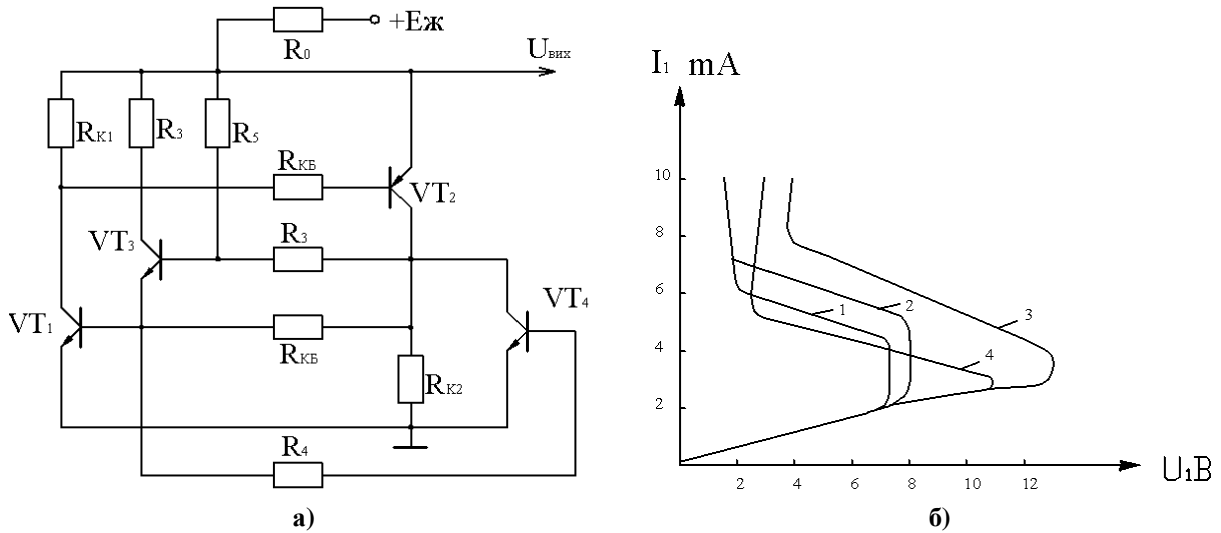
Але із-за не лінійності вах  $S$ -типу в області переключення розрахунок ВДО за формулою (2) дає великі розходження з експериментом.

Тому метою даної статті є переведення розрахунку ВДО в інтегральному термокомпенсійному гіраторі на основі р-п-р-п-структури через сигнальний граф на основі комп'ютерного моделювання програми MathCAD.

На рис. 3а подана схема термокомпенсованого двополосника – гіратора, в якому транзистори  $VT_1$ ,  $VT_2$  утворюють еквівалент р-п-р-п-структури з вольт-амперною характеристикою  $S$ -типу (рис. 3б).

У вихідному стані всі транзистори закриті. Підвищення напруги живлення призводить до збільшення струму, який протікає через подільник  $R_2$ ,  $R_3$ ,  $R_{K2}$ . Коли спад напруги на базі першого термокомпенсуючого транзистора  $VT_3$  перевищить сумарну напругу на переходах база – емітер транзисторів  $VT_1$ ,  $VT_3$ , то відбувається перехід пристроїв в лінійний режим роботи його вах. З підвищенням температури напруга на переході бази-емітер транзисторів зменшується:  $U_{BE} = U_{BE0} - \Delta U_{BE}$ , де  $\Delta U_{BE} = \epsilon \Delta T$  - температурний дрейф напруги на переході база-емітер ( $\epsilon = 1,5 - 3,0$ ) мВ/градус.

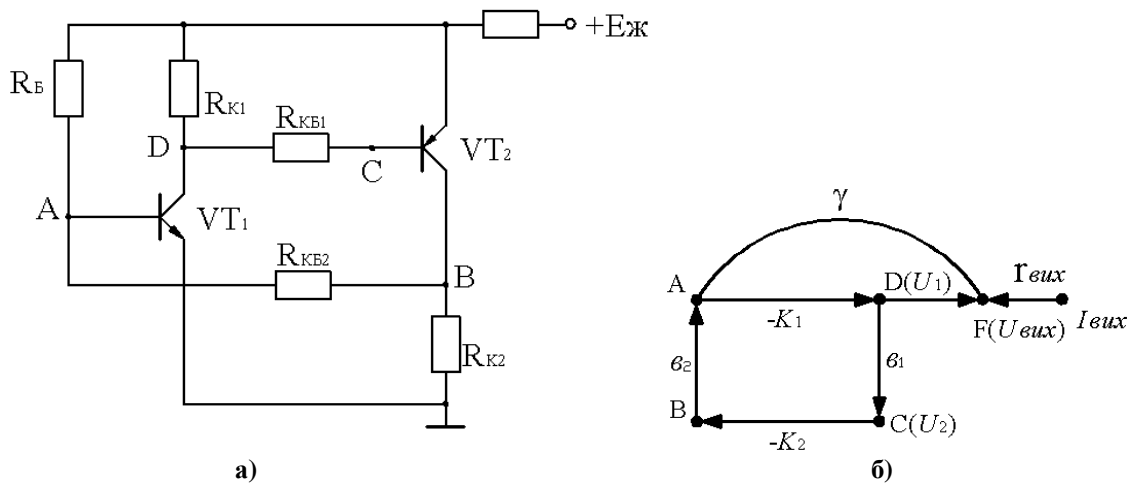
Таким чином, із підвищенням температури транзистори  $VT_1$  і  $VT_2$ , які утворюють транзисторний еквівалент р-п-р-п-структури включається і виключається при меншій напрузі живлення. При цьому вихідна вах  $S$ -типу зміщується вздовж осі напруг вліво.



**Рис. 3.** Електрична схема інтегрального термокомпенсованого генератора на основі р-п-р-п-структури а), та його вольтампертна характеристика S- типу б). 1,2- термокомпенсованого ; 3,4-нетермокомпенсованого двополюсника.

Підвищення температури призводить до зниження напруги на колекторі транзистора  $VT_2$ , що викликає неповне закривання транзистора  $VT_3$  і зменшення його емітерного струму  $I_{E3}$ . Тому для відкриття транзистора  $VT_1$  необхідно збільшити напругу живлення, що рівносильно переміщенню вах S-типу вздовж осі напруг вправо. На цьому принципі і побудована термокомпенсація дрейфу напруги і струмів включення і виключення, що демонструє рис.3б. Температурна стабілізація ВДО забезпечується не тільки за рахунок управління напругою  $U_{BE}$  транзисторів р-п-р-п-структури, але і за рахунок температурного коефіцієнта опору резисторів, який і регулюється багатозарядною імплантацією базової дифузії, що змінює як величину, так і знак ТКО. Для визначення ВДО і його температурного дрейфу повернемося до

вхідного варіанта транзисторного еквівалента і побудуємо його сигнальний граф, які відповідно подані на рис.4а,б. Опори резисторів виберемо у відповідності з нерівністю  $R_B > R_{B-B} \gg R_{K1}, R_{K2}$ . Підвищення напруги живлення викликає збільшення струму в подільнику  $R_B, R_{K2}, R_{KB2}$ . При рівності спаду напруги на резисторах  $R_{K2}, R_{KB2}$  напрузі  $U_{BE1}$  транзистора  $VT_1$ , останній відкривається, підвищується струм  $I_{K1}$ , що викликає збільшення спаду напруги на резисторі  $R_{K1}$  і виключається транзистор  $VT_2$ . Подальше підвищення напруги живлення приводить до збільшення струму колектора в колі транзистора  $VT_2$ . При рівності спаду напруги на резисторі  $R_{K2}$  і напруги на переході  $U_{BE2}$  в режимі близькому до насичення ( $U_{BH}$ ), то еквівалент виключається.



**Рис. 4.** Схема інтегрального транзисторного еквівалента як двополюсника р-п-р-п-структури а) та її сигнальний граф б).

Наш транзисторний еквівалент, що поданий на рис.4а, представляє не що інше як двополосний підсилювач, сигнальний граф якого зображує рис. 4б. Тому виходячи із сигнального графа , можна записати наступні співвідношення :

$$U_1 = U_{вих} g (-K_1) + U_2 b_2 K_1 K_2 \quad (3)$$

$$U_{вих} = U_1 K_P + I_{вих} r_{вих} \quad (4)$$

де  $\gamma$  - коефіцієнт передачі кола оберненого додатного зв'язку, який складається з резисторів  $R_B$  та  $R_{BX1}$ ;  $K_1$  і  $K_2$  - коефіцієнти підсилення за напругою відповідно 1 і 2 каскадів ;  $U_1$   $U_2$  - напруги в точках D і C відповідно;  $U_{вих}$  - вихідна напруга в точці F;  $b_1$  - коефіцієнт передачі подільника  $R_{KB1}$ ,  $R_{BX2}$  ( $R_{BX2}$  - вхідний опір другого каскаду);  $b_2$  - коефіцієнт передачі подільника  $R_{KB2}$ ,  $R_{BX1}$  ( $R_{BX1}$  - вхідний опір першого каскаду);  $K_P$  - коефіцієнт передачі емітерного підсилювача на транзисторі VT<sub>2</sub>;  $r_{вих}$  - вихідний опір еквівалента без оберненого зв'язку.

Як бачимо, рівняння (3) і (4) визначають напруги  $U_1$  та  $U_{вих}$ , де  $K_1$  і  $K_2$  - коефіцієнти підсилення із від'ємним значенням , бо визначають інвертування сигналу в точках D і B. Для емітерного повторювача , що визначає транзистор VT<sub>2</sub> , вихідний опір є рівним:

$$r_{вих} = r_k R_0 / (r_k + R_0) \quad (5)$$

де  $r_k$  - диференціальний опір переходу колектор-база VT<sub>2</sub> ,  $R_0$  - опір навантаження в колі емітера.

Так як  $r_k \gg R_0$  , а  $r_{вих} \approx R_0$  із рівнянь (3) і (4) можна визначити напругу  $U_1$  в точці D електричної схеми :

$$U_1 = U_{вих} g (-K_1) / (1 - b_2 K_1 K_2) \quad (6)$$

Після підстановки значення  $U_1$  згідно виразу (6) в рівняння (4) отримаємо

$$I_{BX} = \frac{U_{BX} (1 - K_P)}{R_{K1}} + \frac{U_{BX}}{R_{KB} (b_2 + 1) R_0} = U_{BX} \left[ \frac{R_{KB}}{(R_{KB} + b_2 R_0) R_{K1}} + \frac{1}{R_{KB} + b_2 R_0} \right] \quad (11)$$

Із виразу (11) можна визначити вхідний опір емітерного повторювача

$$R_{BX.ЕП} = \frac{U_{BX}}{I_{BX}} = \frac{(R_{KB} + b_2 R_0) R_{K1}}{R_{KB} + R_{K1}} \quad (12)$$

А тепер визначимо коефіцієнт підсилення на транзисторі VT<sub>1</sub>:

$$K_1 = \frac{b_1 R_{K1} (R_{KB} + b_2 R_0)}{(R_{KB} + R_{K1}) (r_B + b_1 r_{E1})} \approx \frac{R_{K1} (R_{KB} + b_2 R_0)}{(R_{KB} + R_{K1}) r_{E1}} \quad (13)$$

З врахуванням внутрішнього оберненого

$$I_{вих} r_{вих} = U_{вих} \left( 1 + \frac{g K_1 K_2}{1 - b_2 K_1 K_2} \right) \quad (7)$$

З цього виразу вже можна визначити від'ємний диференціальний опір нашого транзисторного еквівалента (гіратора).

$$|R^-| = \frac{U_{вих}}{I_{вих}} = \frac{r_{вих}}{\left( 1 + \frac{g K_1 K_2}{1 - b_2 K_1 K_2} \right)} = \frac{R_0}{\left( 1 + \frac{g K_1 K_2}{1 - b_2 K_1 K_2} \right)} \quad (8)$$

Із такого виразу слідує , що при  $b_1 K_1 K_2 > 1$  , двополосна структура р-п-р-п- типу приймає від'ємне значення , при  $b_2 K_1 K_2 = 1$  - нульове значення , а при  $b_2 K_1 K_2 < 1$  = цілком позитивне значення.

Тобто як величину, так і знак ВДО можна схемотехнічно регулювати як коефіцієнтом підсилення транзисторів VT<sub>1</sub> так і VT<sub>2</sub>, і оберненим зв'язком (додатнім за допомогою T<sub>1</sub> і від'ємним за допомогою b<sub>2</sub>). Повертаємося до коефіцієнта передачі емітерного повторювача на транзисторі VT<sub>2</sub>

$$K_P = b_2 R_0 / (R_{KB} + b_2 R_0) \quad (9)$$

де  $\beta_2$  - коефіцієнт підсилення за напругою транзистора VT<sub>2</sub>.

Коефіцієнт підсилення транзистора VT<sub>1</sub> визначимо як :

$$K_1 = -b_1 R_{K1} / r_{B1} + (b_1 + 1) r_{E1} \quad (10)$$

де  $\beta_1$  - коефіцієнт підсилення за напругою транзистора VT<sub>1</sub>;  $r_{B1}$  - опір бази цього транзистора;  $r_{E1}$  - опір емітерного переходу ( $r_{E1} = 0.025 / I_{E1}$ ).

На основі виразу (9) можна записати значення вхідного струму емітерного повторювача.

зв'язку за напругою коефіцієнт підсилення підсилювача на транзисторі VT<sub>1</sub> буде :

$$K_1 = \frac{b_1 R_{K1} (R_{KB} + b_2 R_0)}{(R_{KB} + R_{K1}) (r_B + b_1 r_{E1}) + m_{EK} b_1 R_{K1} (R_{KB} + b_2 R_0)} \quad (14)$$

де  $m_{EK}$  - коефіцієнт внутрішнього оберненого зв'язку за напругою.

Коефіцієнт передачі емітерного повторювача на резисторі VT<sub>2</sub> (як підсилювача) буде :

$$K_2 = \frac{b_2 R_{K2}}{R_{KB} + (b_2 + 1) R_0} \cong \frac{b_2 R_{K2}}{R_{KB} + b_2 R_0} \quad (15)$$

Тепер можемо визначити коефіцієнт передачі подільників  $b_1$  і  $b_2$ :

$$b_1 = \frac{R_{BX.EП}}{R_{K1} + R_0 + R_{BX.EП}} \approx 1 \quad (16)$$

бо  $R_{BX.EП} \gg (R_{K1} + R_0)$ .

$$b_2 = \frac{R_{BX1}}{R_{KB} + R_{BX1}} = \frac{r_{b1} + (b_1 + 1)r_{E1}}{R_{KB} + r_{b1} + (b_1 + 1)r_{E1}} \quad (17)$$

Підставляючи значення  $K_{p1}$ ,  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $B_2$  у вираз (8) для ВДО отримаємо:

$$|R^-| = \frac{R_0}{1 + \frac{R_0(R_{KB} + b_1 r_{E1})}{R_B R_{K2} \left[ \frac{((R_{KB} + R_{K1}) + m_{EK}(R_{K1}/r_{E1})(R_{KB} + b_2 R_0))(R_{KB} + b_1 r_{E1})}{b_1 b_2 R_{K1} R_{K2}} - 1 \right]}} \quad (18)$$

В основному на стабільність ВДО впливають температурні зміни параметрів транзисторів і дрейф коефіцієнтів підсилення за напругою  $\Delta\beta_1$  і  $\Delta\beta_2$  дрейф опору емітерного переходу

$$\Delta r_E = \Delta j_T / I_E \cong e\Delta T / I_E$$

Взявши повний диференціал від від'ємного диференціального опору згідно виразу (18), отримаємо:

$$\begin{aligned} \Delta |R^-| &= \frac{\partial |R^-|}{\partial K_1} \Delta K_1 + \frac{\partial |R^-|}{\partial K_2} \Delta K_2 + \frac{\partial |R^-|}{\partial b} \Delta b + \frac{\partial |R^-|}{\partial K_p} \Delta K_p + \frac{\partial |R^-|}{\partial b_2} \Delta b_2 = \\ &= \left[ -\frac{R_0 g K_p}{(1 - K_1 K_2 b_2 + g K_1 K_p)^2} \right] \Delta K_1 + \left[ -\frac{R_0 K_1^2 b_2 K_2 g}{(1 - K_1 K_2 b_2 + g K_1 K_p)^2} \right] \Delta K_2 + \\ &+ \left[ -\frac{R_0 K_1 K_p (1 - K_1 K_2 b_2)}{(1 - K_1 K_2 b_2 + g K_1 K_p)^2} \right] \Delta b + \left[ -\frac{R_0 g K_1 (1 - K_1 K_2 b_2)}{(1 - K_1 K_2 b_2 + g K_1 K_p)^2} \right] \Delta K_p + \\ &+ \left[ -\frac{R_0 g (K_1 K_2)^2}{(1 - K_1 K_2 b_2 + g K_1 K_p)^2} \right] \Delta b_2 \end{aligned} \quad (19)$$

Як бачимо, використавши сигнальний граф, ми чітко визначаємо значення від'ємного диференціального опору  $\Delta |R^-|$  та його термостабільність згідно виразів (18) і (19).

Тоді використавши програми MathCAD або MathLab можна легко промоделювати ці залежності від параметрів елементної бази інтегральних транзисторних еквівалентів. Тут слід відзначити, що термостабільність ВДО можна значно покращити майже на порядок, використавши інтегральну схемотехніку та технологію формування таких структур, зокрема:

1. Гетерну технологію термостабілізації зарядового стану межі Si-SiO<sub>2</sub> за рахунок формування по базовому окислу низькотемпературного борофосфоросилікатного скла, як гетера домішок і дефектів.

2. Високоенергетичну багатозарядну імплантацію для формування захищених, базових, емітерних та колекторних областей транзисторів і резисторів, яка повністю осуває явище автолегування та зміщення захищеного шару, що забезпечує термостабілізацію напруг  $U_{BE}$ ,  $U_{BK}$  та коефіцієнта підсилення  $\beta$ .

3. Імплантаційну або лазерну підгонку резисторів в номінал та необхідний знак температурного коефіцієнта опору (ТКО).

4. Профілювання контактних вікон та зменшення контактного опору за рахунок підшарів Ti+TiN до алюмінієвої металізації з використанням сплаву Al-Si- $\text{No}_{-1-1}$ .

5. Локальну епітаксію та локальну ізоляцію з використанням низькотемпературних плазмових процесів осадження та травлення в НВЧ-реакторах електронно-циклотронного резонансу (ЕЦР).

#### IV. Сигнальні граfi при розрахунку параметрів електромагнітного поля при його проходженні через стик середовищ

А тепер розглянемо іншу задачу, коли сигнальні граfi значно спрощують комп'ютерний розрахунок електромагнітного поля, яке проходить через стик середовищ.

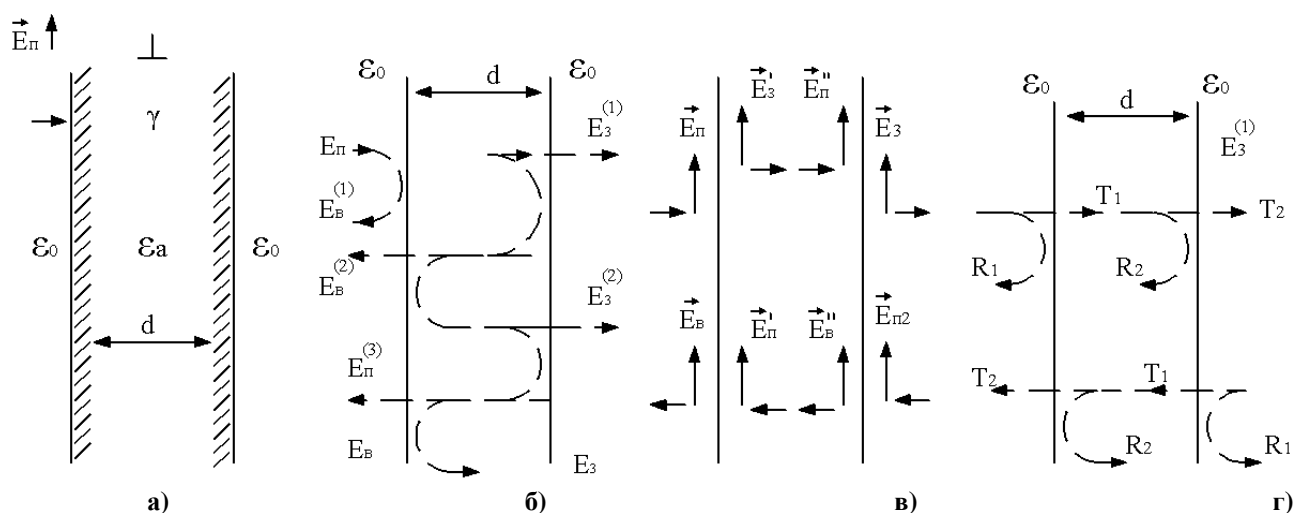
Це є особливо актуально зараз при розрахунку направляючих систем (хвилеводів), резонаторів

антенно-фідерних пристроїв, які використовуються в безпроводних телекомунікаційних мережах передачі сигналу, а саме розглянемо застосування методу сигнальних графів для аналізу і розрахунку електромагнітного поля в шаруватих структурах.

Плоскою шаруватою структурою вважають діелектричне середовище, сформоване з плоских шарів діелектрика. Її найпростішим прикладом є необмежена діелектрична пластина. Тут для проходження електромагнітних хвиль використовують закони Снелліуса та Френеля. Шарові структури використовуються для

узгодження середовищ як захисні перегородки, а також в різних конструкціях хвилеводів та відкритих резонаторів. Методи аналізу шаруватих структур застосовують в численних задачах виміральної техніки НВЧ. В основі цих методів лежить вже відома формула Мезона.

На рис. 5а зображено переріз діелектричної пластини. Найпростіше вважати, що діелектрик пластини є безвтратним, в якому діелектрична проникність  $\epsilon_a$  - дійсна. При наявності втрат користується вже комплексною діелектричною  $\tilde{\epsilon}_a$ .



**Рис. 5.** Шарувата структура та її параметри а) ; схема багаторазових відбиттів у товщині діелектричної пластини б) ; вектори напруженості електромагнітного поля  $\vec{E}$  у товщині діелектричної пластини в) ; коефіцієнти відбиття і заломлення на поверхнях діелектричної пластини г)

Якщо на пластину падає нормально однорідна плоска хвиля з перпендикулярно (горизонтально) поляризованою напруженістю електричного поля  $\vec{E}_\perp$ . Поле в пластині, поле відбитої і заломленої хвиль можна розглядати як результат складання хвиль в процесі багаторазових відбиттів та заломлень на поверхнях стику повітря - діелектрика (рис. 5б).

У задачі аналізу поля визначають результуючі напруженості поля хвиль, кожна з яких (рис. 5б, в) є сумою часткових хвиль при багаторазовому відбитті і заломленні. Основними параметрами процесу є коефіцієнт відбиття  $r$  та коефіцієнт проходження хвилі через пластину  $t$ , що визначаються як відношення напруженості поля відбитої чи заломленої хвилі до напруженості електричного поля падаючої хвилі на поверхнях (стиках) середовищ:

$$r = \frac{E_B}{E_\perp}, \quad t = \frac{E_3}{E_\perp} \quad (20)$$

Вхідний імпеданс пластини визначають як відношення сумарної електричної напруженості до

сумарної магнітної напруженості поля. У випадку горизонтальної поляризації ( $\perp$ ) сумарні напруженості визначаються як  $E_\perp + E_B$  і  $H_\perp - H_B$ . У випадку вертикальної (паралельної) (11) поляризації сумарні напруженості вже визначаються як  $E_\perp - E_B$  і  $H_\perp + H_B$ . У своїх подальших розрахунках будемо використовувати тільки горизонтальну поляризацію та взаємозв'язок напруженостей у вакуумі (повітрі)  $E_\perp/H_\perp = r_0$ , де  $r_0$  - хвильовий опір вакууму. Тоді вхідний імпеданс та коефіцієнт відбиття буде

$$z = \frac{E_\perp + E_B}{H_\perp + H_B} = r_0 \frac{1+r}{1-r}; \quad r = \frac{z-r_0}{z+r_0} \quad (21)$$

Для проведення аналізу шаруватих структур при проходженні через них електромагнітного поля задамо: товщину ( $d$ ) і характеристики діелектриків ( $\tilde{\epsilon}_a = \epsilon_a - j\epsilon_a''$ ) - комплексну діелектричну



проникливість ;  $m_a$  – магнітну проникність ;  
електричну напруженість поля падаючої хвилі  $E_{II}$ ,  
частоту поля падаючої хвилі  $\omega$ .

За допомогою цих даних визначаємо параметри  
поля електромагнітних хвиль :

1) хвильовий опір  $r = \sqrt{m_a/e_a}$  (для повітря

$$r_0 = \sqrt{m/e_0} = 120 \pi \text{ Ом};$$

2) фазовий коефіцієнт

$$b_\partial = w\sqrt{e_a m_a} = 2p/l_\partial \quad (\text{для повітря})$$

$$b_0 = w\sqrt{e_a m_a} = 2p/l_0$$

де  $l_0, l_\partial$  - довжини хвиль у повітрі та діелектрику;

3) коефіцієнт затухання  $a = pe_a''/l_\partial e_a$  ;

4) стану поширення хвилі у втратному  
середовищі  $\tilde{g} = jb + a$ .

Для мало втратних діелектриків  $e_a'' \ll e_a$  і  
тому хвильові опори та фазові коефіцієнти не  
відрізняються від їх значення для безвтратного  
діелектрика. За допомогою формул Френеля і  
Снелліуса визначаємо коефіцієнти відбиття і  
заломлення на стиках (рис 5.г ) самих середовищ

$$T_\perp = \frac{2r_\partial \cos j}{r_\partial \cos j + r_0 \cos y} \quad (22)$$

де  $j$  - кут падіння,  $y$  - кут заломлення, між  
якими виконується співвідношення

$$\frac{\sin j}{\sin y} = \frac{e_a m_a}{e_0 m_0}$$

Аналіз шаруватих структур полягає у записях  
параметрів  $p$  і  $t$  за допомогою характеристик  
діелектрика  $e = e_a/e_0$ ,  $m = m_a/m_0$  та товщини  
 $d$ . Якщо падіння нормальне, то  $j$  і  $y = 0$ .

У цьому випадку метод сигнальних графів  
оперує результуючими напруженостями хвиль (рис  
5б і в ). Тут вже графом називають графічну  
побудову для системи рівнянь, яка надає  
можливість розв'язати цю систему рівнянь за  
допомогою правил визначення передачі графу. У  
випадку горизонтальної ( $\perp$ ) поляризації  
комплексні вектори напруженості електричного  
поля мають однаковий напрям і лежать на спільних  
прямих, тобто їх комплексні значення можна  
складати алгебраїчно. Тому напруженість поля  
відбитої хвилі  $E_B$  виникає за рахунок відбиття  
падаючої хвилі ( $E_{II} \cdot R_1$ ) і заломленої хвилі, що  
падає на стик з протилежного боку ( $E_{II}' \cdot T_\perp$ ) (рис  
5в,г). При визначенні заломленої хвилі на першому  
стику  $E_3'$  аналогічно складаємо відбиту хвилю

( $E_{II}' R_2$ ) і заломлену хвилю ( $E_{II}' T_1$ ). Отже  
отримаємо рівняння для першого стику і подібно  
до другого стику.

$$\begin{aligned} \text{перший стик} \quad E_B &= E_{II} R_1 + E_{II}' T_2 \\ E_3' &= E_{II} T_1 + E_{II}' R_2 \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \text{пластина товщиною } d \quad E_{II}'' &= E_3' \exp(-\tilde{g} \cdot d) \\ E_{II}' &= E_B'' \exp(-\tilde{g} \cdot d) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{другий стик} \quad E_B'' &= E_{II}'' R_2 + E_{II2} T_1 \\ E_3 &= E_B'' T_2 + E_{II2} R_1 \end{aligned}$$

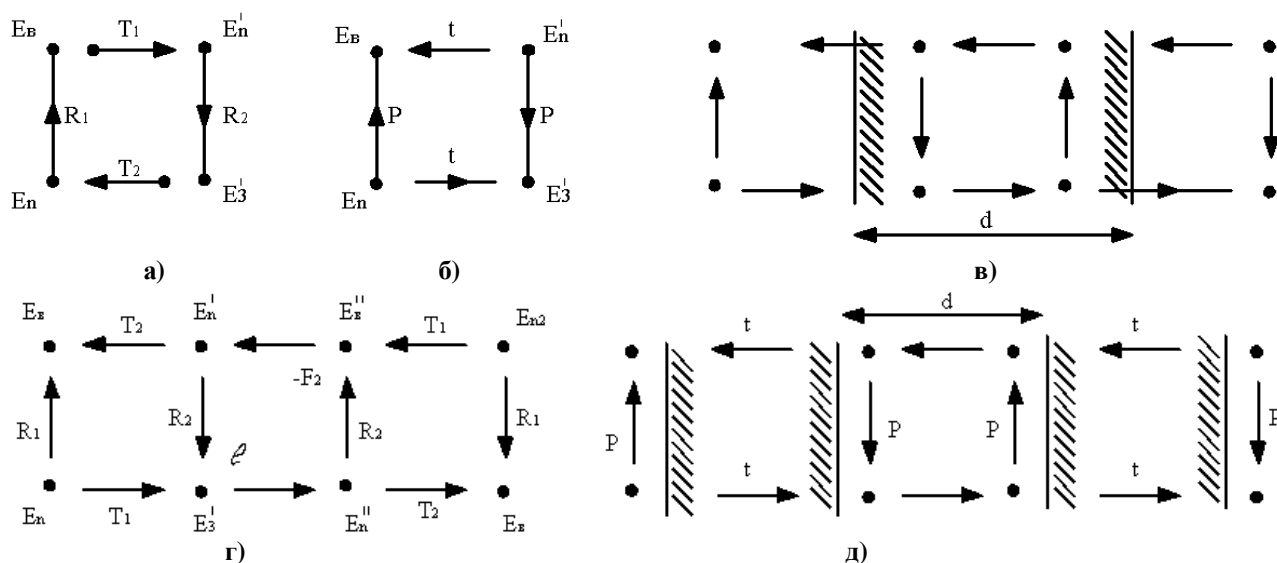
Активні електричні величини (напруженості  
поля) позначають у графі вузлами; коефіцієнти  
рівнянь описують гілку у графі, стрілка на якій  
вказує напрям передачі сигналу граф для першого  
рівняння системи (23) зображено на (рис. 6а). Два  
вузла цього графа є спільними і для графа другого  
рівняння, тому граф першого стику має вигляд  
прямокутника, а результуючий граф має вигляд, як  
на (рис. 6 б г). Для побудови нового графу немає  
потреби виписувати рівняння (23) а можна подати  
його відповідно до напрямку поширення сигналу у  
прямому та зворотньому напрямку, враховуючи  
коефіцієнти відбиття на стиках.

Правило визначення передачі сигнального  
графу вже можна записати у вигляді формули  
Мезона через відомі стежки і контури графа:

$$G = \frac{\text{вузол\_стоку}}{\text{вузол\_джерела}} = \frac{\sum C(1 - \sum K_1^{(i)} + \sum K_2^{(i)} + \sum K_3^{(i)} + \dots)}{1 - \sum K_1 + \sum K_2 + \sum K_3 \dots} \quad (24)$$

До вузла стану гілки надходять (рис.6г) вузли  
стану  $E_B$  та  $E_n'$ ; з вузла джерела гілки виходять ( на  
рис 6г вузли джерела  $E_n$  і  $E_{n2}$  ). Вузли  
 $E_3', E_n', E_B'', E_n''$  ( рис 6г) є одночасно джерелами та  
стоками гілок. Стежка  $C$  виражається добутком  
коефіцієнтів гілок з однаковим напрямом стрілок,  
які у сукупності з'єднують вузол–джерело з  
вузлом–стоком. Наприклад, при визначенні  
коефіцієнта проходження  $t(1)$  стежка з'єднує вузли

$E_n$  (джерело) і  $E_3$  (стік) у графі (рис. 6г), тому  
 $C_1 = T_1 T_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)$ . Величина  $K_1$  є контуром  
першого порядку, що записується добутком  
коефіцієнтом гілок, що за напрямом стрілок  
формують замкнутий контур. У графі (рис. 6г) є  
лише один контур першого порядку  
 $K_1 = (R_2)^2 \exp(-2g \cdot d)$ . Під контуром  $K_1^{(i)}$   
розуміється контур, що не доторкається і-тої  
стежки у графі (рис. 6г) контур  $K_1$  має спільні  
вузли і гілки і стежкою  $C_1$ , тому цей контур не  
враховується. Контур другого порядку  $K_2$  є  
добутком двох контурів першого порядку, які не  
мають спільних вузлів або гілок. У графі (рис. 6г)



**Рис. 6.** Сигнальний граф як графічне зображення рівнянь (5) - а); еквівалентний граф пластини - б); одно контурний граф пластини - в); вузли та гілки у графі пластини - г); еквівалентний граф структури двох пластин - д).

контурів вищого порядку немає, тому коефіцієнти проходження через пластину приймає значення (за формулою Мезона):

$$t = \frac{T_1 T_2 \exp(-g \cdot d)}{1 - (R_2)^2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)} \quad (25)$$

Аналогічно коефіцієнт відбиття від пластини  $p$

$$p = \frac{R_1 [1 - (R_2)^2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)] + T_1 T_2 R_2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)}{1 - (R_2)^2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)} = R_1 + \frac{T_1 T_2 R_2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)}{1 - (R_2)^2 \exp(-2\tilde{g} \cdot d)} \quad (26)$$

Метод еквівалентних графів (або графів) дає змогу побудувати сигнальний граф (рис. 6в) для пластини на основі рівнянь

$$E_B = E_n p + E_{n2} t, \quad E_3 = E_n t + E_{n2} p \quad (27)$$

У складних задачах, наприклад при аналізі двох пластин (рис. 6б), доцільно кожну пластину описати еквівалентним графом і з'єднати ці графи гілками, які характеризують проходження хвиль у повітряному проміжку  $\exp(-j b_0 d_0)$ . При безпосередньому стику пластин граф залишається незмінним, але гілку для повітряного проміжку треба позначити коефіцієнтом  $\exp(-j b_0 d_0) \approx 1$  бо  $d_0 = 0$ . Згідно з правилом Мезона для двох пластин отримаємо:

визначається у графі (рис. 6г) вузлами  $E_B$  (стік),  $E_n$  (джерело); стежка між цими вузлами  $C_1 = R_1$  не досягає контура  $K_I$ ; друга стежка  $C_2 = T_1 T_2 R_2 \exp(-2g \cdot d)$  стикається з одним контуром  $K_I$ , тому згідно правила Мезона для передачі графа матимемо:

$$p' = p + \frac{t^2 p \exp(-j 2 b_0 d_0)}{1 - p^2 \exp(-j 2 b_0 d_0)}; \quad (28)$$

$$t' = \frac{p^2 \exp(-j b_0 d_0)}{1 - p^2 \exp(-j 2 b_0 d_0)}$$

Використаємо тепер метод часткових хвиль для підтвердження результатів отриманих методом сигнальних графів. Відповідно до (рис. 5а,г) позначимо часткові хвилі при багаторазових відбиттях та заломленнях. Для визначення коефіцієнтів через пластину  $t$  знайдемо напруженість поля для заломленої хвилі як сума напруженостей поля часткових хвиль зокрема:

$$E_3 = E_3^{(1)} + E_3^{(2)} + E_3^{(3)} + \dots$$

$$E_3^{(1)} = E_n T_1 \exp(-\tilde{g} \cdot d) T_2;$$

$$E_3^{(2)} = E_{II} T_1 \exp(-\tilde{g} \cdot d) [R_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)]^2 T_2 ;$$

$$E_3^{(3)} = E_{II} T_1 \exp(-\tilde{g} \cdot d) [R_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)]^4 T_2 ;$$

Тоді

$$E_3 = E_{II} T_1 T_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d) \{ 1 + [R_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)]^2 + [R_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)]^4 + \dots \}$$

Застосовуючи формулу для суми членів геометричної прогресії  $\sum_{i=1}^{\infty} q^{i-1} = \frac{1}{1-q}$ ,  $q < 1$

отримуємо для  $|R_2| < 1$ :

$$E_3 = E_{II} \frac{T_1 T_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)}{1 - [R_2 \exp(-\tilde{g} \cdot d)]^2}$$

Звідки бачимо повну збіжність заломленої хвилі із розрахованими за допомогою правила Мезона сигнальних графів цей метод, як бачимо, є оригінальним і для аналізу електромагнітних хвиль при їх проходженні через стик середовищ і набирає особливої ваги при розрахунку хвилеводів в антенно – фідерних пристроях телекомунікаційних мереж. Метод сигнальних графів в цьому випадку дозволяє також розраховувати поля всередині хвилевода чи шаруваті структури (смушкового хвилевода).

Метод довгих ліній найбільш широко використовують для розрахунку вхідних імпедансів (21). Тут саме рівняння довгої лінії збігається з рівнянням для поля плоских хвиль. Тому тут теж ми можемо використати сигнальний граф, де хвильові опори середовища замінити хвильовими опорами ліній. Метод буде непридатний у випадку, коли хвиля падає під кутом більшим від 0. В цьому випадку теж використовується метод сигнальних графів, з врахуванням коефіцієнтів відбиття і заломлення залежно від кута падіння згідно законів Снелліуса та Френеля.

Техніка перетворення виразів, отриманих методом сигнальних графів ставить за мету визначення коефіцієнтів  $p$  і  $t$  залежно від відносних значень діелектричної проникливості  $e = e_a/e_0$  та відношення  $d/l$ , використовувати програмні пакети MathCAD і MathLab. Розглянемо таке перетворення для задач з проходженням електромагнітної хвилі через діелектричну пластину, хвильовий опір діелектрика якої дорівнює  $r$ .

Для нормального падіння хвилі (кут падіння  $j = 0$ ) формули Френеля (для  $\perp$  поляризації) мають вигляд

$$R_1 = \frac{r - r_0}{r + r_0}; \quad R_2 = R_1;$$

$$T_1 = \frac{2r}{r + r_0}; \quad b_0 d = \frac{2pd}{l}.$$

Для безвтратного ( $a_0 = 0$ ) і немагнітного ( $m_a = m_0$ ) діелектрика отримаємо

$$R_1 = \frac{\sqrt{m_0/e_a} - \sqrt{m_0/e_0}}{\sqrt{m_0/e_a} + \sqrt{m_0/e_0}} = \frac{1 - \sqrt{e}}{1 + \sqrt{e}} = -R_2;$$

$$T_1 = \frac{2}{1 + \sqrt{e}}; \quad T_2 = \frac{2\sqrt{e}}{1 + \sqrt{e}}.$$

У випадку коли  $d = l_0/2$ , дістанемо, що  $\exp(-jb_0 d) = 1$ , коефіцієнт відбиття від пластини, якщо  $R_2 > 0$ , матимемо:

$$p = R_2 - \frac{[1 - (R_2)^2] + T_1 T_2}{1 - (R_2)^2}.$$

і для безвтратного діелектрика, коли  $R_2^2 + T_1 T_0 = 1$ , отримаємо  $p = 0$ ,  $t = 1$ .

Тобто сигнальні графи дозволяють теж моделювати процеси проходження електромагнітної хвилі в різних середовищах та хвилеводах антенно-фідерних пристроїв сучасних без-провідних телекомунікаційних мереж, або процеси в шаруватих структурах наноелектроніки.

## Висновки

1. В даній статі проаналізований метод сигнальних графів і його широкі можливості при моделюванні інтегральних транзисторних еквівалентів (гіраторів) та електромагнітного поля при його проходженні через стик середовищ в безпровідних телекомунікаційних мережах.

2. Комп'ютерне моделювання з використанням сигнального графа можна проводити через еквівалентні перетворення графів або використовувати формулу Мезона.

3. Сигнальні графи можуть стати також ефективним інструментом при аналізі шаруватих структур наноелектроніки.

- [1] Й.А. Захарія. *Основи електродинаміки і поширення радіо хвиль*. ДУ "Львівська політехніка", Львів. 314 с. (1996).
- [2] А.А. Арефьев, Е.М. Баскаков, Л.Н. Степанова. *Радиотехнические устройства на транзисторных эквивалентах р-п-р-п – структуры*. Радио и связь, М. 120с. (1982).
- [3] С.П. Новосядлий. *Фізико-технологічні основи субмікронної технології великих інтегральних схем*. Ів.-Франківськ, Сімик. 351с. (2003).
- [4] С.П.Новосядлий, В.М. Бережанський. *Багатозарядна іонно- імплантаційна обробка при формуванні кишень і металізації субмікронних структур ВІС*. Металофізика і новітні технології, **7**(29). сс. 857-866. (2007).

S.P Novosyadlyi, S.M. Vertepnyi, V.P. Perehinskyi

## **Signal Graphs as a Tool for Computer Simulation of Integrated Thermal Gytrators and Electromagnetic Field Passing Through the Joint Environment**

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University  
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine*

A calculation of negative differential resistance (NDR) of integral transistor gyrator as bipolar p-n-p-n - structures through voltage and brings currents over turn-on and turn-off to the large errors, so as in the band of switching of volt-ampere characteristic S-type is nonlinear. It is to limit the scope of use of the integrated gyratory circuits. In this article the method of calculation which is based on presentation of p-n-p-n - structures is offered type of amplifying cascades through signal graphs. Thus NDR calculated with high accuracy (on a ten greater) through the characteristics of integral transistors and components of electric circle. The method of the signal graphs also opens new capabilities for the calculation of the electromagnetic field which passes through the contiguity of different environments.