

Ю.В. ЛАВРИНЕНКО

ОСНОВИ ЕЛЕКТРОТЕХНІКИ ТА ЕЛЕКТРОНІКИ

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Ю.В. ЛАВРИНЕНКО

ОСНОВИ ЕЛЕКТРОТЕХНІКИ ТА ЕЛЕКТРОНІКИ

Конспект лекцій

**О д е с а
2009**

ББК 32.84
В 28
УДК 621.37

Друкується за рішенням Вченої ради Одеського державного екологічного університету (протокол № _____ від ____. ____. 200__ р.).

Лавриненко Ю.В..

Основи електротехніки та електроніки : Конспект лекцій.
-Одеса: Вид-во “ТЕС”, 2009. - 168с.

В конспекті лекцій викладені теоретичні відомості про електричні ланцюги постійного і змінного струму, принципи роботи асинхронних та синхронних машин, напівпровідникових приладів, підсилювачів та логічних схем.

Конспект лекцій використовується для денної та заочної форми навчання.

Одеський державний
екологічний університет, 200__

Зміст

| | |
|--|-----|
| Вступ | 2 |
| 1. Аксиоматичні поняття та визначення | 3 |
| 2. Закон Ома для активного замкнутого кола та його відтинку. Закони Кірхгофа..... | 10 |
| 3. Спеціальні методи розрахунку електричних ланцюгів..... | 13 |
| 4. Параметри синусоїдального струму. Середнє та середньоквадратичне (діюче) значення..... | 29 |
| 5. Значення резонансу у колах. Паралельний і послідовний резонанс..... | 44 |
| 6. Закон електромагнітної індукції. Самоіндукція та взаємоіндукція. Індуктивність і взаємна індуктивність..... | 57 |
| 7. Активний і пасивний чотириполюсники..... | 63 |
| 8. Трифазна система електрорушійних сил..... | 74 |
| 9. Пульсуюче та обертове поле..... | 76 |
| 10. Методи і засоби вимірювання струму, напруги..... | 87 |
| 11. Основи фізики напівпровідників..... | 98 |
| 12. Напівпровідникові діоди, біполярні транзистори, польові транзистори, тиристори, терморезистори..... | 123 |
| 13. Логинні елементи..... | 127 |
| 14. Посилувачі електричних сигналів, класифікація, принцип дії, характеристики..... | 130 |
| 15. Електронні ключі, класифікація, принцип дії..... | 140 |
| 16. Генератори синусоїдальних коливань, класифікація, принцип дії..... | 144 |
| 17. Вторинні джерела живлення електронних пристроїв..... | 148 |
| 18. Пристрій і принцип дії електронного осцилографа..... | 151 |
| 19. Стабілізатори струму та напруги..... | 158 |

ВСТУП

Сучасний науково-технічний прогрес не може існувати без електрофікації тієї бази, на якій розвиваються найсучасніші технічні засоби виробництва. Тому завжди у всіх країнах розвивалась і розвивається наука по використанню електричної енергії у виробництві транспорту, електронної промисловості та побутової техніки.

Потреби народного господарства в електричній енергії невідомо зростають, що вимагає відповідного зростання її виробництва.

З розвитком електрофікації прискореним темпом розвивається електротехнічна промисловість – виробництво потужних гідро і турбогенераторів, трансформаторів, електродвигунів, комутаційної апаратури, приладів для автоматизації виробничих процесів.

Електрична енергія може бути одержана з двох видів енергії. У великих кількостях її одержують в результаті переробки механічної енергії за допомогою електромашинних генераторів. На сьогоднішній день розроблені методи безпосереднього перетворення теплової і ядерної енергії на електричну. Ці методи основні при одержанні електричної енергії у великих кількостях.

Відомі методи прямого перетворення теплової променевої і хімічної енергії на електричну, які давно використовуються в радіотехніці, вимірювальній техніці та автоматичній.

З використанням різноманітної електричної апаратури, електричних приладів отримали подальший розвиток такі галузі науки, як: медицина, геологія, біологія, математика, астрономія та інші.

Особливої уваги потребують електроннообчислювальна наука і техніка, які стали сьогодні провідними.

Подальший розвиток електротехніки, цифрової обчислювальної техніки потребує підготовки і відповідних фахівців.

При вивченні основ електротехніки студенти повинні засвоїти фізичну суть електромагнітних і магнітних явищ. Це дасть їм можливість правильно використовувати і експлуатувати електричні і радіоприлади, а також цифрову обчислювальну техніку.

Уміння та навички, які отримують студенти при вивченні дисципліни „Основи електроніки, автоматики та цифрової техніки” повинні закріпитися в процесі самостійної роботи. Для цього в кінці кожної теми даються контрольні запитання.

1 Аксиоматичні поняття та визначення

Фізичну основу електротехніки складають електричні і магнітні явища. Зміст же електротехніки як галузі науки полягає в технічному використанні цих явищ.

Перш ніж приступити до розгляду основ електротехніки, коротко зупинимося на деяких відомостях про будову матерії, без яких не можна правильно зрозуміти суть і можливість використання електричних і магнітних явищ.

До структури атомів і молекул речовини входять різного роду елементарні частинки. Деякі з них мають електричний заряд. Для вивчення основ електротехніки досить ознайомитися з основними властивостями електронів і протонів.

Протони - частинки, що мають позитивний електричний заряд. Вони входять до складу атомного ядра, електричний заряд якого в цілому також позитивний. Займаючи незначну частку об'єму, ядро містить практично всю масу атома.

Навколо ядра розташовуються **електрони** – частинки з негативним електричним зарядом (рис. 1.1). Електрони обертаються навколо власної осі і навколо ядра по замкнутих орбітах.

Кількість електронів в атомах різних хімічних елементів неоднакова. Наприклад, атом найлегшого елемента – водню – має один електрон, атом натрію – електронів, атом хлору – 17, а в атомі одного з важких елементів – урану – 92 електрони.

Загальний негативний заряд електронів у атомі будь-якого хімічного елемента дорівнює позитивному заряду ядра, тому атоми в звичайному стані електрично нейтральні.

Після видалення з атома або введення в нього одного або декількох електронів атом стає електрично зарядженим, причому заряд його завжди виявляється кратним заряду електрона. Це пояснюється тим, що електрон має елементарний (найменший відомий) + електричний заряд, рівний $1,6 \cdot 10^{-19}$ кулона (К).

Недостача електронів робить атом позитивно зарядженим, надлишок електронів обумовлює загальний його негативний заряд. То ж можна сказати про групу взаємозв'язаних атомів, які утворюють молекулу. Атоми і молекули, що мають електричний заряд, називають **іонами**.

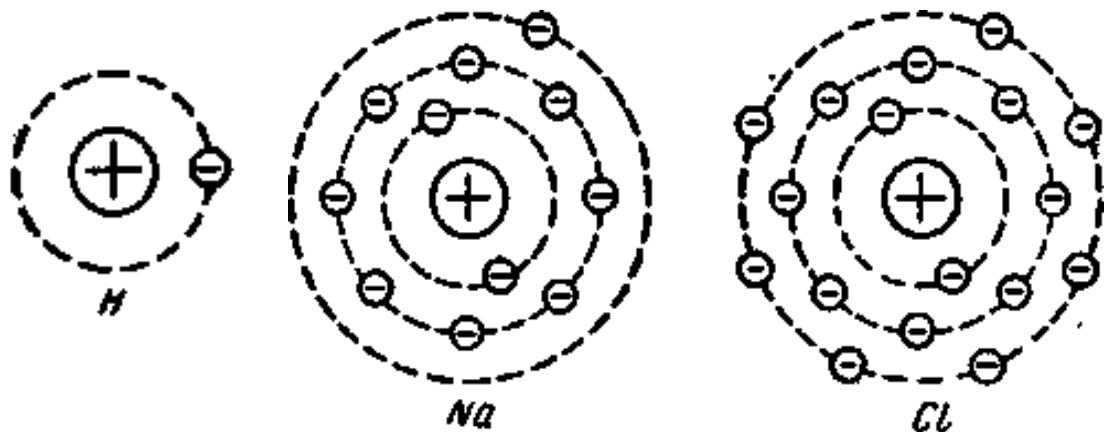


Рис.1.1 - Моделі атомів водню, натрію, хлору

Елементарні частинки, що мають електричний заряд, оточені електромагнітним полем, причому між частинками і їх полем, строго кажучи, точної межі немає. Проте вважають, що електричний заряд має лише частинка матерії, зосереджена у дуже малій області простору. Поза цією областю матерія існує у вигляді електромагнітного поля, а об'ємна густина електричного заряду дорівнює нулю.

Елементарні заряджені частинки і їх електромагнітні поля, як і інші види матерії, мають масу, енергію, кількість руху, тобто характеризуються тими ж властивостями, які враховують при розгляді механічної форми руху матерії.

Але ці частинки і їх електромагнітне поле є особливим видом матерії, оскільки, окрім перерахованих вище властивостей, вони мають ще електромагнітні властивості, які в класичній механіці не враховують. Найважливішими з цих властивостей є електричний заряд, власний магнітний момент і силова дія електромагнітного поля на заряджені частинки.

Електричний заряд елементарної частинки є її фізичною властивістю, яка характеризує зв'язок частинки з власним електромагнітним полем і її силову дію із зовнішнім електромагнітним полем.

Електромагнітне поле залежно від того, рухома чи нерухома заряджена частинка, з якою воно зв'язане або взаємодіє, буде або електричним або магнітним полем.

Електричне поле є матерія, яка оточує нерухомі заряджені частинки і нерозривно пов'язана з ними. Характерною властивістю

електричного поля є силова дія на нерухомі заряджені частинки, внесені в область простору, заповнену цим видом матерії. На нерухомі заряджені частинки магнітне поле не діє.

Як вже було відзначено, не можна представити елементарні частинки без їх електромагнітного поля, але електромагнітне поле може існувати окремо від частинок, розповсюджуючись з певною швидкістю (наприклад, електромагнітні хвилі, що випромінюються антенною). Розповсюдження електромагнітного поля супроводжується безперервним взаємним перетворенням магнітного і електричного полів. Ці два процеси не віддільні один від одного.

Швидкість розповсюдження електромагнітного поля у вакуумі складає близько $3 \cdot 10^{10}$ см/с., тобто дорівнює найвищій досяжній в природі швидкості – швидкості світла. **Вакуумом** називається область простору, в якій відсутні частинки речовини, але існує електромагнітне поле або інші поля (наприклад, поле тяжіння).

Електрони обертаються навколо ядра по визначених (дозволених) орбітах.

Знаходячись на одній з них, електрон має деяку енергію, або, інакше кажучи, займає певний **енергетичний рівень**.

Можливий перехід з однієї дозволеної орбіти на іншу, в цьому випадку його енергія змінюється стрибком. При переході на віддаленішу від ядра орбіту потенціальна енергія електрона підвищується, оскільки такий перехід здійснюється з подоланням сил тяжіння електрона до ядра за рахунок енергії, що надійшла іззовні (під дією тепла, світла і тому подібне).

Положення електрона в атомі на більш видаленій орбіті менш стійке. Атом, що отримав порцію енергії, за рахунок якої електрон перейшов із стійкішої орбіти на менш стійку, називається **збудженим**.

Збуджений стан атома короточасний (приблизно 10^{-8} с), потім електрон перескакує на одну з вільних орбіт, ближче до ядра. При цьому рівень енергії електрона знижується, а надлишок енергії виділяється у вигляді електромагнітного випромінювання. Таким чином, поглинання і витрата енергії електроном здійснюється тільки порціями (квантами).

Можливість зміни енергії електрона, тобто переходу його з однієї орбіти на іншу, не означає, що електрон, який входить до структури атома даного хімічного елемента, може зайняти будь-який енергетичний рівень. Стрибкоподібна зміна енергії електрона вказує на те, що між двома „дозволеними” рівнями є „заборонені” рівні енергії.

Електрони в атомі можна розділити на групи, в кожній з яких енергетичні рівні електронів відрізняються відносно мало, тобто орбіти електронів кожної групи розташовуються близько одна до одної.

Перший, найближчий до ядра шар містить не більше двох

електронів, другий – не більше восьми, третій – не більше вісімнадцяти і так далі. Зовнішній шар атома містить не більше восьми електронів.

Кожен шар характеризується своєю середньою відстанню від ядра, а електрони в ній відрізняються квантовими характеристиками.

Згідно принципу Паулі, в атомі не може бути двох електронів з однаковим стаціонарним станом.

Зовнішні електрони беруть участь в утворенні хімічних зв'язків тобто атом може віддати електрони із свого зовнішнього шару, стаючи позитивним іоном, або навпаки, приєднати електрони до зовнішнього шару, стаючи негативним іоном. Такі електрони називаються **валентними**.

Встановлено, якщо в зовнішньому шарі атома менше чотирьох електронів, він легко віддає свої електрони. Таку властивість мають, наприклад, атоми металів, і серед них виділяються лужні метали, що мають по одному електрону в зовнішній оболонці. Якщо в зовнішньому шарі атома більше чотирьох електронів, то такі атоми можуть приєднувати до себе електрони, доповнюючи цей шар до восьми електронів. Ця властивість особливо сильно виражена у елементів, атоми яких мають сім електронів на зовнішньому шарі (галоїди).

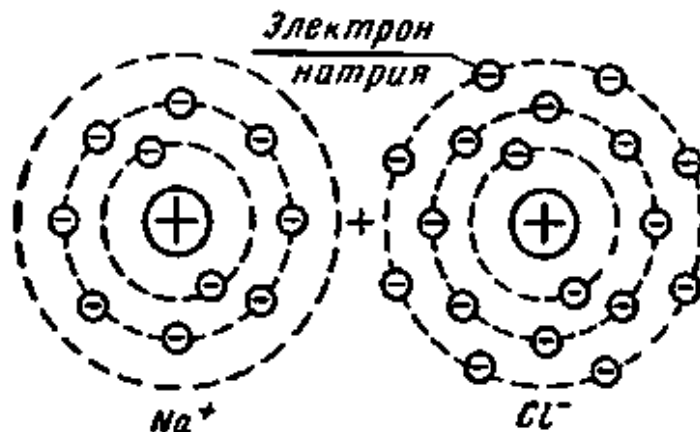


Рис.1.2 - Схема іонного зв'язку атомів в молекулі хлористого натрію

Атоми які мають вісім електронів на зовнішньому шарі, є хімічно стійкими, тобто не віддають і не приєднують електронів. Така будова атомів характерна для інертних газів.

На рис 1.2 наведена схема утворення молекули хлористого натрію. Атом натрію, що має всього 11 електронів, а в зовнішньому шарі - один електрон (натрій – одновалентний), віддає його з третього шару, стаючи **ПОЗИТИВНИМ** іоном з числом електронів в зовнішньому шарі рівним восьми.

Атом хлора має всього 17 електронів, зокрема сім в зовнішньому шарі, приймає один електрон, стаючи **негативним** іоном з числом електронів в зовнішньому шарі рівним восьми. Два іони Na^+ і Cl^- зв'язано в нейтральну молекулу силами електростатичного тяжіння. Проте обидва іони мають відособлені електронні оболонки. Такий зв'язок атомів в молекулі називається **іонним**.

У молекулах і кристалах, що складаються з однакових або близьких по хімічних властивостях атомів, кожен валентний електрон взаємодіє з двома сусідніми атомами. Інакше кажучи, два сусідні атоми мають пару електронів (поодинці від кожного атома), які відносяться до обох атомів.

Розглянемо для прикладу елемент IV групи періодичної системи Д.І.Менделєєва - германій. Цей хімічний елемент чотиривалентний, оскільки має чотири електрони на зовнішній оболонці атома. У кристалі кожен атом через свої валентні електрони пов'язаний з чотирма сусідніми атомами.

Парноелектронні зв'язки атомів в кристалі можна представити умовною схемою, зображеною на рис. 1.3, де кругами із знаком «мінус» позначені валентні електрони, і із знаком «плюс» - позитивні іони. Подвійні лінії указують зв'язки електронів з іонами. Пари електронів, через які зв'язані атоми, в рівній мірі відносяться до обох атомів. Такий зв'язок атомів в молекулі і кристалі називається **ковалентним**.

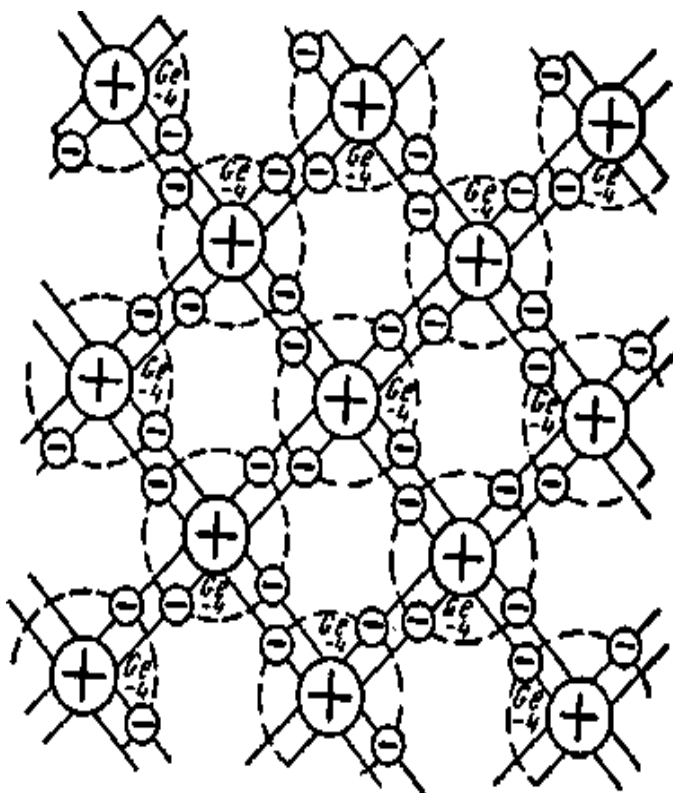


Рис.1.3 - Схема ковалентного зв'язку атомів германію

Хімічний зв'язок атомів може бути проміжним між іонною і ковалентним : пара електронів виявляється зміщеною ближче до одного атома, а саме до атома того елемента, у которго прагнення приєднувати електрони виражене сильніше. У таких випадках хімічний зв'язок називається **полярним**.

Уявлення про електронну структуру атомів послужило підставою для класичної теорії будови металів. У цій теорії враховується, що валентні електрони зовнішнього шару відокремленого атома слабо пов'язані з ядром. При утворенні кристалів на електрони кожного атома діють ядра інших атомів. У цих умовах деякі валентні електрони втрачають постійний зв'язок з одним ядром і переходять від одного атома до іншого. Такі електрони називають **звільненими**. Атоми, що втратили електрони з валентного шару, стають позитивними іонами. Вони розташовуються у вузлах кристалічної решітки і здійснюють теплові коливання біля положення рівноваги. Загальний заряд вільних електронів в кристалі дорівнює позитивному заряду іонів, тому кристал залишається електрично нейтральним.

Вільні електрони теж беруть участь в хаотичному тепловому русі, але переміщуються по всьому кристалу, утворюючи своєрідний електронний газ. Передбачається, що вільні електрони володіють властивостями молекул ідеального газу; вони не взаємодіють на відстані між собою і з іншими частинками металу, але при своєму русі можуть стикатися з іонами кристалічної решітки. Електронна теорія будови металів була розроблена у зв'язку із загальною проблемою електропровідності речовин. Висока електропровідність і деякі і інші властивості металів отримали добре пояснення при введенні поняття про вільні електрони . Електронна теорія пояснює погану електропровідність у ряду речовин відсутністю вільних електронів. Такі речовини отримали назву **діелектриків**.

Проте далеко не всі електричні властивості твердих тіл, у тому числі і металів, можна пояснити за допомогою електронної теорії. Застосування її у ряді випадків привело до суперечностей з досвідченими даними

Класична електронна теорія не може пояснити, зокрема, властивості напівпровідників, якими є більшість кристалічних речовин.

В даний час в уявлення про електричні властивості твердих тіл внесені істотні зміни, завдяки яким можливо з єдиної точки зору пояснити відмінності в електропровідності металів, діелектриків і підлозі провідників. Такому завданню відповідає зонна теорія твердого тіла, в основі якої лежать поняття про енергетичні рівні і квантових станах електронів в атомах.

При об'єднанні атомів в молекули і кристали атоми взаємодіють один з одним. При цьому рівні енергії електронів змінюються. В результаті

один однаковий для всіх відокремлених атомів рівень розщеплюється на стільки близьких, скільки атомів є в кристалі. Сукупністю цих рівнів . відносно яких також дійсний принцип Паулі, утворюється енергетична зона дозволених рівнів.

До розщеплювання схильні всі рівні ізольованого атома відповідно цьому в кристалі утворюються декілька зон, дозволених рівнів, а між ними знаходяться зони заборонених рівнів.

Нижні дозвалені зони утворені рівнями, які розщеплюються слабо, оскільки відповідні їм електрони розташовуються ближче до свого ядра і з боку інших атомів схильні до меншої дії.

Ці зони завжди до кінця заповнені електронами і для пояснення електричних властивостей твердих тіл істотного значення не мають.

З цієї точки зору представляє інтерес валентна зона, яка заповнена валентними електронами, що випробовують найбільшу дію інших атомів, велике розщеплювання рівнів.

Такому ж розщеплюванню піддаються і вищі, ніж у валентній зоні, рівні, не зайняті електронами у незбудженому стані атома. Тому на зонній діаграмі рис.1.4 вище за валентну зону розташовується зона вільних рівнів, відокремлена від неї забороненою зоною.

Можливе часткове перекриття валентної зони зоною вільних рівнів, тобто між ними може і не бути забороненої зони.

Зонна теорія пояснює електропровідність речовин можливістю переходу електронів на вищі вільні рівні енергії. Такі рівні завжди є у верхній зоні, тому зона вільних рівнів отримала назву зони провідності. За певних умов вільні рівні можуть опинитися у валентній зоні, тоді валентна зона теж стане зоною провідності. Вільними електронами в тому значенні, яке додане ним в електронній теорії, є електрони зони провідності, в якій є вільні рівні енергії.

2 Закон Ома для активного замкнутого кола та його відтинку. Закони Кірхгофа

Для розрахунку електричних ланцюгів разом із законом Ома застосовуються два закони Кірхгофа, що є слідством закону збереження енергії.

Методи розрахунку із застосуванням законів Кірхгофа дозволяють розрахувати електричний ланцюг будь-якої конфігурації і складності, тобто є основними.

Перший закон Кірхгофа застосовується до вузлів електричних ланцюгів і виражає баланс струмів в них: **у вузлі електричного ланцюга алгебраїчна сума струмів дорівнює нулю:**

$$\sum I = 0. \quad (1.17)$$

У цій сумі струми беруться з різними знаками залежно від напрямку їх по відношенню до вузла. На підставі першого закону Кірхгофа для кожного вузла можна скласти рівняння струмів.

Наприклад, для точки 3 схеми, представленої на рис.3.2, таке рівняння має вигляд

$$I_1 + I_2 - I_4 - I_7 = 0.$$

У цьому рівнянні струми, направлені до вузла, умовно узяті позитивними, а струми, направлені від вузла, - негативними:

$$I_1 + I_2 = I_4 + I_7.$$

Останнє рівняння дозволяє дати інше формулювання **першого закону Кірхгофа : сума струмів, направлених до вузла електричного ланцюга, дорівнює сумі струмів, направлених від цього вузла.**

Цей закон виходить з принципу безперервності струму. Якщо допустити переважання у вузлі струмів одного напрямку, то заряд одного знаку повинен накопичуватися і потенціал вузлової точки повинен безперервно змінюватися, що в реальних ланцюгах не спостерігається.

Другий закон Кірхгофа

Другий закон Кірхгофа застосовується до контурів електричних ланцюгов і виражає баланс напруги в них: у контурі електричного ланцюга алгебраїчна сума електрорушійних сил дорівнює алгебраїчній сумі падінь напруги на опори, що входять в цей контур:

$$\sum E = \sum Ir. \quad (1.18)$$

Для доведення іншого закону Кірхгофа визначимо потенціали окремих точок контура 1-2-3-4-5-6-1 в схемі, зображеній на рис.1.17, обходячи контур в довільному напрямі, наприклад, за годинниковою стрілкою. Напрями струмів в елементах контура узяті також довільно.

Обхід контура почнемо від точки 1, потенціал якої φ_1 . Потенціал точки 2 $\varphi_2 = \varphi_1 + E_1$ і далі

$$\varphi_3 = \varphi_2 - I_1 r_1,$$

$$\varphi_4 = \varphi_3 - I_4 r_4,$$

$$\varphi_5 = \varphi_4 - E_3,$$

$$\varphi_6 = \varphi_5 + I_6 r_6,$$

$$\varphi_1 = \varphi_6 - I_3 r_3.$$

Зміна потенціалу по вибраному контуру має дорівнювати нулю, оскільки воно виражає роботу, витрачену на переміщення частинок, що володіють разом одиницею заряду, по замкнутому шляху в електричних полях джерел і приймачів енергії.

Таким чином, в замкнутому контурі $E\varphi = 0$

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4 + \varphi_5 + \varphi_6 = 0$$

$$0 = E_1 - I_1 r_1 - I_4 r_4 - E_3 + I_6 r_6 - I_3 r_3.$$

Перенісши в ліву частину рівняння значення E_3 і помінявши знаки, отримаємо рівняння, відповідне другому закону Кірхгофа в застосуванні до вибраного контура:

$$E_1 - E_3 = I_1 r_1 + I_4 r_4 - I_6 r_6 + I_3 r_3.$$

Для інших контурів виходять інші рівняння. Їх неважко написати, не удаючись до визначення потенціалів точок контура. Для цього можна користуватися наступним правилом.

У ліву частину рівняння слід записати алгебраїчну суму, що зустрічаються при обході контура, а в праву частину - алгебраїчну суму падінь напруги в опорах контура.

При цьому за позитивну вважається така електрорушійна сила, напрям якої збігається з напрямом обходу; за позитивне вважається падіння напруги $I r$ в такому опорі, в якому напрям струму збігається з напрямом обходу. Згідно цьому правилу, нижче записані рівняння два інших контурів схеми, представленої на рис.1.17:

$$\text{контур 1-2-3-6-1} \quad E_1 - E_2 = I_1 r_1 + I_7 r_7 + I_3 r_3.$$

$$\text{контур 3-4-6-3} \quad - E_2 = I_4 r_4 + I_5 r_5 - I_7 r_7.$$

3 Спеціальні методи розрахунку електричних ланцюгів

Електричні ланцюги можна класифікувати по ряду ознак:

а) по роду струму - ланцюгу постійного струму, ланцюгу змінного струму (однофазні, трифазні);

б) за способом з'єднання елементів – ланцюги нерозгалужені, ланцюги розгалужені;

в) по кількості джерел електричної енергії ланцюга з одним або декількома джерелами;

г) по вигляду вольтамперних характеристик елементів – ланцюги лінійні, ланцюги нелінійні.

У електричні ланцюги, окрім основних елементів - джерел і приймачів електричної енергії, входять різні допоміжні апарати і прилади, призначені для управління (рубильники, перемикачі), регулювання (реостати, стабілізатори струму і напруги), захисту (плавкі запобіжники, реле), вимірювання (амперметри, вольтметри і інші прилади електровимірювань). Допоміжні елементи, так само як і основні, включаються в ланцюг за допомогою проводів.

Для полегшення розрахунку складається схема заміщення електричного ланцюга або просто електрична схема.

На схемі зображають всі елементи, впливом яких на результат розрахунку не можна нехтувати, і указують також електричні з'єднання між ними, які є в самому ланцюзі. При цьому користуються умовними графічними позначеннями, встановленими ГОСТ 7624-62.

Елементи електричного ланцюга, в яких перетворення енергії здійснюється за наявності електрорушійної сили характеризуються в більшості випадків постійними значеннями електрорушійної сили і внутрішнього опору. r_0 Такі елементи ланцюга називають **активними**.

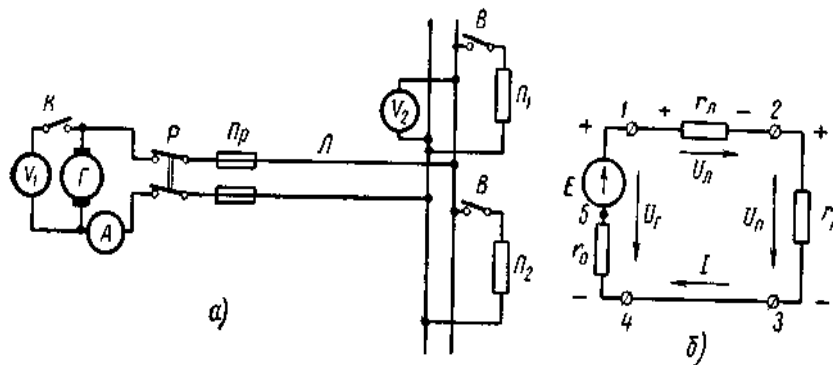


Рис.1.15 - Електричний ланцюг і її схема заміщення

Елементи ланцюги, в яких електрична енергія перетворюється в тепло, характеризуються опором r або провідністю g . Ці елементи називають **пасивними**.

На схемах стрілками наголошуються позитивні напрями електрорушійної сили, напруги і струмів. Напрямок електрорушійної сили може бути вказаний позначенням полярності затисків джерела: усередині джерела електрорушійна сила направлена від негативного затиску до позитивного. Позитивний напрямок напруги на ділянці ланцюга збігається з напрямком струму - від точки більшого потенціалу до точки меншого потенціалу. У приймачів напрямки напруги і струму збігаються, а у джерел вони протилежні.

На рис.1.15, а зображений електричний ланцюг, на рис.1.15, б – її схема заміщення; вказані позитивні напрями струму і напруги

У цій схемі генератор G електричної енергії представлений електрорушійною силою і внутрішнім опором r_0 ; два приймачі $\Pi_1 \text{ и } \Pi_2$ замінено еквівалентним опором r_n ; опір проводів лінії L замінений зосередженим опором r_π ; допоміжні апарати і прилади в схемі заміщення відсутні, оскільки в даному випадку передбачається, що на результати звітів вони не впливають.

Розглядаючи схеми різних електричних ланцюгів, можна виділити в них характерні ділянки.

Ділянка, уздовж якої струм має одне і теж значення, називається **гілкою електричного ланцюга**.

Місце з'єднання три або більш за число гілок називається вузлом електричного ланцюга; наприклад, на схемі 1.16 до вузла b підключені чотири гілки.

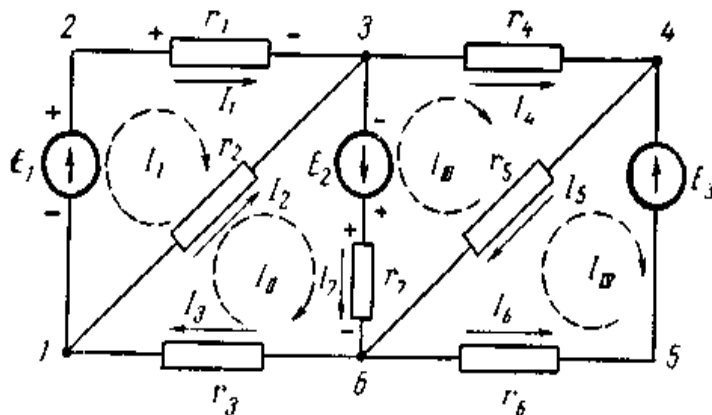


Рис.1.16 - Схема розгалуженого електричного ланцюга

Гілки, що не містять джерел електричної енергії, називаються **пасивними**. Гілки, в які входять джерела електричної енергії, називаються **активними**.

Будь-який замкнутий шлях, що проходить по декількох гілках, називається **контуром електричному ланцюгу**. На рис.1.17. таких контурів три:

$$B - 1 - 2 - A - B; \quad I_1 + I_2 - I_4 - I_7 = 0.; \quad A - 3 - 4 - B - 1 - 2 - A.$$

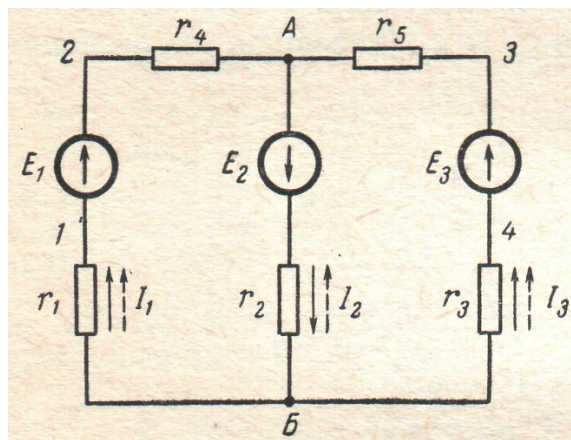


Рис.1.17 - До розрахунку електричного ланцюга методом вузлової напруги

Елементи електричних ланцюгів, які характеризуються постійними значеннями опору r , або провідності g , не залежними від струму в них або напруги на їх затисках, називаються **лінійними**, оскільки мають **прямолінійну вольтамперну характеристику** (рис. 1.15). Електричний ланцюг, складений з лінійних елементів, називається **лінійним**.

Зв'язок між напругою і струмами лінійних електричних ланцюгів виражається лінійними рівняннями, тобто рівняннями першого ступеня, тому для розрахунку їх застосовуються аналітичні методи із звичайними алгебраїчними перетвореннями.

Електричний ланцюг, в який входить хоч би один нелінійний елемент, називається нелінійною.

Розрахунок нелінійних електричних ланцюгів значно ускладнюється, оскільки вольтамперні характеристики нелінійних

елементів не завжди вдається виразити аналітично, а якщо це і можливо, то напруга і струми входять в рівняння в ступенях вище першою.

Для нелінійних ланцюгів застосовуються графічні і графоаналітичні методи розрахунку.

Електричні ланцюги – сукупність пристроїв та об'єктів, що утворюють шлях електричному струму, електромагнітні процеси в яких можна описати за допомогою поняття про електрорушійну силу, струм і напругу.

Електричні ланцюги складаються з пристроїв для генерування електричної енергії, передачі її на відстань і перетворення в інші види енергії. Перші називають джерелами електричної енергії, другі – лініями електричного зв'язку, а треті – приймачами електричної енергії.

Джерела електричної енергії є перетворювачами енергії інших видів в електричну. До них відносяться: гальванічні і акумуляторні елементи, електромеханічні генератори, термопари, сонячні фотоелементи, магнітогідродинамічні генератори, паливні елементи та інші перетворювачі. Ці джерела здійснюють перетворення з ККД, меншим одиниці, і характеризуються електрорушійною силою, чи ЕРС E , внутрішнім опором $R_{вт}$, номінальним струмом $I_{ном}$. ЕРС є причиною, що збуджує електричний струм у замкнутому електричному ланцюзі. Одиницею ЕРС служить вольт (В). ЕРС можна вимірити вольтметром при відключенні від джерела електричної енергії всіх приймачів, тобто при відсутності струму в ньому.

Лінії електричного зв'язку, що передають електричну енергію на відстань, це лінії електропередачі, електричні мережі та інші пристрої, що при сталому режимі характеризуються їх опором.

Приймачі електричної енергії перетворюють електричну енергію в енергію іншого виду (механічну, теплову, хімічну, світлову і ін.) і являють собою електричні двигуни, електричні печі, електролізери, електроосвітлювальні прилади та інші споживачі.

Джерела електричної енергії, а також приймачі з властивою їм ЕРС (електричні двигуни, акумулятори в процесі заряду і ін.) є активними елементами, а лінії електричного зв'язку, сполучні проводи і приймачі без ЕРС (резистори, електричні печі, електроосвітлювальні прилади і ін.) – пасивними елементами. Резистор, що є пасивним елементом, призначений для використання його електричного опору в різних електричних ланцюгах.

Електричні ланцюги можуть складатися з будь-якого числа активних і пасивних елементів, що входять в окремі галузі, з'єднані між собою вузлами. У кожному гілку, що є ділянкою ланцюга з тим самим струмом, входить один чи декілька послідовно з'єднаних елементів, а в кожен вузол – місце з'єднання гілок – сходяться не менш трьох гілок (рис. 3.1).

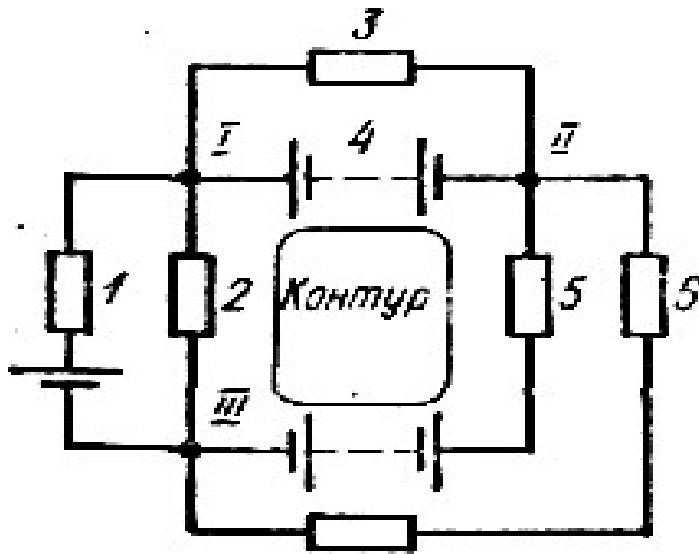


Рис. 3.1 – Схема електричного ланцюга із шістьма гілками і трьома вузлами

Кожний замкнений шлях по декількох гілках електричного ланцюга називають контуром. В залежності від числа контурів електричні ланцюги можуть бути одноконтурними чи багатоконтурними, які у свою чергу можуть бути з одним чи з декількома джерелами електричної енергії.

В одноконтурному електричному ланцюзі ЕРС E , спрямована усередині джерела електричної енергії від негативного полюса "-" до позитивного "+", збуджує струм I того ж напрямку, який визначають за законом Ома для всього ланцюга

$$I = \frac{E}{R + R_{Bm}},$$

де R – опір зовнішнього ланцюга, що складає з приймача і сполучних проводів; R_{Bm} – опір внутрішнього ланцюга, у який входить джерело електричної енергії.

Якщо опір всіх елементів електричного ланцюга не залежить від значення і напрямку струму і ЕРС, то їх, а також сам ланцюг, називають лінійними.

В одноконтурному лінійному електричному ланцюзі з одним джерелом електричної енергії струм прямо пропорційний ЕРС і зворотно пропорційний загальному опору ланцюга.

З наведеної вище формули випливає, що

$$E = R_{Bm}I = RI ,$$

звідкіля

$$I = \frac{E - R_{Bm}I}{R}$$

або

$$I = \frac{U}{R} ,$$

де

$$U = E - R_{Bm}I$$

є напругою джерела електричної енергії, що спрямовано від позитивного полюса до негативного. При незмінній ЕРС напруга залежить тільки від струму, що визначає спадання напруги $R_{Bm}I$ усередині джерела електричної енергії, якщо опір внутрішнього ланцюга $R_{Bm} = const$.

Вираз

$$I = \frac{U}{R} ,$$

є законом Ома для ділянки ланцюга, до затисків якого прикладена напруга U , співпадаюче за напрямку зі струмом I цієї ж ділянки.

Залежність $U(I)$ при $E = const$ та $R_{Bm} = const$ називають зовнішньою, чи вольт-амперною характеристикою лінійного джерела електричної енергії, по якій можна для будь-якого струму I визначити відповідну йому напругу U , а за формулами, що нижче наводяться – розрахувати потужність приймача

$$P_2 = RI^2 = \frac{E^2 R}{(R + R_{Bm})^2} ,$$

потужність джерела електричної енергії

$$P_1 = (R + R_{Bm}) I^2 = \frac{E^2}{R + R_{Bm}}$$

та ККД приладу

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{R}{R + R_{Bm}} = \frac{1}{1 + \frac{R_{Bm}}{R}}.$$

Вивчення явищ в електричних ланцюгах спрощується при заміні їх схемами заміщення – математичними моделями з ідеальними елементами, кожний з яких характеризується одним з параметрів, узятих з параметрів елементів, що заміщаються. Ці схеми цілком відображають властивості електричних ланцюгів і при дотриманні визначених умов полегшують аналіз електричного стану цих ланцюгів.

У схемах заміщення з активними елементами використовують ідеальне джерело ЕРС і ідеальне джерело струму. Перше характеризується постійною ЕРС E і внутрішнім опором, рівним нулю, унаслідок чого струм такого джерела визначається опором приєднаних приймачів, а коротке замикання викликає струм і потужність, що теоретично прагнуть до нескінченно великого значення. Другому приписують внутрішній опір, що прагне до нескінченно великого значення, і незмінний струм I_k не залежний від напруги на його затисках, рівний току короткого замикання, унаслідок чого необмежене збільшення приєданого до джерела навантаження супроводжується теоретично необмеженим зростанням напруги і потужності.

Реальні джерела електричної енергії з ЕРС E , внутрішнім опором R_{Bm} і струмом короткого замикання I_k можна представити схемами заміщення, у які входять ідеальне джерело ЕРС або ідеальне джерело струму відповідно з послідовно і паралельно включеними резистивними елементами, які характеризують внутрішні параметри реального джерела і обмежуючими потужність приєднаних приймачів (рис. 3.2.а,б).

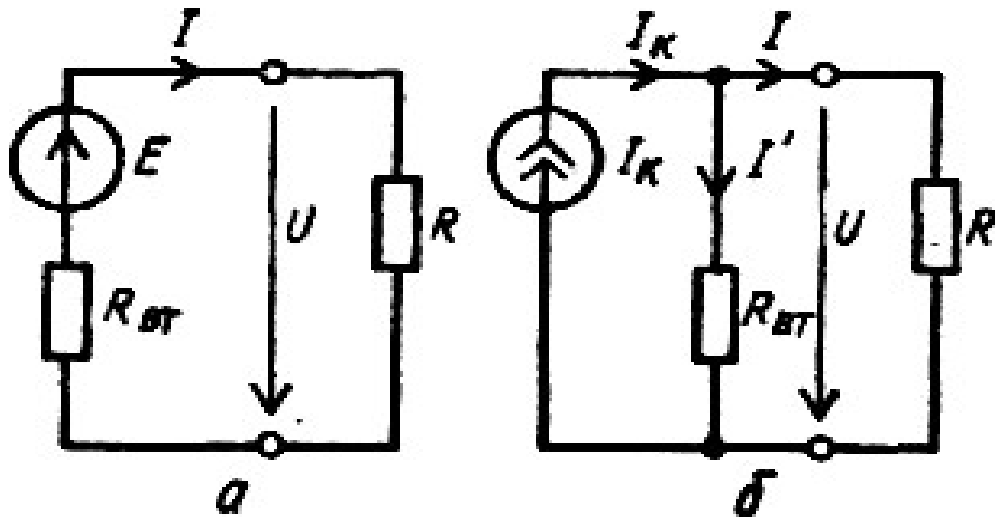


Рис. 3.2 - Схеми заміщення електричного ланцюга з реальним джерелом електричної енергії і резистором *a* – із ідеальним джерелом ЕРС; *б* – із ідеальним джерелом струму

Реальні джерела електричної енергії працюють у режимах, близьких до режиму ідеальних джерел ЕРС, якщо опір приймачів великий у порівнянні з внутрішнім опором реальних джерел, тобто коли вони знаходяться в режимах, близьких до режиму холостого ходу. У випадках, коли робочі режими близькі до режиму короткого замикання, реальні джерела наближаються до ідеальних джерел струму, оскільки опір приймачів малий в порівнянні з внутрішнім опором реальних джерел.

Розрахунок багатоконтурного лінійного електричного ланцюга, що має *m* гілок з активними і пасивними елементами і *n* вузлів, зводиться до визначення струмів окремих гілок і напруг на затисках елементів, що входять у даний ланцюг. Таку задачу вирішують звичайно методом безпосереднього застосування законів Кірхгофа. **Перший закон Кірхгофа**

$$\Sigma I = 0$$

установлює, що алгебраїчна сума струмів гілок, об'єднаних в один вузол, дорівнює нулю. Цей закон застосовують до незалежних вузлів, тобто таких, котрі відрізняються один від одного хоча б однією новою гілкою, що дозволяє одержати $(n-1)$ рівнянь з *m* невідомими струмами. До запису цих рівнянь на схемі наносять довільні позитивні напрямки струмів в окремих гілках, а потім у рівнянні записують струми, спрямовані до вузла, зі знаком мінус, а струми, спрямовані від вузла – зі знаком плюс. Відсутні рівняння в кількості $k = m - (n-1)$ складають, виходячи з **другого закону Кірхгофа**

$$R = 0,$$

стверджуючого, що при обході контуру в будь-якому напрямку алгебраїчна сума опорів елементів на струми, що відповідають їм, дорівнює алгебраїчній сумі його ЕРС. Рівняння записують для незалежних контурів, що відрізняються один від іншого, принаймні, однією гілкою. При цьому струмам і ЕРС, позитивні напрямки яких збігаються з довільно обраним напрямком обходу контуру, приписують знак плюс, а зустрічно спрямованим – знак мінус.

Розрахунок отриманої системи лінійних рівнянь з m невідомими дозволяє знайти струми гілок, причому істинні напрямки струмів, чисельні значення яких вийшли зі знаком мінус, виявляться протилежними стосовно позитивних напрямків, обраним при складанні рівнянь. Потім знаходять напруги на затисках окремих елементів, напрямки яких збігаються з істинними напрямками відповідних струмів.

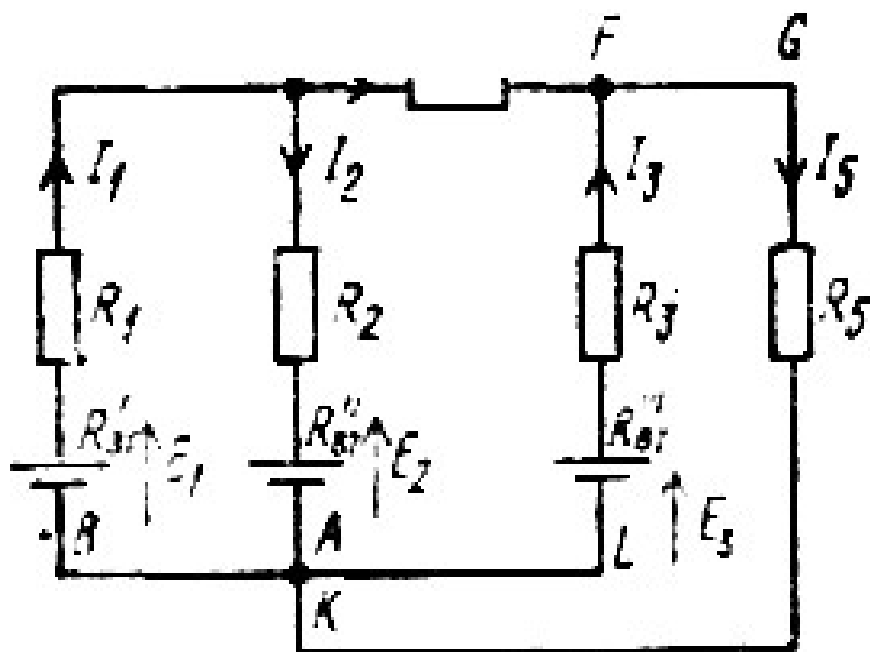


Рис. 3.3 - Схема багатоконтурного електричного ланцюга

Стосовно до електричного ланцюга з трьома вузлами і п'ятьма гілками два рівняння за першим законом Кірхгофа, віднесені до вузлів D та F і три відсутні рівняння за другим законом Кірхгофа при обході контурів $ABCD$, $ADFLA$, $ALFGHKA$ за напрямком руху стрілки годинника мають вигляд:

$$- I_1 + I_2 + I_4 = 0;$$

$$- I_4 - I_3 + I_5 = 0;$$

$$R'_{Bm} I_1 + R_1 I_1 + R_2 I_2 + R'''_{Bm} I_2 = E_1 - E_2;$$

$$- R''_{Bm} I_2 - R_2 I_2 + R_4 I_4 - R_3 I_3 - R'''_{Bm} I_3 = E_2 - E_3;$$

$$R'''_{Bm} I_3 + R_3 I_3 + R_5 I_5 = E_3 .$$

Розрахунок системи цих лінійних рівнянь дозволяє знайти значення і дійсні напрямки струмів I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 гілок багато контурного електричного ланцюга.

Метод контурних струмів дозволяє скоротити число спільно розв'язуваних рівнянь до $k = m - (n - 1)$, у які входять струми $I_{11}, I_{22}, \dots, I_{kk}$ електричного ланцюга, що замкнені тільки у своїх контурах.

У цьому випадку рівняння другого закону Кірхгофа записують для незалежних контурів, що обходять у напрямку, прийнятому для контурних струмів. При цьому позначають: алгебраїчну суму ЕРС у i -м контурі, або контурну ЕРС E_{ii} ; суму опорів всіх елементів контуру, названу власним опором R_{ii} ; опір елемента, що належить двом сусіднім контурам, наприклад, i -му та l -му, названим загальним опором, R_{il} . Для однаковості запису рівнянь загальні опори розглядають як алгебраїчні коефіцієнти при відповідних струмах і приписують їм знак плюс, якщо контурні струми мають однакові напрямки, або знак мінус, коли вони протилежні. Тоді система лінійних рівнянь з контурними струмами буде така:

$$R_{11} I_{11} + R_{12} I_{22} + \dots + R_{1k} I_{kk} = E_{11} ;$$

$$R_{21} I_{11} + R_{22} I_{22} + \dots + R_{2k} I_{kk} = E_{22} ;$$

.....

$$R_{k1} I_{11} + R_{k2} I_{22} + \dots + R_{kk} I_{kk} = E_{kk} .$$

Приймачі електричних ланцюгів синусоїдального струму характеризуються параметрами R, L, C , які не завжди відіграють однакову роль, тому в окремих випадках деякими з них зневажають. Так, в електричних ланцюгах з лампами накаливання і електронагрівальних приладів істотне значення має тільки їхній активний опір. Тому аналіз таких ланцюгів зводиться до розгляду явищ в електричному ланцюзі, що

містить резистивний елемент із параметром R . Ненавантажені трансформатори і двигуни перемінного струму, що знаходяться в режимі холостого ходу, можна з деяким наближенням замінити електричним ланцюгом з індуктивним елементом, що характеризується параметром L а конденсатори і розімкнуті кабельні лінії – електричним ланцюгом з ємнісним елементом, характеристикою якого є параметр C

У ланцюзі синусоїдального струму з лінійним резистивним елементом, що характеризується активним опором R до затисків якого подана синусоїдальна напруга

$$u = U_m \sin \omega t ,$$

збуджується миттєвий струм

$$i = \frac{u}{R} = \frac{U_m}{R} \sin \omega t = I_m \sin \omega t ,$$

де через I_m позначено амплітуду струму

$$I_m = \frac{U_m}{R} .$$

Останній вираз, а також впливаючий з нього формули

$$I = \frac{U}{R}$$

є записом закону Ома для ланцюга синусоїдального струму з резистивним елементом, виражені відповідно через амплітуди і діючі напругу і струм

Закон Ома в комплексній формі для розглянутого ланцюга синусоїдального струму

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{R}$$

затверджує, що комплексний діючий струм \dot{I} у ланцюзі з резистивним елементом дорівнює комплексній діючій напрузі \dot{U} , поділеному на активний опір R цього елемента.

Зіставлення виразів миттєвої напруги і миттєвого струму вказує на відсутність зсуву фаз між ними обумовленого різницею початкових фаз напруги і струму

$$\varphi = \psi_u - \psi_i = 0.$$

Струм, що збігається за фазою з напругою, називають активним. Миттєву потужність у ланцюзі з резистивним елементом визначають за формулою

$$p = ui = 2UI \sin^2 \omega t = UI (1 - \cos 2\omega t),$$

з якої видно, що, залишаючись увесь час позитивною, потужність змінюється з подвійною частотою 2ω у межах від нуля до амплітуди. $P_m = 2UL$ Середня потужність за період

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T p dt = \frac{1}{T} \int_0^T UI (1 - \cos 2\omega t) dt = UI$$

визначається добутком діючих напруги і струму і називається активною потужністю. Одиницею активної потужності є ват (Вт).

Переходячи до розгляду ланцюга з лінійним індуктивним елементом, що характеризується індуктивністю L (рис. 2.4 а), і приймаючи, що в ній існує синусоїдальний струм $i = I_m \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$

з початковою фазою $\psi_i = - \frac{\pi}{2},$

знайдемо, ЕРС, що наводиться в індуктивному елементі самоіндукції

$$e_L = - L \frac{di}{dt} = - L \frac{di}{dt} \left[I_m \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right] = - \omega L I_m \sin \omega t = E_{L_m} \sin \omega t ,$$

де через E_{L_m} , позначена її амплітуда

$$E_{L_m} = - \omega L I_m .$$

Враховуючи, що в розглянутому ланцюзі активний опір $R = 0$, у відповідності з другим законом Кірхгофа одержуємо

$$u + e_L = 0,$$

звідки миттєва напруга на затисках індуктивного елемента

$$u = -e_L = \omega L I_m \sin \omega t = U_m \sin \omega t,$$

де

$$U_m = \omega L I_m$$

є його амплітудою.

З останнього виразу випливає, що діючі напруга U і струм I , прямо пропорційні відповідним амплітудам напруги U_m і струму I_m , зв'язані залежністю

$$I = \frac{U}{\omega L} = \frac{U}{X_L},$$

представляють собою закон Ома для ланцюга синусоїдального струму з індуктивним елементом. Величину

$$X_L = \omega L = 2\pi f L,$$

прямо пропорційну частоті синусоїдального струму, називають індуктивним опором.

Закон Ома в комплексній формі для описаного ланцюга синусоїдального струму

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{jX_L}$$

затверджує, що комплексний діючий синусоїдальний струм \dot{I} у ланцюзі з індуктивним елементом дорівнює комплексній діючій напрузі \dot{U} , поділеній на комплексний індуктивний опір jX_L цього елемента.

Зсув фаз між напругою і струмом, обумовлений різницею їхніх початкових фаз

$$\varphi = \psi_u - \psi_i = 0 - \left(-\frac{\pi}{2} \right) = +\frac{\pi}{2},$$

у даному випадку позитивний, що вказує на відставання струму від напруги на $\frac{\pi}{2}$.

Струм, що відстає від напруги на $\frac{\pi}{2}$ називають реактивним струмом, що намагнічує.

Миттєва потужність у ланцюзі з індуктивним елементом

$$p = ui = -UI \sin 2\omega t$$

є знакозмінною функцією часу, який змінюється з подвійною кутовою частотою 2ω від нуля до амплітуди $P_m = \pm UI$ при середній потужності за період, рівний нулю. Знакозмінність миттєвої потужності вказує на періодичний обмін енергією між джерелом і приймачем.

Амплітуду потужності в індуктивному ланцюзі позначають

$$Q_L = UI = \omega LI^2 = 2\pi f LI^2$$

ї називають реактивною індуктивною потужністю, що визначається добутком діючих напруги і реактивного струму, що намагнічує. Одиницею реактивної потужності є вольт-ампер реактивний (вар).

В електричному ланцюзі з джерелом синусоїдальної напруги

$$u = U_m \sin \omega t$$

до якого приєднаний лінійний ємнісний елемент, що характеризується ємністю C відбувається безупинний перезаряд конденсатора і встановлюється синусоїдальний струм

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt}(Cu) = \omega CU_m \cos \omega t = I_m \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right),$$

де через I_m позначена його амплітуда

$$I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{\frac{1}{\omega C}} = \frac{U_m}{X_C}.$$

Величину

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C},$$

зворотно пропорційну частоті синусоїдального струму, називають ємнісним опором.

З виразу, що визначає амплітуду струму, видно, що в ланцюзі синусоїдального струму з ємнісним елементом діючий струм

$$I = \frac{U}{X_C}.$$

Це рівняння виражає закон Ома для ланцюга синусоїдального струму з ємнісним елементом.

Закон Ома в комплексній формі для розглянутого ланцюга синусоїдального струму

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{-jX_C}$$

стверджує, що комплексний струм \dot{I} у ланцюзі з ємнісним елементом дорівнює комплексній діючій напрузі \dot{U} , поділеній на комплексний ємнісний опір $-jX_C$ цього елемента.

Зсув фаз у цьому ланцюзі між напругою і струмом

$$\varphi = \psi_u - \psi_i = 0 - \left(+\frac{\pi}{2} \right) = -\frac{\pi}{2}$$

негативний, що вказує на випередження струмом напруги.

Струм, що випереджає напругу на $\frac{\pi}{2}$, називають реактивним ємнісним струмом.

Миттєва потужність у ланцюзі з ємнісним елементом

$$p = ui = UI \sin 2\omega t$$

змінюється так само, як і миттєва потужність у ланцюзі з індуктивним елементом, але зі зсувом фаз стосовно неї на π , унаслідок чого амплітуді цієї потужності, що позначається

$$Q_C = UI = \omega CU^2 = 2\pi fCU^2,$$

приписують знак мінус і називають реактивною ємнісною потужністю.

Середня потужність у ланцюзі синусоїдального струму з ємнісним елементом за період дорівнює нулю, тому що в цьому ланцюзі увесь час відбувається періодичний обмін енергією між джерелом електричної енергії і приймачем.

4 Параметри синусоїдального струму. Середнє та середньоквадратичне (діюче) значення

На заряджені частинки в електричному полі діють електричні сили F_e . Якщо електричне поле підтримується в провіднику, то вільні заряджені частинки, що беруть участь в тепловому безладному русі, набувають швидкостей, що становлять, уздовж ліній напруженості поля. За цієї умови частинки рухаються переважно в одному напрямі: позитивні по напрямку поля, а негативні у зворотний бік.

Направлений рух вільних заряджених частинок в провіднику під дією електричного поля називається електричним струмом провідності.

Частинки, створюючі струм (їх ще називають носіями заряду), є структурними елементами самих провідників. У провідниках другого роду, до яких відносяться розплавлені солі, розчини кислот, лугів, солей, носіями електричного заряду є заряджені атоми і молекули – іони. Тому електричний струм в провідниках другого роду супроводиться хімічними змінами і перенесенням речовини (наприклад, явище електролізу).

У провідниках першого роду, до яких відносяться метали, струм утворюється вільними електронами, тому електропровідність називається **електронною**.

Раніше було відмічено, що всі електрони однакові, тому в провідниках з електронною провідністю електричний струм не супроводиться зміною хімічного складу провідника. Не виявляється і перенесення речовини, оскільки маса електронів дуже мала в порівнянні з масою ядра.

Електронна теорія електропровідності добре пояснює явище електричного струму в металах, дозволяє дати цілком задовільну якісну і кількісну характеристику супутнім струму ефектам: нагріванню провідників і електричному опору.

Проте вона не роз'яснює різну електропровідність металів. Відповідь на це питання дає зонна теорія.

На рис. 1.11а,б показано два можливі випадки розташування верхніх дозволених областей зонної діаграми.

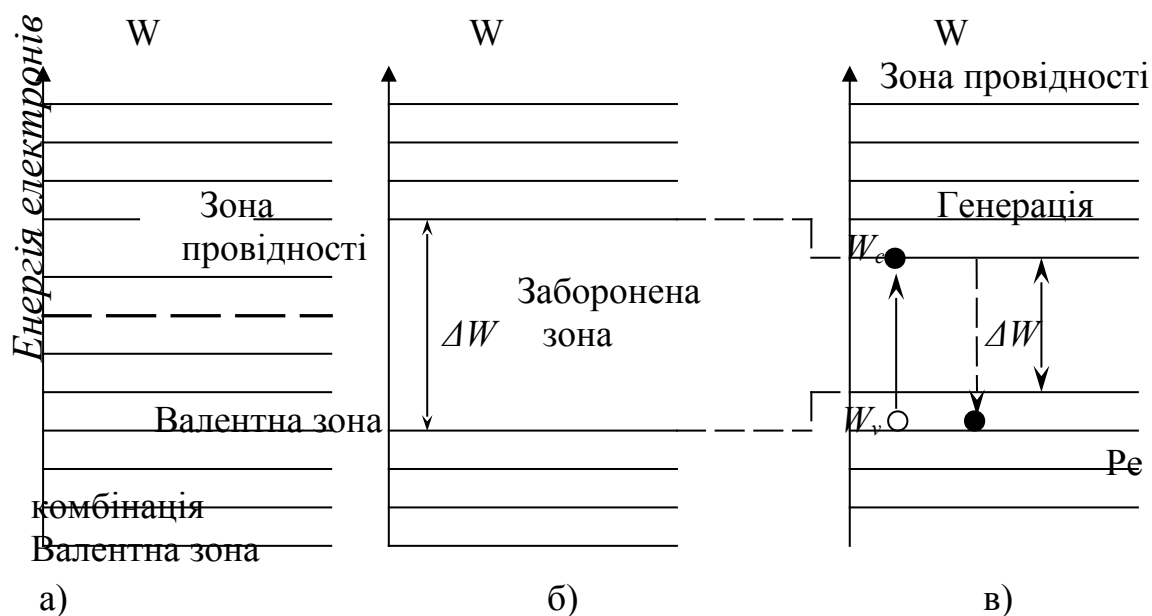


Рис. 1.11 - Схеми рівнів енергії:

а) - у металах; б) - у діелектриках; в) - у власних напівпровідниках

У випадку а зона вільних рівнів 3 впритул примикає до валентної зони 1 або перекриває її. Незалежно від заповнення валентної зони тіло буде провідником, оскільки вище зайнятих електронами рівнів є близькі за значенням енергії вільні рівні. Тверде тіло буде провідником і у випадку б, коли дозволені області розділені забороненою зоною 2, але валентна зона не заповнена до кінця.

Обидві діаграми відносяться до металів. Їх хороша електропровідність залежить не від числа валентних електронів в атомі, як це витікає з електронної теорії, а від вільних рівнів енергії.

У одновалентних металів валентна зона заповнена лише наполовину, оскільки число дозволених рівнів в кристалі дорівнює числу валентних електронів, але кожен рівень можуть зайняти два електрони. Тому одновалентні метали (мідь, срібло, золото, лужні метали) мають найбільш високу електропровідність. Під дією електричного поля електрони отримують додаткову енергію і легко переходять на вільні рівні, чим і забезпечується направлений їх рух. Інтенсивність явища електричного струму оцінюється фізичною величиною, яка називається **силою електричного струму**. У практиці цю величину, як і само явище, називають електричним струмом, або просто струмом.

Величина струму провідності визначається електричним зарядом всіх частинок, що проходить через поперечний перетин провідника в одиницю часу. Припустимо, що через поперечний перетин провідника S за t сек. рівномірно проходить t електронів. Заряд кожного електрона e_0 , тому загальний заряд частинок, що пройшли через перетин за цей час

$$Q = e_0 n$$

Відношення

$$\frac{Q}{t} = \frac{e_0 n}{t} = I \quad (1.7)$$

виражає заряд, перенесений електронами через перетин провідника за 1 с., тобто ток (I).

Одиниця вимірювання електричного струму ампер (А) в Міжнародній системі одиниць є одною з основних.

У практиці застосовують також похідні від ампера:

1 кілоампер (кА) = 10^3 А – для вимірювання великих струмів;

1 міліампер (мА) = 10^{-3} А

1 мікроампер (мкА) = 10^{-6} А – для вимірювання малих струмів.

Позитивним напрямом електричного струму умовно прийнято рахувати напрям, в якому рухаються позитивно заряджені частинки. У металах позитивний напрям струму протилежний напрямку руху електронів.

Електричний струм, що тривало не змінюється по величині і напрямку, називається постійним (I на рис.1.13.). Таким чином, для постійного струму характерна зміна заряду в одному напрямі з однаковою інтенсивністю.

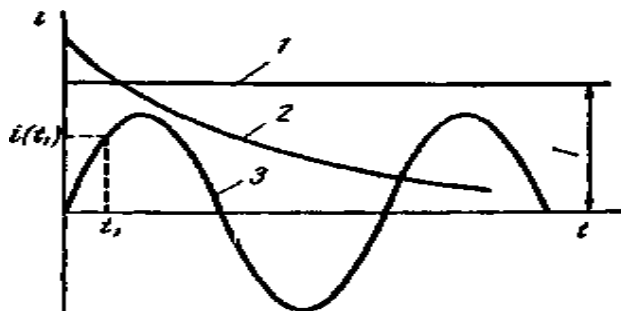


Рис. 1.12 - Графіки електричного струму

Якщо струм з часом змінюється, то він називається змінним (2,3 на рис. 1.12)

По осі ординат на графіках в цьому випадку відкладаються миттєві значення струму, які визначаються зміною заряду за нескінченно малий проміжок часу:

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (1.8)$$

На кривій 3 рис. 2.2 показано миттєве значення струму $i(t_1)$ яке він приймає у момент часу t_1 .

У практичних розрахунках користуються поняттям щільності електричного струму δ .

При струмі в провіднику l і поперечному перетині провіднику S чисельне значення щільності струму визначається відношенням

$$\delta = \frac{I}{S} \quad (1.9)$$

Одиниця щільності струму

$$\left[\delta \right] = \frac{\text{ампер}}{\text{міліметр}^2} \left(\frac{\text{А}}{\text{мм}^2} \right).$$

При постійному струмі, не дивлячись на рух заряджених частинок провіднику, розподіл заряду в ній стаціонарно, оскільки в будь-якому елементі об'єму за деякий проміжок часу заряд заряджених частинок, що йдуть і входять, однаковий.

Електричне поле, пов'язане з рухомими зарядженими частинками в провіднику, називається стаціонарним на відміну від електростатичного, пов'язаного з нерухомими зарядженими частинками.

Електричний струм в провіднику і відповідне йому стаціонарне електричне поле потрібно підтримувати, безперервно поповнюючи енергію поля, яка витрачається у зв'язку з рухом заряджених частинок, перетворюючись на тепло.

Дослідами встановлено, що інтенсивність електричного струму пропорційна напруженості електричного поля і залежить від властивостей провідника. Щільність електричного струму в провіднику виражається твором напруженості електричного поля E і питомій електричній провідності γ :

$$\delta = \gamma E \quad (1.10).$$

Питома електрична провідність характеризує електропровідність речовини, тобто здібність до освіти усередині речовини електричного струму провідності під дією електричного поля.

Розглянемо відрізок провідника завдовжки l і поперечним перерізом S (рис.1.13)

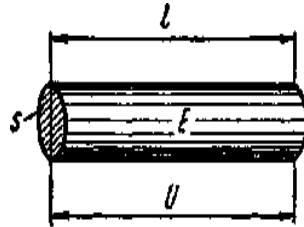


Рис.1.13 - До визначення електричного опору ділянки проводу

Наявність електричного поля в провіднику означає, що потенціал його змінюється при переході від точки до точки, тобто провідник не є еквіпотенціальним об'ємом. Якщо поле рівномірне і направлене уздовж провідника, то різниця потенціалів між його кінцями можна виразити у формулі (1.5)

$$U = El$$

Вважаючи електричний струм за рівномірно розподілений по перетину ($\delta = const$) і враховуючи формулу (1.10.), отримаємо :

$$\frac{I}{S} = \gamma \frac{U}{l};$$

Звідси

$$I = \frac{\gamma S}{l} U$$

Відношення

$$\frac{I}{U} = \frac{\gamma S}{l} = g \quad (1.11)$$

називається **електричною провідністю** провідника і позначається g .

Електрична провідність показує, якої величини струм утворюється в провіднику даних розмірів при напрузі на кінцях $1В$. Одиниця електричної провідності

$$[g] = \left[\frac{I}{U} \right] = \frac{\text{ампер}}{\text{вольт}} = \text{сименс(Сим)}.$$

Залежність можна записати у такому вигляді

$$I = \frac{U}{r}, \quad (1.12)$$

де $r = \frac{l}{g}$ - величина зворотної провідності, яка називається електричним опором провідника.

Опір струмопровідного матеріалу характеризується величиною, зворотній питомій провідності γ , яка називається питомим опором :

$$\rho = \frac{I}{\gamma}. \quad (1.13)$$

Враховуючи формули можна записати вираз для опору провідника через його розміри :

$$r = \frac{U}{I} = \frac{l}{\gamma S} = \rho \frac{l}{S}. \quad (1.14)$$

Одиницею електричного опору є опором такого провідника, в якому при різниці потенціалів на кінцях 1 встановлюється струм в 1 a :

$$[r] = \left[\frac{U}{I} \right] = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}} = \text{Ом}.$$

По формулах (1.11) і (1.14) можна визначити величини питомої провідності γ , питомого опір ρ і одиниці їх вимірювання. У СІ відповідно:

$$[y] = \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}} i[\rho] = \text{Ом} \cdot \text{м}.$$

У практиці прийнято вимірювати довжину проводів в м, а перетин в мм, тому в довідкових таблицях питома провідність часто дається в $1/\text{Ом} \cdot \text{мм}^2$, а питомий опір в $\text{Ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$.

Для напівпровідників і діелектриків величина ρ зазвичай виражається в $\text{Ом} \cdot \text{см}$.

Формула (1.10), (1.11) і (1.12) є математичним виразом закону Ома в застосуванні до ділянки провідника, в якому на електрони діють тільки сили електричного поля.

Струм в провіднику дорівнює відношенню напруги на ділянці провідника до електричного опору цієї ділянки.

Електронна теорія електропровідності так пояснює суть електричного опору металів. Вільний пробіг електронів обмежений зіткненнями їх з іонами, створюючими кристалічну решітку. При зіткненні кінетична енергія електронів передається кристалічній решітці металу. Після кожного зіткнення електрона під дією сил електричного поля знову набирають швидкість і знову віддають енергію при зіткненні. При цьому провідник нагрівається за рахунок роботи сил електричного поля. Електрони виконують роль посередника при перетворенні електричної енергії в тепло, а величина опору при даному струмі визначається кількістю енергії, що перетворюється в одиницю часу.

При збільшенні температури провідника посилюється тепловий хаотичний рух, що веде до збільшення числа зіткнень і утрудняє впорядкований рух електронів. Цим пояснюється збільшення питомого електричного опору металів із зростанням температури.

Майже у всіх металів при робочих температурах питомий опір із зростанням температури збільшується згідно із законом.

$$\rho_2 = \rho_1 \left[1 + \alpha(t_2 - t_1) \right], \quad (1.15)$$

де ρ_2 - питомий опір при кінцевій температурі;

ρ_1 - питомий опір при початковій температурі;

α - постійний для даного металу коефіцієнт, званий температурним коефіцієнтом опору;

t_2 - кінцева температура;

t_1 - початкова температура.

Значення питомих опорів при $t = 20^\circ C$ і коефіцієнтів α для різних провідникових матеріалів.

Для провідників будь-яких розмірів з даного матеріалу опір залежно від температури виражається формулою, аналогічній формулі (1.15.):

$$r_2 = r_1 [1 + \alpha(t_2 - t_1)]. \quad (1.16)$$

Велика група провідникових матеріалів має постійне значення питомого опору (провідності), не залежні від струму і напруги.

Мале значення коефіцієнта α обумовлює постійність питомого опору в робочому інтервалі температур (від 0 до $100^\circ C$), тому зміна струму в робочих межах не викликає зміни опору ($r \cong const$).

Залежність між струмом і напруга, виражена графічно (вольтамперна характеристика), має вид прямої лінії, що проходить через початок координат (рис.1.14)

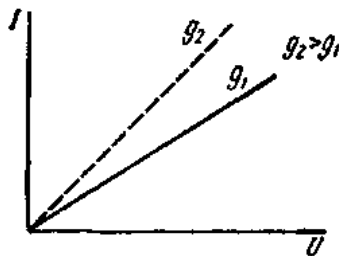


Рис. 1.14 - Вольтамперні характеристики лінійного опору

Чим більше провідність, тим більший струм утворюється в провіднику при тій же напрузі, характеристика провідника йде крутіше при більшому значенні провідності.

До цих пір магнітне поле розглядалося в порожнечі, коли у зв'язку з відсутністю речовини поле не випробовує на собі його впливу і визначається тільки струмами в проводах. Ці струми називатимемо зовнішніми.

Якщо магнітне поле зовнішніх струмів створюється в речовині, то поле впливає на речовину, а воно у свою чергу, певним чином змінює магнітне поле.

Розглядаючи електричне поле в діелектриці, ми встановили, що дією поля зовнішніх (що не відносяться до діелектрика) заряджених частинок діелектрик поляризується, внаслідок чого в ній виникає додаткове поле внутрішніх частинок.

Щось аналогічне відбувається з речовиною під дією магнітного поля.

Всяка речовина, що знаходиться в магнітному полі зовнішніх струмів приходить в особливий стан намагніченості, який характеризується виникненням в ній додаткового магнітного поля.

Це магнітне поле існує завдяки обертанню електронів по орбітах і обертанні електронів і ядер навколо власних осей.

Рух заряджених частинок усередині атома можна розглядати як елементарні внутріатомні струми, тому додаткове магнітне поле, що виникло в результаті намагнічення, називатимемо полем елементарних (внутрішніх) струмів.

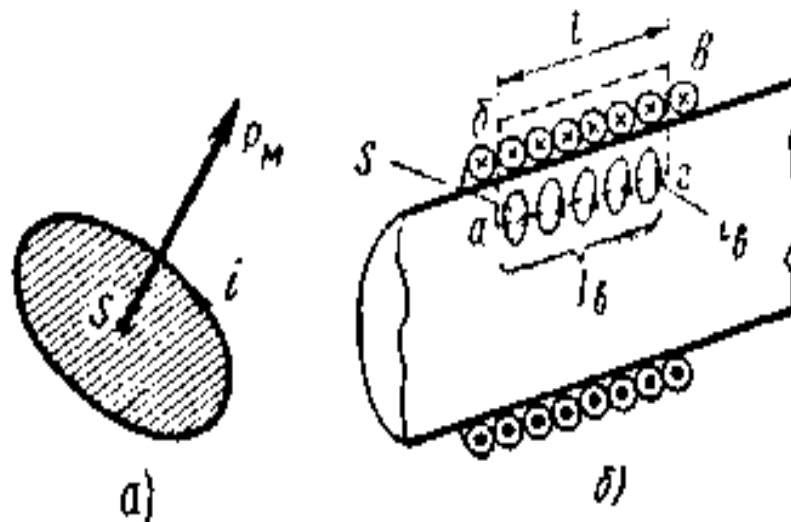


Рис.2.13 - Магнітний момент елементарних струмів

Магнітні властивості елементарного кругового струму (рис. 2.13, а) можна характеризувати магнітним моментом, величина якого визначається твором елементарного кругового струму і площі описаного ним круга, а напрям – за правилом буравчика:

$$R_m = iS. \quad (2.21)$$

За відсутності магнітного поля зовнішніх струмів елементарні струми усередині речовини і орієнтовані безладно, тому загальний

магнітний момент навіть малих об'ємів речовини виявляється рівним нулю, а магнітне поле елементарних струмів не виявляється.

Вплив магнітного поля зовнішніх струмів на кругові елементарні струми в речовині полягає в тому, що змінюється орієнтація осі обертання частинок так, що їх магнітні моменти виявляються направленими в один бік.

Інтенсивність і характер намагніченості у різних речовин в однаковому магнітному полі зовнішніх струмів значно відрізняються. З цієї точки зору всі речовини діляться на три групи.

До першої групи відносяться діамагнітні речовини, в яких магнітне поле елементарних струмів направлене проти поля зовнішніх струмів, що викликало його. Інакше кажучи, результуюче магнітне поле в речовинах цієї групи слабкіше за магнітне поле зовнішніх струмів. До діамагнітних речовин відносяться вода, водень, кварц, срібло, мідь і ін.

До другої і третьої групи відносяться відповідно парамагнітні (алюміній, кисень, повітря і ін.) і феромагнітні речовини (залізо, нікель, кобальт і деякі їх сплави). Загальним для речовин цих груп є те, що магнітні моменти елементарних струмів в них орієнтуються у напрямі поля зовнішніх струмів. В результаті магнітне поле посилюється.

Феромагнітні речовини мають особливе значення в електротехніці, тому їх магнітні властивості детально розглянуті далі. Тут відзначимо лише, що намагніченість феромагнітних речовин, на відміну від парамагнітних, у багато разів сильніше при однаковому магнітному полі зовнішніх струмів.

З сказаного ясно, що результуюче магнітне поле в речовині складається з двох полів: поля зовнішніх струмів (струмів в проводах) і поля елементарних внутрішніх струмів.

У зв'язку з цим для рівномірного магнітного поля котушки и за наявності усередині неї якого-небудь сердечника (наприклад, сталевого) можна записати рівняння:

$$Bl = \mu_0 I \omega = \mu_0 I \omega_B, \quad (2.22)$$

де I_B повний елементарний струм, зчеплений з контуром a - b - v z .

Формула (2.22) показує, що магнітна індукція в речовині (парамагнітному або феромагнітному) більше, ніж в порожнечі, у зв'язку з дією елементарних струмів або, інакше кажучи, завдяки намагніченню речовини.

Ступінь намагнічення речовини оцінюється вектором намагніченості (J). Для однорідного у всім напрямам речовини величина вектора

намагніченості дорівнює геометричною сумі равна геометричній сумі магнітних моментів елементарних струмів в одиниці об'єму речовини :

$$J = \frac{\Sigma P_m}{V}. \quad (2.23)$$

Знайдемо загальний магнітний момент елементарних струмів, зчеплених з контуром *a-b-v-z*, враховуючи, що при однаковій орієнтації елементарні струми з контуром зчеплені тільки на ділянці *a-z* довжиною *l*. (рис. 2.13, б)

$$\Sigma P_m = \Sigma i' S = S \Sigma i_B = S I_B$$

де *i_B* - елементарний струм, зчеплений з контуром *a-b-v-z*

S – площа, обмежена контуром елементарного струму.

Підставимо значення ΣP_m у формулу (2.23), отримаємо

$$J = \frac{S I_B}{S l}.$$

звідки

$$J_B = J l.$$

Рівняння (2.22) може бути представлено в іншому вигляді:

$$B l = \mu_0 I \omega = \mu_0 J l,$$

або

$$\left(\frac{B}{\mu_0} - J \right) l = I \omega. \quad (2.24)$$

З формули (2.24) виходить, що магнітне поле в речовині можна розглядати як результат дії тільки струмів в проводах (у витках котушки), якщо характеристики поля прийняти як нову векторну величину, яка називається **напруженістю магнітного поля**:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J. \quad (2.25)$$

З введенням цього поняття формула (2.24) набуває вигляд

$$Hl = I\omega.$$

Це рівняння одержане на основі уявлення про циркуляцію вектора магнітної індукції в полі струму нескінченно довгої котушки.

Напруженість H як характеристика магнітного поля не залежить від властивостей середовища, а визначається тільки величиною струмів в проводах, що значною мірою полегшує розрахунки магнітних полів.

З рівняння (2.25) можна виразити величину магнітної індукції в речовині

$$B = \mu_0 H + \mu_0 J.$$

Намагніченість речовини є результатом дії зовнішнього магнітного поля струмів. Коефіцієнт пропорційності між напруженістю поля H і намагніченістю J називається магнітною сприйнятливістю κ_m

$$J = \kappa_m H. \quad (2.26)$$

Магнітна сприйнятливість виражає здатність речовини намагнічуватися під дією зовнішнього магнітного поля. з урахуванням цього виразу :

$$B = \mu_0 H + \mu_0 \kappa_m H.$$

У цій формулі величина $\mu_0 H$ характеризує тільки магнітне поле в порожнечі. Вона позначається, а називається магнітною індукцією в порожнечі:

$$B_0 = \mu_0 H \quad (2.27)$$

Магнітну індукцію в речовині можна виразити формулою

$$B = \mu_0 (1 + \kappa_m) H = \mu_a H. \quad (2.28)$$

$$\text{Величина} \quad \mu_a = \mu_0 (1 + k_m). \quad (2.29)$$

залежна від магнітних властивостей середовища, в якому існує поле, називається **магнітною проникністю**.

$$B = \mu_0 (1 + k_m) H = \mu_0 H.$$

У практиці зручно користуватися відношенням абсолютної магнітної проникності речовини μ_a до магнітної постійної μ_0 :

$$\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0} = 1 + k_m. \quad (2.30)$$

Величина називається відносною магнітною проникністю і показує, в скільки разів магнітне поле виходить сильніше (або слабкіше), ніж в порожнечі, за інших рівних умов, тобто

$$\frac{\mu_a}{\mu_0} = \frac{B}{B_0}.$$

Магнітна сприйнятливість феромагнітних речовин велика, тому їх величина $\mu \gg 1$. Для решти речовин $k_m \approx 0$, а μ приймається рівним одиниці ($\mu = 1$).

Введення поняття про магнітну проникність речовини дозволяє всі формули, отримані раніше для магнітного поля в порожнечі, застосувати і для магнітного поля в порожнечі, застосувати і для магнітного поля в речовині, замінивши в них магнітну постійну μ_0 магнітній проникності μ . Про це свідчить повна аналогія формул.

Рівняння, що зв'язує циркуляцію вектора напруженості магнітного поля по замкнутому контуру з повним струмом, зчепленим з цим контуром

$$\text{має вигляд:} \quad \oint H_l dl = \sum I. \quad (2.31)$$

Рівняння (2.31) виражає закон повного струму: **циркуляція напруженості магнітного поля по замкнутому контуру дорівнює повному струму, який пронизує поверхню, обмежену цим контуром.**

Електричні ланцюги – сукупність пристроїв та об'єктів, що утворюють шлях електричному струму, електромагнітні процеси в яких можна описати за допомогою поняття про електрорушійну силу, струм і напругу.

Електричні ланцюги складаються з пристроїв для генерування електричної енергії, передачі її на відстань і перетворення в інші види енергії. Перші називають джерелами електричної енергії, другі – лініями електричного зв'язку, а треті – приймачами електричної енергії.

Джерела електричної енергії є перетворювачами енергії інших видів в електричну. До них відносяться: гальванічні і акумуляторні елементи, електромеханічні генератори, термопари, сонячні фотоелементи, магнітогідродинамічні генератори, паливні елементи та інші перетворювачі. Ці джерела здійснюють перетворення з ККД, меншим одиниці, і характеризуються електрорушійною силою, чи ЕРС E , внутрішнім опором $R_{вт}$, номінальним струмом $I_{ном}$. ЕРС є причиною, що збуджує електричний струм у замкнутому електричному ланцюзі. Одиницею ЕРС служить вольт (В). ЕРС можна вимірити вольтметром при відключенні від джерела електричної енергії всіх приймачів, тобто при відсутності струму в ньому.

Лінії електричного зв'язку, що передають електричну енергію на відстань, це лінії електропередачі, електричні мережі та інші пристрої, що при сталому режимі характеризуються їх опором.

Приймачі електричної енергії перетворюють електричну енергію в енергію іншого виду (механічну, теплову, хімічну, світлову і ін.) і являють собою електричні двигуни, електричні печі, електролізери, електроосвітлювальні прилади та інші споживачі.

Джерела електричної енергії, а також приймачі з властивою їм ЕРС (електричні двигуни, акумулятори в процесі заряду і ін.) є активними елементами, а лінії електричного зв'язку, сполучні проводи і приймачі без ЕРС (резистори, електричні печі, електроосвітлювальні прилади і ін.) – пасивними елементами. Резистор, що є пасивним елементом, призначений для використання його електричного опору в різних електричних ланцюгах.

Електричні ланцюги можуть складатися з будь-якого числа активних і пасивних елементів, що входять в окремі галузі, з'єднані між собою вузлами. У кожному гілку, що є ділянкою ланцюга з тим самим струмом, входить один чи декількох послідовно з'єднаних елементів, а в кожен вузол – місце з'єднання гілок – сходяться не менш трьох гілок (рис. 3.1).

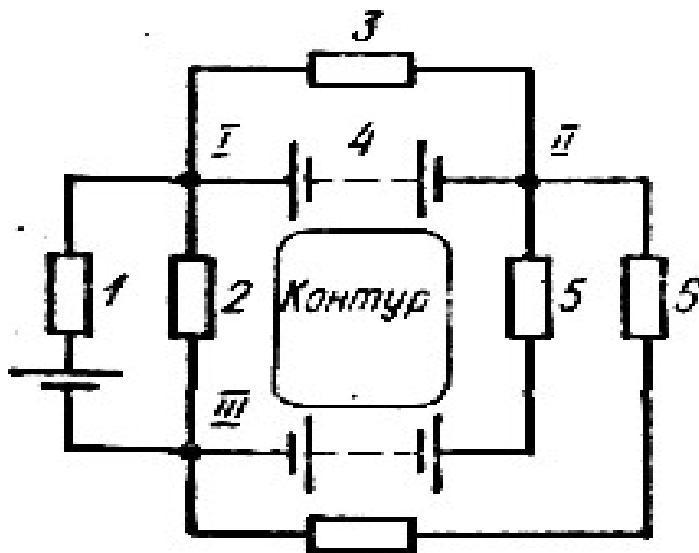


Рис. 3.1 – Схема електричного ланцюга із шістьма гілками і трьома вузлами

Кожний замкнений шлях по декількох гілках електричного ланцюга називають контуром. В залежності від числа контурів електричні ланцюги можуть бути одноконтурними чи багатоконтурними, які у свою чергу можуть бути з одним чи з декількома джерелами електричної енергії.

5 Значення резонансу у колах. Паралельний і послідовний резонанс

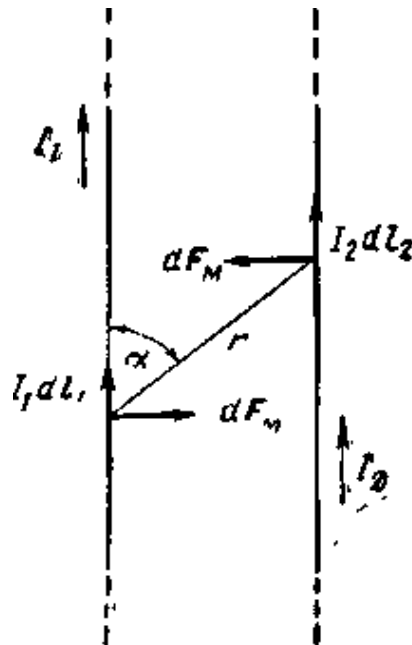
Магнітне поле оточує рухомі елементарні частинки, що володіють електричним зарядом, і пов'язано з ними. У провіднику із струмом і просторі навколо нього магнітне поле обумовлене цим струмом, а усередині і поза намагніченим тілом (постійного магніта) воно обумовлене внутріатомним і внутрішньомолекулярним рухом елементарних заряджених частинок (наприклад, обертанням електронів навколо власної осі і навколо ядра атома).

Магнітне поле виявляється завдяки магнітним явищам, таким, як тяжіння і відштовхування проводів або із струмами або намагнічених тіл, дія провідника із струмом на магнітну стрілку, електромагнітна індукція.

У основі цих явищ лежить характерна властивість магнітного поля – силова дія на рухомі заряджені частинки. Сили взаємодії магнітного поля з рухомими зарядженими частинками (струмами) називаються **електромагнітними**.

Вивчення магнітних явищ і розрахунки, пов'язані з їх практичним використанням, неможливі без кількісної оцінки магнітного поля.

Вибираючи необхідну для цього величину, можна виходити з силової взаємодії двох проводів із струмами (рис. 2.1).



2.1 - Електромагнітні сили, що діють на елементи двох лінійних струмів

Досвід показує, що на кожен з двох проводів діють сили, направлені так, що проводи з однаковим напрямом струмів притягуються, а проводи з протилежним напрямом струмів відштовхуються.

Магнітні поля, обумовлені кожним із струмів, розподілені в одній і тій же області простору. Тому відповідно до принципу накладення можна вважати, що обидва проводи оточено загальним магнітним полем, яке виходить в результаті накладення два полів, яке виходить в результаті накладення два полів, кожне з яких окремо пов'язане зі своїм струмом, коли відповідний провід відокремлений.

У такому разі тяжіння або відштовхування проводів потрібно розглядати як результат силової дії загального магнітного поля на заряджені частинки, створюючі струм в кожному з проводів. Кількісні співвідношення для цього випадку визначені законом Ампера, згідно якому силова дія магнітного поля на рухомі заряджені частинки розглядається як взаємодія двох елементів лінійного струму.

Елементом лінійного струму називається твір $I dl^*$, де dl - довжина ділянки проводу із струмом I , вельми мала (так само як і діаметр проводу) в порівнянні з відстанню від нього до точок, в яких розглядається магнітне поле струму I .

У СІ одиниця елемента лінійного струму – ампер-метр (Ам).

Величина сили взаємодії між двома елементами лінійних струмів в порожнечі пропорціональна твору елементів лінійних струмів і зворотно пропорційна квадрату відстані між ними.

Якщо елементи лінійних струмів розташовані паралельно, то сила взаємодії між ними визначається

$$dF_m = \frac{\mu_0 I_1 dl_1 I_2 dl_2 \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (2.1)$$

де $I_1 dl_1$; $I_2 dl_2$ - елементи лінійних струмів;

r - відстань між елементами;

α - кут між напрямом одного з елементів лінійного струму і відрізком прямої r , проведеним від одного елемента до іншого;

$\frac{\mu_0}{4\pi}$ - коефіцієнт пропорційності, величина якого визначається

в залежності від системи одиниць. Чисельник цього коефіцієнту μ_0 називається **магнітною постійною**.

У Міжнародній системі одиниць (СІ) магнітна постійна

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{генрі}}{\text{метр}} \left(\frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right);$$

$$\text{генрі} = \frac{\text{вольт} \cdot \text{секунда}}{\text{ампер}} - \text{одиниця індуктивності.}$$

Потім, що формули, що відносяться до магнітного поля в порожнечі, справедливі і для магнітного поля в повітрі.

Припустимо тепер, що елемент лінійного струму $I_2 dl_2$ такий малий, що його поле практично не змінює поле струму I_1 . Тоді один елемент лінійного струму можна розглядати як пробний, службовець лише для реєстрації електромагнітної сили, яка в цьому випадку є результатом дії магнітного поля першого струму на пробний елемент лінійного струму.

Величина струму I_1 визначає інтенсивність магнітного поля; чим більше струм, тим „сильніше” його магнітне поле.

Для оцінки інтенсивності магнітного поля введено поняття **індукції магнітного поля, або магнітній індукції B** .

Магнітна індукція поля в даній точці є вектор, чисельне значення якого якого дорівнює силі, що діє на елемент лінійного струму, рівний одиниці і розташований в полі так, що сила виявляється найбільшою.

З формули (2.1) виходить

$$dB = \frac{dF_M}{I_2 dl_2} = \frac{\mu_0 I_1 dl_1}{4\pi r^2} \sin \alpha. \quad (2.2)$$

Вектор dB розташований перпендикулярно до площині, в якій лежать елемент довжини dl_2 і відрізок r . Він направлений відповідно до правила буравчика.

Магнітне поле в тому, що оточує провідник просторі створюється не тільки вибраним елементом лінійного струму, але і іншими елементами, на які може бути розділений реальний провідник.

Повне значення індукції магнітного поля B в даній точці є векторною сумою елементарних векторів dB .

Формула (2.2), по якій визначається елементарна магнітна індукція, є математичним виразом закону Біо - Савара.

З формули (2.2) виходить одиниця вимірювання магнітної індукції:

$$[dB] = \left[\frac{dF_M}{I_2 dl_2} \right] = \frac{\text{ньютон}}{\text{ампер} \cdot \text{метр}} = \frac{\text{вольт} \cdot \text{секунда}}{\text{метр}^2} = \text{тесла (Тл)}.$$

У розрахунках застосовується дрібніша одиниця магнітної індукції - гаус (Гс) $\alpha \neq 90^\circ$.

$$1 \text{Тл} = 10^4 \text{Гс}.$$

Графічно магнітне поле можна зобразити за допомогою **лінійної магнітної індукції**.

Лінія магнітної індукції проводиться так, щоб в кожній точці цієї лінії дотична до неї збігалася з вектором магнітної індукції. Користуючись цим правилом, можна зобразити магнітне поле для різних випадків.

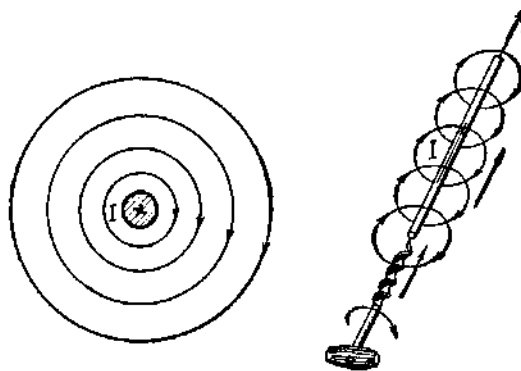


Рис. 2.2 - Лінії магнітної індукції поля прямого струму

Магнітне поле прямолінійного проводу має лінії магнітної індукції у вигляді кіл, лежачих в плоскості, перпендикулярних до напрямку струму, з центром на осі проводу (рис.2.2).

Напрямок магнітної індукції визначається за допомогою **правила буравчика**: якщо напрям поступальної ходи буравчика сумістити з напрямом струму в проводі, то обертання рукоятки покаже напрям ліній магнітної індукції.

Великий практичний інтерес представляє картина магнітного поля струму котушок, оскільки в багатьох електротехнічних пристроях (трансформатори, електричні машини, електромагнітні реле і ін.) магнітне поле створюється струмами в котушках різної форми.

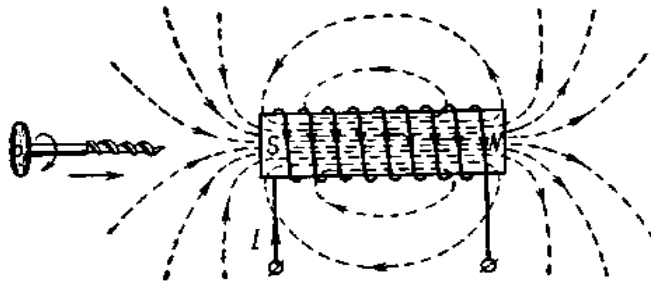


Рис.2.3 - Магнітне поле струму в циліндровій котушці

Магнітне поле струму циліндрової котушки зображене на рис. 2.3. Якщо довжина котушки значно більше діаметру, то лінії магнітної індукції мають усередині котушки однаковий напрям (уздовж осі котушки) і величина магнітної індукції в усіх точках однакова, за винятком точок, розташованих у країв.

Магнітне поле, що має в усіх точках однакову по величині і напрямку магнітну індукцію, називається **рівномірним**.

За формою магнітного поля циліндрова котушка подібна до постійного магніта кругового перетину (рис.2.4).

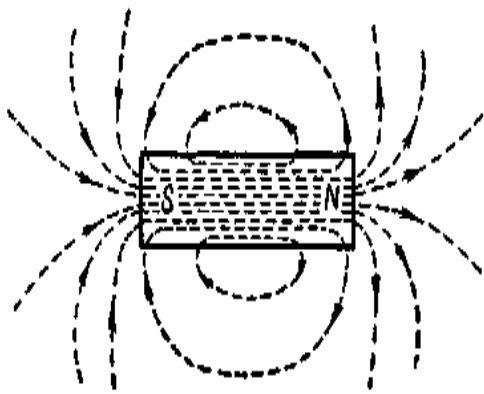


Рис.2.4 - Магнітне поле прямого постійного магніта

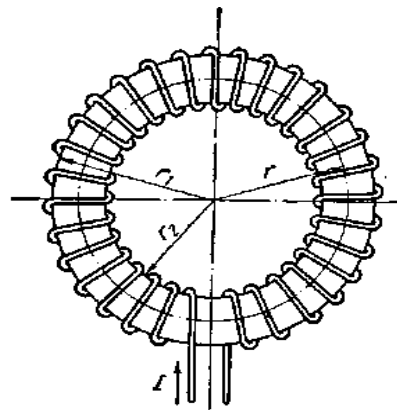


Рис. 2.5 - Кільцева котушка

Кільцева котушка з обмоткою на тороїдальному сердечнику (рис.2.5) створює магнітне поле тільки усередині витків. Напрямок ліній індукції магнітного поля струму котушки або контура теж визначається правилом буравчика, але в іншому формулюванні: **якщо рукоятку буравчика обертати по напрямку струму у витках, то поступальна**

хода буравчика збігається з напрямом ліній магнітній індукції усередині котушки.

За допомогою ліній магнітної індукції можна виразити не тільки напрям магнітного поля, але і величину магнітної індукції, подібно до того як це робиться при дослідженні електричного поля.

Нерівномірне магнітне поле зображатиметься замкнутими лініями, проведеними з однаковою щільністю в різних областях.

На відміну від ліній напруженості електростатичного поля, які починаються на позитивних, а закінчується на негативних заряджених тілах або йдуть в нескінченність, **лінії індукції магнітного поля завжди замкнуті на себе, тобто не мають ні початку ні кінця.**

На рис. 2.6 показаний прямолінійний провід із струмом, поміщений в рівномірне магнітне поле в просторі між полюсами постійного магніта або електромагніту (котушки із сталевим сердечником) так, що між напрямками вектора магнітній індукції B і струму в провіді кут $\alpha = 90^\circ$.

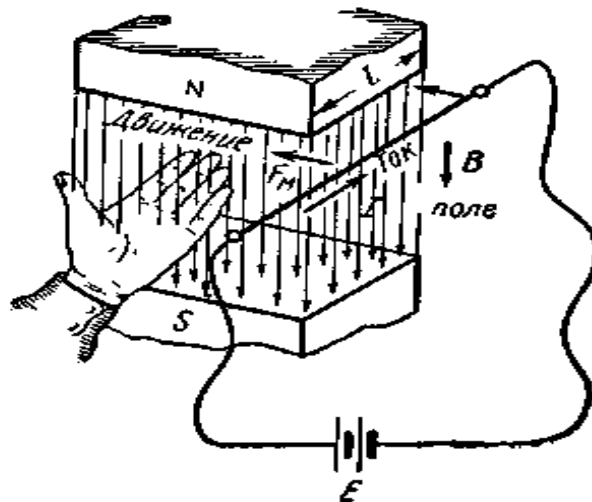


Рис. 2.6 - Прямий провід із струмом в рівномірному магнітному полі

У рівномірному магнітному полі на елемент довжини проводу в будь-якому місці діє однакова електромагнітна сила, тому на підставі формул (2.1 і 2.2) можна записати вираз сили, що діє на ту частину проводу, яка розташована в межах магнітного поля:

$$F_m = BIl, \quad (2.3)$$

де B – магнітна індукція, Тл;

I – струм в провіді, А;

l – довжина частини проводу, розташованої в магнітному полі, м;

F_m - електромагнітна сила, Н.

Якщо провід розташовується так, що між напрямом вектора магнітної індукції поля і струму в проводі кут $\alpha \neq 90^\circ$, то електромагнітна сила визначається тією ж формулою (2.3), але замість повної довжини проводу береться її проекція на напрям, перпендикулярний до напрямку поля:

$$F_m = B l \sin \alpha . \quad (2.4)$$

Сила F_m направлена завжди перпендикулярно до площини, в якій лежить провід і знаходяться лінії магнітної індукції.

Найбільш зручний напрям електромагнітної сили визначати за правилом лівої руки: **якщо розташувати ліву руку так. Щоб витягнуті чотири пальці (окрім великого) показали напрям струму в проводі, а лінії магнітної індукції «входили» в долоню, то великий палець, відігнутий перпендикулярно до останніх чотирьом, покаже напрям електромагнітної сили.**

Розглянемо провідний контур прямокутної форми, одна сторона якого знаходиться в рівномірному магнітному полі. При струмі I в контурі на провід в магнітному полі діє електромагнітна сила F_m (рис.2.7)

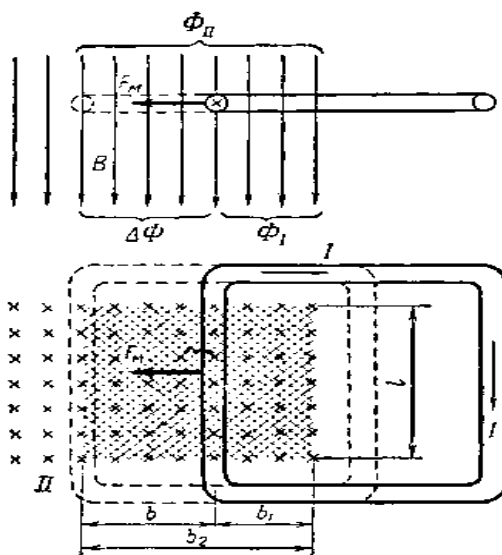


Рис. 2.7 - Замкнутий виток із струмом в магнітному полі

Незакріплений контур переміщається у напрямі дії сили, і при цьому на шляху b здійснюється робота

$$A = F_m b = BIlb. \quad (2.5)$$

В цьому випадку робота вважається за позитивну.

При русі проводу проти сили F_m (за наявності зовнішньої механічної сили) робота негативна.

У формулі (рис.2.5) $lb = S$ є площа поверхні, обкресленої проводом при русі його перпендикулярно до ліній магнітної індукції, а твір BS виражає потік вектора магнітної індукції, або магнітний потік Φ , рівномірного поля через дану площу S :

$$\Phi = BS. \quad (2.6)$$

Поняття магнітного потоку аналогічного поняттю потоку вектора напруженості електричного поля.

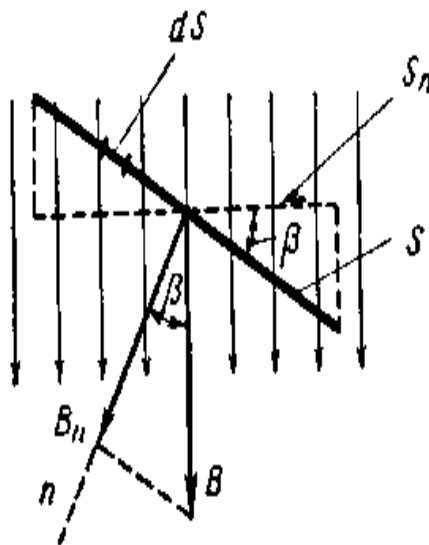


Рис. 2.8 - До визначення магнітного потоку

Якщо поверхня, яку пронизують лінії магнітної індукції B_n , розташовується під кутом до напрямку цих ліній, рис.2.8, то магнітний струм визначається твором нормальної складової вектора магнітної індукції B_n і площі цієї поверхні:

$$\Phi = B_n S. \quad (2.7)$$

Нормальною складовою вектора магнітної індукції B_n називається проекція вектора B на напрям нормалі (перпендикуляра) до даної поверхні:

$$B_n = B \cos \beta$$

Тоді

$$\Phi = B S \cos \beta.$$

де $S \cos \beta = S_n$ - площа проекції поверхні S на площість, перпендикулярну лініям магнітної індукції.

Отже, магнітний потік через поверхню S можна визначати і так:

$$\Phi = B S_n. \quad (2.8)$$

Якщо магнітне поле нерівномірне, то всю поверхню, для якої визначається магнітний потік, потрібно розділити на дуже малі майданчики. В межах кожної такого майданчика поле можна вважати за рівномірне, і тоді елементарний потік

$$d\Phi = B_n dS.$$

Повний потік крізь поверхню S

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (2.9)$$

Згідно формулам (2.8) і (2.9), магнітна індукція B є щільністю магнітного потоку в даній точці поля.

Одиниця вимірювання магнітного потоку – **вебер**:

$$[\Phi] = [BS] = \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2} \text{м}^2 = \text{Вб} = \text{В} \cdot \text{с}.$$

Поняття про магнітний потік як характеристиці магнітного поля має в електротехніці велике значення. Його застосовують при розгляді

принципів роботи і при розрахунках електромагнітних пристроїв (електричних машин, трансформаторів, електромагнітів різного призначення).

Згідно формулі (2.5), роботу, здійснену в результаті взаємодії магнітного поля і струму в провіднику, рухомому в магнітному полі, можна визначити твором струму в провіднику і магнітного потоку крізь поверхню, обкреслену провідником при його русі:

$$A = \Phi I.$$

Магнітний потік через поверхню, обкреслену провідником, є різницею потоків, пронизливих провідний контур в кінцевому і початковому положенні, тобто в позитивному приростом магнітного потоку, зчепленого з контуром:

$$\Delta\Phi = \Phi_{II} - \Phi_I,$$

де $\Phi_{II} = Bb_2l, \dots \Phi_I = Bb_1l.$

Робота, витрачена на переміщення контура

$$A = \Delta\Phi l. \tag{2.10}$$

Розглянемо далі замкнутий контур у вигляді прямокутної рамки, розташованої в магнітному полі, як показано на рис. 2.9.

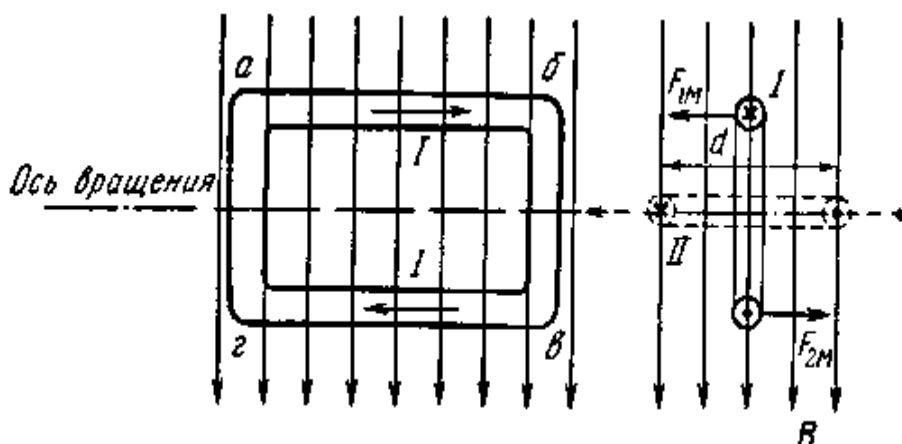


Рис.2.9 - Прямокутна рамка із струмом в магнітному полі

На сторони ab і vg рамки діють сили $F_{1,m}$ і $F_{2,m}$, на дві інші сторони сили не діють, оскільки струм в них направлений уздовж ліній магнітної індукції.

Сили $F_{1,m}$ і $F_{2,m}$ утворюють момент, що обертає, під дією якого рамка повертається з положення I в положення II.

Момент, що в цьому випадку обертає, дорівнює нулю, оскільки сили $F_{1,m}$ і $F_{2,m}$ виявляються направленими протилежно по лінії, що проходить через вісь обертання рамки.

Положення II рамки є стійким, якщо рамка пройде положення II, наприклад, за інерцією, то виникає протидіючий момент, який повертає рамку в стійке положення.

Визначимо роботу, здійснену при повороті рамки з положення I в положення II. Сторони рамки ab і vg перемістилися у напрямі дії сили на $\frac{d}{2}$, де d - ширина рамки

Робота по переміщенню кожної сторони рамки складає $BIl \frac{d}{2}$,

а всієї рамки $A = BIl d = \Phi_m I$,

де $ld = S$ - площа рамки;

$BS = \Phi_m$ - найбільше значення магнітного потоку, пронизливого рамку. Значення Φ_m в даному випадку визначає зміну потоку, зчепленого з рамкою при повороті її з положення I ($\Phi_I = 0$) в положення II ($\Phi_{II} = \Phi_m$).

Зміна потоку залежно від кута повороту рамки відбувається згідно із законом

$$\Phi = \Phi_m \sin \alpha.$$

Оскільки в будь-якому проміжному положенні проекція площі, обмеженою рамкою, на площість, перпендикулярну до напрямку ліній магнітної індукції, рівна

Ми розглянули випадки взаємодії магнітного поля з контуром струму, припускаючи, що струм підтримується постійним, а магнітне поле є „зовнішнім” - оно створюється зовнішньою системою струмів.

На підставі розглянутих прикладів можна зробити наступні висновки, справедливі для будь-якої електромагнітної системи.

1. Робота електромагнітних сил, витрачена на переміщення контура із струмом, дорівнює твору струму в контурі на зміну магнітного потоку, зчепленого з контуром.

2. Всякий контур із струмом в магнітному полі прагне зайняти положення, в якому магнітний потік, пронизливий контур, виявляється позитивним і найбільшим. (За позитивний вважається магнітний потік, співпадаючий усередині контура з потоком, створеним струмом цього контура.)

Для ілюстрації цих висновків можна привести і такий приклад. Сталевий сердечник втягується всередину котушки із струмом. При цьому магнітний потік котушки збільшується, оскільки додається дія контурів струму усередині сталевих сердечника, які утворюються внутрішньомолекулярним рухом заряджених частинок. Якщо переміщення сердечника нічим не обмежене, то він втягується до тих пір, поки потік не збільшиться до максимального значення для цієї системи.

Сказане відноситься до будь-яких електромагнітних пристроїв з рухомим сталевим якорем (реле, тягові електромагніти і тому подібне)

Визначаючи роботу, що здійснюється електромагнітними силами, ми узяли рамку один виток, що має. Але на рамку можна намотати декілька витків, тоді робота електромагнітних сил при переміщенні такої рамки відповідно збільшиться.

Якщо припустити, що все ω витків зчеплені з одним і тим же потоком, то робота електромагнітних сил збільшиться в ω раз:

$$A = \omega \Delta \Phi I .$$

Твір числа витків і зчепленого з цими витками магнітного потоку називається потокозчепленням

$$\Psi = \omega \Phi . \quad (2.12)$$

Отже, робота електромагнітних сил виражається твором струму у витках і приросту магнітного потокозчеплення:

$$A = \Delta \Psi I . \quad (2.13)$$

У загальному випадку витки котушки можуть бути зчеплені з різними потоками, тоді спільне потокозчеплення визначається алгеброю сумою потоків, зчеплених з кожним витком:

$$\Psi = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_n.$$

При цьому мається на увазі, що потокозчеплення одного витка чисельно дорівнює потоку через поверхню, обмежену цим витком.

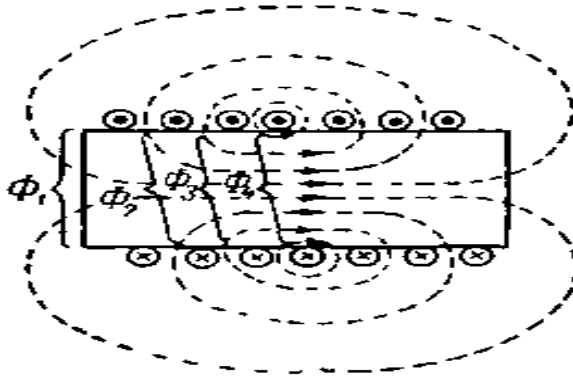


Рис.2.10 -Потокозчеплення циліндрової котушки

Окремі потоки - Φ_1 , Φ_2 і так далі – можуть бути зчеплені з декількома витками (рис.2.10), тоді потокозчеплення буде виражене алгеброїчною сумою наступного вигляду:

$$\Psi = \Phi_1 \omega_1 + \Phi_2 \omega_2 + \dots + \Phi_n \omega_n. \quad (2.14)$$

Якщо у відокремленому контурі будь-якої форми є струм, то магнітне поле цього струму зчеплене з самим контуром. Потокозчеплення такого контура називається **власним**. Власне потокозчеплення характеризує зв'язь струму з власним магнітним полем.

Потокозчеплення має ту ж розмірність, що і магнітний потік.

6 Закон електромагнітної індукції. Самоіндукція та взаємоіндукція. Індуктивність і взаємна індуктивність

При зміні струму в контурі змінюється *власне* потокозчеплення.

На залежність між потокозчеплення і струмом відокремленого контура впливають форма, розміри контура і середовище, в якій створюється його магнітне поле.

Для виразу цього впливу введено поняття індуктивності контура L .

Індуктивність відокремленого контура із струмом (або котушки) є величина, що характеризує зв'язок потокозчеплення і струму, чисельно рівна відношенню потокозчеплення до струму:

$$L = \frac{\Psi}{I}. \quad (2.15)$$

У порожнечі і неферромагнітних речовинах це відношення для даного контура (котушки) залишається незмінним незалежно від величин струму і потокозчеплення.

Одиниця індуктивності

$$[L] = \frac{B \cdot c}{A} = \text{генрі} (\text{Гн}).$$

У практичних розрахунках індуктивність часто виражається в долях генрі: мілі *генрі* (мГн) і мікрогенрі (мкГн): $1 \text{ Гн} = 10^3 \text{ мГн} = 10^6 \text{ мкГн}$.

Розглянемо магнітний зв'язок двох котушок із струмами, розташованих поблизу один від одного так, що магнітний потік, викликаний струмом першої котушки зчеплений з витками обох котушок.

Припустимо, що потоків магнітного розсіяння немає, тобто всі магнітні лінії однієї котушки зчеплені з іншою котушкою (рис.2.12,а).

Власне потокозчеплення першої котушки

$$\psi = \Phi_1 \omega_1 = L_1 I_1. \quad (2.16)$$

де ω_1 - число витків першої котушки.

Магнітний потік, створений током першої котушки.

Взаємне потокозчеплення, як власне, пропорційно струму, що створює потік:

$$\psi_{1,2} = \Phi_1 \omega_2 = M_{1,2} I_1. \quad (2.17)$$

Коефіцієнт пропорційності $M_{1,2}$ - величина постійна (у неферромагнітних середовищах), він залежить від конструктивних особливостей даної системи котушок і називається взаємно індуктивністю.

З рівнянь (2. 16) і (2.17) виходить, що

$$\frac{L_1}{M_{1,2}} = \frac{\omega_1}{\omega_2}.$$

Магнітний зв'язок може здійснюватися потоком другої котушки, що має струм

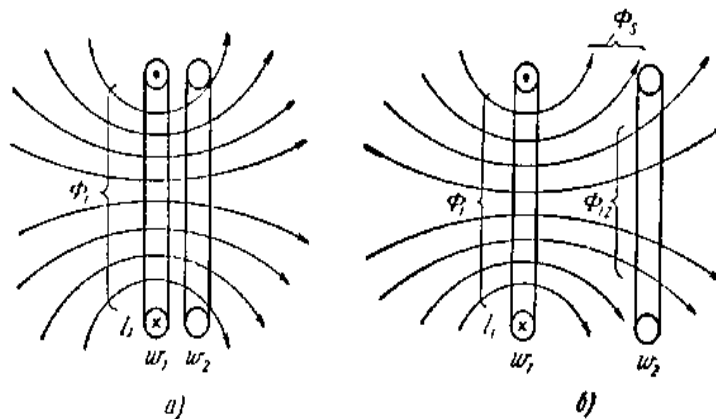


Рис.2.11- Магнітний зв'язок двох котушок

По аналогії з першою котушкою власне потокозчеплення другої котушки

$$\psi_{2,2} = \Phi_2 \omega_2 = L_2 I_2.$$

взаємне потокозчеплення

$$\psi_{2,1} = \Phi_2 \omega_1 = M_{2,1} I_1.$$

Відношення індуктивності L_2 до взаємної індуктивності $M_{2,1}$

$$\frac{I_2}{M_{2,1}} = \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

Порівнюючи стосунки індуктивності котушок до взаємної індуктивності, знаходимо $M_{1,2}M_{2,1} = L_1L_2$.

Неважко довести, що коефіцієнти $M_{1,2}$, $M_{1,2}$ і $M_{2,1}$ однакові.

Для цього припустимо, що друга котушка із струмом I_2 віддаляється в нескінченність. Потокозчеплення цієї котушки змінюється на величину взаємного потокозчеплення. Робота, що здійснюється при видаленні котушки, згідно формулі (2.13), визначається твором $\psi_{1,2}I_2$. Враховуючи відносність руху, ту ж роботу можна визначити, тобто $\psi_{1,2}I_2 = \psi_{2,1}$.

Звідси

$$\frac{\psi_{1,2}}{I_1} = \frac{\psi_{2,1}}{I_2}$$

або

$$M_{1,2} = M_{2,1} = M.$$

Взаємноіндуктивність виражається через індуктивності котушок

$$M = \sqrt{L_2L_1} \quad (2.18)$$

Ця формула справедлива за відсутності розсіяння магнітних потоків, тобто між котушками існує найбільший магнітний зв'язок. Насправді деяка частина ліній магнітної індукції поля даної котушки зчеплена тільки з власними витками (на рис.2.12,б це відноситься до першої котушки). Цими лініями визначається магнітний потік розсіяння Φ_s , який не утворює магнітного зв'язку котушок; тому в реальних пристроях, де використовується магнітний зв'язок, потік розсіяння має бути по можливості зменшений.

З потоків розсіяння магнітний зв'язок котушок виявляється неповним ($\Phi_{1,2} < \Phi_1$). При цьому взаємодуктивність буде менше величини, що враховується коефіцієнтом зв'язку (k)

$$M = k\sqrt{L_1 L_2}. \quad (2.19)$$

Коефіцієнт зв'язку $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$

теоретично може змінюватися від 0 до 1.

Потоки розсіяння зменшити до нуля практично неможливо, тому коефіцієнт зв'язки завжди менше одиниці.

У системі магнітозв'язаних контурів або котушок розрізняють приголосне і зустрічне включення.

Якщо напрями сил двох котушок, що намагнічують, визначені за правилом буравчика, збігаються, то включення котушок називається згідним (рис.2.12,а). при неспівпаданні цих напрямів включення називається зустрічним (рис.2.12,б).

Щоб змінити напрям сили котушки, що намагнічує, можна, згідно правила буравчика, змінити напрям струму а або напрям ходу витків (праве або ліве намотування)

Змінюючи напрям струму або напрям намотування одного з котушок, можна отримати приголосне або зустрічне включення.

При зустрічному включенні котушок можна добитися такого положення, коли потоки обох котушок, визначені порізно, рівні, а результуючий потік, відповідно до принципу накладення, дорівнює нулю.

Якщо потрібно отримати котушку без індуктивності, можна застосувати біфілярне намотування.

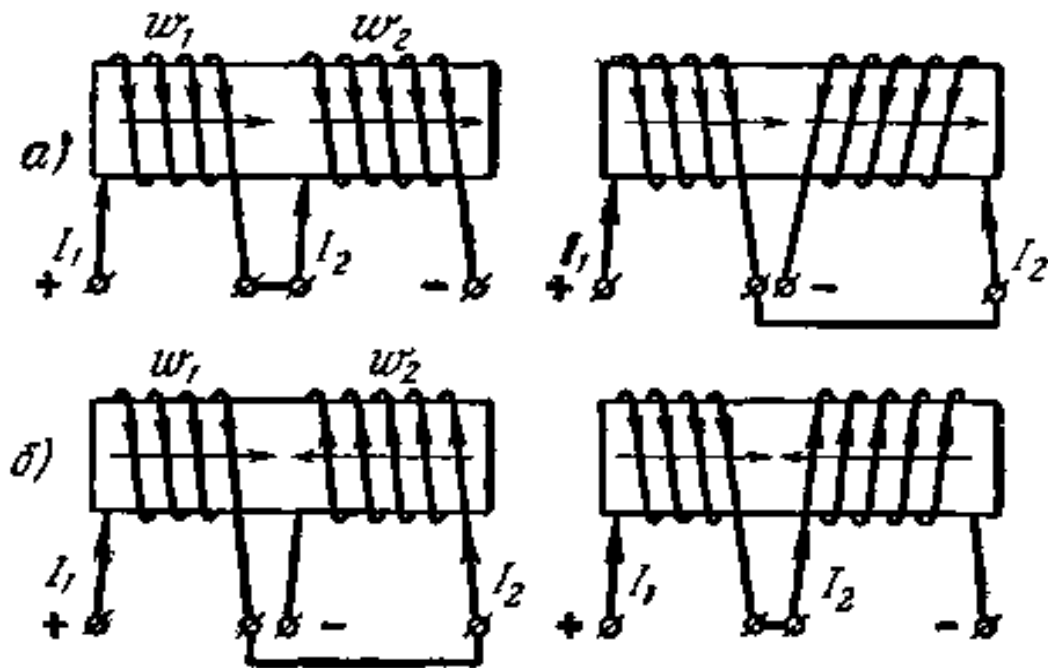


Рис.2.12 - Соголасоване і зустрічне включення котушок

Таке намотування виконується проводом, складеним удвічі.

Магнітний потік, а отже, і індуктивність біфілярної намотаної котушки дорівнює нулю, оскільки кожен її виток її складається з двох провідників з протилежним напрямом струму.

Провідні контури, котушки – найбільш поширені елементи електротехнічних пристроїв, а індуктивність, як відмічено на початку попереднього параграфа, є конструктивною характеристикою цих елементів і застосовується при розрахунках. Тому важливе не тільки само поняття про індуктивність, але і обчислення її для різних випадків.

Індуктивність котушки

Визначимо індуктивність ділянки l нескінченно довгої циліндрової котушки, що має на цій ділянці ω витків діаметром D .

Магнітне поле такої котушки рівномірне. В цьому випадку по формулі

$$B = \frac{\mu_0 I \omega}{l}.$$

Якщо витки котушки щільно прилягають один до одного, можна вважати потік всіх витків за однаковий:

$$\Psi = BS\omega = \frac{\mu_0 I \omega^2 S}{l},$$

де $S = \frac{\pi D^2}{4}$ - площа поперечного перетину котушки.

Згідно формулі (2.15) індуктивність

$$L = \frac{\psi}{I} = \frac{\mu_0 S \omega^2}{l}. \quad (2.20)$$

Вираз (2.20) можна використовувати при наближенні обчислення індуктивності циліндрової котушки кінцевої довжини, якщо $l_k \gg D$.

Точність результату тим більше, чим більше відношення $\frac{l_k}{D}$.

Індуктивність кільцевої котушки на тороїдальному сердечнику (рис.2.6, де $l = 2\pi r$) приблизно визначається по цій же формулі.

На практиці (наприклад, радіотехнічний) застосовуються котушки різної форми, для якої умова $l_k \gg D$ найчастіше не виконується. Для визначення індуктивності застосовуються розрахункові криві або імперичні формули, що приводяться в довідниках.

7 Активний і пасивний чотирьохполюсники

В електротехніці та радіоелектроніці використовують різноманітні речовини із широким спектром теплофізичних, механічних та електротехнічних параметрів і характеристик. Визначаючи доцільність використання речовин для побудови електронних приладів, найважливішою її властивістю вважають електропровідність.

Функціонування всіх радіоелектронних пристроїв від елементарних вузлів до найскладніших сучасних суперсистем ґрунтується на керуванні провідністю. Саме цей процес забезпечує передачу інформаційних сигналів або їх відсутність, керування потужністю від зовнішнього джерела живлення в навантаження, ввімкнення і вимкнення систем зворотного зв'язку тощо. Тому дослідження вчених та інженерів у процесі розвитку і становлення напівпровідникової електроніки були спрямовані на пошук матеріалів, відкриття фізичних явищ, створення різних контактів, що дозволило створити прилади для майже безінерційного керування провідністю.

За провідністю речовини поділяють на провідники, діелектрики та напівпровідники. Вони відрізняються кількістю вільних носіїв заряду - електронів у зоні провідності. Сучасна фізика стверджує, що електрони у твердому тілі не можуть мати довільну енергію і розташовуються на відповідних енергетичних рівнях.

Електрони, розташовані ближче до ядра атома, мають меншу енергію, тобто знаходяться на нижчих енергетичних рівнях. Щоб віддалити електрон від ядра, треба подолати їх взаємне тяжіння, тобто витратити деяку енергію.

Під час переходу електрона з вищого енергетичного рівня на нижчий виділяється деяка кількість енергії, названа квантом або фотоном. Якщо атом поглинає один квант енергії, то електрон переходить з нижчого енергетичного рівня на вищий. Згідно із зонною теорією твердого тіла енергетичні рівні об'єднуються у дозволені зони. Верхня дозволена зона, яка при температурі абсолютного нуля ($T = 0\text{K}$) повністю заповнена електронами, називається валентною. Наступна дозволена зона (надвалентна), яка при температурі абсолютного нуля порожня або частково заповнена електронами, називається зоною провідності. В електричних та хімічних процесах беруть участь валентні електрони (електрони валентної зони). Вони заповнюють ряд енергетичних рівнів зовнішньої оболонки атома.

Нижчі енергетичні рівні входять до складу інших зон, заповнених електронами, але ці зони не впливають на явища електропровідності (далі не розглядаються).

У металах і напівпровідниках є велика кількість електронів, які знаходяться вище від валентної зони на вищих енергетичних рівнях. Ці рівні створюють зону провідності. Електрони цієї зони називають електронами провідності. Вони здійснюють безладний хаотичний рух, переходять від одних атомів до інших. Саме електрони провідності забезпечують високу електропровідність металів. При кімнатній температурі ($T=300\text{ K}$) питома електрична провідність провідників досягає значення ($10^4 \dots 10^6$) См/см (1 См/см - провідність 1 см^3 речовини). Розподіл електронів за рівнями енергії схематично показано на рис. 7.1. Горизонтальними лініями зображено рівні енергії електронів. У квантовій механіці доведено, що енергетичні стани електронів провідності утворюють цілу зону значень (рівнів) енергії - зону провідності.

Мінімальний рівень енергії електрона (дно) зони провідності позначимо через W_c . Енергетичні стани валентних електронів також утворюють зону рівнів - валентну зону. Максимальний рівень енергії (стелю) цієї зони позначимо через W_v .



Рис. 7.1 - Схеми рівнів енергії:

a) - у металах; б) - у діелектриках; в) - у власних напівпровідниках. У

металах зона провідності безпосередньо прилягає до валентної зони (7.1, а). Тому при нормальній температурі у металах кількість електронів має енергію, достатню для переходу з валентної зони в зону провідності. Практично кожен атом металу віддає у зону провідності хоча б один

електрон. Отже, число електронів провідності у металах не менше, ніж число атомів ($5 \cdot 10^{22}$ вільних електронів у 1 см^3).

Такі метали, як мідь, олово та алюміній (добрі провідники електричного струму) складаються з атомів речовини, зв'язаних між собою силами взаємодії, у правильну геометричну структуру або кристалічні ґрати. Зв'язки діють таким чином, що зовнішні або валентні електрони кожного атома вивільняються і одержують можливість рухатись у структурі під дією прикладеного електричного поля. Решта електронів та ядра залишаються фіксованими в певних місцях кристалічних ґрат.

Кожний атом є електрично нейтральним, тому вся структура також буде електрично нейтральною. Якщо один із валентних електронів відокремлюється від атома, то решту електронів та ядро, зв'язаних з кристалічними ґратами, можна зобразити як нерухомий позитивний іон, заряд якого дорівнює заряду відокремленого валентного електрона і протилежний йому. Оскільки зв'язані позитивні іони рівномірно розподілені по структурі кристала, то і рухомі електрони теж повинні бути розподілені рівномірно: якби в якійсь області не виявилось вільних електронів, залишковий позитивний потенціал притягнув би в цю область необхідну для відновлення електронейтральності кількість рухомих електронів. Отже, маємо таку модель електронного «газу» в металах: однорідне розташування зв'язаних позитивно заряджених іонів, оточених однорідним «газом» рухомих електронів. Уважається, що кожний атом віддає один вільний електрон «газу» рухомих електронів.

Отже, незважаючи на те, що позитивні іони в металах відіграють важливу роль у підтримці електронейтральності, в процесі провідності вони не беруть участі, тому що вони є нерухомими. У металах струм переносить рухомі носії одного типу - вільні електрони. Щільність вільних електронів, здатних брати участь у процесі провідності, залежить перш за все від числа валентних електронів в атомі металу. Тому для того чи іншого металу густина заряду фіксована.

Зовсім інша структура енергетичних зон діелектриків (рис. 7.1, б) і напівпровідників (рис. 7.1, в). У них між зоною провідності та валентною зоною знаходиться заборонена зона. Вона об'єднує однакові енергії, на яких електрони не можуть знаходитися. Ширина забороненої зони ΔW , тобто різниця між енергією електронів нижнього рівня зони провідності W_c і верхнього рівня валентної зони W_v складає декілька електрон-вольтів (eV). При нормальній температурі у зоні провідності діелектриків знаходиться мало електронів. Тому діелектрики мають дуже малу провідність. Але з нагріванням деякі електрони валентної зони, отримуючи додаткову енергію, переходять у зону провідності, і тоді діелектрики одержують помітну провідність. Якщо $T = 300 \text{ К}$, їх питома електропровідність менша за 10^{-10} См/см .

Але перехід електронів у зону провідності не може відбуватися шляхом поступового накопичення та наростання енергії. Для цього необхідне джерело, яке б могло зразу передати енергію, що дорівнює або перевищує ширину забороненої зони:

$$\Delta W = W_c - W_v$$

У напівпровідників зона діаграма подібна до діелектриків (рис.1в), лише ширина забороненої зони ΔW менша, і в більшості випадків складає близько одного електрон - вольта. Тому при низьких температурах напівпровідники є діелектриками. При нормальній температурі значна кількість електронів переходить з валентної зони у зону провідності, що забезпечує збільшення питомої електропровідності. При $T = 300$ К її значення знаходиться в межах $10^{-10} \dots 10^4$ См/см.

Напівпровідники являють собою найпоширеніший клас речовин. До них належать хімічні елементи: бор, вуглець, кремній, фосфор, сірка, германій, арсеній, селен, сіре олово, телур, йод; хімічні сполуки: *CuCl*, *CaAs*, *GeAs*, *GeSi*, *CuO*, *PBS* та ін.; більшість мінералів - природних хімічних сполук, число яких досягає 2000, і багато органічних речовин. В електроніці використовують обмежене число напівпровідникових речовин.

Для виготовлення напівпровідникових приладів найширше використовують германій *Ge* та кремній *Si*. Зовнішні оболонки атомів цих речовин мають по чотири валентні електрони. Просторові кристалічні ґрати складаються з атомів, зв'язаних один з одним валентними електронами. Такий зв'язок називають ковалентним або парноелектронним.

Напівпровідники без домішок і дефектів кристалічної структури називають власними напівпровідниками. Такі напівпровідники у вузлах кристалічних ґрат мають лише свої атоми $n_i = p_i$. Ділянку у напівпровіднику, що має електропровідність власного напівпровідника, називають ділянкою власної електропровідності - і-ділянкою. У власному напівпровіднику - напівпровіднику і-типу - в умовах теплової рівноваги концентрації носіїв заряду кожного знака практично однакові

Власний напівпровідник, як і метал, являє собою регулярну геометричну структуру атомів. Але більшість валентних електронів не може вільно рухатися по кристалу. Вони зв'язані ковалентними зв'язками з атомами, фіксованими у вузлах кристалічних ґрат. При $T=0$ К (абсолютному нулі) всі валентні електрони беруть участь у створенні зв'язків, і вільних носіїв заряду для здійснення провідності немає. Але з підвищенням температури частина валентних електронів розриває ковалентні зв'язки і утворює - «газ» рухомих (вільних) електронів, здатних переносити електричний струм. Це - електрони провідності. Якщо зв'язок розривається, то в цілісній системі зв'язків не вистачає заряду, який

поводить себе подібно до позитивного рухомого носія заряду, здатного переносити електричний струм. Ці позитивні заряди (вакантний енергетичний рівень у валентній зоні) називають дірками, оскільки вони виникають у разі, коли немає електрона у ковалентному зв'язку. Хаотичний рух здійснюють не тільки електрони, але й дірки. Рух дірок - це рух зв'язаних електронів валентної зони на сусідні звільнені місця. Процеси переміщення зв'язаних електронів у валентній зоні не такі прості, як процеси, подані вище. Більш докладно їх описано у відповідних розділах фізики твердого тіла. У технічній електроніці зазвичай вживають спрощений математичний опис процесу електропровідності, подаючи перенесення заряду зв'язаним електроном у валентній зоні як результат переміщення елементарної частинки з позитивним зарядом, що дорівнює заряду електрона. Обґрунтуванням цього є те, що з утворенням дірки у місцях кристала, які були до її появи електрично нейтральними, виникає локальний позитивний заряд q , оскільки після відходу електрона заряд атомного залишку не компенсується. Причому переміщення дірок відбувається у напрямі, протилежному руху електронів у валентній зоні, так само, як і рух позитивно зарядженої частинки - дірки. Тому для опису процесу електропровідності зв'язаними електронами використовують поняття фіктивної частинки - дірки. Таке спрощення виправдовується тим, що опис процесів електропровідності за допомогою такої фіктивної частинки є достатнім наближенням до дійсності. У власних напівпровідниках кількість вільних електронів дорівнює кількості дірок, оскільки з розривом ковалентного зв'язку одночасно утворюються і вільний електрон, і дірка. Кристал залишається електрично нейтральним.

Процес утворення пар електрон - дірка називається генерацією пар носіїв заряду. Такий процес виникає, наприклад, під час нагрівання напівпровідника. Його називають термогенерацією. Напівпровідники - це речовини, питома провідність яких суттєво залежить від зовнішніх факторів.

Одночасно з генерацією перебігає зворотний процес рекомбінації електронів та дірок, за якого електрони зони провідності переходять у валентну зону на вільні енергетичні рівні, що відповідають діркам. При цьому електрони і дірки зникають як вільні носії зарядів (електрони переходять у зв'язаний стан). У рівновазі обидва процеси взаємно компенсують один одного і встановлюється рівномірна концентрація електронів та дірок - рівноважний заряд.

Швидкість рекомбінації, тобто кількість зникаючих за одиницю часу електронно-діркових пар, визначається властивостями напівпровідника і пропорційна концентрації електронів n_i та дірок p_i . Чим більше носіїв заряду, тим вірогідніше їх зіткнення, яке закінчується рекомбінацією.

Отже, швидкість рекомбінацій

$$V_{рек} = \gamma n_i p_i = \gamma n_i,$$

де γ - коефіцієнт рекомбінації (визначається властивостями напівпровідника).

Швидкість генерації - кількість вивільнених за одиницю часу електронно-діркових пар - залежить від температури напівпровідника та ширини забороненої зони.

У сталому режимі існує динамічна рівновага - швидкість генерації дорівнює швидкості рекомбінації:

$$V_{рек} = \gamma^2.$$

Звідси

$$n_i^2 = V_{рек} / \gamma.$$

Для переходу електронів власного напівпровідника у зону провідності потрібно, щоб енергія зовнішнього джерела перевищувала ΔW - мінімальну енергію, необхідну для вивільнення валентного електрона, тобто енергію іонізації. Значення цієї енергії (ширина забороненої зони) залежить від структури кристалічних ґрат і типу речовин. Наприклад, у германії $\Delta W = 0,72$ еВ, кремнії $\Delta W = 1,12$ еВ, арсеніді галію $\Delta W = 1,41$ еВ.

Значення енергії іонізації визначає число вільних електронів та дірок при нормальній кімнатній температурі. У чистому германії $n_i = p_i = 2,37 \cdot 10^{13}$ носіїв у 1 см^3 , у чистому кремнії $n_i = p_i = 1,38 \cdot 10^{10} \text{ см}^3$, тобто на порядки менше. Число N атомів у 1 см^3 металу або напівпровідника становить близько $5 \cdot 10^{22}$.

Отже, у власному напівпровіднику при кімнатній температурі число носіїв зарядів відносно загального числа атомів становить близько $10^{-7} \%$ для германію і $10^{-10} \%$ - для кремнію. Оскільки у германії один електрон провідності припадає приблизно на 1 млрд. атомів речовини, а у металах число електронів провідності не менше від числа атомів $n \geq N$, то питома електрична провідність напівпровідника у мільйони і мільярди разів менша, ніж металів. Наприклад, при кімнатній температурі питомий опір міді дорівнює $0,017 \cdot 10^{-4}$ Ом-см (1 Ом-см - опір 1 см^3 речовини), германію 50 Ом-см і кремнію $100\,000$ Ом-см.

Для виготовлення напівпровідникових приладів, крім германію та кремнію, використовують деякі хімічні сполуки, наприклад, арсенід галію $GaAs$, атимонід індію $InSb$, фосфід індію InP тощо.

Власні напівпровідники застосовують обмежено. В електроніці для виготовлення напівпровідникових активних приладів використовують ефекти, які виникають, коли в напівпровідник вводиться домішка, тобто відбувається його легування. Такий напівпровідник називають

домішковим. Це обумовлено тим, що у вказаних структурах можна забезпечувати носії заряду двох видів (електрони і дірки), точно керувати їх концентраціями і в такий спосіб цілеспрямовано змінювати властивості напівпровідника.

Якщо розривається ковалентний зв'язок, одночасно виникають вільний електрон та дірка. Якби можна було одержати вільний електрон, не розриваючи ковалентного зв'язку, то дірки не виникали б і можна було б утворити концентрацію вільних електронів, яка перебільшувала б концентрацію дірок. Так само, якщо можна було б одержати розірваний ковалентний зв'язок, не вивільняючи електрон, то вдалося б зробити концентрацію дірок більшою за концентрацію вільних електронів. Ці можливості реалізуються завдяки легуванню основного напівпровідникового матеріалу домішуванням дуже малої кількості побічних елементів, які називають домішками.

Включення домішок у напівпровідники на $(10^{-7} \dots 10^{-9})\%$ дозволяють суттєво збільшити їх провідність.

Кожний атом ґрат германію чи кремнію має чотири валентні електрони, і всі вони беруть участь у створенні ковалентних зв'язків. Якщо у кристалі напівпровідника замінити один з його атомів атомом домішки з п'ятьма валентними електронами, то атом домішки внесе на один електрон більше, ніж необхідно для заповнення ковалентних зв'язків. Цей зайвий електрон може стати рухомих і вільним без розриву ковалентних зв'язків і, отже, без утворення дірки.

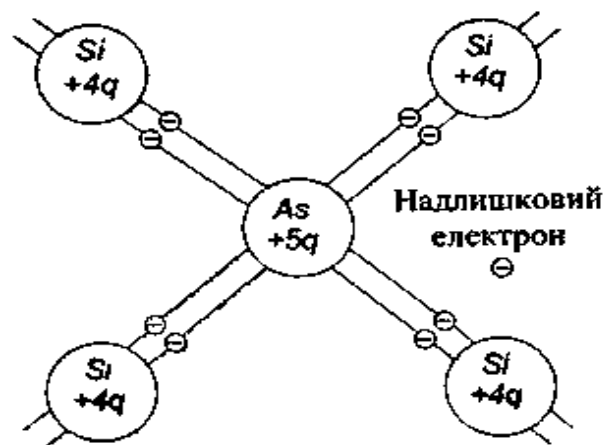


Рис. 7.2 - Електронна структура кристала кремнію з домішками Арсену

Розглянемо на прикладі кремнію особливості домішкового напівпровідника, який отримують уведенням у його розплав елемента, що належить до V групи періодичної системи (наприклад, арсеніду) (рис. 7.2).

Коли розплав охолоне, утворюється кристал, який містить атоми арсеніду (As), що замінюють атоми кремнію у деяких вузлах кристалічних ґрат. При цьому чотири з п'яти валентних електронів атома арсеніду разом із чотирма електронами сусідніх атомів кремнію утворюють систему ковалентних зв'язків. Отже, не всі електрони атомів As розміщуються у регулярних кристалічних ґратах. П'ятий електрон виявляється «зайвим». Енергія зв'язку таких електронів з атомами домішки є настільки незначною, що навіть при температурі, значно нижчій за кімнатну, майже всі вони відриваються від атомів домішки і починають переміщуватися по кристалу. Отже, при кімнатній температурі, а тим більше з підвищенням температури, всі атоми домішки виявляються іонізованими. Необхідно зауважити, що мінімальну температуру іонізації (коли всі атоми домішок іонізовані) враховують, визначаючи робочий температурний діапазон напівпровідникових приладів. Якщо вивільняється п'ятий електрон, залишається позитивно заряджений іон, закріплений у вузлі кристалічних ґрат (як і у металах).

Оскільки атоми домішок такого типу є джерелом вільних електронів, їх називають донорами. Домішки, які здатні віддавати електрони в зону провідності, називають донорними домішками. Елементи, які мають п'ять валентних електронів, знаходяться у п'ятій групі таблиці Менделєєва. Як донорні домішки для германію та кремнію використовують фосфор, арсен та сурму.

Крім вільних електронів, одержаних від донорних домішок, існує деяка кількість розірваних ковалентних зв'язків, кожен з яких дає вільний електрон та дірку. Таким чином, є обидва типи рухомих носіїв заряду, але тепер кількість вільних електронів перевищує кількість дірок.

Позначимо концентрацію донорної домішки через N_d . При кімнатній і навіть набагато нижчій температурі майже всі домішкові атоми іонізовані. Як відомо, іонізується і деяка частка атомів основної речовини n_i . Отже, концентрація електронів провідності у напівпровіднику з донорною домішкою $n_n = N_d n_i$,

тобто вона значно більша, ніж у власного напівпровідника. Як правило, концентрація донорної домішки $N_d \gg n_i$, тому $n_n = N_d$. Швидкість рекомбінації в домішковому напівпровіднику з урахуванням рівняння (2.1)

$$V_{рек} = \alpha n_n p_n, \quad (7.9)$$

а швидкість генерації при малих концентраціях домішок залишається такою, як і у власному напівпровіднику (2.2). За динамічної рівноваги, коли $V_{ген} = V_{рек}$

$$n_i = n_n p_n. \quad (7.10)$$

Звідси рівноважна концентрація дірок у донорному домішковому напівпровіднику

$$p_n = n_i^2 / n = n_i^2 / N_d, \quad (7.11)$$

тобто вона значно нижча, ніж у бездомішковому напівпровіднику.

Дійсно, дірки, які виникають внаслідок термогенерації, рекомбінують з електронами зони провідності інтенсивніше, ніж у власному напівпровіднику, оскільки концентрація електронів n_n у цьому разі значно більша від n_i . Тому за умови збільшення концентрації електронів провідності концентрація дірок зменшується.

Розглянемо тепер випадок з тривалентною домішкою заміщення, наприклад, із галієм (*Ga*) у кристалах германію (рис. 7.4). Атоми елементів третьої групи таблиці Менделєєва мають лише тривалентні електрони, тому вони не можуть самі укомплектувати всі чотири ковалентні зв'язки із сусідніми атомами. Один із зв'язків залишається незаповненим, через що у кристалі утворюються дірки, які дозволяють переносити заряд електронами у валентній зоні. Суттєвим є те, що для переходу електрона від сусідніх зарядів на місце створеної дірки потрібна незначна енергія, набагато менша від ширини забороненої зони власного напівпровідника. Нехай концентрація акцепторів дорівнює N_A . Оскільки при кімнатній температурі акцепторні атоми всі іонізовані, то концентрація дірок

$$p_p = N_A + p_i,$$

де p_i - концентрація дірок, яка обумовлена іонізацією атомів основної речовини. Зазвичай $p_i \ll N_A$ і $p_p \approx N_A$.

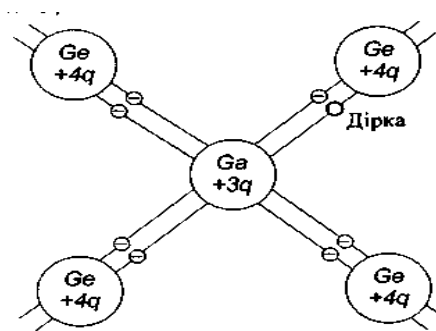


Рис. 7.4 - Електронна структура кристала германію з домішками гелію

Концентрацію електронів визначають співвідношенням, аналогічним (7.11):

$$n_p = n_i^2 / p_p \approx n_i^2 / N_A, \quad (7.12)$$

тобто донорні та акцепторні домішки значно збільшують число основних і водночас зменшують число неосновних носіїв заряду.

Домішковий атом - електрично нейтральний. Рух дірки, тобто її віддалення від домішкового атома, зумовлює утворення від'ємне зарядженого нерухомого іона, розташованого на місці домішкового атома.

Насправді це відбувається тому, що електрон заповнює розірваний ковалентний зв'язок, утворений недостатчею електрона домішкового атома.

Оскільки домішковий атом цього типу захоплює електрон для заповнення ковалентних зв'язків, його називають акцептором (одержувачем). Домішки, які забезпечують виникнення дірок у валентній зоні, називають акцепторними домішками. Основними носіями заряду у цьому випадку є дірки, а неосновними - електрони. Оскільки основні носії заряджені позитивно, матеріал називають напівпровідником із дірковою електропровідністю або напівпровідником *p*-типу (від англ. *positive* — позитивний). Елементи, які мають три валентні електрони, розташовані у третій групі таблиці Менделєєва. Як акцептори у германії і кремнії використовуються бор, алюміній, гелій та індій.

Оцінимо кількість домішкових атомів, необхідну для зміни концентрації електронів або дірок. Припустимо, наприклад, що потрібно одержати кремній *n*-типу з 10^{15} вільними електронами у 1 см^3 . Оскільки при кімнатній температурі у чистому кремнії є тільки 10^{10} вільних електронів в 1 см^3 , додаткові електрони необхідно одержати від донорних домішок, тобто в кожний 1 см^3 кремнію потрібно додати додатково 105 атомів-донорів. У кожному 1 см^3 кремнію міститься $5 \cdot 10^{22}$ атомів. Отже, щоб одержати 10^{15} вільних електронів у 1 см^3 , треба додати лише один домішковий атом на кожні 50 млн. атомів кремнію. Якщо використовується фосфор, атомна вага якого майже дорівнює вазі кремнію, то на 1 кг розплаву досить додати лише 20 мкг фосфору. Це незначне добавлення домішок збільшує кількість вільних електронів на 5 порядків. Така чутливість концентрації рухомих носіїв заряду до надзвичайно малої кількості домішок показує, якої високої технологічної точності потрібно додержуватися під час очищення кремнію та германію для використання у напівпровідникових приладах.

Для германію сторонні домішки допускаються у кількості не більше $10^{-8} \%$, тобто не більше одного атома на 10 млрд. атомів германію, для кремнію ще менше – $10^{-11} \%$.

Додавання атомів домішок у напівпровідник впливає також на концентрацію неосновних носіїв. Вона зменшується у стільки разів, у скільки зростає концентрація основних носіїв.

8 Трифазна система електрорушійних сил

Якщо до затисків обмотки статора підвести симетричну трифазну систему напруг, то у фазах обмотки С1С4, С2С5, С3С6, магнітні осі яких А, В, С зрушені відносно один одного на кут $\frac{2\pi}{3}$, виникнуть миттєві струми i_A, i_B, i_C з рівними амплітудами I_m зрушеними в часі відносно один одного на $\frac{2\pi}{3}$ тобто

$$i_A = I_m \sin \omega t; i_B = I_m \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right); i_C = I_m \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right).$$

При наявності прямо пропорційної залежності між цими струмами і відповідними їм магнітними індукціями $\dot{B}_A, \dot{B}_B, \dot{B}_C$ окремих обмоток вектор результуючої магнітної індукції

$$\begin{aligned} \dot{B} &= \dot{B}_A + \dot{B}_B e^{-j\frac{2\pi}{3}} + \dot{B}_C e^{-j\frac{4\pi}{3}} = \\ &= B_m \left[\sin \omega t + \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) e^{-j\frac{2\pi}{3}} + \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right) e^{-j\frac{4\pi}{3}} \right] = \\ &= \frac{3}{2} B_m (\sin \omega t + j \cos \omega t) = \frac{3}{2} B_m e^{-j\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)}, \end{aligned}$$

дорівнює полуторній амплітуді магнітної індукції однієї з обмоток, обертається по напрямку руху стрілки годинника з постійною синхронною швидкістю $\Omega = -\omega$. Напрямок обертання магнітного поля залежить від послідовності струмів фаз обмотки статора і відповідає повороту його вбік фази з відстаючим струмом. Отже, при необхідності зміни напрямку обертання цього поля варто змінити послідовність фаз напруг трифазної системи, що здійснюється зміною місць двох проводів трифазної мережі, яка живить обмотку статора.

У випадку більш складної обмотки статора з числом пар полюсів $p > 1$ синхронна швидкість магнітного поля статора знижується в p разів і її визначають за формулою

$$\Omega_0 = \frac{2\pi f}{p},$$

а синхронну частоту обертання, вимірювану числом обертів у хвилину, знаходять так

$$n_0 = \frac{60 f}{p}.$$

9 Пульсуюче та обертове поле

Асинхронна машина – машина змінного струму, у якої швидкість ротора при постійній частоті змінного струму приєднаної до неї мережі змінюється в залежності від навантаження на валу.

Асинхронні машини застосовують головним чином для перетворення електричної енергії в механічну, тобто як двигуни, хоча вони можуть працювати в режимах електромагнітних гальм, генераторів, перетворювачів частоти, трансформаторів і інших пристроїв.

Номинальна потужність асинхронних машин охоплює широкий діапазон від часток вата до десятків кіловатів.

У промислових установках часто використовуються трифазні асинхронні двигуни, що випускають у вигляді уніфікованих серій. До них відноситься єдина серія 4А з діапазоном номінальної потужності від 0,06

до 400 кВт, машини якої відрізняються великою надійністю, гарними експлуатаційними якостями і відповідають рівню світових стандартів.

Одно і двох фазні асинхронні двигуни малої потужності використовують в установках автоматичного управління різних систем, пристроях автоматики і телемеханіки, приладобудування, кінотехніки і звукозапису, для привода електрифікованих інструментів, медичних і побутових приладів. Ці машини виготовляються номінальною потужністю до **500 Вт**.

Асинхронна машина складається з нерухомого статора і обертового всередині нього ротора, розділених рівномірним повітряним зазором, радіальний розмір якого залежить від номінальної потужності машини, її швидкохідності і змінюється від часток міліметра до декількох міліметрів.

Статор, у свою чергу, складається зі станини, підшипникових щитів, магніто проводу і розміщеної в його пазах обмотки. Станина і підшипникові щити утворюють корпус машини, який виконують чавунним, сталевим, а при невеликій потужності – з алюмінієвого сплаву.

Магнітопровід статора є порожній феромагнітний циліндр із подовжніми внутрішніми пазами, розташованими симетрично уздовж внутрішньої окружності. Для зменшення втрати енергії на перемагнічування і вихрові струми його збирають з тонких листів електротехнічної сталі, що ізолюють друг від друга тонким шаром лаку чи окалини. Ці листи стягнуті шпильками, а в пази покладена трифазна обмотка статора. Магнітопровід з обмоткою просочують рідкими ізолюючими речовинами і після сушіння упресовують в станину.

У пазах статора трифазної асинхронної машини розташовують $3p$ однакових багато виткових котушок, виконаних ізольованим мідним чи алюмінієвим проводом круглого чи прямокутного перетину, які ізольовані від магніто проводу статора електрокар тоном, слюдою, азбестом, чи скловолокном та іншим ізоляційним матеріалом.

Кожна група з p послідовно чи паралельно з'єднаних котушок належить одній фазі обмотки статора, а магнітні осі двох сусідніх фаз зміщені відносно один одного на 120 ел.град або на $\frac{120^\circ}{p}$, де p – число пар полюсів машини.

Сукупність трьох фаз, розміщених у пазах магніто проводу статора, утворить його трьохфазну обмотку із шістьма виводами назовні, з яких три, що відповідають початкам фаз, приєднані до затисків $C1, C2, C3$, а останні, відповідні кінцям фаз, з'єднані з затисками, позначеними $34, 35, 36$ Ці затиски розташовані в коробці виводів, яка укріплена на корпусі машини. Наявність шести доступних затисків дозволяє з'єднувати окремі фази обмотки між собою металевими пластинами чи трикутником зіркою,

що дає можливість використовувати ту саму машину при двох різних лінійних напругах, відношення яких дорівнює $\sqrt{3}$. У зв'язку з цим, трифазні асинхронні двигуни малої і середньої потужності виготовляють на такі дві номінальні напруги: 127/220, 200/380, 380/600 В, де напруга, зазначена перед косою рисою, відповідає з'єднанню фаз обмотки статора трикутником, а за нею – зіркою. Потужні асинхронні двигуни виготовляють на номінальну напругу 6000 та 10000 В, а фази обмотки статора звичайно з'єднують зіркою.

Якщо маркірування затисків фаз статора відсутнє, то розмітку їх виконують за допомогою вольтметра, який приєднують між одним із проводів мережі перемінної напруги, наприклад, проводом *A*, і яким-небудь затиском, а інший провід мережі *B* по черзі приєднують до інших затисків до відхилення стрілки вольтметра, що вказує на приналежність приєднаних затисків до одної і тієї ж фази обмотки статора. Так знаходять три пари затисків, що відносяться до окремих фаз обмотки статора. Потім затиски однієї з фаз обмотки статора позначають *C1* та *C4*, з'єднують її послідовно з іншою фазою через регулюючий реостат R_p і приєднують до мережі перемінної напруги. До затисків вільної фази приєднують електромагнітний вольтметр. Якщо стрілка вольтметра дає відхилення, то затиск *C4* з'єднаний із затиском *C2*, а якщо такого відхилення немає, це значить, що затиск *C4* з'єднаний із затиском *C3* та *C6*.

Ротор асинхронної машини – це циліндр із тонких дисків електротехнічної сталі, ізолюваних друг від друга, який надійно укріплений на валу машини.

У пазах короткозамкненого ротора, розташованих симетрично по окружності біля його поверхні, знаходяться стрижні короткозамкненої обмотки, які у машинах номінальною потужністю до 100 кВт виконана заливанням у пази рідкого алюмінію з одночасним виливком торцевих кілець, що замикають стрижні, і лопат вентилятора. В двигунах номінальною потужністю понад 100 кВт у пазах магнітопроводу ротора розміщені неізолювані мідні стрижні, кінці яких на обох торцях замкнуті привареними мідними кільцями.

У фазного ротора в пазах магнітопроводу покладена трифазна обмотка із з'єднанням її фаз зіркою, яка за будовою аналогічна обмотці статора. Початки фаз обмотки ротора *P1*, *P2*, *P3* приєднують до трьох доступних контактних кілець, які знаходяться на втулці з ізолятора, укріпленої на валу машини. До кілець притиснуті вугільні чи міднографітові щітки, від яких прокладені ізолювані проводи до затисків з маркіруванням *P1*, *P2*, *P3*. Це дозволяє при необхідності, зокрема, при пуску двигунів чи регулюванні швидкості ротора, вводити в ланцюг обмотки ротора відповідні регулюючі апарати. Вал ротора виготовлений зі

сталі і обертається в кулькових чи роликів підшипниках, надійно укріплених у підшипникових щитах.

Асинхронні виконавчі двигуни використовують у системах автоматичного управління для управління різних пристроїв. Ці двигуни починають діяти при подачі електричного сигналу, який вони перетворюють у заданий кут повороту вала чи в його обертання. Зняття сигналу приводить до негайного переходу ротора виконавчого двигуна в нерухомий стан без використання яких-небудь гальмових пристроїв. Робота таких двигунів протікає увесь час в умовах перехідних режимів, у результаті чого швидкість ротора найчастіше при короткочасному сигналі не досягає сталого значення. Цьому сприяють також часті пуски, зміни напрямку обертання і зупинки.

За конструктивним оформленням виконавчі двигуни – це асинхронні машини з двохфазною обмоткою статора, виконаної так, що магнітні осі її двох фаз зрушені в просторі відносно одна одної на кут 90° . Одна з фаз обмотки статора є обмоткою збудження і має виводи до затисків з позначеннями $C1$ та $C2$. Інша, виконуюча роль обмотки управління, має виводи, приєднані до затисків, з позначеннями $U1$ та $U2$. До обох фаз обмотки статора підводять відповідні змінні напруги однакової частоти. Так, ланцюг обмотки збудження приєднують до живильної мережі з незмінною напругою U , а в ланцюг обмотки управління подають сигнал у вигляді напруги управління U_y (рис. 3.3). У результаті цього в обох фазах обмотки статора виникають відповідні струми, які завдяки включеним фазозрушуючим елементам у вигляді конденсаторів чи фазорегулятора зрушені відносно один одного в часі, що приводить до збудження еліптичного обертового магнітного поля, яке втягує короткозамкнений ротор в обертання. При зміні режимів роботи двигуна еліптичне обертаюче магнітне поле в граничних випадках переходить в змінне з нерухомою віссю симетрії чи в колове обертове, що позначається на властивостях двигуна.

Пуск, регулювання швидкості і зупинка виконавчих двигунів визначаються умовами формування магнітного поля шляхом амплітудного, фазового і амплітудно-фазового управління.

При амплітудному управлінні напругу U на затисках обмотки збудження підтримують незмінною, а змінюють тільки амплітуду напруги U_y . Зсув фаз між цими напругами, завдяки включеному конденсатору, дорівнює 90° . Фазове управління характерне тим, що напруги U та U_y залишаються незмінними, а зсув фаз між ними регулюється поворотом ротора фазорегулятора. При амплітудно-фазовому управлінні, хоча регулюють тільки амплітуду напруги U_y , але при цьому, внаслідок наявності конденсатора в ланцюзі збудження і електромагнітної взаємодії фаз обмотки статора, відбувається одночасна зміна фази напруги

на затисках обмотки збудження і зрушення фаз між цією напругою і напругою на затисках обмотки управління. Іноді крім конденсатора в ланцюзі обмотки збудження передбачають ще конденсатор у ланцюзі обмотки управління, який компенсує реактивну потужність, що намагнічує, знижує втрати енергії і поліпшує механічні характеристики двигуна.

При амплітудному управлінні кругове обертове магнітне поле спостерігається при номінальному сигналі незалежно від швидкості ротора, а при зменшенні його воно стає еліптичним. У випадку фазового управління кругове обертове магнітне поле збуджується тільки при номінальному сигналі і зсуві фаз між напругами U та U_y рівним 90° незалежно від швидкості ротора, а при іншому зсуві фаз воно стає еліптичним. При амплітудно-фазовому управлінні кругове обертове магнітне поле існує тільки при одному режимі – при номінальному сигналі в момент пуску двигуна, а потім в міру розгону ротора воно переходить в еліптичне.

При всіх способах управління швидкість ротора регулюють зміною характеру обертового магнітного поля, а зміну напрямку обертання ротора здійснюють зміною фази напруги, підведеної до затисків обмотки керування, на 180° .

До виконавчих двигунів висувають специфічні вимоги в частині відсутності самоходу, забезпечення широкого діапазону регулювання швидкості ротора, швидкодії, великого початкового пускового моменту і малої потужності управління при відносному збереженні лінійності їхніх характеристик.

Самохід виконавчих двигунів виявляється у вигляді мимовільного обертання ротора при відсутності сигналу управління. Він обумовлений або недостатньо великим активним опором обмотки ротора – методичний самохід, або неякісним виконанням самого двигуна – технологічний самохід. Перший усунемо при проектуванні двигунів, що передбачає виготовлення ротора з підвищеним опором обмотки і критичним ковзанням $s_{кр}=2...4$, що, крім того, забезпечує широкий стійкий діапазон регулювання швидкості ротора, а другий – якісним виготовленням магнітопроводов і обмоток машин при ретельній їх зборці.

Оскільки асинхронні виконавчі двигуни з ротором, який має короткозамкнену обмотку з підвищеним активним опором, відрізняються невеликою швидкодією, яка характеризується електромеханічною сталою часу – часом набору ротором швидкості від нульової до половини синхронної – $T_m=(0,2...1,5)$ с, то в установках автоматичного керування перевагу віддають виконавчим двигунам з порожнім немагнітним ротором, у яких електромеханічна стала часу має менше значення – $T_m=(0,01...1,5)$ с.

Виконавчі двигуни з порожнім немагнітним ротором, які відрізняються високою швидкістю, мають як зовнішній статор з магніто проводом звичайної конструкції і двохфазною обмоткою з фазами, які виконують роль обмоток збудження і управління, так і внутрішній статор у вигляді шихтованого феромагнітного порожнього циліндра, укріпленого на підшипниковому двигуні. Поверхні статорів розділені повітряним зазором, який у радіальному напрямку має розмір $(0,4...1,5)$ мм. У повітряному зазорі знаходиться склянка з алюмінієвого сплаву зі стінкою товщиною $(0,2...1)$ мм, укріплений на валу двигуна. Струм холостого ходу асинхронних двигунів з порожнім немагнітним ротором великий і доходить до $0,9I_{ном}$, а номінальний ККД – $\eta_{ном}=0,20...0,40$.

В установках автоматики і телемеханіки застосовують двигуни з порожнім феромагнітним ротором, у якого товщина стінки $0,5...3$ мм. В цих машинах, використаних у якості виконавчих і допоміжних двигунів, внутрішній статор відсутній, а ротор укріплений на одній запресованій чи двох торцевих металевих пробках. Повітряний зазор між поверхнями статора і ротора в радіальному напрямку складає всього $(0,2...0,3)$ мм. Елетромеханічна стала часу цих машин значна – $T_m=(1...3)$ с, що вказує на малу їхню швидкість в порівнянні з виконавчими двигунами, які мають порожній немагнітний ротор. Механічні характеристики двигунів з порожнім феромагнітним ротором ближче до лінійних, чим характеристики двигунів з ротором, який має звичайну короткозамкнену обмотку, а також з ротором, виконаним у вигляді порожнього немагнітного циліндра.

Іноді зовнішню поверхню порожнього феромагнітного ротора покривають шаром міді товщиною $(0,05...0,10)$ мм, а його торцеві поверхні – шаром міді до 1 мм для збільшення номінальних потужності і моменту двигуна, однак ККД його при цьому трохи зменшується. Істотними недоліками двигунів з порожнім феромагнітним ротором є однобічне прилипання ротора до магніто проводу статора через нерівномірність повітряного зазору, чого не буває в машинах з порожнім немагнітним ротором. Самохід у двигунів з порожнім феромагнітним ротором відсутній, вони стійко працюють у діапазоні швидкостей від нульової до синхронної швидкості ротора.

Асинхронні виконавчі двигуни з масивним феромагнітним ротором, виконаним у вигляді сталевого чи чавунного циліндра без обмотки, відрізняються простотою конструкції, високою механічною міцністю, великим початковим пусковим моментом, стійкістю роботи на заданій швидкості, лінійними механічними характеристиками і можуть бути використані при дуже високих швидкостях ротора. Існують звернені двигуни з масивним феромагнітним ротором, який виконаний у вигляді зовнішньої обертової частини, усередині якої знаходиться нерухомий

статор, що складається з магнітопровода з відповідними обмотками. Такі двигуни доцільно використовувати при необхідності збільшення моменту інерції обертювх ланок виробничого агрегату.

Асинхронні виконавчі двигуни виготовляють на номінальну потужність від часток до декількох сотень ватів і призначаються для живлення від джерел змінної напруги частотою 50 Гц, а також підвищених частот до 1000 Гц і вище.

Асинхронні тахогенератори забезпечують перетворення обертання вала будь-якої установки в електричний сигнал – вихідна напруга, який використовують для виміру кутових швидкостей, збудження струму в ланцюгах диференціюючих і інтегруючих пристроїв, а також у ланцюгах зворотного зв'язку по швидкості різних систем електропроводів. Такі безконтактні тахогенератори, які працюють з високим ступенем точності, мають порожній ротор з матеріалу великого питомого опору і малого температурного коефіцієнта – фосфористої чи марганцевистої бронзи або сплаву типу манганін, а при менш точних генераторах його виготовляють з алюмінієвого сплаву.

Ротор знаходиться між нерухомими зовнішнім і внутрішнім статорами, причому в пазах магнітопровода першого з них знаходиться дві однофазні обмотки, чи фази, магнітні осі яких розташовані відносно один одного під кутом 90° . Одну з цих обмоток – фазу збудження із затисками, позначеними $B1$ та $B2$, підключають на перемінну напругу з незмінною амплітудою постійної частоти, а до іншої – генераторної, чи вихідної, фази із затисками, позначеними $G1$ та $G2$, приєднують відповідний вимірювальний прилад чи підсилювальний пристрій із вхідним опором не менш 2000...4000 Ом.

При нерухомому роторі тахогенератор можна розглядати як трансформатор у режимі холостого ходу, оскільки фаза збудження викликає утворення перемінного магнітного поля з нерухомою осью симетрії, спрямованої під кутом 90° до магнітної осі вихідної фази, у результаті чого її ЕРС дорівнює нулю. Практично ця ЕРС внаслідок деякої асиметрії, зв'язаної з дефектами виготовлення тахогенераторів і неоднорідністю магнітних властивостей магнітопроводів машин, може трохи відрізнитися від нуля, але у всякому разі її значення для тахогенераторів, застосованих для виміру чи стабілізації швидкості, звичайно не перевищує 1% амплітуди вихідної напруги і повинна бути не більш 50 мВ. Обертання ротора супроводжується перетинанням збудженого перемінного магнітного поля тілом ротора, у результаті чого в ньому наводяться ЕРС і встановлюються струми, що приводить до збудження магнітного поля, спрямованого по осі генераторної фази, що змінюється зі швидкістю, обумовленої обертанням ротора. Внаслідок цього в генераторній фазі наводиться вихідна ЕРС, прямо пропорційна

швидкості ротора, що відрізняється від вихідної напруги в цій же фазі. Частота вихідної напруги і частота зміни пульсуючого магнітного поля фази збудження однакові.

Вихідна характеристика тахогенератора $U_{вих}(\Omega)$, яка що зображує залежність вихідної напруги від швидкості ротора, не є строго лінійною. Це обумовлене зміною параметрів фаз обмотки статора і самого порожнього ротора від його швидкості, а також реакцією відповідних струмів на магнітне поле фази збудження. Підвищення частоти перемінного струму збудження і використання тахогенераторів з малим числом полюсів дозволяють наблизити вихідну характеристику до лінійної. Крутість вихідної напруги асинхронних тахогенераторів відповідає зміні напруги, що приходить звичайно на $1000 \frac{\text{об}}{\text{хв}}$, і складає (5...1) В.

Синхронна машина – машина перемінного струму, у якої швидкість ротора при постійній частоті струму в обмотці статора зберігається постійною і не залежить від навантаження на валу машини.

Синхронні машини застосовують головним чином для перетворення механічної енергії первинних двигунів в електричну, тобто як генератори електричної енергії змінного струму. Разом з тим синхронні машини використовують також у режимах двигунів, компенсаторів реактивної потужності і інших пристроїв.

В промислових установках найбільше поширення одержали трифазні синхронні машини. Однофазні синхронні двигуни знайшли застосування в електричних годинниках, автоматичних самописних приладах, пристроях програмування і т.п.

Трифазна синхронна машина складається з нерухомого статора і обертового всередині нього неявно чи явно полюсного ротора, між ними є повітряний зазор, радіальний розмір якого залежить від номінальної потужності машини, її швидкохідності і змінюється від часток до декількох десятків міліметрів.

Статор такої машини за будовою практично не відрізняється від статора асинхронної машини, має трифазну обмотку, початок фаз якої позначені С1, С2, С3 і кінці – С4, С5, С6 і виведені до затисків з аналогічними позначеннями, що дозволяє з'єднувати фази обмотки статора трикутником чи зіркою. Фази обмотки статора трифазного синхронного генератора з'єднують переважно зіркою, тому що це дозволяє при трифазній чотири провідній мережі мати у своєму розпорядженні лінійні і фазні напруги, що відрізняються друг від друга в $\sqrt{3}$ разів.

Ротор являє собою електромагнітну систему постійного струму з обмоткою, яка має те ж число полюсів, що і трифазна обмотка статора.

Магнітні силові лінії сусідніх північного і південного полюсів ротора замикаються через повітряний зазор машини і магнітопровід статора. Обмотка ротора, чи обмотка збудження, одержує живлення від випрямлювача чи невеликого генератора постійного струму – збудника, потужність якого складає (0,5...10)% номінальної потужності синхронної машини. Збудник може знаходитися на одному валу із синхронною машиною, приводитися від її вала гнучкою передачею чи мати привод від окремого двигуна.

Неявнополюсний ротор – суцільний чи складений циліндр з вуглецевій сталі чи легованій сталі з пазами, про фрезованими на його поверхні в осьовому напрямку. У ці пази покладена обмотка, виконана ізольованим мідним чи алюмінієвим проводом. Початок *И1* і кінець *И2* цієї обмотки приєднують до двох контактних кілець, укріплених на втулці з ізолятора, розташованої на валу машини, і обертових разом з ротором. До кілець притиснуті нерухомі струмопровідні щітки, від яких виведені проводи до затисків з маркіруванням *И1* та *И2* для приєднання до джерела електричної енергії постійної напруги. Великі зуби циліндрів ротора, у яких немає пазів, утворюють полюси ротора.

Неявнополюсний ротор звичайно має два чи чотири полюси з полярністю, що чергується, його використовують у швидкохідних синхронних машинах, зокрема в турбогенераторах – трифазних синхронних генераторах, безпосередньо з'єднаних з паровими турбінами, розрахованими на частоту обертання 3000 або 1500 обертів у хвилину при частоті перемінного струму 50 Гц.

Явно полюсний ротор з числом полюсів від чотирьох і більш має масивне чи шихтоване зі сталевих листів ярмо, на якому укріплені аналогічної конструкції сталеві полюси, які мають прямокутний перетин, що закінчуються наконечниками. На полюсах розташовані з'єднані між собою котушки, що утворюють обмотку збудження. Такий ротор застосовують у тихохідних синхронних машинах, якими можуть бути гідрогенератори і дизель-генератори – трифазні синхронні генератори, безпосередньо з гідравлічними турбінами чи двигуни внутрішнього згоряння, розрахованими на частоту обертання 1500, 1000, 750 і нижче обертів у хвилину при частоті перемінного струму 50 Гц.

Багато синхронних машин мають на роторі крім обмотки збудження ще мідну чи латунну короткозамкнену заспокійливу обмотку, що у неявно полюсному роторі мало відрізняється від аналогічної обмотки ротора асинхронної машини, а в явно полюсному роторі її виконують у вигляді неповної короткозамкненої обмотки, стрижні якої закладені тільки в пази полюсних наконечників і відсутні в між полюсному просторі. Ці обмотки сприяють загасанню коливань ротора при несталих режимах синхронної машини, а також забезпечує асинхронний пуск синхронних двигунів.

Синхронні машини номінальною потужністю до 5кВт іноді виготовляють у зверненому виконанні з обмоткою збудження на статорі і з трифазною обмоткою на роторі.

Робота трифазної синхронної машини у режимі генератора

При використанні трифазної синхронної машини в режимі генератора ротор її необхідно обертати первинним двигуном зі швидкістю

$$\Omega_0 = \frac{2\pi f}{p}$$

або частотою обертання

$$n_0 = \frac{60f}{p},$$

де f – частота змінного струму;
 p – число пар полюсів.

Крім цього в обмотці ротора, що обертається, повинний бути постійний струм I_e , зумовлюючий відповідну МРС і збудження основного магнітного потоку Φ_x , лінії якого перетинають провідники обмотки статора. Цей потік можна змінювати регулюючим реостатом R_p , що знаходиться в ланцюзі обмотки ротора.

Обертання ротора супроводжується перетинанням його магнітними силовими лініями провідників трифазної обмотки статора, у результаті чого в її фазах наводиться трифазна симетрична система ЕРС

$$e_A = E_m \sin \omega t;$$

$$e_B = E_m \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right);$$

$$e_C = E_m \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right),$$

де E_m – амплітуда ЕРС.
Діюча фазна ЕРС, як і в асинхронних машинах

$$E_x = \frac{E_m}{\sqrt{2}} = 4,44 k_{ob} \Phi_x j\omega,$$

де k_{ob} – обмотувальний коефіцієнт обмотки статора;

Φ_x – основний магнітний потік;

f – частота генеруючих ЕРС;

ω – число витків кожної фази обмотки статора.

У такому режимі синхронна машина не перетворює механічну енергію в електричну і знаходиться в режимі холостого ходу, при якому струм обмотки статора $I=0$ і первинний двигун покриває тільки механічні втрати, зв'язані з обертанням ротора. Зміна опору регулюючого реостата R_p приводить до зміни струму збудження I_e , основного магнітного потоку Φ_x а отже, і діючої фазної ЕРС E_x , що відображається характеристикою холостого ходу $E_x(I_e)$, яка одержана при незмінній швидкості ротора Ω_0 і розімкнутій обмотці статора.

Цю криву, яка є магнітною характеристикою синхронної машини, одержують при зміні струму збудження від найбільшого значення, яке обумовлює генерування ЕРС, що перевищує номінальну напругу генератора $U_{ном}$ на (20...25)%, до нульового, при якому генерується ЕРС $E_0=(2...5)\% U_{ном}$, внаслідок залишкової намагніченості полюсів ротора, а потім при зростанні струму збудження до початкового значення. Це дозволяє одержати вихідну і висхідну гілки характеристики холостого ходу, які мало відрізняються і не співпадають один з одним внаслідок явища магнітного гистерезиса. В нижній частині усереднення характеристика холостого ходу практично прямолінійна, а при значному струмі збудження вона починає відхилятися вбік осі абсцис внаслідок насичення сталі.

Якщо до обмотки статора збудженого синхронного генератора приєднати симетричне трифазне навантаження з коефіцієнтом потужності $\cos \varphi$, то у фазах цієї обмотки установляться струми

$$\begin{aligned} i_A &= E_m \sin(\omega t - \varphi); \\ i_B &= E_m \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3} - \varphi\right); \\ i_C &= E_m \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3} - \varphi\right), \end{aligned}$$

що збудять незмінне магнітне поле нерухомого статора, який обертається в просторі зі швидкістю ротора

$$\Omega_0 = \frac{2\pi f}{p}$$

Оскільки обертові магнітні поля нерухомого статора, а обертового ротора, однакові, то в навантаженому генераторі існує одне результуюче магнітне поле, яке обертається в просторі з тією ж синхронною швидкістю

$$\Omega_0 = \frac{2\pi f}{p}$$

якому при частоті перемінного струму $f=50$ Гц відповідає частота обертання

$$n_0 = \frac{3000}{p}.$$

10 Методи і засоби вимірювання струму, напруги

Звичайним станом тіл, що оточують нас, є стан електрично нейтральне, хоча вони і складаються з частинок, що володіють електричним зарядом. Це пояснюється рівністю загального позитивного заряду ядер атомів загальному негативному заряду електронів.

Тіло може отримати електричний заряд в результаті якого - небудь процесу, який приведе до нерівності в об'ємі тіла або частини його позитивно і негативно зарядів. У тому або іншому випадку заряджені частинки не пропадають, а передаються від одного тіла іншому або

переміщуються в даному тілі, тобто відбувається просторове розділення позитивно і негативно заряджених частинок.

Електризація тіл може бути здійснена тертям, електричною індукцією або в результаті інших фізичних і хімічних процесів. Деякі з них далі будуть розглянуті.

Нерухоме тіло, володіюче електричним зарядом, так як і нерухома елементарна заряджена частинка, оповита електричним полем. Електричне поле нерухомого зарядженого тіла (частинки) називається **електростатичним**.

Відмічена раніше властивість електричного поля - силова дія на нерухомі заряджені частинки і тіла – використовуються з метою його виявлення і вивчення. Для цього потрібно помістити в простір навколишнє тіло із зарядом Q , а інше тіло із зарядом q (рис.1.4) називатимемо перше тіло разом цього полем досліджуваним, а друге тіло пробним.

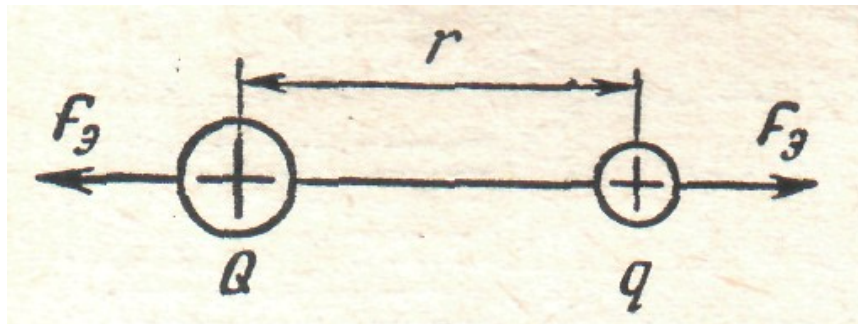


Рис.1.4 - Взаємодія двох точкових заряджених тіл

Досвід показує, що на кожне з двох заряджених тіл діють однакові сили, направлені так, що тіла із зарядами одного знаку відштовхуються, а тіла із зарядами різних знаків притягуються.

Електричне поле пробного тіла розподілене в тому ж просторі, що і досліджуване поле. Тому досліджуване поле за наявності у ньому пробного зарядженого тіла винне відрізнитися від того поля, яку пов'язане з відокремленим досліджуваним тілом.

Відповідно до принципу накладення можна вважати, що два заряджені тіла оточено загальним електричним полем, яке виходить в результаті накладення два полів, кожне з яких окремо пов'язане зі своїм зарядженим тілом, коли останнє відокремлене.

У такому разі силу F_e , можна розглядати як результат силової дії загального електричного поля на кожне із заряджених тіл.

Заряджене тіло називається **точковим**, якщо його лінійні розміри дуже малі порівняно з відстанню від нього до точок, в яких розглядається його електричне поле.

Величина сили, з якою на кожне з двох точкових заряджених тіл, розташованих в порожнечі, діє їх загальне електричне поле, пропорційна твору зарядів цих тіл і назад пропорційна квадрату відстані між ними

$$F_3 = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1.1)$$

де Q і q - величина зарядів точкових тіл; r - відстань між їх центрами;
 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ - коефіцієнт пропорційності, значення якого визначається вибором системи одиниць.

Величина ϵ_0 в знаменнику цього коефіцієнта називається електричною постійною, яка в Міжнародній системі одиниць (СІ) має значення:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{фарада}}{\text{метр}} = \left(\frac{\Phi}{\text{м}} \right).$$

Інші величини, що входять у формулу (1.1.), мають наступні одиниці вимірювання: сила F_3 - ньютон; кількість електрики (електричний заряд) q - кулон.

(Електричні і магнітні одиниці СІ встановлені для форми рівнянь, що раціоналізувала, яка передбачає відсутність постійного множника 4π і найбільш важливих і часто використовуваних рівняннях електротехніки. Наявність цього множника в знаменнику формули (1.1), яка теж написана у формі, що раціоналізувала, обумовлена сферичною симетрією електричного поля точкового зарядженого тіла.

Формула (1.1) і подальші вирази, що відносяться до електричному полю в порожнечі справедливі і для електричного поля в повітрі.

Припустимо, що розміри пробного тіла і його заряд q такі малі, що заряд Q досліджуваного тіла і його електричне поле не змінюються, тобто залишаються такими ж, якими у разі самоти. Пробне тіло при цьому можна розглядати як інструмент для реєстрації механічної сили.

Поміщаючи пробне заряджене тіло в різні точки, можна досліджувати інтенсивність електричного поля. Згідно закону Кулона, сила пропорційна величині пробного заряду. У зв'язку з цим інтенсивність електричного поля в даній точці зручно оцінювати величиною сили, що

приходить на одиницю позитивного заряду пробного тіла в тій же точці, тобто відношенням :

$$E = \frac{F_z}{q}. \quad (1.2)$$

Це відношення, що характеризує силову дію електричного поля на електрично заряджені тіла частинки, називається напругою електричного поля і позначається E .

Напруженість електричного поля в даній точці, є вектор, чисельне значення якого дорівнює відношенню сили, що діє на поміщене в цю точку пробне тіло, що володіє позитивним зарядом, до величини цього заряду, а напрям збігається з напрямом сили.

Одиниця напруженості електричного поля

$$[E] = \frac{\text{ньютон}}{\text{кулон}} = \frac{\text{вольт}}{\text{метр}} \left(\frac{\text{В}}{\text{м}} \right).$$

Ця одиниця напруженості електричного поля спеціальної назви не має. Із закону Кулона виходить, що напруженість електричного поля відокремленого точкового зарядженого тіла

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1.3)$$

де Q - величина заряду тіла.

Для наочного зображення електричного поля користується лініями напруженості електричного поля, яке далі скорочено називатимемо лініями напруженості (силовими лініями). Лінії напруженості проводяться так, що вектор напруженості поля збігається з дотичною в кожній точці цієї лінії.

Силовими лініями одиночного точкового зарядженого тіла є радіальні прямі, що проведені через точку, в якій знаходиться це тіло, оскільки в будь-якій точці навколишнього простору сила, що діє на пробне тіло, направлена по прямій, що сполучає центри заряджених тіл.

Якщо заряд тіла позитивний, силові лінії направлені від центру тіла (рис.1.5. а).

При негативному заряді лінії напруженості направлені до центра тіла.

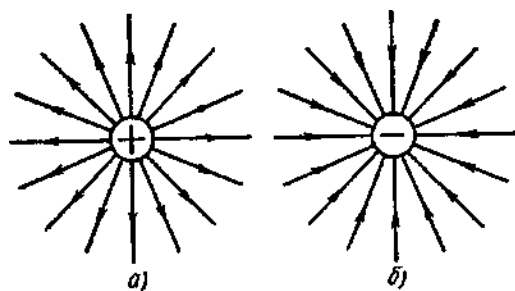


Рис. 1.5 - Зображення електричного поля відокремлених точкових заряджених тіл

Якщо заряд тіла позитивний, силові лінії направлені від центру тіла (рис.1.5,а). При негативному заряді лінії напруженості направлені до центру тіла (рис.1.5, б).

Розглянемо електричне поле групи заряджених точкових тіл.

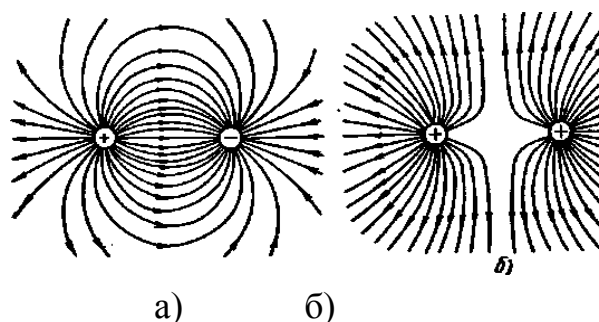


Рис.1.6 - Лінії напруженості електричного поля групи з двох точкових заряджених тіл

Напруженість результуючого поля в кожній точці дорівнює геометричній сумі напруженості полів, обумовлених всіма зарядами. На рис 1.7. представлено поле простої групи з двох точкових тіл, що володіють однаковими по величині зарядами:

а) різнойменними, б) однойменними.

Електричне поле називається **рівномірним**, якщо напруженість його в усіх точках однакова по величині і напрямку. Рівномірне поле виходить

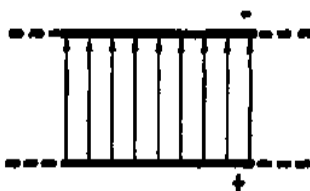


Рис.1.7 - Лінії напруженості рівномірного електричного поля

між двома паралельними пластинами, розміри яких великі в порівнянні з відстанню між ними (рис.1.7).

РОБОТА ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Розглянемо вільну частинку з позитивним зарядом Q у рівномірному електричному полі. (рис.1.8.) Ця частинка переміщатиметься по напрямку сили, що діє на неї F_3 . При переміщенні частинки на шляху 1 між **точками** 1 і 2 здійснюється:

$$A_{1-2} = F_3 l$$

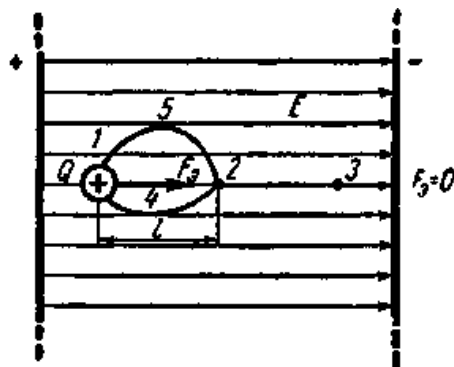


Рис. 1.8 - Вільна заряджена частинка в рівномірному електричному полі

Враховуючи формулу (1.2), виразимо роботу через напруженість електричного поля E :

$$A_{1-2} = E Q l .$$

Робота по переміщенню зарядженої частинки здійснюється в результаті силової взаємодії частинки в зовнішньому полі. Чисельно вона пропорційна напруженості поля і величині заряду.

Робота вважається за позитивну, якщо заряджена частинка переміщається по напрямку сил поля. Якщо переміщення викликається дією сторонніх сил проти напрямку сил електричного поля, робота вважається за негативну.

Аналогічні виводи можна виконати і для нерівномірного поля, визначаючи роботу при переміщенні зарядженої частинки між *точками* 1 і 2 як суму елементарних значень роботи dA , здійснюваною на кожному нескінченно малому відрізку шляху dl , в межах якого напруженість поля можна вважати за постійну :

$$A_{1.2} = Q \int_1^2 E_n dl ,$$

де E_n – проекція вектора напруженості поля на напрям руху зарядженої частинки.

Припустимо тепер, що заряджена частинка рухається по замкнутому шляху 1-4-2-5-1.

Коли частинка рухається по ділянці 1-4-2, те переміщення її в напрямі від *точки* 1 до *точки* 2 збігається з напрямом сил поля, отже, здійснюється позитивна робота $A_{1.2}$; при русі по ділянці шляху 2-5-1 сили поля направлені проти руху і робота $A_{1.2}$ негативна.

Загальне значення роботи A на замкнутому шляху 1-4-2-5-1 дорівнює нулю:

$$A = Q \oint E_n dl = 0 \quad (1.4)$$

Невиконання цієї умови означало б, що є замкнутий шлях, уздовж якого робота позитивна.

У такому разі відкрилася б можливість, не поповнюючи енергії електричного поля, набути необмеженого значення позитивної роботи. Що суперечило б закону збереження енергії. Звідси слідує рівність

$$A_{1.4.2} = - A_{2.5.1}$$

Але робота на шляху 2 -5 -1 чисельно рівна і протилежна по знаку тій роботі, яка була здійснена при русі зарядженої частинки по тому ж шляху, але у зворотний бік, тобто

$$A_{1.4.2} = A_{1.5.2}$$

Обидва шляхи (1-4-2 і 1-5-2) вибрано довільно. Звідси витікає, що **робота, що здійснюється силами поля при переміщенні зарядженої частинки між двома точками, не залежить від вибраного шляху, а визначається положенням початкової і кінцевої точок шляху (1 і 2), тобто відстанню l .**

Кількість роботи залежить не тільки від величин, що відносяться до поля (E, l), але і від заряду частинки (Q). Тому з енергетичної точки зору поле уздовж даного шляху характеризується роботою, що приходить на одиницю заряду :

$$U_{1.2} = \frac{A_{1.2}}{Q}$$

Це відношення називається електричною напругою.

Електрична напруга є енергетична характеристика поля уздовж даного шляху з однієї точки в іншу, якою оцінюється можливість здійснення роботи при переміщенні заряджених частинок між цими точками.

Неважко знайти зв'язок напруженості рівномірного поля з напругою між двома будь-якими точками :

$$U = \frac{A}{Q} = \frac{EQl}{Q}; U = El. \quad (1.5)$$

Одиниця електричної напруги $[U] = \left[\frac{A}{Q} \right] = \frac{\text{джоуль}}{\text{кулон}} = \text{вольт (В)}$.

Застосовуються також похідні від вольта:

1 кіловольт (кВ) = 10^3 В;

1 мілівольт (мВ) = 10^{-3} В;

1 мікрвольт (мкВ) = 10^{-6} В.

Враховуючи, що робота, що здійснюється при переміщенні зарядженої частинки в електричному полі, залежить від положення початкової і кінцевої точок шляху, для розрахунків можна ввести енергетичну характеристику поля в кожній точці, чисельне значення якої є функцією положення точки. Такою характеристикою є **електричний потенціал ϕ** .

Припустимо, що пробна частинка, що має заряд Q , розташована в точці 1 електричного поля (див. рис. 1.9.) і отже, знаходиться під дією сили F . Електричне поле діє на цю частинку подібно до того, як діє поле тяжіння, тобто частинка має потенційну енергію A_1 .

При переміщенні зарядженої частинки з точки 1 в точку 2 здійснюється робота A , пов'язана з дією тієї ж сили F_s .

Роботу $A_{1,2}$ потрібно розглядати як спад потенційної енергії зарядженої частинки при переміщенні її між вказаними точками. Отже, потенційна енергія в точці 2.

$$A_2 = A_1 - A_{1,2}$$

Відношення потенційної енергії зарядженої частинки, поміщеної в дану точку електричного поля, до величини її заряду називається **електричним потенціалом поля** в цій точці :

$$\varphi_1 = \frac{A_1}{Q}; \varphi_2 = \frac{A_2}{Q}.$$

Таким чином, напруга між двома точками електричного поля дорівнює різниці потенціалів поля в цих точках:

$$U_{1,2} = \frac{A_{1,2}}{Q} = \frac{A_1 - A_2}{Q} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (1.6)$$

Аналогічні міркування можна привести, розглядаючи заряджену частинку в точках 2 і 3 і в інших точках поля.

Потенційна енергія зарядженої частинки в електричному полі зменшується при переході від точки до точки по напрямку ліній напруженості. Вона стає рівною нулю за межами електричного, де сила $F_s = 0$.

За наявності електричного поля нескінченної протяжності сила F_s дорівнює нулю в нескінченності. При зворотному переміщенні зарядженої частинки проти сили взаємодії її з електричним полем потенційна енергія зростатиме за рахунок роботи зовнішньої неелектричної сили.

Потенційна енергія може бути визначена відносно якого-небудь рівня, прийнятого за початковий.

При теоретичних дослідженнях за початковий потенціал приймають потенціал нескінченно видаленої точки поля, де він дорівнює нулю ($\varphi_\infty = 0$). В цьому випадку потенціал будь-якої точки поля чисельно дорівнює роботі, яка могла бути здійснена в електричному полі при переміщенні частинки, одиницею заряду, що володіє, з даної точки в нескінченність.

При вирішенні практичних завдань, що відносяться до електричної установкам, зазвичай вважають початковими потенціал землі, який приймають рівним нулю.

Потенціал електричного поля змінюється від *точки* до *точки*. Разом з тим в полі можна виділити ряд точок, що мають однаковий потенціал. Геометричне місце точок, що мають однаковий потенціал, називається поверхнею рівня потенціалу, називається поверхнею рівня потенціалу, або **еквіпотенціальною поверхнею**.

У електричному полі будь-якої конфігурації лінії напруженості і еквіпотенціальні поверхні перетинаються під прямим кутом. У цьому неважко переконатися, розглядаючи в еквіпотенціальній поверхні біля деякої точки *a* в будь-який нескінченно малий відрізок шляху(рис.1.9, б).

Згідно визначенню еквіпотенціальної поверхні ($\varphi = const\varphi_2$), робота при переміщенні зарядженої частинки уздовж будь-якого шляху $A_{1,2} =$ дорівнює нулю. Ця умова виконується тільки в тому випадку, якщо вектор напруженості поля в точці *a* направлений перпендикулярно до відрізка *dl* (електрична сила діє в напрямі, перпендикулярному переміщенню частинки).

Звідси витікає, що еквіпотенціальні поверхні рівномірного поля – площина,

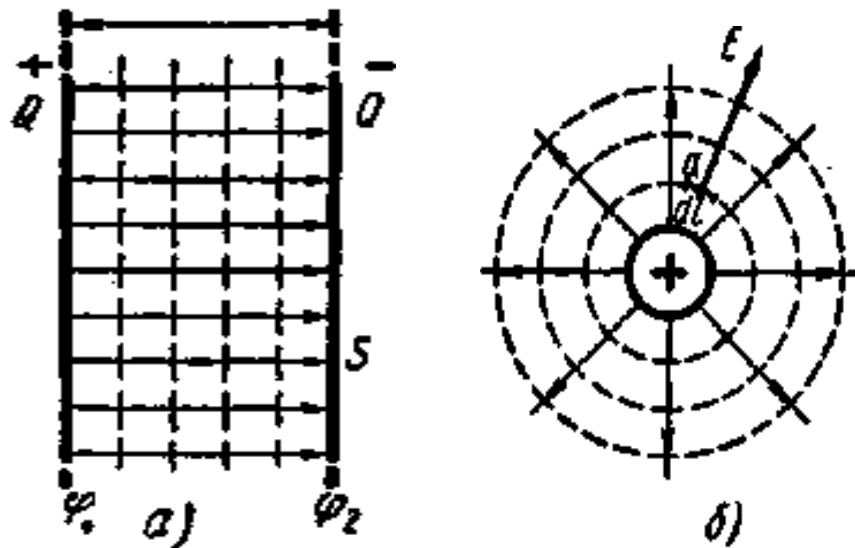


Рис.1.9 - Лінії напруженості і еквіпотенціальні лінії електричного поля.

перпендикулярні до ліній напруженості (рис.1.9, а), а поля одиночного точкового (рис.1.9., б).

За допомогою силових і потенційних ліній (еквіпотенціальна лінія - слід еквіпотенціальної поверхні) виявляється можливим наочно зобразити картину зарядженого тіла - сферичні поверхні, центр яких збігається з центром тіла електричного поля.

У металевому тілі (рис.1.10) під дією зовнішнього електричного поля з напруженістю E_0 вільні електрони переміщуються до однієї поверхні, яка отримує негативний заряд. Протилежна поверхня отримує такий же позитивний заряд.

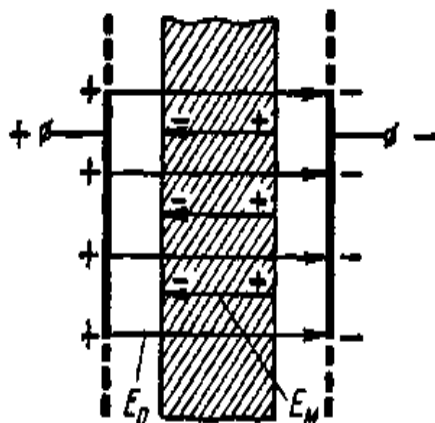


Рис.1.10 - Металеве тіло в електричному полі

Явище зсуву вільних заряджених частинок на поверхню провідника, поміщеного в електричне поле, називається електростатичною індукцією.

В результаті розділення зарядів в провіднику створюється внутрішнє електричне поле з напруженістю E_m , направлене протилежно зовнішньому. Рух вільних електронів в провіднику при електростатичній індукції існує короткочасно, але продовжується до тих пір, поки напруженості зовнішнього і внутрішнього полів не стануть рівними.

При рівності $E_0 = E_m$ розділення зарядів в провіднику припиняється, оскільки результуюча напруженість електричного поля дорівнює нулю.

Завдяки наявності в провіднику вільних заряджених частинок електростатичне поле в нім існувати не може.

Напруга між двома будь-якими точками провідника дорівнює нулю, отже потенціал його в усіх точках один і той же. Таким чином, **провідник є еквіпотенціальний об'єм, а його поверхня є еквіпотенціальною поверхнею результуючого електричного поля.**

Якщо в електричному полі помістити провідник з порожниною усередині, то і в цьому випадку заряджені частинки будуть тільки на

поверхні. Усередині металу і усередині порожнини електричне поле відсутнє.

Ця властивість провідників використовується для електричного екранування, тобто для захисту якого – небудь пристрою від дії зовнішнього електричного поля (об'єкт, що захищається, поміщається в металеву коробку або сітку з малими отворами).

11. Основи фізики напівпровідників

В електротехніці та радіоелектроніці використовують різноманітні речовини із широким спектром теплофізичних, механічних та електротехнічних параметрів і характеристик. Визначаючи доцільність використання речовин для побудови електронних приладів, найважливішою її властивістю вважають електропровідність.

Функціонування всіх радіоелектронних пристроїв від елементарних вузлів до найскладніших сучасних суперсистем ґрунтується на керуванні провідністю. Саме цей процес забезпечує передачу інформаційних сигналів або їх відсутність, керування потужністю від зовнішнього

джерела живлення в навантаження, ввімкнення і вимкнення систем зворотного зв'язку тощо. Тому дослідження вчених та інженерів у процесі розвитку і становлення напівпровідникової електроніки були спрямовані на пошук матеріалів, відкриття фізичних явищ, створення різних контактів, що дозволило створити прилади для майже безінерційного керування провідністю.

За провідністю речовини поділяють на провідники, діелектрики та напівпровідники. Вони відрізняються кількістю вільних носіїв заряду - електронів у зоні провідності. Сучасна фізика стверджує, що електрони у твердому тілі не можуть мати довільну енергію і розташовуються на відповідних енергетичних рівнях.

Електрони, розташовані ближче до ядра атома, мають меншу енергію, тобто знаходяться на нижчих енергетичних рівнях. Щоб віддалити електрон від ядра, треба подолати їх взаємне тяжіння, тобто витратити деяку енергію.

Під час переходу електрона з вищого енергетичного рівня на нижчий виділяється деяка кількість енергії, названа квантом або фотоном. Якщо атом поглинає один квант енергії, то електрон переходить з нижчого енергетичного рівня на вищий. Згідно із зонною теорією твердого тіла енергетичні рівні об'єднуються у дозволені зони. Верхня дозволена зона, яка при температурі абсолютного нуля ($T = 0\text{K}$) повністю заповнена електронами, називається валентною. Наступна дозволена зона (надвалентна), яка при температурі абсолютного нуля порожня або частково заповнена електронами, називається зоною провідності. В електричних та хімічних процесах беруть участь валентні електрони (електрони валентної зони). Вони заповнюють ряд енергетичних рівнів зовнішньої оболонки атома.

Нижчі енергетичні рівні входять до складу інших зон, заповнених електронами, але ці зони не впливають на явища електропровідності (далі не розглядаються).

У металах і напівпровідниках є велика кількість електронів, які знаходяться вище від валентної зони на вищих енергетичних рівнях. Ці рівні створюють зону провідності. Електрони цієї зони називають електронами провідності. Вони здійснюють безладний хаотичний рух, переходять від одних атомів до інших. Саме електрони провідності забезпечують високу електропровідність металів. При кімнатній температурі ($T=300\text{K}$) питома електрична провідність провідників досягає значення ($10^4 \dots 10^6$) См/см (1 См/см - провідність 1 см³ речовини). Розподіл електронів за рівнями енергії схематично показано на рис. 7.1. Горизонтальними лініями зображено рівні енергії електронів. У квантовій механіці доведено, що енергетичні стани електронів провідності утворюють цілу зону значень (рівнів) енергії - зону провідності.



Рис. 7.1 - Схеми рівнів енергії:

а) - у металах; б) - у діелектриках; в) - у власних напівпровідниках. У

металах зона провідності безпосередньо прилягає до валентної зони (7.1, а). Тому при нормальній температурі у металах кількість електронів має енергію, достатню для переходу з валентної зони в зону провідності. Практично кожен атом металу віддає у зону провідності хоча б один електрон. Отже, число електронів провідності у металах не менше, ніж число атомів ($5 \cdot 10^{22}$ вільних електронів у 1 см^3).

Такі метали, як мідь, олово та алюміній (добрі провідники електричного струму) складаються з атомів речовини, зв'язаних між собою силами взаємодії, у правильну геометричну структуру або кристалічні ґрати. Зв'язки діють таким чином, що зовнішні або валентні електрони кожного атома вивільняються і одержують можливість рухатись у структурі під дією прикладеного електричного поля. Решта електронів та ядра залишаються фіксованими в певних місцях кристалічних ґрат.

Кожний атом є електрично нейтральним, тому вся структура також буде електрично нейтральною. Якщо один із валентних електронів відокремлюється від атома, то решту електронів та ядро, зв'язаних з

кристалічними ґратами, можна зобразити як нерухомий позитивний іон, заряд якого дорівнює заряду відокремленого валентного електрона і протилежний йому. Оскільки зв'язані позитивні іони рівномірно розподілені по структурі кристала, то і рухомі електрони теж повинні бути розподілені рівномірно: якби в якійсь області не виявилось вільних електронів, залишковий позитивний потенціал притягнув би в цю область необхідну для відновлення електронейтральності кількість рухомих електронів. Отже, маємо таку модель електронного «газу» в металах: однорідне розташування зв'язаних позитивно заряджених іонів, оточених однорідним «газом» рухомих електронів. Уважається, що кожний атом віддає один вільний електрон «газу» рухомих електронів.

Отже, незважаючи на те, що позитивні іони в металах відіграють важливу роль у підтримці електронейтральності, в процесі провідності вони не беруть участі, тому що вони є нерухомими. У металах струм переносить рухомі носії одного типу - вільні електрони. Щільність вільних електронів, здатних брати участь у процесі провідності, залежить перш за все від числа валентних електронів в атомі металу. Тому для того чи іншого металу густина заряду фіксована.

Зовсім інша структура енергетичних зон діелектриків (рис. 7.1, б) і напівпровідників (рис. 7.1, в). У них між зоною провідності та валентною зоною знаходиться заборонена зона. Вона об'єднує однакові енергії, на яких електрони не можуть знаходитися. Ширина забороненої зони ΔW , тобто різниця між енергією електронів нижнього рівня зони провідності W_c і верхнього рівня валентної зони W_v складає декілька електрон-вольтів (eV). При нормальній температурі у зоні провідності діелектриків знаходиться мало електронів. Тому діелектрики мають дуже малу провідність. Але з нагріванням деякі електрони валентної зони, отримуючи додаткову енергію, переходять у зону провідності, і тоді діелектрики одержують помітну провідність. Якщо $T = 300$ К, їх питома електропровідність менша за 10^{-10} См/см.

Але перехід електронів у зону провідності не може відбуватися шляхом поступового накопичення та наростання енергії. Для цього необхідне джерело, яке б могло зразу передати енергію, що дорівнює або перевищує ширину забороненої зони:

$$\Delta W = W_c - W_v$$

У напівпровідників зонна діаграма подібна до діелектриків (рис. 1в), лише ширина забороненої зони ΔW менша, і в більшості випадків складає близько одного електрон - вольт. Тому при низьких температурах напівпровідники є діелектриками. При нормальній температурі значна кількість електронів переходить з валентної зони у зону провідності, що за-

безпечує збільшення питомої електропровідності. При $T = 300 \text{ K}$ її значення знаходиться в межах $10^{-10} \dots 10^4 \text{ См/см}$.

Напівпровідники являють собою найпоширеніший клас речовин. До них належать хімічні елементи: бор, вуглець, кремній, фосфор, сірка, германій, арсеній, селен, сіре олово, телур, йод; хімічні сполуки: CuCl , CaAs , GeAs , GeSi , CuO , PbS та ін.; більшість мінералів - природних хімічних сполук, число яких досягає 2000, і багато органічних речовин. В електроніці використовують обмежене число напівпровідникових речовин.

Для виготовлення напівпровідникових приладів найширше використовують германій Ge та кремній Si . Зовнішні оболонки атомів цих речовин мають по чотири валентні електрони. Просторові кристалічні ґрати складаються з атомів, зв'язаних один з одним валентними електронами. Такий зв'язок називають ковалентним або парноелектронним.

Напівпровідники без домішок і дефектів кристалічної структури називають власними напівпровідниками. Такі напівпровідники у вузлах кристалічних ґрат мають лише свої атоми $n_i = p_i$. Ділянку у напівпровіднику, що має електропровідність власного напівпровідника, називають ділянкою власної електропровідності - і-ділянкою. У власному напівпровіднику - напівпровіднику і-типу - в умовах теплової рівноваги концентрації носіїв заряду кожного знака практично однакові

Власний напівпровідник, як і метал, являє собою регулярну геометричну структуру атомів. Але більшість валентних електронів не може вільно рухатися по кристалу. Вони зв'язані ковалентними зв'язками з атомами, фіксованими у вузлах кристалічних ґрат. При $T=0 \text{ K}$ (абсолютному нулі) всі валентні електрони беруть участь у створенні зв'язків, і вільних носіїв заряду для здійснення провідності немає. Але з підвищенням температури частина валентних електронів розриває ковалентні зв'язки і утворює - «газ» рухомих (вільних) електронів, здатних переносити електричний струм. Це - електрони провідності. Якщо зв'язок розривається, то в цілісній системі зв'язків не вистачає заряду, який поводить себе подібно до позитивного рухомого носія заряду, здатного переносити електричний струм. Ці позитивні заряди (вакантний енергетичний рівень у валентній зоні) називають дірками, оскільки вони виникають у разі, коли немає електрона у ковалентному зв'язку. Хаотичний рух здійснюють не тільки електрони, але й дірки. Рух дірок - це рух зв'язаних електронів валентної зони на сусідні звільнені місця. Процеси переміщення зв'язаних електронів у валентній зоні не такі прості, як процеси, подані вище. Більш докладно їх описано у відповідних розділах фізики твердого тіла. У технічній електроніці зазвичай вживають спрощений математичний опис процесу електропровідності, подаючи перенесення заряду зв'язаним електроном у валентній зоні як результат

переміщення елементарної частинки з позитивним зарядом, що дорівнює заряду електрона. Обґрунтуванням цього є те, що з утворенням дірки у місцях кристала, які були до її появи електрично нейтральними, виникає локальний позитивний заряд q , оскільки після відходу електрона заряд атомного залишку не компенсується. Причому переміщення дірок відбувається у напрямі, протилежному руху електронів у валентній зоні, так само, як і рух позитивно зарядженої частинки - дірки. Тому для опису процесу електропровідності зв'язаними електронами використовують поняття фіктивної частинки - дірки. Таке спрощення виправдовується тим, що опис процесів електропровідності за допомогою такої фіктивної частинки є достатнім наближенням до дійсності. У власних напівпровідниках кількість вільних електронів дорівнює кількості дірок, оскільки з розривом ковалентного зв'язку одночасно утворюються і вільний електрон, і дірка. Кристал залишається електрично нейтральним.

Процес утворення пар електрон - дірка називається генерацією пар носіїв заряду. Такий процес виникає, наприклад, під час нагрівання напівпровідника. Його називають термогенерацією. Напівпровідники - це речовини, питома провідність яких суттєво залежить від зовнішніх факторів.

Одночасно з генерацією перебігає зворотний процес рекомбінації електронів та дірок, за якого електрони зони провідності переходять у валентну зону на вільні енергетичні рівні, що відповідають діркам. При цьому електрони і дірки зникають як вільні носії зарядів (електрони переходять у зв'язаний стан). У рівновазі обидва процеси взаємно компенсують один одного і встановлюється рівномірна концентрація електронів та дірок - рівноважний заряд.

Швидкість рекомбінації, тобто кількість зникаючих за одиницю часу електронно-діркових пар, визначається властивостями напівпровідника і пропорційна концентрації електронів n_i та дірок p_i . Чим більше носіїв заряду, тим вірогідніше їх зіткнення, яке закінчується рекомбінацією.

Отже, швидкість рекомбінацій

$$V_{рек} = \gamma n_i p_i = \gamma n_i,$$

де γ - коефіцієнт рекомбінації (визначається властивостями напівпровідника).

Швидкість генерації - кількість вивільнених за одиницю часу електронно-діркових пар - залежить від температури напівпровідника та ширини забороненої зони.

У сталому режимі існує динамічна рівновага - швидкість генерації дорівнює швидкості рекомбінації:

$$V_{рек} = \gamma n_i^2.$$

Звідси

$$n_i^2 = V_{зек} / \gamma.$$

Для переходу електронів власного напівпровідника у зону провідності потрібно, щоб енергія зовнішнього джерела перевищувала ΔW - мінімальну енергію, необхідну для вивільнення валентного електрона, тобто енергію іонізації. Значення цієї енергії (ширина забороненої зони) залежить від структури кристалічних ґрат і типу речовин. Наприклад, у германії $\Delta W = 0,72$ еВ, кремнії $\Delta W = 1,12$ еВ, арсеніді галію $\Delta W = 1,41$ еВ.

Значення енергії іонізації визначає число вільних електронів та дірок при нормальній кімнатній температурі. У чистому германії $n_i = p_i = 2,37 \cdot 10^{13}$ носіїв у 1 см^3 , у чистому кремнії $n_i = p_i = 1,38 \cdot 10^{10} \text{ см}^3$, тобто на порядки менше. Число N атомів у 1 см^3 металу або напівпровідника становить близько $5 \cdot 10^{22}$.

Отже, у власному напівпровіднику при кімнатній температурі число носіїв зарядів відносно загального числа атомів становить близько $10^{-7} \%$ для германію і $10^{-10} \%$ - для кремнію. Оскільки у германії один електрон провідності припадає приблизно на 1 млрд. атомів речовини, а у металах число електронів провідності не менше від числа атомів $n \geq N$, то питома електрична провідність напівпровідника у мільйони і мільярди разів менша, ніж металів. Наприклад, при кімнатній температурі питомий опір міді дорівнює $0,017 \cdot 10^{-4}$ Ом-см (1 Ом-см - опір 1 см^3 речовини), германію 50 Ом-см і кремнію $100\,000$ Ом-см.

Для виготовлення напівпровідникових приладів, крім германію та кремнію, використовують деякі хімічні сполуки, наприклад, арсенід галію $GaAs$, атимонід індію $InSb$, фосфід індію InP тощо.

Процеси провідності у напівпровідниках відрізняються від процесів провідності у металах. Основна відмінність полягає у тому, що провідність у напівпровідниках здійснюється двома різними та незалежними видами рухів електронів, і що цими видами можна керувати у широких межах, добавляючи дуже малу кількість відповідних елементів до основного напівпровідникового матеріалу.

Якщо до напівпровідника не прикладена електрична напруга, то електрони та дірки здійснюють хаотичний тепловий рух і ніякого струму немає. Під дією різниці потенціалів у напівпровіднику виникає електричне поле, яке прискорює рух електронів та дірок і надає їм деякого спрямованого руху. Це і є струм провідності.

Рух носіїв заряду під дією електричного поля називають дрейфом, а струм провідності - струмом дрейфу $I_{др}$. Повний струм провідності складається з електронного $I_{ндр}$ та діркового струмів провідності $I_{рдр}$:

$$I_{др} = I_{нор} + I_{рдр} .$$

Незважаючи на те, що електрони та дірки рухаються у протилежних напрямках, їхні струми складаються, бо рух дірок являє собою переміщення електронів. Рухомість дірок менша від рухомості електронів, атому діркова складова менша від електронної.

Густина струму дрейфу $I_{др}$ складається з густини електронного та діркового струмів:

$$I_{др} = I_{нор} + I_{рдр} .$$

Густина струму I дорівнює кількості електрики, яка проходить через одиницю площини поперечного перерізу за t с, а тому можна записати:

$$I_{нор} = n_i q V_n ,$$

$$I_{др} = n_i q \mu_n E + p_i q \mu_p E = (\sigma_n + \sigma_p) E ,$$

де n_i - концентрація електронів; q - заряд електрона; V_n - середня швидкість поступального руху електронів під дією поля.

Експериментальне встановлено, що дрейфова швидкість пропорційна напруженості поля $E : V_n = \mu_n E$,

де μ - коефіцієнт пропорційності, який називають рухомістю електронів: $\mu_n = V_n / E$,

Рухомість електронів — це середня швидкість їхнього поступального руху під дією електричного поля з одиничною напруженістю ($E = 1В$). Одиниця рухомості електронів - квадратний сантиметр на вольт-секунду ($см^2/В\cdot с$). Рухомість електронів залежить від властивостей кристалічних ґрат, наявності домішок і температури. При кімнатній температурі рухомість електронів у германії, як показують вимірювання, дорівнює $3900 см^2/(В\cdot с)$, а у кремнії - $1350 см^2/(В\cdot с)$. Рухомість дірок за даними вимірювань, значно нижча від рухомості електронів. Так, наприклад, у германії вона становить $1900 см^2/ (В\cdot с)$, а у кремнії - $430 см^2/(В\cdot с)$. Зі збільшенням температури рухомість дірок зменшується швидше, ніж рухомість електронів.

Поняття рухомості носіїв заряду є важливим для оцінки динамічних властивостей напівпровідникових приладів. Чим більша рухомість, тим менша інерційність приладу, тобто ефективність керування приладом зберігається в широкому частотному діапазоні, а отже, прилад має більшу швидкодію. Тому активні прилади побудовані з використанням напівпровідників n -типу, мають поліпшені динамічні властивості. Густина електронної складової дрейфового струму

$$I_{nop} = n_i q \mu_n i . \quad (7.6)$$

У формулі (7.6) добуток $n_i e \mu_n$ є питомою електронною провідністю μ_n , тому $I_{nop} = \sigma E$.

Густину діркового струму визначають за формулою

$$I_{pop} = p_i q \mu_p E , \quad (7.7)$$

де $p_i q \mu_p = \mu_p$ - питома діркова провідність.

Густина повного струму дрейфу у власному напівпровідникові

$$I_{op} = n_i q \mu_n E + p_i q \mu_p E = (\sigma_n + \sigma_p) E , \quad (7.8)$$

а повна питома провідність $\mu = \mu_n + \mu_p$.

Питома провідність залежить від концентрації носіїв n, p_i : та їх рухомості μ_n, μ_p . У напівпровідниках з підвищенням температури внаслідок інтенсивної генерації пар носіїв концентрація рухомих носіїв збільшується значно швидше, ніж зменшується їх рухомість, тому з підвищенням температури провідність зростає, тобто напівпровідники мають від'ємний температурний коефіцієнт електричного опору (ТКО). У металах концентрація електронів провідності не залежить від температури і з її підвищенням провідність зменшується внаслідок зменшення рухомості електронів.

Визначальною ознакою, що дає підстави виділити напівпровідники в особливий клас речовин, є значний вплив температури та концентрації домішок на їх електричну провідність. Так, наприклад, якщо навіть підвищення температури незначне, провідність напівпровідників різко збільшується (на 5 ... 6 % на 1°C). Провідність металів зменшується мало (на 0,1 % на 1°C).

Провідність напівпровідників дуже залежить від наявності «чужих» атомів, неідеальності кристалічної структури, а також від впливу різних зовнішніх факторів, а саме: температури, електричного поля, випромінювання, магнітного поля, тиску тощо. Ці властивості широко використовують для створення напівпровідникових приладів з різними функціональними можливостями.

У напівпровідниках, крім дрейфового струму, обумовленого різницею потенціалів, може бути ще й дифузійний струм, який з'являється при різниці концентрацій носіїв.

Якщо носії заряду розподілені рівномірно в напівпровіднику, то концентрація їх є рівноважною. Під впливом будь-яких зовнішніх дій в різних частинах напівпровідника концентрація може стати неоднаковою, нерівноважною. Наприклад, якщо на частину напівпровідника подіяти випромінюванням, то у цій його частині посилиться генерація пар носіїв і виникне додаткова концентрація носіїв, яку називають надлишковою.

Оскільки носії мають власну кінетичну енергію, то вони завжди переміщуються з місця з більш високою концентрацією в місце з меншою концентрацією, тобто прагнуть до рівноважної концентрації. Це зумовлює рух носіїв зарядів. Струм, викликаний дифузійним рухом електронів і дірок, називають **дифузійним струмом** ($I_{\text{диф}}$). Він так само, як і дрейфовий, може бути електронним або дірковим. Його густину визначають за формулами:

$$I_{\text{ноуф}} = qD_n q \text{grad}_n = qD_n \Delta n / \Delta x, \quad (7.13)$$

$$I_{\text{рдуф}} = - qD_p q \text{grad}_p = - qD_p \Delta p / \Delta x, \quad (7.14)$$

де D_n і D_p - коефіцієнти дифузії; $\Delta n / \Delta x$ і $\Delta p / \Delta x$ - градієнти концентрації.

Градієнт концентрації характеризує зміну концентрації n або p на одиницю довжини. Якщо концентрація однакова ($\Delta n = 0$ або $\Delta p = 0$), струм дифузії не виникає. Чим більша зміна концентрації Δn або Δp на відстані Δx , тим більший струм дифузії.

Коефіцієнт дифузії характеризує інтенсивність процесу дифузії. Він пропорційний рухомості носіїв, для різних речовин різних і залежить від температури. Його одиниця виміру - квадратний сантиметр за секунду ($\text{см}^2/\text{с}$). Коефіцієнт дифузії для електронів завжди більший, ніж для дірок. Наприклад, при кімнатній температурі для германію $D_n=98 \text{ см}^2/\text{с}$ і $D_p=47 \text{ см}^2/\text{с}$, а для кремнію $D_n=34 \text{ см}^2/\text{с}$ і $D_p=12 \text{ см}^2/\text{с}$.

Заряд дірок позитивний, тому напрям вектора густини дифузійного струму збігається з напрямом дифузії їх дірок, тобто повинен бути протилежним напрямку вектора градієнта концентрації дірок. Тому в правій частині відношення (7.14) діє знак (-).

Якщо будь-якою зовнішньою дією в частині напівпровідника утворюється надлишкова концентрація носіїв, то після припинення цієї дії надлишкові носії будуть рекомбінувати і розповсюджуватися внаслідок дифузії в інші частини напівпровідника. Надлишкова концентрація почне зменшуватися за експоненціальним законом. Час, за який надлишкова концентрація зменшиться в 2,7 рази (тобто буде дорівнювати 0,37 від початкового значення концентрації), називають тривалістю життя носіїв зарядів τ_n, τ_p .

У разі дифузійного розповсюдження незрівноважених носіїв уздовж напівпровідника концентрація їх внаслідок рекомбінації також зменшується з віддаленням за експоненціальним законом. Відстань, на якій при одновимірній дифузії в напівпровіднику без електричного поля надлишкова концентрація незрівноважених носіїв зменшується в 2,7 рази, називають дифузійною довжиною носіїв (L_p). Це відстань, на яку заряд дифундує за час життя. Дифузійну довжину не слід плутати з довжиною

вільного пробігу носіїв заряду, що визначається як середня відстань, яку проходить заряд між двома послідовними зіткненнями.

Дифузійна довжина носіїв є важливим параметром, який значно впливає на визначення геометричних приладів. Створюючи напівпровідниковий прилад, потрібно передбачити ділянку, через яку проходять носії, значно меншою, ніж дифузійна довжина (ширина бази БТ має бути набагато меншою ніж L).

Отже, зменшення надлишкової концентрації відбувається у часі та просторі, а Δ і L зв'язані залежністю

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

У свою чергу, коефіцієнти дифузії зв'язані з рухомістю носіїв заряду співвідношенням Ейнштейна:

$$D_n / \mu_n = kT / q; \quad D_p / \mu_p = kT / q,$$

Дрейфовий струм, струм дифузії, генерація пар носіїв та їх рекомбінація, зміна надлишкової концентрації носіїв у часі та просторі не вичерпують усіх складних явищ у напівпровідниках, але вони важливі і достатні для розуміння і вивчення основних фізичних процесів, використовуваних у побудові напівпровідникових приладів різного призначення.

Формування та дослідження домішкових напівпровідників стало значним досягненням на шляху створення нових ефективних приладів для керування провідністю, а також підґрунтям для створення електричних переходів.

Електричний перехід - це перехідний шар у напівпровідниковому матеріалі між двома ділянками з різними типами електричної провідності або різними значеннями питомої електропровідності, або між напівпровідником і металом.

Залежно від властивостей матеріалів, використовуваних для створення електричного переходу, виділяють такі переходи: електронно-дірковий, електронно-електронний, дірково-дірковий, гетерогенний, гомогенний, перехід Шотткі.

Електронно-дірковий перехід ($p - n$ - перехід) - це електричний перехід між двома ділянками напівпровідника, одна з яких має електропровідність n -типу, а друга - p -типу. Такий електричний перехід широко використовують для побудови напівпровідникових приладів, а тому детально буде розглянуто далі.

Електронно-електронний перехід ($n - n^+$ перехід) - це електричний перехід між двома ділянками напівпровідника n -типу, що мають різні

значення питомої електричної провідності. Знаком (+) умовно позначають ділянку з вищою питомою електропровідністю.

Дірково-дірковий перехід (p - p^+ -перехід) - це електричний перехід між двома ділянками напівпровідника p -типу, що мають різні значення питомої електричної провідності.

Гетерогенний перехід (гетеро перехід) - це електричний перехід, утворений внаслідок контакту напівпровідників з різною шириною забороненої зони.

Гомогенний перехід (гомо перехід) - це електричний перехід, утворений внаслідок контакту напівпровідника з однаковою шириною забороненої зони.

Перехід Шотткі - це електричний перехід, утворений внаслідок контакту між металом і напівпровідником.

Електричні переходи формуються з різкою і плавною змінами концентрацій домішок. Електричний перехід, концентрація донорів і акцепторів якого різко змінюється на межі шарів з різним типом провідності, називають різким переходом. Електричний перехід, різниця між об'ємною концентрацією донорів і акцепторів якого змінюється за лінійним законом, називають плавним переходом.

За співвідношенням лінійних розмірів виділяють площинні та точкові переходи.

Площинний перехід - це електричний перехід, у якому лінійні розміри, що визначають його площу, значно більші за товщину.

Точковий перехід - це електричний перехід, усі розміри якого менші за характеристичну довжину, що визначає фізичні процеси в переході та на ділянках, що його оточують. Характеристичною довжиною може бути товщина ділянки об'ємного заряду, дифузійна товщина тощо.

Для виготовлення електричних переходів використовують різні технологічні операції).

Розглянемо фізичні процеси, які відбуваються у разі різкого (східчастого) переходу в напівпровіднику з різними типами провідності. Вважаємо, що домішки повністю іонізовані, тобто концентрація основних носіїв $n_n=N_A$; $p_p=N_D$. Залежно від співвідношення N_A і N_D розрізняють симетричні ($N_A=N_D$) і несиметричні p - n -переходи. Останні позначають через n^+ - p або p^+ - n , де індекс (+) вказує на ділянку напівпровідника із значно більшою концентрацією домішок. Розглянемо спочатку симетричні p - n -переходи.

Шар на межі двох ділянок напівпровідника з електропровідністю p - і n - типів називають **електронно-дірковим переходом** або p - n -переходом. Мова йде не про простий контакт двох різних напівпровідників, а про єдиний кристал, одна ділянка якого легована акцепторною домішкою, а друга - донорною. Між електронною та

дірковою ділянками такої структури завжди існує тонкий перехідний шар з певними властивостями. Поверхня, по якій контактують p - і n -ділянки, називають **металургійною межею**.

Проаналізуємо основні фізичні процеси в такому переході без зовнішнього електричного поля, тобто в зрівноваженому стані (рис. 7.5).

Дифузія. Відразу після створення контакту під дією градієнта концентрації починається дифузія носіїв заряду з однієї ділянки напівпровідника в іншу. Як і за будь-якої дифузії, наприклад, у газах і рідинах, носії переміщуються звідти, де концентрація їх більша, туди, де концентрація їх менша.

Таким чином, з напівпровідника n -типу в напівпровідник p -типу дифундують електрони, а у зворотному напрямі з напівпровідника p -типу в напівпровідник n -типу дифундують дірки. Це дифузійне переміщення електронів і дірок показано стрілками на рис 7.5, а.

Не скомпенсований об'ємний заряд. Унаслідок дифузії в p -ділянці біля металургійної межі накопичуються надлишкові електрони. Вони рекомбінують з дірками. Відповідно концентрація дірок у цій ділянці зменшується, що спричиняє появу не скомпенсованих негативних зарядів акцепторних атомів (негативних іонів акцепторів). Ліворуч від металургійної межі з'являються не скомпенсовані позитивні заряди донорних атомів (позитивні іони донорів). Описаному процесу сприяє також дифузія дірок з p -ділянки.

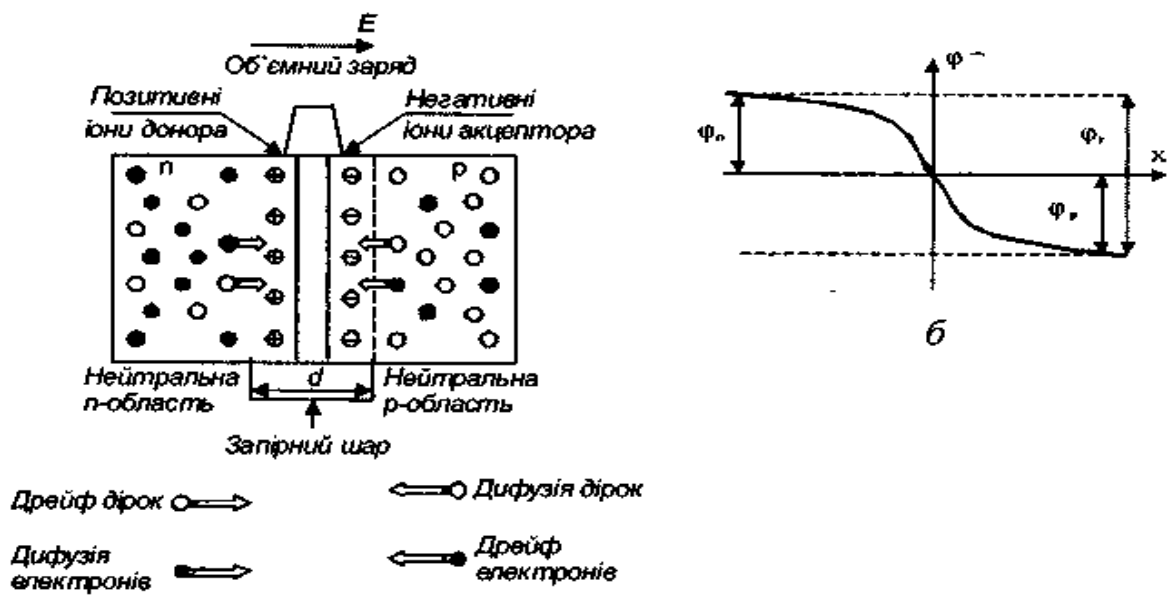


Рис. 7.5 - Електронно-дірковий перехід у рівновазі:
 а - структура ЕДП; б - потенціальна діаграма

Некомпенсований об'ємний заряд формує електричне поле і забезпечує в p - n -переході стан термодинамічної рівноваги (рис. 7.5, а).

Запірний шар. Простір об'ємних зарядів має різко знижену концентрацію рухомих носіїв в обох ділянках, внаслідок чого виникає розрідження носіїв (збіднення). Це створює збіднений шар. Такий шар між двома напівпровідниками з різними типами електропровідності або між напівпровідником і металом, збіднений носіями заряду, називають запірним шаром. Його ширину на рис. 7.5, а позначено літерою d .

Розглянемо розподіл концентрації носіїв у p - n -переході. Припустимо, що в напівпровіднику n -типу концентрація основних і неосновних носіїв дорівнює відповідно $n_n = 10^{18}$ і $p_n = 10^8$ см⁻³, а в напівпровіднику p -типу концентрація домішок менша і тому $p_p = 10^{16}$ і $n_p = 10^{10}$ см⁻³. У p - n -переході концентрація електронів плавно змінюється від 10^{18} до 10^{10} см⁻³, а концентрація дірок - від 10^{16} до 10^8 см⁻³. У результаті в середній частині переходу утворюється прошарок з малою концентрацією носіїв (збіднений носіями шар). Для наведених вище значень на самій межі концентрація електронів становить 10^{14} см⁻³, тобто вона в 10000 разів менша, ніж в n -ділянці, а концентрація дірок дорівнює 10^{12} см⁻³, і вона теж у 10 000 разів менша, ніж в p -ділянці. Відповідно і питома електрична провідність p - n -переходу буде набагато меншою, ніж у нейтральних n - і p -ділянках напівпровідника. У збідненому шарі майже немає вільних носіїв заряду, тому його і називають запірним шаром.

Потенціальний бар'єр. Між протилежними об'ємними зарядами, що утворилися на межі ЕДП, виникає контактна різниця потенціалів (або потенціальний бар'єр) $\varphi_k = \varphi_n - \varphi_p$ та електричне поле (вектор напруженості E)

Потенціальний бар'єр - це різниця потенціалів між двома сусідніми речовинами або однорідними ділянками з різними електричними властивостями, зумовлена дифузією носіїв заряду від кожної з ділянок і створенням зони об'ємного заряду.

Потенціальну діаграму p - n -переходу за умови, якщо зовнішня напруга до переходу не прикладена, показано на рис. 7.5, б. На цій діаграмі, яка ілюструє розподіл потенціалу вздовж осі x , перпендикулярної до площини поділу двох ділянок напівпровідника, за нульовий потенціал взято потенціал межі.

Об'ємні заряди різних знаків виникають поблизу межі n -та p -ділянок а позитивний потенціал φ_n або негативний φ_p формуються однаковими по всій ділянці n або p . Якби було не так, то виникла б різниця потенціалів, а отже, проходив би дрейфовий струм. У результаті все одно відбулось би вирівнювання потенціалу у цій ділянці. На рис. 7.5 - 7.7 для наочності використано викривлений масштаб. Насправді товщина p - n -переходу дуже мала порівняно з розмірами нейтральних ділянок p і n . Ділянки об'ємного

заряду з кожного боку переходу мають заряд, протилежний заряду тих рухомих носіїв, які дифундують із цієї області. З розвитком дифузії розміри об'ємних зарядів збільшуються, збільшується висота потенціального бар'єра, а тому зростають сили, які відтягують назад основні носії заряду. Ці сили перешкоджають дифузійному потоку. Тому процес дифузії можна розглядати як само обмежувальний. Він триває доти, поки сили тяжіння некомпенсованих зарядів іонів домішок у шарі об'ємного заряду не врівноважать дифузійний потік.

Таким чином, нерухомі заряди утворюють електричне поле, значення якого пропорційне розмірам заряджених ділянок, а напрям такий, що обумовлює дрейф електронів або дірок назустріч дифузійному потоку. Тому підсумкове перенесення носіїв даного типу можна розглядати як різницю між перенесенням внаслідок дифузії та перенесенням внаслідок дрейфу. За умови рівноваги дрейфові та дифузійні компоненти електронних і діркових потоків зрівноважують один одного, і повний струм у зовнішніх виводах дорівнює нулю. На рис. 7.5, а стрілками показано складові струмів, їх значення визначаються співвідношеннями (7.1) - (7.4). Електронно-дірковий перехід без зовнішнього поля знаходиться у стані термодинамічної рівноваги, коли дифузійний струм у переході, зумовлений градієнтом концентрації носіїв заряду, зрівноважується зустрічним дрейфовим струмом, зумовленим напруженістю внутрішнього електричного поля в переході E_k :

$$I_{p\text{диф}} + I_{p\text{др}} = 0 ; \quad I_{n\text{диф}} + I_{n\text{др}} = 0 \quad (7.15)$$

Наявність у p - n -переході градієнтів концентрації носіїв та градієнтів потенціалу dU/dx обумовлює суттєву відмінність його електрофізичних властивостей від властивостей прилеглих до нього n - і p -ділянок.

Висота потенціального бар'єра φ_k завжди встановлюється такою, за якої настає рівновага. За цієї умови визначають його значення. Висота бар'єра дорівнює контактній різниці потенціалів φ_k .

Згідно з рівнянням (7.5), (7.6) та (7.9) - (7.15) за умови рівноваги (7.3) одержуємо:

$$qD_p \Delta p / \Delta x + p_p q \mu_p E = 0 ;$$

$$qD_n \Delta p / \Delta x + p_n q \mu_n E = 0 .$$

Розв'язки цих рівнянь дозволяють одержати два рівнозначні вирази визначення висоти потенціального бар'єра: $\varphi_k = \varphi_T \ln(n_n/n_p)$;

$$\varphi_k = \varphi_T \ln(p_p/p_n), \quad (7.16)$$

де $\varphi_T = kT/q$ - тепловий потенціал мікрочастинки; n_n і p_n , p_p і n_p - рівноважні концентрації основних і неосновних носіїв заряду в p -області (n -області).

У домішкових напівпровідниках $n_n \ll N_A$, $p_p \ll N_D$. Враховуючи формули (2.11) та (2.12), за умови рівноваги з (2.16) одержуємо

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (7.17)$$

Щоб оцінити значення контактної різниці потенціалів, розглянемо германієвий p - n -перехід з концентрацією домішок $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і температурою $T = 300 \text{ К}$ (тобто $\varphi_T = 0,026 \text{ В}$). При такій температурі в германії $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Тоді з виразу (7.17) маємо

$$\varphi_k = 0,026 \ln \frac{10^{18} 10^{14}}{10^{26}} = 0,026 \times 13,8 = 0,36 \text{ В}.$$

У германієвих переходах зазвичай $\varphi_k = (0,3 \dots 0,4) \text{ В}$, у кремнієвих - більше і досягає $\varphi_k = (0,7 \dots 0,8) \text{ В}$. Добуток $q\varphi_k = kT$ - це енергія, яку повинен витратити електрон для того, щоб подолати потенціальний бар'єр p - n -переходу. Порівняємо її із середньою тепловою енергією мікрочастинки kT .

$$\frac{q\varphi_k}{kT} = \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \ln \frac{10^{18} 10^{14}}{10^{26}} = 13,8.$$

У цьому разі енергія, яка необхідна електрону або дірці для подолання потенціального бар'єра в p - n -переході, в 13,8 рази перевищує їх середню теплову енергію.

Чим більша концентрація домішок, тим більші n_n і p_p і тим більше вони дифундують через межу. Густина об'ємних зарядів зростає і збільшується висота потенціального бар'єра. При цьому ширина запірного шару d зменшується, оскільки відповідні об'ємні заряди утворюються в шарах меншої товщини. Для германію, наприклад, із середньою концентрацією домішок $\varphi_k = 0,3 \dots 0,4 \text{ В}$ і $d = 10^{-4} \dots 10^{-5} \text{ см}$. Якщо концентрація домішок, що формується в деяких приладах, велика, то $\varphi_k = 0,7 \text{ В}$ і $d = 10^{-6} \text{ см}$.

Детальніший аналіз показує, що за умови однакової концентрації домішок висота потенціального бар'єра буде більшою від ЕДП, які

створюються в напівпровіднику з більшою шириною забороненої зони. Зі збільшенням температури Δ_k зменшується.

Нижче розглядаються тільки несиметричні або односторонні p^+-n^- або n^+-p^- переходи, а тому індекс (+) використовувати не будемо. У таких переходах внаслідок різниці концентрацій домішок значно відрізняються густини зарядів, а тому відрізняються і довжини збіднених шарів. У ділянці напівпровідника з меншою концентрацією домішки (менше легованому) ширина об'ємного заряду значно більша. Несиметричний $p-n$ -перехід, тобто його запірний шар зосереджується біля металургійної межі в ділянці напівпровідника з меншою концентрацією домішок (в менш легованій ділянці - високоомній).

Наявність у $p-n$ -переході запірного шару, некомпенсованого об'ємного заряду та потенціального бар'єра є дуже важливими властивостями, які використовуються для створення майже всіх типів напівпровідникових приладів.

Якщо у p - і n -ділянки напівпровідника ввімкнути зовнішнє джерело напруги, то термодинамічна рівновага порушиться. Відомо, що питомий опір запірного шару набагато вищий від питомого опору нейтральних ділянок. Тому зовнішня напруга майже повністю спадає на переході, а отже, зміна висоти потенціального бар'єра дорівнює значенню прикладеної напруги. Залежно від полярності ввімкненої у p - або n -ділянку напруги розрізняють пряме (F) та зворотнє (R) вмикання $p-n$ -переходу.

Пряме вмикання. Якщо у p -ділянку ввімкнути плюс джерела зовнішньої напруги R_F , а у n -ділянку - мінус, висота потенціального бар'єра зменшиться (рис. 2.3):

$$\varphi_F = \varphi_k - U_F. \quad (7.18)$$

Таке вмикання $p-n$ -переходу в джерело напруги називають прямим (прямим зміщенням). У цьому випадку електричне поле прямої напруги U_F діє назустріч полю контактної різниці потенціалів Δ_k .

Термодинамічна рівновага, а отже, і баланс між дифузією та дрейфом носіїв заряду порушується. Це показано на рис. 7.6, а векторами E_k і U_F . Унаслідок зменшення висоти потенціального бар'єра збільшується дифузійний струм, а струм дрейфу майже не змінюється, оскільки він залежить здебільшого від числа неосновних носіїв, які завдяки власним тепловим швидкостям потрапляють на $p-n$ -перехід з p - і n -ділянок. Якщо знехтувати спадом напруги на опорі нейтральних ділянок n і p , то напругу на переході можна вважати такою: $U_F = \Delta_k - U_F$. При цьому повний прямий струм через перехід, тобто прямий струм $I_F = I_{\text{диф}} - I_{\text{др}} > 0$, а оскільки $I_{\text{диф}} \gg I_{\text{др}}$, то $I_F \approx I_{\text{диф}}$. Прямий струм у переході є суто дифузійним. Він утворюється струмом дірок з p -ділянки в n -ділянку та електронів

з n -ділянки в p -ділянку. Оскільки градієнти концентрації дуже великі, потрібна невелика напруга (менша за 1В), щоб одержати великі струми.

Під дією прямої напруги через зменшений потенціальний бар'єр носії заряду вводяться в ділянки, де вони є неосновними. Цей процес називають **інжекцією (вприскуванням)** носіїв заряду.

Ділянку напівпровідникового приладу, з якої інжектуються носії, називають емітерною ділянкою або емітером. Цей термін широко вживається для позначення виводів напівпровідникових приладів. Емітер - це ділянка напівпровідникового приладу з високою питомою електричною провідністю, призначенням якої є інжекція носіїв заряду в базову ділянку. Ділянку, в яку інжектуються неосновні для неї носії заряду, називають

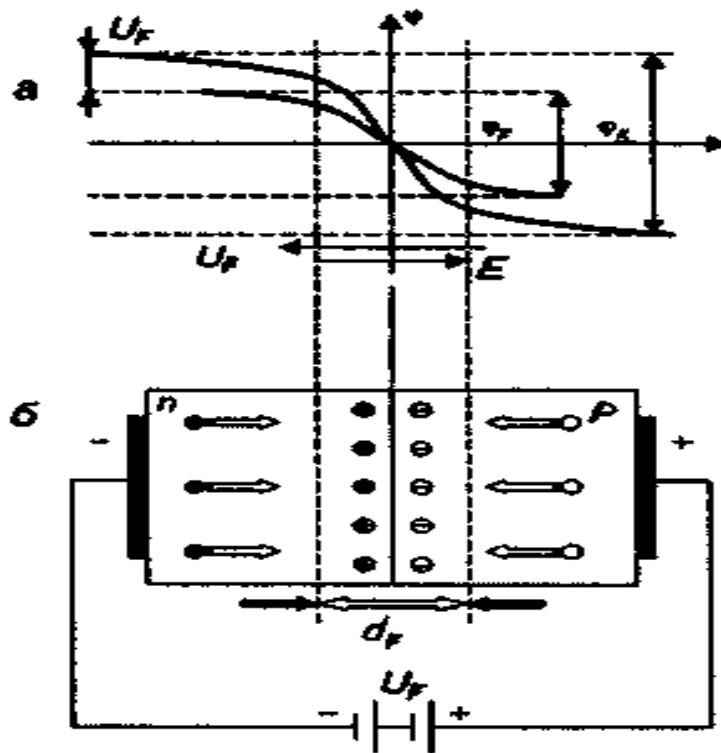


Рис. 7.6 - Пряме вмикання p - n -переходу:
а - потенціальна діаграма; б - структура ЕДП

базовою ділянкою або базою. У несиметричних і односторонніх p - n -переходах концентрації домішок в n - і p -ділянках суттєво відрізняються. Для n^+ - p -переходу $n_n \gg p_p$, а отже, інжекція електронів з n -ділянки в p -ділянку значно перевищує інжекцію дірок у зворотному напрямі. У цьому разі емітером вважають n -ділянку, а базою - p -ділянку, оскільки інжекцією дірок можна знехтувати.

Зауважимо, що в ділянках за межами переходу при невеликій напрузі зміна концентрації неосновних носіїв не порушує електричної

нейтральності цих ділянок. Це пояснюється швидкою нейтралізацією заряду інжекттованих неосновних носіїв основними носіями, які надходять із зовнішнього кола.

При прямій напрузі не тільки знижується потенціальний бар'єр, але також зменшується ширина запірного шару $d_{np} < d$ (рис. 7.6, б). Його опір у прямому напрямі стає малим (одиниці-десятки омів).

При деякій прямій напрузі можна взагалі усунути потенціальний бар'єр у p - n -переході. Тоді опір переходу, тобто опір запірного шару, наблизиться до нуля і ним можна знехтувати.

Прямий струм у цьому випадку зросте і буде залежати тільки від опору нейтральних n - і p -ділянок.

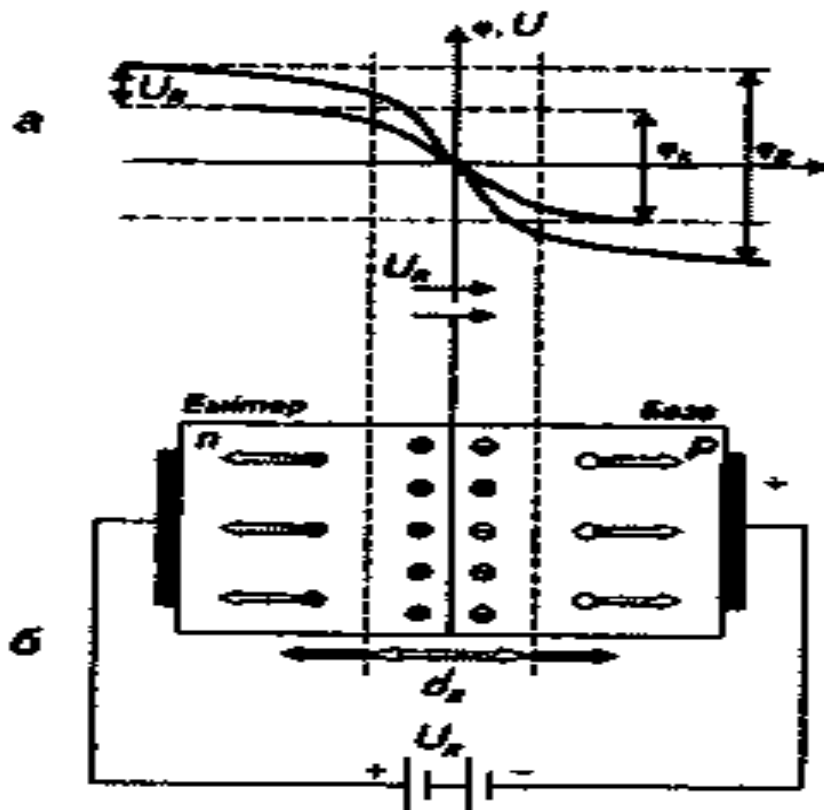


Рис. 7.7 - Зворотне вмикання p - n -переходу:
 а - потенціальна діаграма; б - структура ЕДП

Зворотне вмикання. Якщо джерело зовнішньої напруги U_R увімкнати плюсом у n -ділянку, а мінусом - у p -ділянку (таке вмикання називають зворотним (рис. 7.7)), то запірний шар розшириться: $d_k > d$ (електрони і дірки як основні носії заряду змістяться в різні боки від p - n -переходу), поле зворотної напруги додається до поля контактної різниці потенціалів. Результуюче електричне поле зросте. Висота потенціального бар'єра збільшиться до $\phi_R = \phi_k + U_R$ (рис. 7.7, а).

Таке поле настільки перешкоджає дифузії основних носіїв, що перехід зарядів унаслідок дифузії фактично припиняється.

Водночас поле направлене так, що воно витягує неосновні носії з відповідних нейтральних ділянок і змушує їх дрейфувати через область об'ємного заряду. На потік неосновних носіїв (дірок із ділянки n в ділянку p та електронів із ділянки p в ділянку n) зростання потенціального бар'єра не впливає: для цих носіїв перехідний шар являє собою не бар'єр, а навпаки «яму», куди вони скочуються.

Інтенсивність потоку неосновних носіїв залежить тільки від числа дірок та електронів, що виникають у прилеглих до переходу ділянках, і не залежить від зовнішніх факторів. При цьому відбувається переміщення дірок з n -ділянки в p -ділянку і електронів з p -ділянки в n -ділянку, внаслідок чого утворюється від'ємний або зворотний струм через перехід. Таким чином, неосновні носії заряду втягуються електричним полем у p - n -перехід і проходять через нього в сусідні ділянки. Виведення неосновних носіїв (дірок з n -ділянки та електронів з p -ділянки) через p - n -перехід під дією прикладеної до нього зворотної напруги U_R , унаслідок чого концентрація неосновних носіїв по обидва боки металургійної межі протягом декількох дифузійних довжин зменшується, називають екстракцією.

У нейтральних зонах напівпровідника концентрація неосновних носіїв набагато менша від концентрації основних носіїв. Отже, зворотний струм, пропорційний концентрації неосновних носіїв, буде набагато меншим, ніж струм при прямому вмиканні. Крім того, як тільки зворотна напруга збільшиться до значення, за якого припиняється дифузія основних носіїв (частинки вольты), подальше збільшення зворотної напруги не змінює зворотного струму або змінює його незначно. Хоча збільшення зворотного зміщення зумовлює зростання електричного поля в області об'ємного заряду, зворотний струм обмежується надходженням неосновних носіїв з нейтральних областей. Тому як тільки поле досягне значення, за якого воно витягує (екстрагує) всі неосновні носії, які надходять з нейтральних областей, струм перестав залежати від подальшого збільшення напруженості поля. Цей постійний зворотний струм I_0 називають зворотним струмом насичення p - n -переходу, тепловим струмом або струмом екстракції. Його значення залежить від температури і матеріалу напівпровідника (ширини забороненої зони ΔW).

Максимальне значення струму екстракції визначається числом неосновних носіїв заряду, які виникають у нейтральних n - і p -ділянках за одиницю часу на відстані від переходу, що не перевищує дифузійної довжини L_n та L_p . Від прикладеної напруги він практично не залежить і є в цьому сенсі струмом насичення. У кремнієвих приладах він у 10^6 разів менший, ніж у германієвих.

На значення струму I_0 впливають явища, які викликають зміну концентрації неосновних носіїв унаслідок генерації електронно-діркових пар. Такими явищами можуть бути: зміна температури (це найпоширеніша причина, тому I_0 називають тепловим), дія рентгенівських променів або інжекція додаткових неосновних носіїв за допомогою другого переходу. Останнє явище відіграє дуже важливу роль у БТ і тиристорах.

З підвищенням зворотної напруги загальний зворотний струм I_R не залишається постійним, не дорівнює струму екстракції I_0 , а повільно збільшується. Однією з причин цього є термічна генерація носіїв зарядів безпосередньо в переході (у збідненому шарі). Складову зворотного струму через перехід, яка залежить від числа носіїв заряду, що генерують у переході за одиницю часу, називають струмом генерації, термострумом I_T . З підвищенням зворотної напруги через розширення переходу збільшується його об'єм, тому число носіїв заряду, а відтак і I_T зростають.

Число носіїв, що генерують в одиниці об'єму за одиницю часу (швидкість генерації), дорівнює n_i/τ , де τ - тривалість «життя» носіїв у збідненому шарі. Помноживши цю величину на об'єм збідненого шару $Sd_R(U)$, одержують повне число носіїв, що виникають у p - n переході за одиницю часу. Усі вони зіштовхуються електричним полем із збідненого шару, а тому струм генерації

$$I_T = qSd(U)n_i/\tau$$

Частка струму генерації у повному зворотному струмі тим вища, чим більша ширина забороненої зони і нижча температура.

Наприклад, для кремнієвого p - n -переходу при $T=25^\circ\text{C}$ та $U_R=-1\text{В}$ маємо $I_R=10^{-9}\text{А}$; $I_0=10^{-14}\text{А}$.

Ще однією причиною зростання I_R зі збільшенням U_R є поверхнева провідність ЕДП, що обумовлює струм витоку або поверхневий струм I_n .

Реальні p - n -переходи мають ділянки, які виходять на поверхню напівпровідникового кристала. На такій поверхні внаслідок забруднення і впливу поверхневого заряду між p - і n -ділянками можуть утворюватися провідні плівки та канали, по яких проходить струм витоку. Він збільшується пропорційно напрузі і за достатньо великої зворотної напруги може перевищити тепловий струм I_0 і струм генерації.

Струм витоку майже не залежить від температури. У кремнієвих приладах та інтегральних схемах поверхня кристала покривається спеціальним захисним шаром, і струм витоку, як правило, нехтовно малий.

Отже, загальний зворотний струм реального ЕДП

$$I_R = I_0 + I_T + I_n. \quad (7.19)$$

Зі збільшенням зворотної напруги збільшується не тільки висота потенціального бар'єра, але і товщина запірного шару, товщина p - n -переходу ($d_R > d$). Справді, під дією зворотної напруги основні носії відтягуються з примезових шарів у глибину p - і n -ділянок (рис. 7.7, б). Запірний шар ще дужче збіднюється носіями і опір значно зростає, тобто $R_r \gg R_f$. Можливість керувати шириною об'ємного заряду (шириною запірного шару) за допомогою зворотної напруги використовується у ПТ з керувальним p - n -переходом.

Таким чином, p - n -перехід має нелінійну провідність, малий опір, може пропускати великі струми при прямому вмиканні, а також дуже великий опір і дуже малі струми при зворотному вмиканні. Напряму, у якому p - n -перехід має найменший опір, називають пропускним напрямом. Напряму постійного струму, в якому p - n -перехід має найбільший опір, називають запірним напрямом. Такі переходи називають випрямними. Ці особливості ЕДП, так само як і інжекцію-екстракцію носіїв зарядів, широко використовують у напівпровідниковій електроніці.

Електронно-діркові переходи широко використовують як складові частини напівпровідникових приладів, а тому визначають вхідні або вихідні параметри таких компонентів електронних схем. Для їх оцінки важливою є характеристика залежності між напругою, яка діє на електродах приладу, і струмом - вольт-амперна характеристика (ВАХ). Для спрощення процедури виведення ВАХ аналізують ідеалізований p - n -перехід. Цей перехід являє собою спрощену модель реального p - n -переходу, в якій зроблено такі припущення:

- у запірному шарі немає генерації та рекомбінації носіїв заряду; носії проходять через збіднений шар миттєво, тобто струми носіїв одного знака на обох межах однакові;

- за межами запірного шару немає електричного поля, тут носії рухаються внаслідок дифузії; опір нейтральних областей порівняно з опором збідненого шару вважається нехтовно малим, що дозволяє не враховувати опори бази та елементів емітера;

- рівень інжекції малий, за якого немає явищ пробою в p - n -переході;

- межі p - n -переходу є плоскими, носії рухаються тільки в напрямі, перпендикулярному до цих меж, крайові ефекти не враховуються, зокрема, вважається, що тут немає струму витоку.

Рівняння ВАХ ідеалізованого переходу одержують на підставі рівнянь неперервності для напівпровідника з урахуванням зміни концентрації дірок та електронів під дією зовнішніх факторів, швидкості рекомбінації дірок та електронів. Аналітичні перетворення та детальний аналіз процесів, які дозволяють одержати ВАХ, розглядаються у відповідних розділах фізики твердого тіла.

Рівняння ВАХ ідеалізованого $p-n$ -переходу має вигляд:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right),$$

де I_0 - струм екстракції або струм насичення; φ_T - температурний потенціал (при кімнатній температурі $\varphi_T = 0,026$ В).

Таким чином, можна визначити струм через перехід I , якщо задано напругу U . Прологарифмувавши рівняння (2.20), вираз для ВАХ можна записати так:

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right). \quad (7.21)$$

Рівняння ВАХ дозволяє одержати вираз для прямого I_F і зворотного I_R струмів $p-n$ -переходу. Якщо зміщення пряме, зовнішня напруга, як правило, $U_F > 3\varphi_T$. Тому одиницею в дужках можна знехтувати. Залежність між струмом і прямою напругою відображає експоненту:

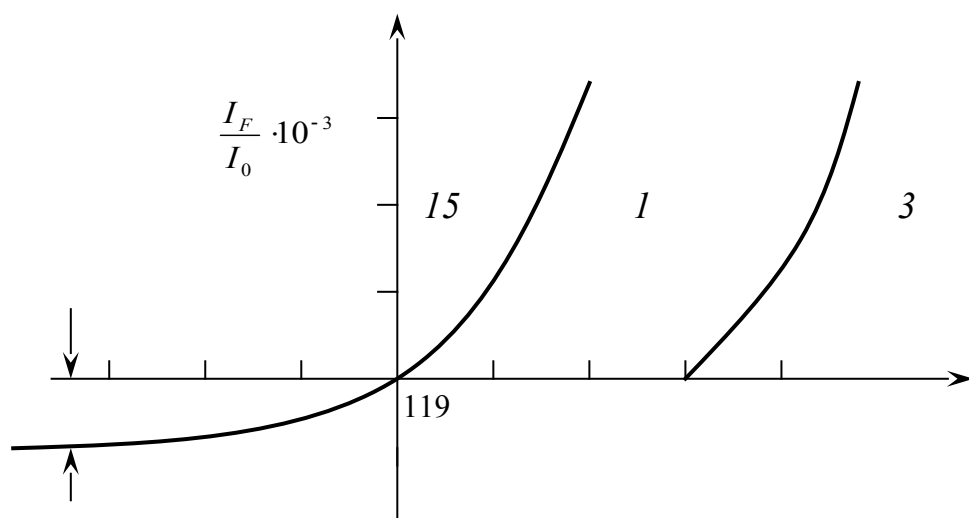
$$I_F = I_0 e^{\frac{U_F}{\varphi_T}}. \quad (7.22)$$

Якщо зміщення зворотне і мінус $U_R > 3\varphi_T$, експоненціальна складова стає значно меншою за одиницю і її можна не враховувати. Зворотний струм через перехід визначають значенням теплового струму:

$$I_R = - I_0.$$

Одержані вирази (7.20) - (7.23), незважаючи на зроблені припущення, досить повно характеризують залежність між струмом і напругою на $p-n$ -переході. Це - найважливіша характеристика $p-n$ переходу; її широко використовують, аналізуючи напівпровідникові прилади. Вольт-амперну характеристику для малих прямих напруг $U \ll 3\varphi_T$, показано на рис. 7.8 (крива I , ліва шкала відліку).

При прямій напрузі прямий струм різко збільшується: струм на порядок збільшується за умови збільшення напруги на $2,3 \varphi_T$ (60 мВ при $T=300$ К



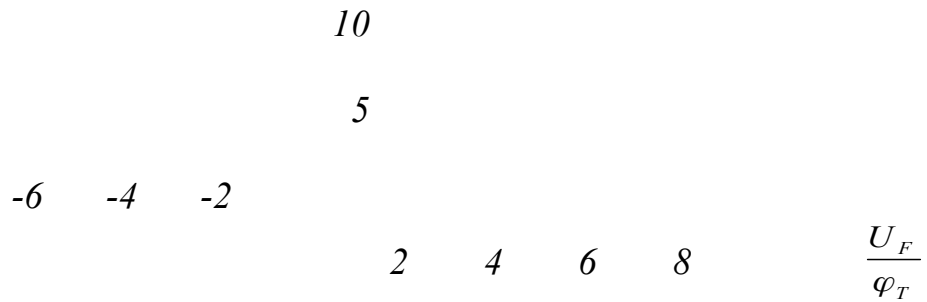


Рис. 7.8 - Вольт-амперні характеристики ідеалізованого $p-n$ -переходу

При зворотній напрузі, що перевищує за модулем $(2...3) \varphi_T$, зворотний струм ідеалізованого $p-n$ -переходу не залежить від напруги і дорівнює I_0 . Робочі прямі струми $p-n$ -переходів у напівпровідникових приладах на декілька порядків перевищують I_0 . Для прямих струмів близько $(10^3...10^4) I_0$ на рис. 7.8 показано праву шкалу; ВАХ зображено кривою 2, для якої зворотний і початковий відрізки характеристики не виділяються.

Процеси накопичення, розосередження, генерації та регенерації, які відбуваються безпосередньо в переході та за його межами, спричиняють інерційність електричних перетворень. Дійсно, якщо на ЕДП подати сходінку напруги або струму, то перехідні процеси перебігають так, як в електричних колах з конденсаторами. Особливості електричних процесів у $p-n$ -переході дозволяють виділити дві складові повної ємності C : *бар'єрну* та *дифузійну*.

Бар'єрна ємність. У запірному шарі ЕДП по обидва боки від металургійної межі виникають однакові за значенням, але протилежні за знаком об'ємні заряди іонів домішок. Залежно від прикладеної напруги змінюється товщина цього шару d (рис. 7.6, 7.7) і, як наслідок, значення зарядів. Тобто маємо систему, аналогічну зарядженому конденсатору з діелектриком, функцію якого виконує збіднений шар. Ємність, створену цими процесами, називають бар'єрною. Вона збігається з ємністю плоского конденсатора, відстань між обкладинками якого дорівнює товщині запірного шару d . Вплив цієї ємності переважно виявляється під час зворотного вмикання $p-n$ -переходу. Зі збільшенням модуля зворотної напруги d збільшується, бар'єрна ємність — зменшується. Підвищення концентрації домішок збільшує ємність, оскільки відстань між обкладинками зменшується.

Залежність ємності від напруги називають вольт-фарадною характеристикою. Властивість $p-n$ -переходу змінювати ємність шляхом зміни напруги використовують для побудови особливого типу напівпровідникових діодів - варикапів.

Дифузійна ємність. При прямій напрузі виявляються дві фізичні причини, які зумовлюють ємність *p-n*-переходу. Перша з них полягає у змінюванні зарядів у збідненому шарі, що враховується за допомогою бар'єрної ємності, друга - у змінюванні концентрації носіїв у нейтральних зонах поблизу межі переходу і значення заряду, накопиченого цими носіями внаслідок інжекції. Цей процес відтворюється за допомогою дифузійної ємності. Така назва вказує на те, що заряди неосновних носіїв змінюються в результаті дифузії.

Дифузійна ємність експоненціально зростає зі збільшенням прямої напруги і при досить великих прямих напругах (для кремнію 0,4...0,5В дифузійна ємність $C_{диф}$ значно перевищує бар'єрну $C_{бар}$. При малих напругах, коли значно наростає струм рекомбінації, дифузійна ємність стає меншою від бар'єрної і нею нехтують. Отже, повна ємність *p-n*-переходу становить суму двох складових:

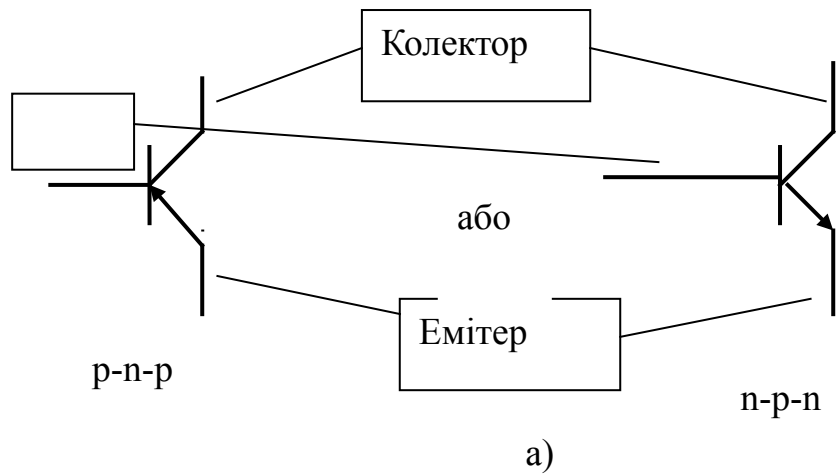
$$C_I = C_{бар} + C_{диф}, \quad (7.24)$$

причому $C_{бар}$ впливає у разі зворотного вмикання, а $C_{диф}$ - прямого.

Наявність цих ємностей та їхні значення враховуються при створенні напівпровідникових приладів, призначених для роботи у високочастотних та швидкодіючих радіоелектронних пристроях, коли тривалість процесів накопичення - розосередження є сумірною з періодом зміни інформаційних сигналів або з їх тривалістю.

12 Напівпровідникові діоди, біполярні транзистори, польові транзистори, тиристори терморезистори

Транзистором називається напівпровідниковий прилад з трьома *p-n-p* або *n-p-n*-структурами, який може підсилювати вхідні сигнали, а принцип дії пояснюється на рис. 12.1а,б.



Емітер База Колектор

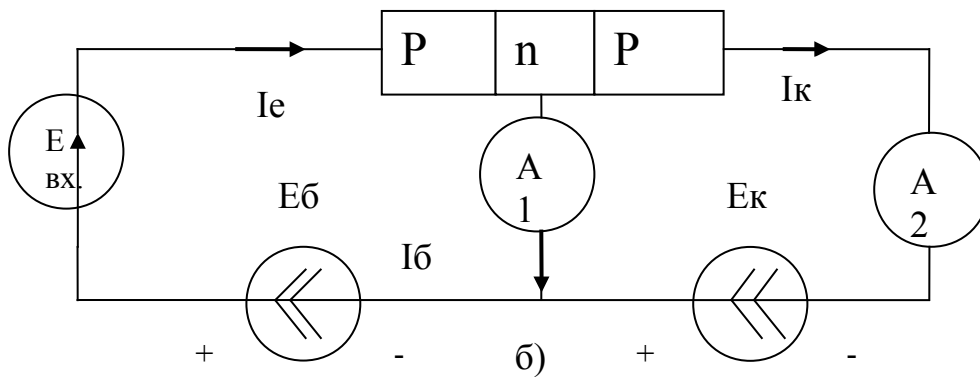


Рис. 9.1 - Структура транзисторів:
а – графічне позначення транзисторів різної структури;
б – принцип дії транзистора

Коли діють базові ($Eб$) та колекторні джерела електричного струму то тече базовий ($Iб$), емітерний ($Iе$) та колекторний ($Iк$) електричні струми

$$Iе = Iб + Iк,$$

причому $Iк \gg Iб$. Якщо $Iб$ зміниться в деякому напрямку, то пропорційно зміниться $Iк$ у тому ж напрямку. А так як $Iк \gg Iб$ (в десятки-

сотні разів), то відбувається підсилювання також в десятки-сотні разів. Статичний коефіцієнт підсилювання дорівнює $V_{ст} = I_k / I_b$, а динамічний $V_d = \Delta I_k / \Delta I_b$, де ΔI_k , ΔI_b – прирощення струмів I_k , I_b). Підсилювальні можливості транзисторів характеризуються їх статичними вхідними та вихідними вольт-амперними характеристиками, які відображають залежності $I_b = f(U_{бе})$ при $U_{ке} = const$ і $I_k = f(U_{ке})$ при $I_b = const$. Ці характеристики мають такий вигляд (рис.9.3). Вони знімаються експериментально за допомогою схеми, наведеною на рис. 9.2.

В даній схемі за допомогою реостатів $R1$, $R2$ можна змінювати струми I_b та I_k , а також потужність U_b , за допомогою мікро амперметра $A1$ і міліамперметра $A2$. Ці струми можна вимірювати, а за допомогою вольтметрів $V1, V2$ вимірюються потужність $U_{бе}$ та $U_{ке}$. За одержаними результатами вимірювань будуються відповідні графіки до кожної характеристики, знятої при різних значеннях відповідних констант. Потім розраховуються відповідні коефіцієнти підсилювання.

Транзистори можуть працювати в ланцюгах керування постійного та змінного струмів, на частоті до сотень ГГц. Для виконання лабораторної роботи необхідно вивчити теоретичні положення і вибрати вимірювальні прилади, виходячи з типу досліджуваного транзистора (табл. 9.1) і схеми дослідження.

В табл. 12.1 наведені основні параметри деяких транзисторів.

Таблиця 12.1

| Тип транзистора | U к мик В | U к ном В | I к ном А | I б 0 м кА | Т | V _с | P _{мах} В т | Провідність |
|-----------------|--------------|--------------|--------------|------------------|---|----------------|----------------------------|-------------|
| | | | | | | | | |

| | | | | | | | |
|------------|---------|---------|-----------|---------|---------|------|-------|
| КТ 315А | 5 0 | 3 0 | 0 ,025 | 1 ,5 | >4 5 | 0,15 | n-P-n |
| ГТ 403Ж | 6 0 | 2 0 | 0 ,4 | 3 | >1 0 | 0,5 | P-n-P |
| КТ 803Д | 1 00 | 1 ,6 | 5 | 5 0 | >2 0 | 0,1 | n-P-n |

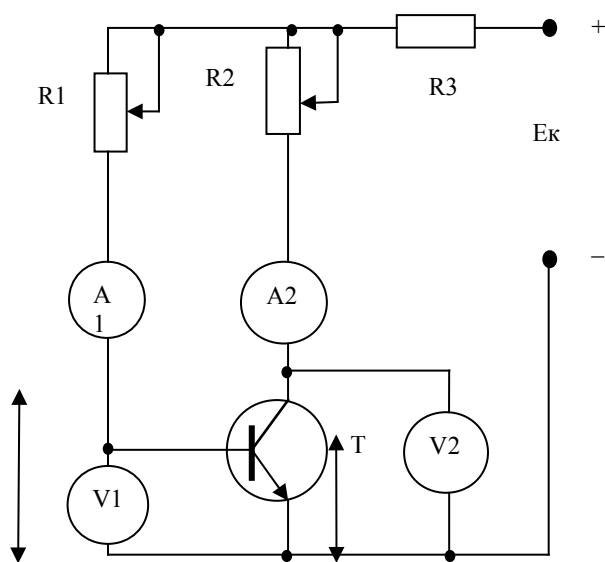


Рис. 12.2 - Принципова схема пристрою

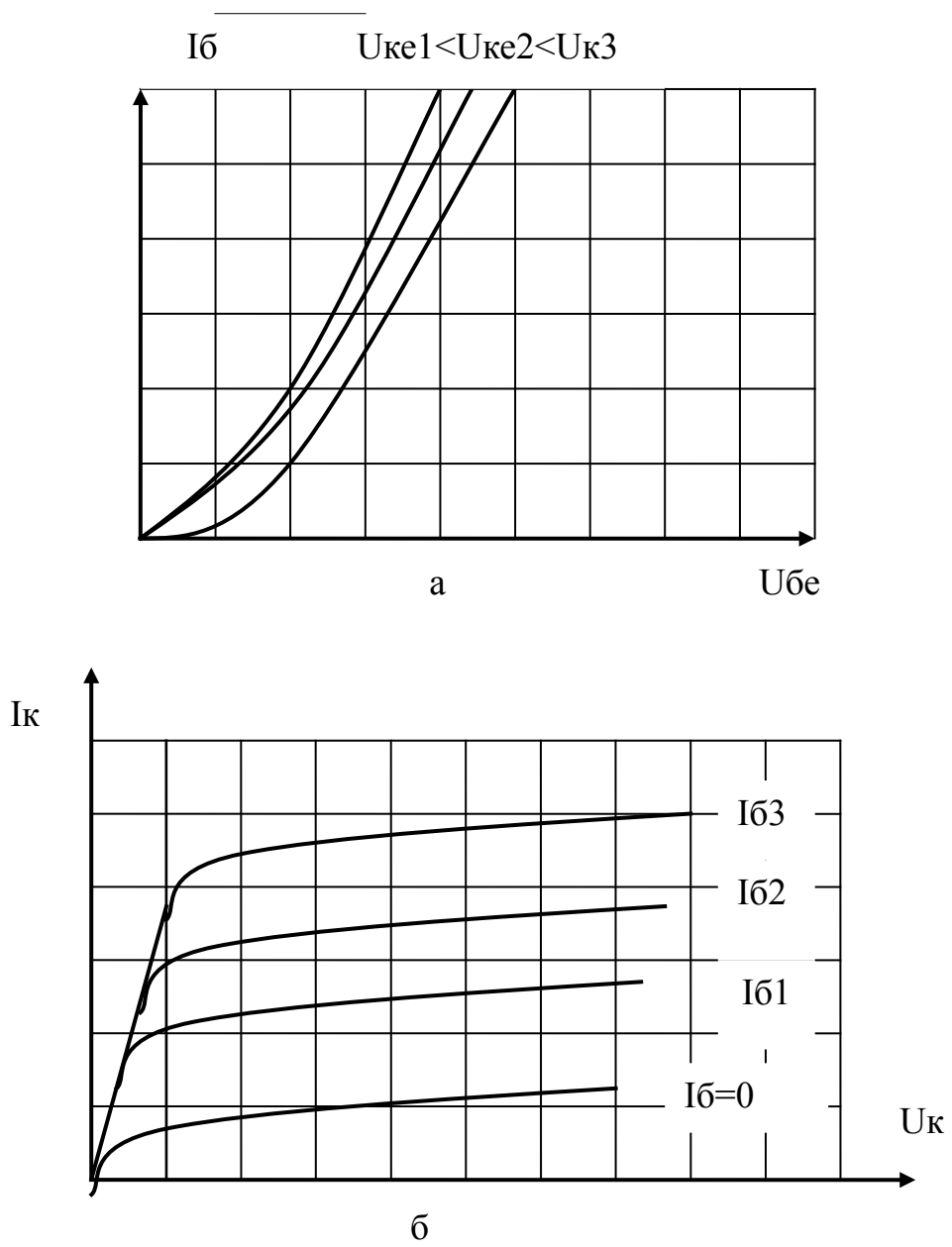


Рис.12.3 - Вольт-амперні характеристики транзистора:
 а – вхідна, б – вихідна

16 Логинні елементи

Цифрові інтегральні схеми являють собою електронні функціональні вузли, які дозволяють створювати майже всі блоки ЕОМ та різні пристрої дискретної автоматики. У таких системах зазвичай інформація подається та обробляється за допомогою двійкових чисел. Інформаційні сигнали в ЦС, тобто цифрові сигнали, мають бінарну природу - фіксують два визначені стани. Для цього використовують електронні ключі, які можуть перебувати в одному з двох станів. Два визначені стани фіксуються, одним з двох значень електричної величини: наявністю або відсутністю імпульсу, високим або низьким рівнем потенціалу. Такі сигнали, які набувають двох дискретних значень, називають **двійковими змінними**. Змінні величини та функції від них, які набувають лише двох значень - 0 і 1 - називають також **логічними змінними і логічними функціями**. Властивості логічних функцій вивчає алгебра логіки (алгебра Буля), а пристрої, що реалізують логічні функції, називають логічними елементами. Цю алгебру і більшість термінів взято безпосередньо з математичної логіки, а тому, аналізуючи ЦС, замість термінів «цифрова змінна», «цифрова операція» вживають терміни «логічна змінна», «логічна операція».

Двійкові числа в потенціальних ЦС подаються двома рівнями напруги: високим і низьким. За способом кодування сигналів розрізняють позитивну і негативну логіку. У позитивній логіці високому рівню напруги приписують стан логічної одиниці, а низькому - логічного нуля, у негативній логіці - навпаки.

Найпростішою логічною функцією є функція **(НІ)**, яку називають також логічним запереченням або **інверсією**. Таку функцію позначають рискою над змінною і читають так: Y дорівнює **НІ** X . Логічну функцію НІ реалізує логічна мікросхема НІ, умовне позначення якої $Y = \bar{X}$, показано на рис. 11.2, *a*.

Для виконання такої операції можна використовувати простий ключ на БТ із СЕ або на ПТ із спільний витоком. Ці ключі інвертують сигнал.

Логічна функція **АБО** називається **диз'юнкцією** (логічним додаванням); її позначають символом (+) або \vee (від лат. *vel* - або):

$$Y = X_1 + X_2 + X_3 + X_m = X_1 \vee X_2 \vee X_3 \vee \dots \vee X_m$$

Логічна функція АБО справжня тоді, коли справжні хоча б одна змінна або декілька змінних. Схема, що реалізує цю функцію, називається логічною схемою **АБО** (схемою збирання) і має умовне графічне позначення (рис. 11,2, *б*) (символом **I** позначено функцію АБО). Таку операцію може виконувати, наприклад, емітерний повторювач, якщо до його входу (бази) увімкнути декілька джерел інформаційних сигналів. У такому випадку сигнал

на виході сформується, якщо інформаційний сигнал поступатиме хоч би на один вхід (на 1-й або 2-й або 3-й і далі, або на декілька входів, або ж на всі входи) Логічна функція (**I**) називається **кон'юнкцією** (логічним множенням) і позначається символами (**•**), або **∩**:

$$Y = X_1 \cdot X_2 \cdot X_3 \dots \cdot X_m = X_1 \cap X_2 \cap X_3 \cap \dots \cap X_m.$$

Логічна функція (**I**) справжня тоді, коли справжні всі логічні змінні **X**. Логічну функцію **I** реалізують логічні мікросхеми **I** (символом **&** позначена функція **I**) (рис. 11.2, *в*). Таким чином, вихідний інформаційний сигнал формується схемою **I** лише в тому випадку, якщо одночасно на всі входи поступають інформаційні сигнали. Наприклад, для схеми на двох послідовно ввімкнених транзисторах з двома входами, якщо немає вхідних сигналів **X₁** і **X₂**, на виході формується високий рівень напруги (обидва транзистори знаходяться в режимі відсікання).

Якщо сигнал поступає на один із входів, то лише один з транзисторів перейде в режим насичення, а другий залишиться в режимі відсікання і рівень напруги на виході не зміниться; Лише за одночасної дії сигналів **X₁** і **X₂** обидва транзистори переходять в режим насичення і на виході формується низький потенціальний рівень (логічний нуль). Розглянута схема виконує також операцію **НІ**, тобто ця схема реалізує функцію-2-**I**-**НІ**.

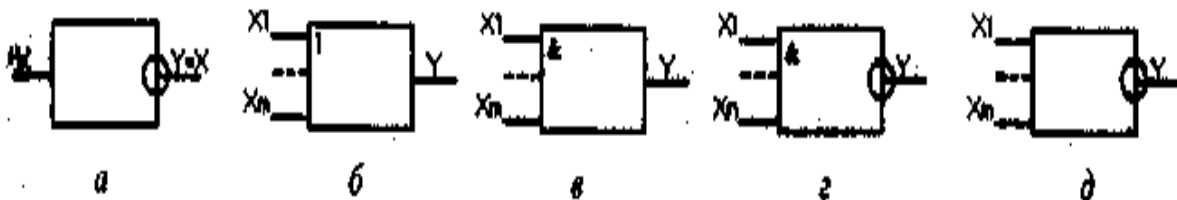


Рис. 11.2 - Умовне графічне позначення найпростіших логічних функцій:

а - інверсія; *б* - диз'юнкція; *в* - кон'юнкція; *г* - **НІ**; *д* - **АБО - НІ**

Розглянуті функції (**НІ**, **I**, **АБО**) складають систему простих логічних функцій, на основі якої, використовуючи лише операцію суперпозиції, можна одержати будь-яку логічну функцію. Таку систему називають функціонально повною. Крім згаданих вище, до функціонально повних належать такі системи: (**НІ**, **АБО**);

(**НІ**, **I**); заперечення кон'юнкції (**I – НІ**) (рис 11.2, *г*, штрих Шеффера); заперечення диз'юнкції (**АБО - НІ**) (рис. 11.2, *д*, стрілка Пірса).

Достатньо мати один логічний елемент, щоб на його основі побудувати різні логічні схеми. Але такий спосіб потребує великої кількості корпусів ЦС для реалізації вузлів і блоків обчислювальної техніки. Тому до складу серії ЦС включаються логічні елементи, які не тільки створюють функціонально повну

систему, але і вирізняються великою різноманітністю за кількістю входів-виходів, що дозволяє мінімізувати об'єм обладнання під час конструювання апаратури.

17 Посилювачі електричних сигналів, класифікація, принцип дії, характеристики

Принцип роботи підсилювача показаний на графіках струмів і напруг на рис. 8.1. Коли $U_{ex}=0$, через лампу протікає струм I_{a0} , обумовлений положенням робочої точки A на характеристиці. Такий стан лампи і підсилювача називається режимом спокою. Струм I_{a0} створює на резисторі R_a падіння напруги

$$U_{Ra} = I_{a0} \cdot R_a.$$

Отже, напруга на аноді лампи буде дорівнювати

$$U_{a0} = E_a - I_{a0} \cdot R_a.$$

У режимі спокою струм I_{a0} , напруги U_{Ra} і U_{a0} не змінюється. Якщо в момент часу t_1 на вхід підсилювача подається змінна напруга $U_{ex}=U_m \cdot \sin \omega t$, та напруга U_{CK} на ділянці сітка-катод буде змінюватися, тому що

$$U_{CK} = -U_{zc} + U_{ex} = -U_{zc} + U_{mex} \cdot \sin \omega t.$$

Під дією цієї напруги анодний струм лампи буде змінюватися так, як показано на рис. 8.1. Амплітуда цього струму дорівнює величині I_{ma} . Таким чином, анодний струм лампи має постійну і змінну складові.

Постійна складова струму проходить по ланцюгу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow (\text{анод-катод}) \text{ лампи} \rightarrow R_K \rightarrow \perp \rightarrow -E_K$. Змінна складова анодного струму проходить по колу: $(\text{анод-катод}) \rightarrow C_K \rightarrow \perp \rightarrow C_{бл} \rightarrow R_a \rightarrow \text{анод}$.

Тоді напругу на аноді лампи можна записати наступним співвідношенням:

$$U_a = E_a - I_a R_a = E_a - (I_{a0} + \varepsilon_a) R_a = E_a - I_{a0} R_a - i_a R_a = U_{a0} + i_a R_a,$$

де $i_a R_a$ - змінна складова анодної напруги, що виділяється на резисторі R_a при протіканні по ньому струму.

Змінна складова анодної напруги через конденсатор C_{P2} передається на вихід підсилювача і називається *вихідною напругою* $U_{вих}$.

Коли на вхід підсилювача надходить позитивна напівхвиля синусоїдальної напруги (t_1-t_2), та напруга на аноді лампи зменшується. Конденсатор C_{P2} буде розряджатися по колу: $+C_{P2} \rightarrow (\text{анод-катод}) \text{ лампи} \rightarrow R_K \rightarrow R_{ex} \rightarrow -C_{P2}$.

За рахунок струму розряду конденсатора C_{P2} на резисторі R_{ex} створюється напруга негативної полярності.

Розряд конденсатора C_{P2} буде проходити від моменту часу t_1 до моменту часу t_2 .

Від моменту часу t_2 до t_3 на вхід надходить негативна напівхвиля вхідної напруги й анодний струм буде зменшуватися, напруга на аноді збільшуватися, а конденсатор C_{p2} буде заряджатися по колу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow C_{p2} \rightarrow R_{ex} \rightarrow \text{корпус} \rightarrow -E_a$.

На резисторі R_{ex} виділяється напруга позитивної полярності.

Перехідне коло C_{p2} , R_{ex} забезпечує передачу на вхід наступного каскаду (на вихід підсилювача) тільки зміну напруги на аноді лампи.

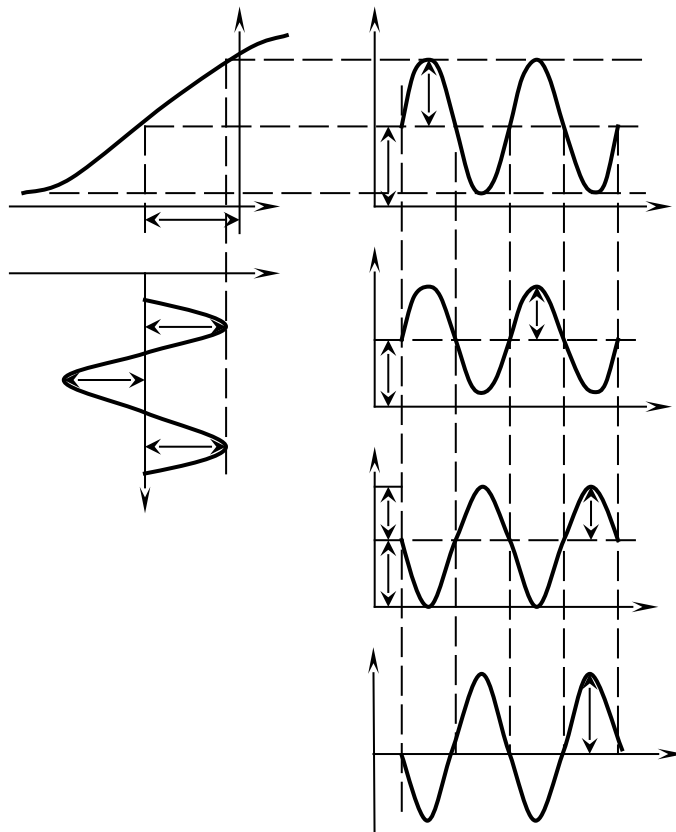


Рис. 8.1 - Графіки, що пояснюють принцип підсилення безперервних сигналів

Таким чином

$$U_{вих} = - i_a R_a = - I_{ma} R_a \sin \omega t = - U_{mвих} \sin \omega t .$$

Знак (-) показує, що фаза напруги на виході підсилювача протилежна фазі напруги на вході.

Амплітуда вихідної напруги, що дорівнює $U_{mвих} = I_{ma} \cdot R_a$ при визначеному виборі елементів схеми (E_a , $U_{зс}$, R_a) може бути значно більше амплітуди вхідної напруги.

Відношення $K = \frac{U_{вих}}{U_{вх}} \gg 1$ називається коефіцієнтом підсилення

напруги. У цьому і полягає принцип посилення електричних сигналів у лампових підсилювачах. Це порозумівається властивостями електронної лампи, завдяки яким за допомогою слабких електричних сигналів, що подаються на сітку лампи підсилювача, можна керувати струмом в анодному колі лампи й одержувати на навантаженні більш потужні коливання, ніж вхідний сигнал. Це можливо тому, що керуюча сітка лампи знаходиться значно ближче до катода ніж анод, і її вплив на анодний струм великий.

Роль резистора навантаження R_a полягає в тому, що, завдяки йому, напруга на аноді лампи змінюється відповідно до закону зміни вхідного сигналу, що забезпечує підсилення.

Якщо опір резистора R_a дорівнює нулю, на аноді лампи буде постійна напруга $U_a = E_a$. Зміни напруги на аноді лампи не буде, а отже, не буде підсилення ($U_{вих} = 0$).

Найпростішим ламповим підсилювачем електричних сигналів є підсилювач на тріоді. В лампових підсилювачах використовується властивість лампи керувати у великих межах анодним струмом шляхом незначних змін напруги на керуючій сітці. Принципова схема найпростішого підсилювача на тріоді приведена на рис. 8.2. В анодне коло лампи включені джерела анодного живлення E_a (джерело постійного струму) і резистор анодного навантаження R_a .

В катодне коло лампи включене коло автоматичного зсуву R_K, C_K , за допомогою якого обирається режим роботи лампи.

Резистор R_a виконує три функції:

- забезпечує відвід (витік) електронів із сітки на землю;
- забезпечує подачу напруги зсуву на сітку елементів R_K, C_K ;

разом з конденсатором C_{P1} складає перехідний коло для передачі вхідного сигналу на сітку лампи.

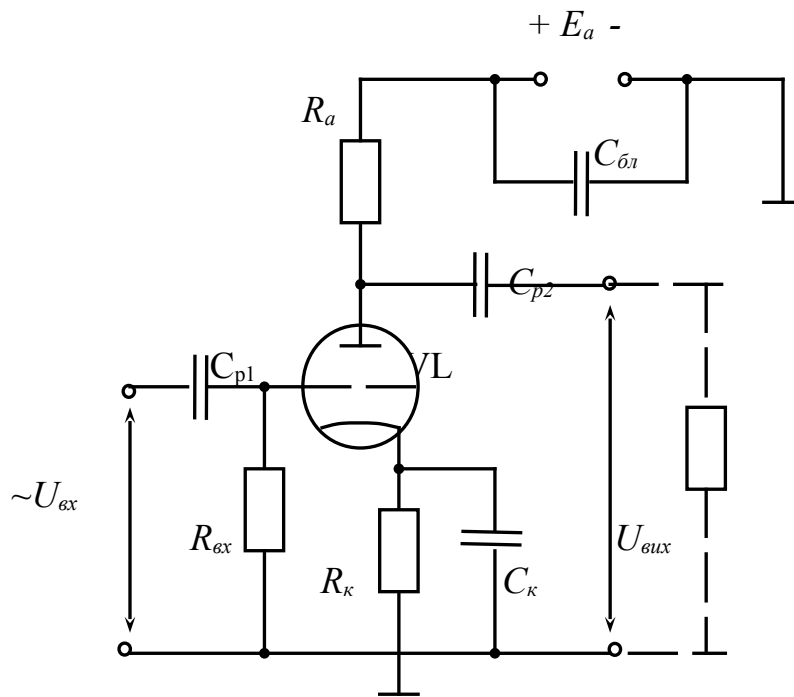


Рис. 8.2 - Принципова схема підсилювача на триоді

Конденсатори C_{P1} , C_{P2} – розділяючі. Конденсатор C_{P1} відділяє сітку лампи від високого потенціалу анода наступного каскаду. Конденсатор C_{P2} разом з резистором $R_{вх}$ є перехідним колом, тобто передає підсилений сигнал на вихід підсилювача (на вхід наступного каскаду). Конденсатор $C_{бл}$ – блокувальний конденсатор. Він шунтує джерело анодного живлення по змінній складовій анодного току.

Процес посилення імпульсу показаний на графіках (рис. 8.7).

Вихідний стан ($U_{вх}=0$). Лампа відкрита, так як $|U_{зс}| < |U_{C_{зан}}|$. Через лампу протікає струм I_{a0} і напруга на аноді у вихідному режимі дорівнює $U_{a0} = E_{a0} - I_{a0} \cdot R_a$. У момент часу $t=t_1$ на вхід підсилювача подається негативний імпульс прямокутної форми. Анодний струм лампи миттєво зменшується до величини $I_{a_{мін}}$. Напруга на аноді U_a миттєво збільшиться через наявність паразитних ємностей. Напруга на аноді буде збільшуватися по мірі заряду цих ємностей.

Заряд C_0 буде відбуватися по колу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow C_p \rightarrow C_0 \rightarrow \perp \rightarrow -E_a$.

Постійна часу розряду C_0 дорівнює $\tau_{зар} = C_0 \cdot R_a$.

Тому напруга на анод буде збільшуватися по експоненті, а значить і напруга на виході лампи буде збільшуватися за експонентою.

Час заряду C_0 називається часом устанавлення t_y і визначає тривалість фронту імпульсу:

$$t_y = 3C_0 \cdot R_a.$$

Таким чином, через наявність C_0 відбувається перекидання фронту імпульсу.

З наведеної формули видно, що для зменшення перекручування фронту необхідно зменшити величину опору резистора R_a , однак це приводить до зменшення коефіцієнта підсилення. Отже, необхідно зменшити C_0 . Для цього потрібно правильно розміщувати радіодеталі і якісно виконувати монтаж схеми.

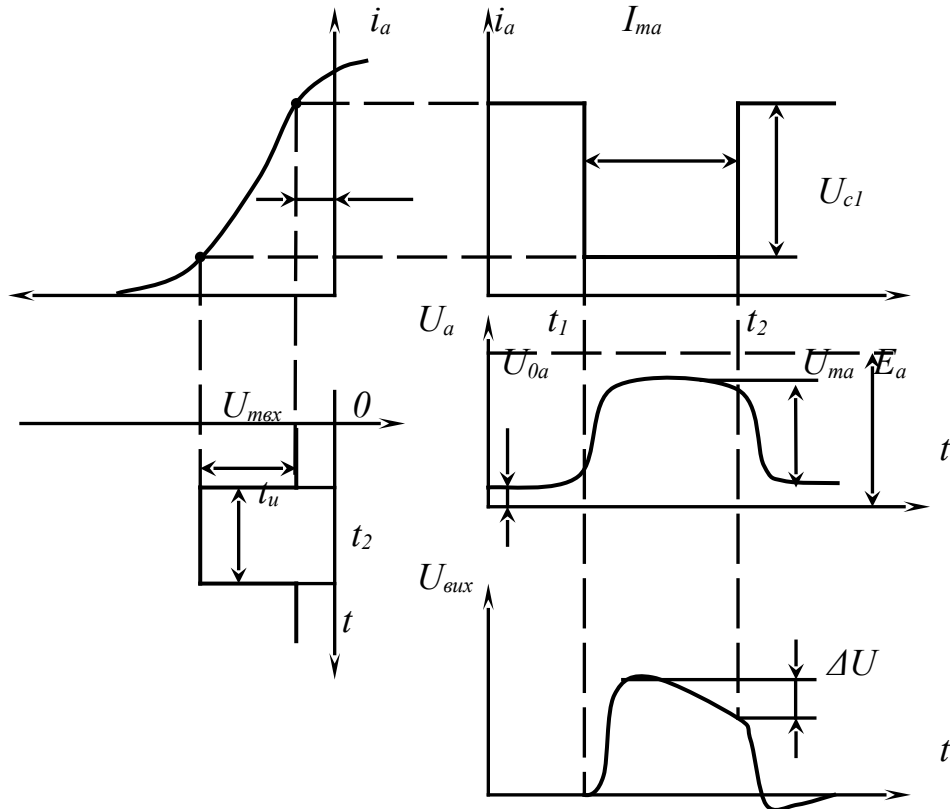


Рис.8.7 - Графіки, що пояснюють принцип підсилення імпульсних сигналів

Так як ємність $C_0 \ll C_P$, то за час t_y конденсатор C_P цілком не зарядиться, і протягом часу $t_1 \div t_2$ буде продовжувати заряджатися по колу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow C_P \rightarrow R_C \rightarrow -E_a$.

Збільшення напруги на C_P приводить до зменшення напруги на виході (спад вершини). Наявність конденсатора C_P приводить до перекручування вершини імпульсу. У момент часу $t=t_2$ імпульс на вході підсилувача закінчується. Струм анода I_a миттєво збільшується від $I_{a \min}$ до I_{a0} . Напруга на аноді лампи миттєво зменшуватися не може через наявність паразитної ємності C_0 , що разом з конденсатором C_P буде розряджатися після часу t_2 . За рахунок цього формується зріз вихідного імпульсу. За рахунок розряду C_P на виході формується негативний викид.

Під час розряду конденсатора C_P відбувається заряд ємності C_0 з наступним повторним розрядом через резистор R_C .

На рис. 8.8 показаний реальний вихідний імпульс і вплив ємностей C_P і C_0 .

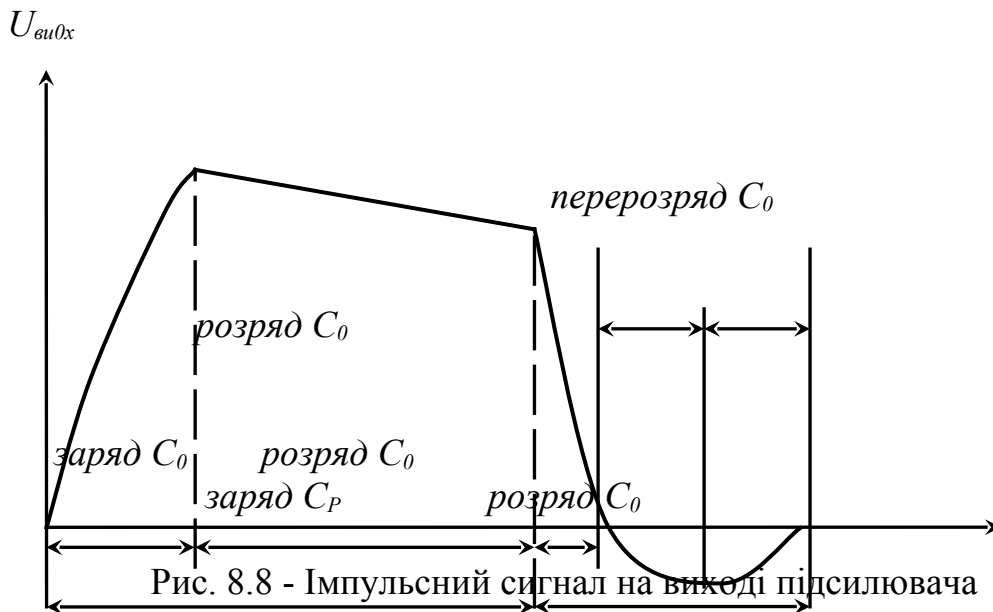


Рис. 8.8 - Імпульсний сигнал на виході підсилювача

З рисунка видно, що ємності C_0 і C_P спотворюють форму вихідного сигналу, його фронт, вершину і зріз.

Спад вершини імпульсу відбувається за рахунок заряду конденсатора C_P , а негативний викид обумовлений розрядом цього ж конденсатора.

Оцінка перекручування форм вихідного імпульсу здійснюється за наступними параметрами:

- часом встановлення або тривалістю фронту імпульсу, тобто інтервалом часу, протягом якого напруга вихідного імпульсу змінюється від 0,1 до 0,9 свого максимального значення;
- часом спаду або тривалістю зрізу імпульсу, тобто часом, протягом якого напруга вихідного імпульсу зменшується до 0,1 свого максимального значення;
- спадом вершини імпульсу, що визначається величиною ΔU .

Для зменшення перекручування форми вихідного імпульсу в підсилювачах широко застосовуються різного роду корекції.

Для підсилення імпульсних сигналів звичайно використовують підсилювач напруги з резистором в анодному колі лампи, так як ця схема підсилювача має великий коефіцієнт підсилення і малі частотні перекручування сигналу. Для того, щоб підсилювач вносив малі частотні перекручування, він має пропустити на вхід всю основну частину спектра імпульсного сигналу. Щоб забезпечити такі вимоги, у підсилювача має бути мала величина нижньої граничної частоти $\omega_{н.гр.}$ і велика величина верхньої граничної частоти $\omega_{в.гр.}$.

Схема підсилювача на пентоді представлена на рис. 8.9.

Напруга вхідного сигналу $U_{вх}$ подається на керуючу сітку лампи, а підсилена напруга $U_{вих}$ знімається з резистора R_a і через розділовий конденсатор C_p надходить на вхід наступного каскаду.

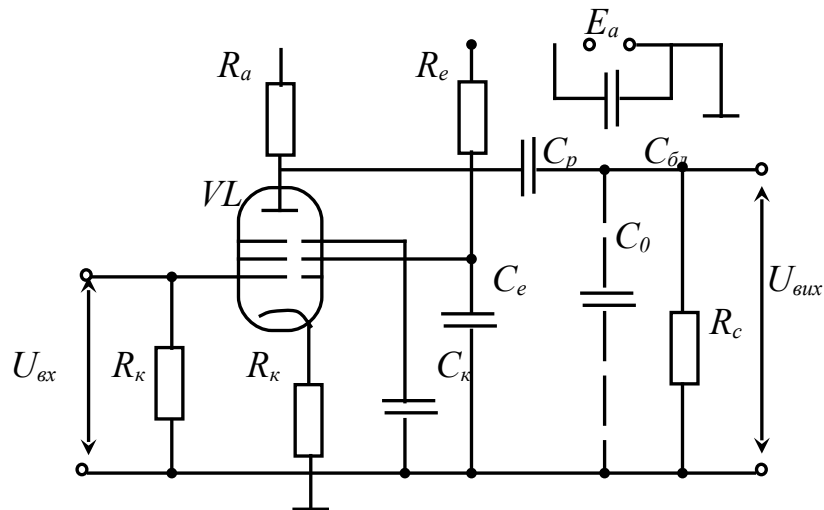


Рис. 8.9 - Схема підсилювача імпульсних сигналів на пентоді

Розглянемо призначення окремих елементів схеми:

лампа VL є активним елементом схеми і призначена для перетворення постійного струму джерела E_a в змінний струм під дією слабого вхідного сигналу. Джерело E_a призначене для живлення лампи;

R_a – резистор анодного навантаження, забезпечує роботу лампи в підсилювальному режимі;

R_K і C_K – коло автоматичного зсуву. Напруга зсуву створюється за рахунок протікання постійної складової струму катода I_{Ka} через резистор R_K . Напруга зсуву $U_{зс} = I_{Ka} \cdot R_K$ подається плюсом до катода, а мінусом – до керуючої сітки через резистор R_C . Конденсатор C_K шунтує резистор R_K по змінній складовій, завдяки цьому змінний струм протікає не по резистору R_K , а через конденсатор C_K , опір якого малий для змінного струму. Величина опору резистора R_K для більшості ламп має величину 50-5000 Ом. Величина C_K обирається з умови $x_{СК} = \frac{R_K}{20 \div 30}$ для найнижчої частоти підсилюваного сигналу, тобто

$$C_K = \frac{20 \div 30}{2\pi f_{\min} R_K},$$

де R_K – опір витoku лампи.

Звичайно величина опору резистора $R_c=(5-10)R_a$ (для підсилювача відеосигналів).

C_p – розділовий конденсатор, що виконує наступні функції:

- передає змінну складову анодної напруги з виходу одного каскаду на вхід іншого;

- відділяє сітку наступного каскаду (лампи) від великої постійної анодної напруги попередньої лампи (каскаду).

У цього конденсатор має бути така ємність, щоб його опір був малим для низької частоти підсилюваного сигналу. Звичайно ємність розділових конденсаторів обирається в межах $(10^4 - 10^5)$ пФ. R_e, C_e – елементи кола живлення екранної сітки для забезпечення необхідного режиму роботи лампи. C_{bl} – блокувальний конденсатор джерела E_a . Він не пропускає змінну складову анодного струму через джерело живлення E_a .

Таким чином, кожен елемент схеми підсилювача виконує свої функції, але всі вони взаємозалежні і доповнюють один одного, що дозволяє поліпшити роботу підсилювача в цілому.

Види зворотного зв'язку

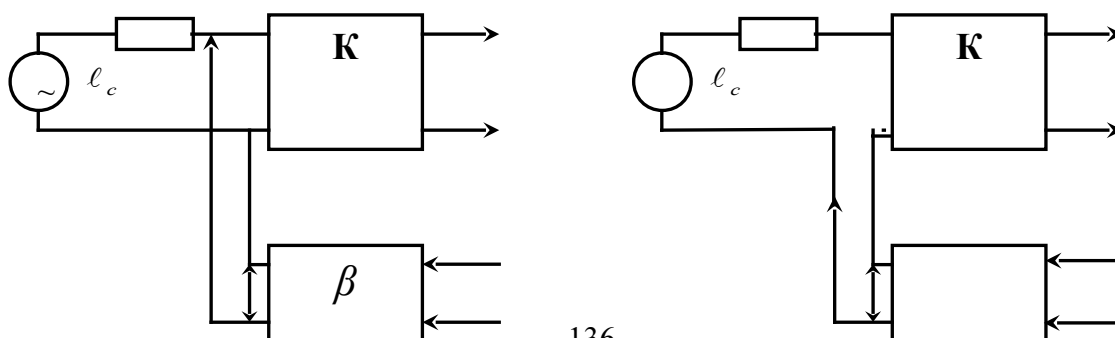
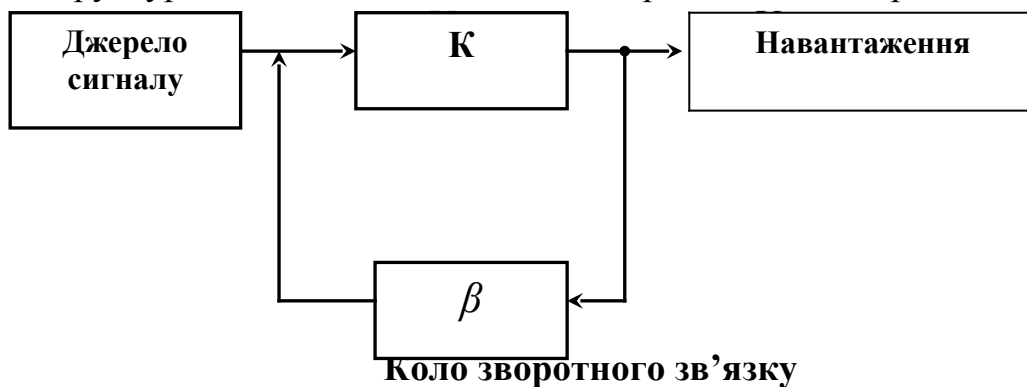
Зворотним зв'язком (ЗЗ) у підсилювачі називається зв'язок між виходом і входом підсилювача, при якому частина енергії вихідного сигналу передається на вхід підсилювача.

Зворотний зв'язок у підсилювачах може бути природним (паразитним) або штучним.

Природний ЗЗ виникає через паразитні ємності й індуктивності і є шкідливим.

Штучний ЗЗ створюється спеціально для посилення якості роботи підсилювачів.

Структурна схема підсилювача із ЗЗ представлена на рис. 8.10.



U_{oc} U_{oc}

а)

б)

Рис. 8.10 - Структурна схема підсилювача зі зворотним зв'язком

Якщо напруга U_{33} і напруга джерела сигналу U_{ex} збігаються по фазі, то такий зворотний зв'язок називається **позитивним** (ПЗЗ).

Якщо напруга U_{33} протифазна напрузі U_{ex} , то такий зворотний зв'язок називається **негативним** (НЗЗ).

ПЗЗ застосовується в схемах автогенераторів (блокінг-генератора, мультівібратора і т.д.).

НЗЗ застосовується в підсилювальних пристроях для поліпшення роботи (підвищення стабільності коефіцієнта підсилення, зменшення перекручувань сигналу, зниження рівня перешкод) підсилювачів.

У залежності від способу з'єднання входу і виходу кола ЗЗ з підсилювачем розрізняють:

-зворотний зв'язок по напрузі, коли вихід підсилювача, навантаження і коло ЗЗ включені паралельно ;

Розглянемо вплив ЗЗ на якісні показники роботи підсилювача. Основним параметром ЗЗ є коефіцієнт передачі кола ЗЗ β , що визначається співвідношенням

$$\beta = \frac{U_{33}}{U_{вих}} .$$

Зворотний зв'язок змінює коефіцієнт підсилення підсилювача K . Коефіцієнт підсилення підсилювача K_{33} зі зворотним зв'язком дорівнює:

$$\text{при негативному ЗЗ} \quad K_{НЗЗ} = \frac{K}{1 + \beta K} ;$$

$$\text{при позитивному ЗЗ} \quad K_{ПЗЗ} = \frac{K}{1 - \beta K} .$$

Аналіз приведених формул показує, що НЗЗ зменшує коефіцієнт підсилення підсилювача в $(1 + \beta K)$ разів.

Введення в схему підсилювача НЗЗ забезпечує стабілізацію величини коефіцієнта підсилення, тому що якщо НЗЗ глибока, то $\beta K \gg 1$ і

$$K_{33} = \frac{K}{1 + \beta K} \approx \frac{K}{\beta K} = \frac{1}{\beta} .$$

Це означає, що коефіцієнт підсилення з НЗЗ визначається параметрами кола ЗЗ. Це коло легше виконати незалежним від частоти і більш лінійним, ніж підсилювач. Тому лінійні і нелінійні перекручування будуть значно нижчими.

Завдяки дії НЗЗ амплітудно-частотна характеристика підсилювача виходить більш рівномірною в широкому діапазоні частот.

При цьому відбувається деяке згладжування частотної характеристики (рис. 8.11). Така властивість підсилювача з НЗЗ пояснюється тим, що при зменшенні напруги зворотного зв'язку і коефіцієнт підсилення трохи збільшується. При збільшенні коефіцієнта підсилення зростає величина напруги $U_{зз}$, і отже, коефіцієнт підсилення трохи зменшується.

Найпростішими і розповсюдженими схемами підсилювачів з НЗЗ є схеми катодного і емітерного повторювачів.

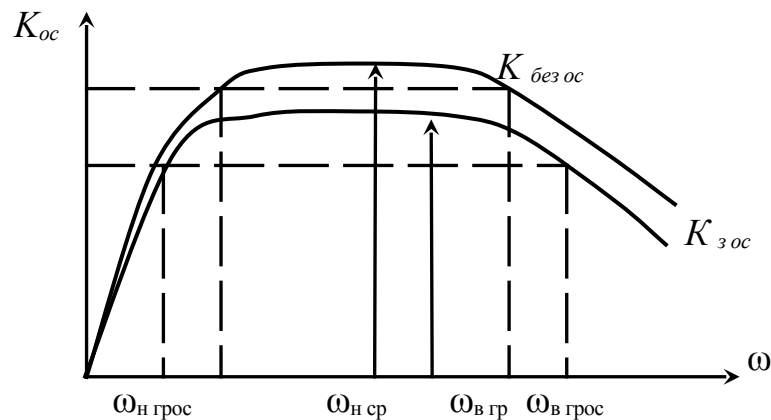


Рис. 8.11- Амплітудно-частотна характеристика підсилювача з негативним та без негативного ЗЗ

18 Електронні ключі, класифікація, принцип дії

Пробій p - n -переходу - це явище різкого збільшення диференціальної провідності p - n -переходу у разі досягнення зворотною напругою (струмом) критичного для даного приладу значення. Існують три основні види (механізми) пробою: тунельний, лавинний і тепловий. Тунельний та лавинний відносять до електричних пробоїв, які спричинюються лавинним розмноженням носіїв заряду чи тунельним ефектом під дією прикладеної напруги.

Тунельний пробій обумовлюється тунельним ефектом - переходом електронів крізь потенціальний (енергетичний) бар'єр без зміни енергії. Тунельний ефект виявляється тільки за дуже малої товщини переходу (близько 10 нм), тобто в переходах між сильнолегованими p - і n -ділянками (якщо $N > 10^{18}$ см $^{-3}$). Умови для тунелювання виникають тільки при повній напруженості електричного поля, значення якої складає приблизно $8 \cdot 10^5$ В/см для кремнієвих переходів та $3 \cdot 10^5$ В/см для германієвих. Оскільки вірогідність тунелювання значною мірою залежить від

напруженості електричного поля, то зовні тунельний ефект виявляється як пробій *p-n*-переходу. Напряга тунельного пробою не перевищує декількох вольтів. З підвищенням температури ширина забороненої зони трохи зменшується. Отже, температурний коефіцієнт напруги тунельного пробою є негативним.

Лавинний пробій пов'язаний з утворенням лавини носіїв зарядів під дією сильного електричного поля, в якому носії на довжині вільного пробігу набувають енергії, достатньої для утворення нових електронно-діркових пар ударною іонізацією атомів напівпровідника. Пробій виникає при $U_R = U_{проб}$, коли відбувається безперервне зростання струму. Чим меншою є концентрація домішок і чим більшою ширина забороненої зони, тим більшою буде напряга пробою.

З підвищенням температури напряга лавинного пробою збільшується, що пояснюється зменшенням довжини вільного пробігу носіїв. За таких умов потрібна більша напруженість електричного поля для того, щоб носії набули енергії, необхідної для ударної іонізації. У такому разі температурний коефіцієнт напруги лавинного пробою є позитивним.

Якщо концентрації домішок невисокі (менше 10^{18} см⁻³), напряга лавинного пробою буде меншою, ніж тунельного, тобто матиме місце лавинний пробій. Якщо концентрації домішок високі (понад 10^{19} см⁻³), напряга лавинного пробою буде вищою за напрягу тунельного і відбудеться тунельний пробій. Для проміжних значень концентрацій домішок пробій обумовлюється двома механізмами. На практиці механізм пробою визначають за знаком температурного коефіцієнта напруги пробою. Експерименти показують, що крутість ВАХ лавинного пробою вища, ніж ВАХ тунельного.

Тепловий пробій спричинюється нагріванням *p-n*-переходу за рахунок виділення теплоти при проходженні зворотного струму. Такий пробій відбувається внаслідок зростання носіїв заряду через порушення рівноваги між кількістю тепла, що виділяється в *p-n*-переході, та кількістю тепла, що відводиться від нього. На переході виділяється потужність розсіювання ($I_R U_R$), яка спричинює підвищення температури ЕДП і прилеглих до нього ділянок напівпровідника. Унаслідок цього збільшується концентрація неосновних носіїв і тепловий струм, що знову таки призводить до подальшого зростання потужності розсіювання та температури.

Якщо кількість виділеної в переході теплоти перевищує кількість відведеної теплоти, то при нарузі пробою (коли якраз і створюються такі умови) починає розвиватися процес безперервного наростання температури, а отже, і струму. У такому разі напряга теплового пробою залежить від умов тепловідведення: з підвищенням температури навколишнього середовища вона зменшується.

Напруга теплового пробію тим нижча, чим більший тепловий зворотний струм I_0 . У p - n -переходах з великим значенням I_0 , зокрема в германієвих, навіть при кімнатній температурі тепловий пробій може настати раніше, ніж лавинний.

У кремнієвих ЕДП зворотні струми значно менші і напруга теплового пробію настільки велика, що раніше настає лавинний пробій. Проте при високій температурі навколишнього середовища тепловий пробій виникає і в кремнієвих p - n -переходах. Пробій може початись як лавинний, а потім зі збільшенням зворотного струму перейти в тепловий. Після усунення електричних пробіюв p - n -перехід відновлює свої властивості. У деяких напівпровідникових приладах це явище використовують для корисних перетворень електричних сигналів (наприклад, у стабілітронах).

Тепловий пробій завжди призводить до руйнування електричного переходу. Під час проектування та експлуатації електричних переходів створюють схемотехнічні та конструктивні умови, щоб запобігти тепловим пробіям.

У сучасних напівпровідникових приладах, крім контактів з ЕДП та гетеропереходами, використовують також контакти між металом і напівпровідником. Процеси в таких переходах залежать від співвідношення робіт виходу електронів з металу і напівпровідника. Відомо, що робота виходу визначається енергією, яку повинен витратити електрон, щоб вийти з металу або напівпровідника. Чим меншою є робота виходу, тим більше електронів може вийти з даного тіла.

Якщо контакт металу з напівпровідником ідеальний, відбувається дифузія електронів із матеріалу з меншою роботою виходу в матеріал з більшою роботою виходу.

Якщо в контакті металу з напівпровідником n -типу (рис. 7.9, а) робота виходу електронів з металу A_m менша, ніж робота виходу з напівпровідника A_n то переважає вихід електронів з металу в напівпровідник. Тому в шарі напівпровідника поблизу межі накопичуються основні носії (електрони), і цей шар стає збагаченим, тобто в ньому збільшується концентрація електронів. Опір цього шару буде незначний за будь-якої полярності прикладеної напруги. Отже, такий перехід не має випрямних властивостей. Електричний перехід, опір якого не залежить від напрямку струму в заданому діапазоні значень струмів, називають **омічним переходом**.

Такий же не випрямний перехід створюється в контакті металу з напівпровідником p -типу (рис. 7.9, б), якщо робота виходу електронів з напівпровідника менша, ніж з металу ($A_p < A_m$), тобто у метал переходить більше електронів, ніж у зворотному напрямі. У приконтактному шарі

напівпровідника також утворюється зона, збагачена основними носіями (дірками), і тому вона має малий опір.

Обидва типи непрямих контактів широко використовують у напівпровідникових приладах для забезпечення електричних з'єднань напівпровідника n і p -типу з металевими струмопровідними частинами напівпровідникового приладу.

Опір омичних контактів має бути малим. Омичний перехід не повинен інжектувати неосновні носії заряду і мати стабільні електричні та механічні властивості. Для цього підбирають відповідні метали.

Протилежні властивості має перехід, показаний на рис. 7.9, в. Якщо в контакті металу з напівпровідником n -типу $A_n < A_m$, то електрони переходять переважно з напівпровідника в метал, а в межовому шарі напівпровідника утворюється ділянка, збагачена основними носіями, тобто запірний шар. На переході формується порівняно високий потенціальний

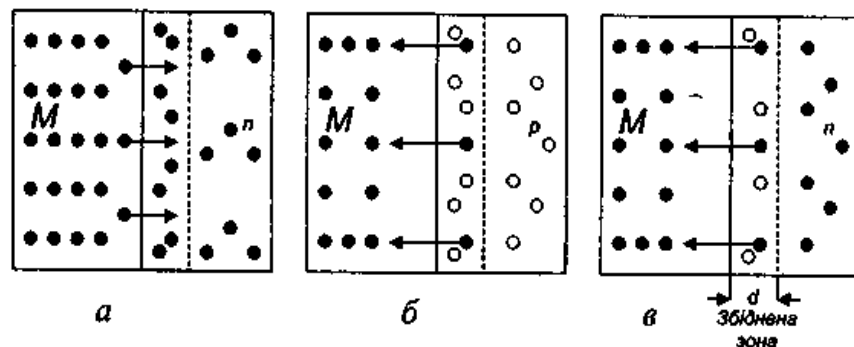


Рис. 7.9 - Контакт металу з напівпровідниками:

а - метал - напівпровідник n -типу за умови, що $A_m < A_n$;

б - метал - напівпровідник p -типу за умови, що $A_p < A_m$

в - метал - напівпровідник n -типу за умови, що $A_n < A_m$

бар'єр (бар'єр Шотткі), висота якого суттєво змінюватиметься залежно від полярності ввімкненої напруги. Такий перехід має випрямні властивості і використовується в діодах Шотткі. Важливо, що в цих контактах у металі, куди надходять електрони з напівпровідника, процеси накопичення та розосередження неосновних носіїв не відбуваються, що характерно для ЕДП. Подібні випрямні властивості має контакт металу з напівпровідником p -типу за умови, що $A_n < A_p$.

19 Генератори синусоїдальних коливань, класифікація, принцип дії

Електричні ланцюги, у яких електрорушійна сила (ЕРС), струми і напруги змінюються в часі за синусоїдальним законом, називають ланцюгами синусоїдального струму, чи ланцюгами перемінного струму.

Синусоїдальний закон зміни електричних величин у часі забезпечує найбільш вигідний експлуатаційний режим роботи електротехнічних установок. Періодична перемінна ЕРС, що є синусоїдальною функцією часу, може бути отримана при обертанні розімкнутого прямокутного плоского витка $DCHF$ з провідникового матеріалу з постійною кутовою швидкістю Ω навколо своєї вісі OO' , перпендикулярної до силових ліній однорідного магнітного поля (рис. 4.1, а). Дійсно, якщо магнітний потік Φ , охоплюваний витком, змінюється за законом

$$\Phi = \Phi_m \cos \omega t = \Phi_m \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right),$$

де Φ_m – його амплітуда, що відповідає куту повороту $\omega t = 0$, то ЕРС, що індуктується у витку,

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \left[\Phi_m \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \right] = \omega \Phi_m \sin \omega t = E_m \sin \omega t .$$

Таким чином рівняння ЕРС має вигляд

$$e = E_m \sin \omega t,$$

де e та E_m – відповідно миттєва ЕРС і її амплітуда, рівна $\omega\Phi_m$; ω – кутова частота синусоїдальної ЕРС, що характеризує швидкість зміни фазового кута ωt , рівна в даному випадку кутовій швидкості Ω витка, що обертається.

Графік $e(t)$, що зображує закон зміни ЕРС у часі, називають тимчасовою діаграмою ЕРС (рис. 4.1,б).

Для використання синусоїдальної ЕРС, яка генерує початок і кінець витка, що обертається, приєднують до металевих контактних кілець / та //, що обертаються одночасно з витком, а до кілець притискають струмопровідні щітки з проводами, що закінчуються затисками A та B . У результаті приєднання до них лінійного резистора в замкнутому електричному ланцюзі виникає синусоїдальний, чи гармонійний, струм

$$i = I_m \sin \omega t,$$

де $\omega\Phi_m$ – амплітуда струму.

Незважаючи на те що амплітуди електричних величин миттєві, дії їх потрібно враховувати при розрахунках, тому що вони створюють найбільш важкі умови роботи для окремих елементів електротехнічних пристроїв.

Найменший інтервал часу, після закінчення якого кожна з приведених періодичних змінних величин повторюється, називають її періодом і позначають T . Одиницею періоду є секунда C . Величину, оберненого періоду, називають частотою, що відповідає періодичної

функції часу, і позначають $f = \frac{1}{T}$,

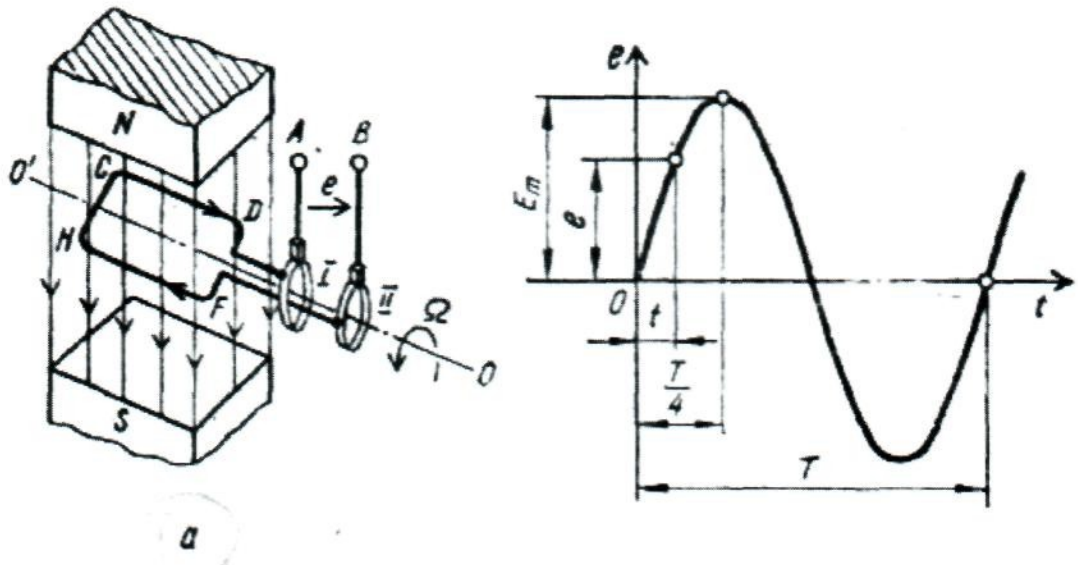


Рис. 4.1 Генерування синусоїдальної електрорушійної сили:
а – пристрій для генерування; *б* – часова діаграма ЕРС

Частота визначає число періодів у секунду. Одиницею частоти є *герц* (Гц).

Поворот дротового витка на кут 2π відповідає одному періоду T , тому кутова частота синусоїдальних ЕРС і струму

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f.$$

Діапазон частот синусоїдальних ЕРС і струмів в електротехнічних установках досить широкий – від часток одиниці до декількох десятків мільярдів герц. У радіотехніці застосовують високі частоти, а генерування електричної енергії здійснюють за допомогою напівпровідникових і електронних пристроїв. Періодичність електромагнітних процесів у радіотехнічних установках характеризують не тільки частотою f , але і довжиною хвилі λ , яку, виражену в метрах, визначають за формулою

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{f} = 2\pi f.$$

Про теплові і електродинамічні дії синусоїдального струму судять по його середньому квадратичному значенню за період

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T I_m^2 \sin^2 \omega t dt} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \cong 0,707 I_m,$$

яке називають діючим струмом. Про електрохімічні дії пульсуючого струму, одержаного із синусоїдального струму за допомогою випрямлячів, судять по його середньому значенню за період

$$I_{cp} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} I_m \sin \omega t dt = \frac{2}{\pi} I_m = 0,637 I_m.$$

Аналогічні формули існують і для таких синусоїдальних електричних величин, як ЕРС і напруга.

Знаючи діючі електричні величини, вимірювані електромагнітними, електродинамічними, феродинамічними, термоелектричними і електростатичними приладами, можна обчислити відповідні їм амплітуди. Так, амплітуда струму

$$I_m = \sqrt{2} I \cong 1,41 I,$$

а амплітуда напруги

$$U_m = \sqrt{2} U \cong 1,41 U,$$

де U – діюча напруга.

20 Вторинні джерела живлення електронних пристроїв

Машина постійного струму – це електромеханічний пристрій, використаний у генераторному і руховому режимах, при яких відповідно механічна енергія перетвориться в електричну енергію постійного струму чи виконується зворотне перетворення.

Машина постійного струму складається з нерухомої частини – станини і обертової частини – якоря. Станина – порожній сталевий циліндр, на внутрішній поверхні якого укріплене парне число виступаючих головних полюсів машини. Ці полюси зібрані з тонких ізольованих друг від друга лаком листів електротехнічної сталі і закінчуються розширеною частиною – полюсними наконечниками для розподілу магнітної індукції в повітряному зазорі за законом, близьким до трапецеїдального.

Лінії, що проходять через середини полюсів і центр вала машини, називають її подовжніми магнітними осями.

На полюсах розташовані одна чи кілька обмоток збудження постійного струму, що з'єднані між собою так, щоб одержати полярність полюсів, які чергуються, збудливе основне нерухоме магнітне поле машини. Обмотки збудження з великим числом витків тонкого проводу і

значним опором мають виходи до затисків з позначенням *III1* та *III2*, а обмотки збудження з малим числом витків товстого проводу і малим опором – виходи до затисків з позначенням *C1* та *C2*. Між головними полюсами розташовані додаткові полюси, які менше головних і виготовлені зі сталі. Звичайне число додаткових полюсів дорівнює числу головних і тільки в машинах номінальною потужністю до 2...2,5 кВт число їх зменшено вдвічі. На цих полюсах розміщена обмотка додаткових полюсів з невеликим числом витків товстого проводу малого опору з виходами до затисків з позначеннями *D1* та *D2*.

В машинах великої потужності, призначені для важкого режиму роботи, полюсні наконечники мають пази, паралельні осі вала, де знаходиться компенсаційна обмотка з невеликим числом витків товстого проводу і малим опором з виходами до затисків з позначенням *K1* та *K2*. Обмотки збудження, обмотки додаткових полюсів і компенсаційні обмотка виконані ізолюваним мідним проводом. При проводах значного перетину обмотку додаткових полюсів виконують неізолюваною мідною шиною, навитою спіраллю на вузьке ребро, із прокладкою ізоляції як між витками, так і між ними і самим полюсом.

Потужність на збудження магнітного поля машини в залежності від її розмірів складає від 0,5 до 5% її номінальної потужності.

Між поверхнями полюсних наконечників і магнітопроводом якоря мається повітряний зазор, радіальний розмір якого в залежності від номінальної потужності машини і її швидкохідності змінюється звичайно від декількох часток до десяти міліметрів.

Якір барабанного типу – зубцюватий циліндр, укріплений на валу машини, зібраний з пакетів, складених з тонких ізолюваних друг від друга лаком листів електротехнічної сталі з пазами на зовнішній поверхні. Між пакетами знаходяться радіальні вентиляційні канали, а пази якоря заповнені ізолюваними мідними провідниками, що по торцях з'єднані між собою в секції, які входять в обмотку якоря.

Секція – основний елемент обмотки якоря з одного чи декількох послідовно з'єднаних витків, початок і кінець яких припаяні до двох колекторних пластин, у результаті чого кінець однієї секції і початок наступної приєднані до однієї колекторної пластини.

Колектор – порожній циліндр із мідних пластин твердотянутої міді трапецеїдального перетину, ізолюваних миканитовими прокладками і манжетами один від одного і від вала.

З технологічних умов обмотку якоря виконують двошаровою, розташовуючи в кожному пазу його магнітопроводу з двох боків різних секцій: у верхньому шарі одного паза – одну сторону секції, показану тонкою лінією, а в нижньому шарі іншого паза, що знаходиться під протилежним головним полюсом – іншу сторону цієї ж секції, зображену

пунктирною лінією. Пази, де знаходяться обидві сторони однієї і тієї ж секції, зміщенні відносно один одного на величину, рівну полюсному розподілу τ – відстані по окружності якоря між осями сусідніх головних полюсів.

Незалежно від типу обмотки якоря – петльовий чи хвильовий – вона утворить коло, розділене групами нерухомих графітних, мідно-графітних чи бронзово-графітних щіток, що притискаються пружинами до колектора, на парне число однакових паралельних гілок стосовно затисків обмотки якоря з позначенням *Я1* та *Я2*. При петльовій, чи паралельній, обмотці число паралельних гілок дорівнює числу головних полюсів машини, а при хвильовій, чи послідовній, обмотці воно завжди дорівнює двом.

Групи щіток, укріплених у щіткотримачах, встановлюють рівномірно по окружності колектора перед серединою головних полюсів для того, щоб вони приєднувалися до тих секцій обмотки якоря, які у даний момент знаходяться на геометричних нейтралах якоря – нерухомих лініях *НГ*, що проходить через центр вала машини по осях додаткових полюсів. Геометричні нейтралі розташовані по нормалях до магнітних ліній основного поля машини, а число їх дорівнює числу пар головних полюсів.

При розташуванні щіток на колекторних пластинах, відповідаючи секціям обмотки якоря, який знаходиться на геометричних нейтралах, і холостому ході машини, ЕРС, що індукується в провідниках, що рухаються, у межах кожної паралельної гілці обмотки якоря, спрямовані однаково, а ЕРС між щітками різної полярності досягає найбільшого значення. При зрушенні щіток по окружності колектора в будь-якому напрямку ця ЕРС зменшується, оскільки в паралельно з'єднаних гілках обмотки якоря є провідниками із зустрічно спрямованими ЕРС.

Щіткотримачі укріплені на пальцях поворотної щіткової траверси, від якої вони електричні ізолювані. За допомогою траверси можливо зміщати щітки в невеликих межах по окружності колектора щодо полюсів при настроюванні роботи щіткового апарата.

Сукупність колектора і щіток створює ковзний контакт з обертовою обмоткою якоря і служить при генераторному режимі для випрямлення ЕРС, яка індукуює в обмотці якоря, а при руховому режимі забезпечує розподіл струмів у тій же обмотці, що відповідає постійному напрямку обертаючого моменту.

Число груп щіток з полярністю, що чергується, звичайно дорівнює числу головних полюсів машини. Для утворення виходів обмотки якоря *Я1* та *Я2* щітки однакових полярностей, що знаходяться перед серединою відповідних однойменних головних полюсів, з'єднують між собою і від них виводять провідники великого перетину чи шини до затисків з позначеннями *Я1* та *Я2*, які використовують для приєднання до інших обмоток машини чи до зовнішнього ланцюга.

На валу машини з боку, протилежного колектору, укріплений вентилятор відцентрового типу, що забезпечує краще охолодження машини. Вал лежить у підшипниках, розташованих у підшипникових щитах машини.

21 Пристрій і принцип дії електронного осцилографа

Між первинним джерелом, що генерує, і електронною системою звичайно включається спеціальний перетворюючий пристрій, що називають вторинним джерелом електроживлення (ВДЕЖ). Таким чином, ВДЕЖ постачає енергію електронним пристроям з необхідним перетворенням і мінімальними втратами.

Найбільше широко використовуються ВДЕЖ, що перетворюють змінну напругу промислових і спеціальних електромереж в постійну. По числу фаз первинної мережі розділяються на однофазні й трифазні, що змінюються з частотою в 50 Гц.

На рис. 10.1 наведена структурна схема найпростішого стабілізованого ВДЕЖ. Основними елементами й каскадами ВДЕЖ є: силовий трансформатор T_r , випрямляч B , згладжувальний фільтр Φ та стабілізатор напруги $С_t$.

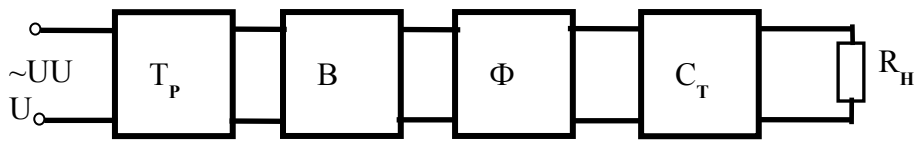


Рис. 10.1 - Структурна схема стабілізованого вторинного джерела електроживлення

Трансформатор перетворює амплітуди вхідної напруги (напруги первинного джерела) до необхідної величини, що обумовлена необхідним значенням вихідної постійної напруги ВДЕЖ. Крім того, трансформатор забезпечує електричну ізоляцію (по постійному струму, тобто розв'язку) ланцюга навантаження ВДЕЖ R_H від первинного джерела, що в ряді випадків є необхідною умовою для нормальної роботи системи. Випрямляч перетворює змінну напругу з виходу трансформатора в однополярну (пульсуючу) напругу, що надходить до фільтра, що згладжує, що необхідний для усунення (зменшення) пульсацій випрямленої напруги. Стабілізатор служить для забезпечення постійної напруги на навантаженні при її зміні й впливі інших факторів нестабільності. Відзначимо, що стабілізатор (елемент, що регулює) може бути виконаний і на вході ВДЕЖ, де він буде здійснювати стабілізацію напруги, реагуючи на зміну амплітуди вихідної напруги або постійної вихідної напруги на навантаженні. Крім перерахованих вузлів ВДЕЖ може містити різні каскади регулювання, керування, захисту від перевантажень тощо. Найбільш коштовними елементами з великою масою й габаритами є трансформатор і фільтр, що згладжує. Саме вони можуть займати до 50% обсягу й маси всієї електронної системи. Поліпшити ці показники можна з урахуванням того, що з ростом частоти змінної напруги зменшуються маса, габарити й вартість трансформаторів і фільтрів. Робота на підвищеній частоті перетворення використовується у ВДЕЖ з безтрансформаторним входом.

На рис. 10.2 наведена структурна схема одного з варіантів ВДЕЖ з безтрансформаторним входом і проміжним перетворенням частоти. Тут змінна напруга первинного джерела (наприклад, з частотою 50 Гц) за допомогою випрямляча B_1 і фільтра, що згладжує, Φ_1 перетвориться в постійну (звичайно порівняно високу) напругу.

Інвертор I перетворить цю постійну напругу на змінну підвищеної частоти (10—20) кГц, що, за звичай має прямокутну форму. До складу інвертора входить (високочастотний) трансформатор, що забезпечує

одержання необхідної амплітуди напруги й електричної ізоляції для ланцюга навантаження. Напруга з виходу інвертора випрямлюється каскадами B_2 та згладжується фільтром Φ_2 . Вихідна напруга з навантаження подається на інвертор як регулююча напруга зворотного зв'язку, за рахунок чого забезпечується її стабільність.

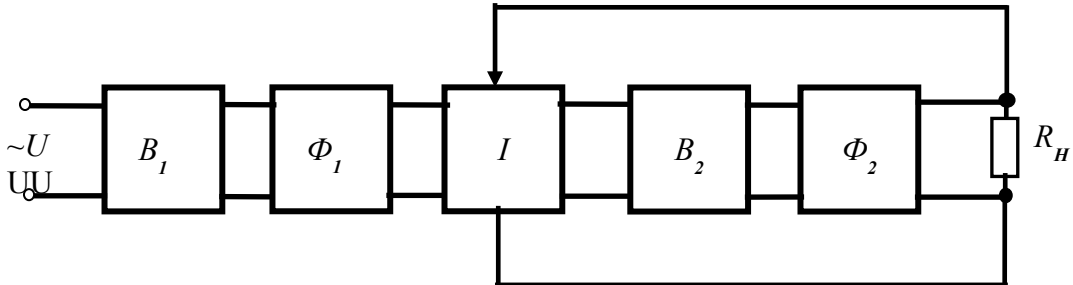


Рис. 10.2 - Структурна схема з проміжним перетворенням частоти

Незважаючи на введення додаткових каскадів (I , B_2 тощо), маса всього ВДЕЖ зменшується за рахунок значного зниження габаритів і маси трансформатора й фільтра, що працюють на підвищеній частоті. До фільтра Φ_1 у розглянутому ВДЕЖ не пред'являється жорстких вимог і він може бути виконаний без використання котушок індуктивностей.

Якщо ж, як первинне джерело електроживлення використовується батарея, то в схемі рис. 10.2 варто усунути каскади B_1 і Φ_1 і підключити батарею безпосередньо до входу інвертора (генератора). Звичайно, такий ВДЕЖ використовується тільки у тому випадку, коли параметри батареї (насамперед напруга) не відповідає необхідним значенням живлення електронного пристрою.

Одним з основних каскадів, є випрямляч (спрямляючий пристрій). Показники випрямленої напруги багато в чому визначаються як схемою випрямляча, так і його компонентною базою. Основним з компонентів, без якого не можна виконати випрямлення мусить бути нелінійний компонент.

Вольт-амперні характеристики резистивних НК – діоди, що працюють в режимі великого сигналу, так, що вони при цьому володіють вентильною властивістю пропускати струм лише в одному напрямку (додатному) напрямі. При цьому їх диференційні та статичні параметри збігаються. Діодні вентиля мають властивість однобічної провідності, що використовується в багатьох пристроях і, зокрема, у випрямлячах. Розглянемо більш докладно принцип роботи й схеми випрямлячів.

Вони призначені для перетворення змінної напруги в постійну. У схему найпростішого випрямляча (рис.10.3) входять вентиль V , електричний фільтр Φ и опір навантаження R_n . Залежно від числа робочих напівперіодів напруги живлення й розрізняють одно- і

двохполуперіодні схеми випрямлення, а залежно від числа фаз – однофазні, трифазні й багатofазні.

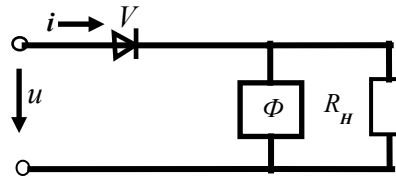


Рис. 10.3 - Схема найпростішого випрямляча

У випрямлячах як вентиля звичайно застосовують кремнієві напівпровідникові діоди, ртутні вентиля газотрони й тиратрони. Всі вони мають різко виражену несиметричну ВАХ, характерну для однобічної провідності.

Однополуперіодне випрямлення, характеризується існуванням струму через вентиль лише півперіода синусоїдної вхідної напруги. При позитивному миттєвому значенні напруги, тобто коли $u > 0$ (провідний напрям), опір вентиля малий, а струм теоретично (відповідно до ідеалізованого ВАХ) нескінченно великий; при негативній напрузі, тобто коли $u < 0$ (непровідний напрям), струм дорівнює нулю.

Схема заміщення однополуперіодного випрямляча (без фільтра) з опором навантаження R_H зображена на рис. 10.4. Вентиль представлений у вигляді нелінійного опору R_v , напруга живлення (крива 4, рис. 10.5), синусоїдальна $u = U_M \sin \omega t$. Вольт-амперна характеристика ланцюга, (крива 3 на рис. 10.5) побудована відповідно до другого закону Кірхгофа, тобто $u = u_v + u_n$, підсумовуванням абсцис ВАХ вентиля (крива 1) і ВАХ лінійного опору навантаження (пряма 2).

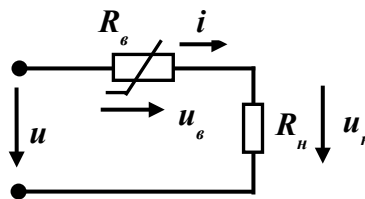


Рис. 10.4 - Схема заміщення однополуперіодного випрямляча

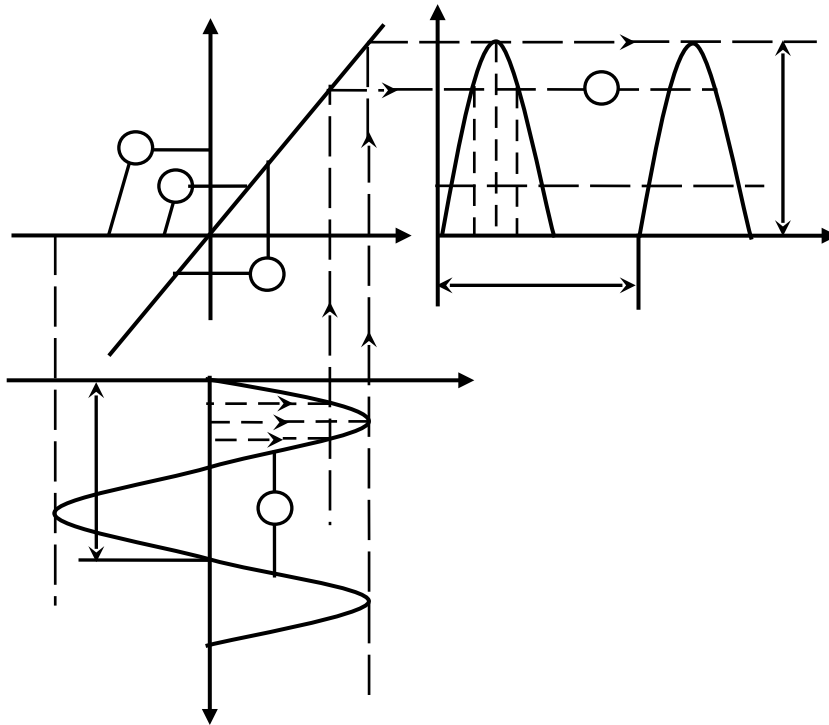


Рис. 10.5 - Вольтамперна характеристика однополуперіодного випрямляча

Кожному миттєвому значенню синусоїдальної напруги (синусоїда 4) відповідає згідно ВАХ ланцюга певне миттєве значення струму (крива 5). Виконуючи побудову для різних моментів час (t_1, t_2, t_3, \dots) одержуємо графік миттєвих значень струму у вигляді додатної синусоїдальної напівхвилі струму. При позитивній напівхвилі синусоїдальної напруги ($u > 0$) струм в опорі навантаження є, при негативній – струму в ланцюзі немає.

Схеми випрямлення, рис. 10.4, з додатковими компонентами згладжування, називаються схемами однопівперіодного випрямлення. Основною величиною, що характеризує випрямляч, є середнє значення випрямленого струму I_d (напруга $U_d = I_d R_H$). Для однопівперіодного випрямлення середнє значення струму

$$I_d = I_{cp} = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} i dt = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} I_m \sin \omega t dt = \frac{I_m}{\pi} \approx 0,318 I_m. \quad (10.1)$$

З (10.1) випливає, що при однопівперіодному випрямленні середнє значення випрямленого струму становить усього біля третини амплітудного значення.

Важливе значення при випрямленні мають пульсації випрямленого струму й зворотна напруга.

Пульсації випрямленого струму характеризуються коефіцієнтом пульсацій $d_n = I_m / I_d$, де I_m – амплітуда першої гармоніки пульсуючого струму, що визначається розкладанням функції $i(t)$ у ряд Фур'є; I_d – постійна складова випрямленого струму (середнє значення струму). При однополуперіодному випрямленні $d_n = 1,57$.

Зворотна напруга $U_{обр}$ – це максимальна напруга на вентилі в ті напівперіоди, коли струм дорівнює нулю (вентиль закритий). Якщо $U_{обр}$ більше припустимого для даного вентиля, то останній може бути пробитий. При однополуперіодному випрямленні $U_{обр} = U_m$, де U_m – амплітуда вхідної напруги живлення.

Двухполуперіодне випрямлення. При однополуперіодному випрямленні корисним є тільки один напівперіод синусоїдальної напруги й тому мають місце значні пульсації випрямленого струму. Ці недоліки частково усуваються в схемах двухполуперіодного випрямлення. Найбільше застосування найшли дві схеми: схема з нульовою точкою й мостовою схемою.

Схема випрямляча з нульовою точкою зображена на рис. 10.6. Вона має трансформатор T і вентиля $V1$ і $V2$, що підключені до крайніх виводів вторинної обмотки трансформатора. Опір навантаження випрямляча R_H включено між середньою точкою вторинної обмотки трансформатора й загальною точкою вентилів. У той напівперіод, коли напруга на половині вторинної обмотки $u > 0$, струм i_1 у верхньому на рис. 10.6 контурі (показаний штриховою лінією) є, а в нижньому $i_2 = 0$ (відкритий вентиль $V1$, закритий вентиль $V2$). У наступний напівперіод $u < 0$ і $i_1 = 0$, а $i_2 \neq 0$. Протягом обох напівперіодів струм у навантаженні має той самий напрям. Графік випрямленого струму представлений на рис. 10.7. Середнє значення випрямленого струму вдвічі більше, ніж при однополуперіодному випрямленні: $I_d = 2 I_m / \pi = 0,637 I_m$. Пульсації напруги значно менше, ніж при однополуперіодному випрямленні, коефіцієнт пульсацій $d_n = 0,66$, але зворотна напруга $U_{обр} = 2 U_m$, де U_m – амплітуда напруги й між виводом і середньою точкою вторинної обмотки трансформатора при максимальній нарузі на навантаженні.

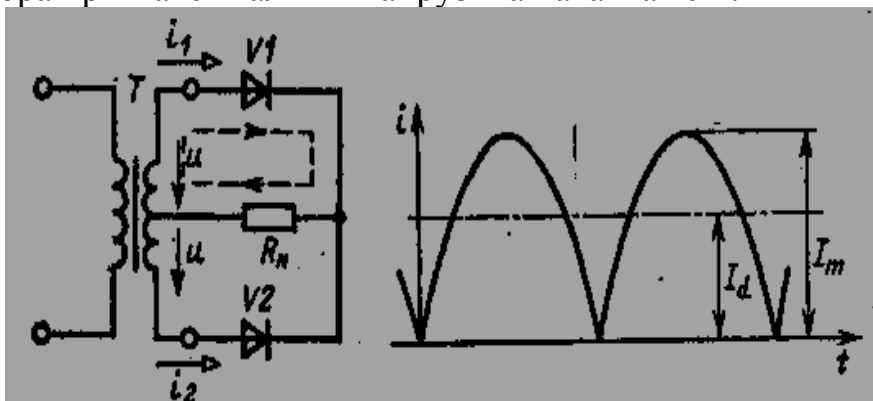


Рис. 10.6 - Мостовий випрямляч Рис. 10.7 - Графік випрямленого

струму

Мостова схема (рис. 10.6) може бути зібрана без трансформатора, але в ній повинне бути чотири вентиля.

Шлях струму в один напівперіод ($u > 0$) показаний штриховою лінією (через вентиля $V1$ і $V3$ і навантаження). В інший напівперіод ($u < 0$) струм протікає через вентиля $V2$, $V4$ і навантаження.

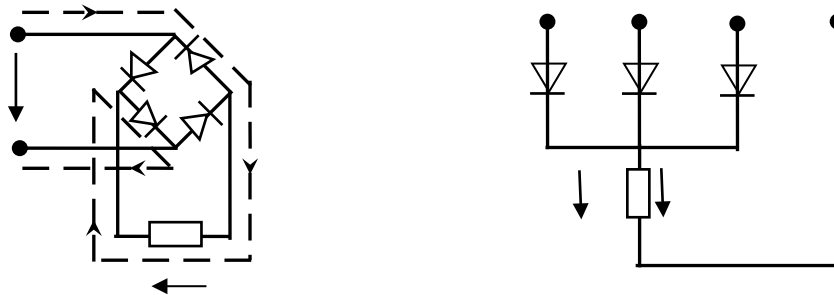


Рис.10.8 - Мостова схема випрямляча

В обидва напівперіоди струм у навантаженні має один і той же напрямок. Графік випрямленого струму такий же, (див. рис. 10.7) що й у схемі рис. 10.4, тому $I_d = 2 I_m / \pi = 0,637 I_m$ і $d_n = 0,66$, але зворотна напруга на кожному з вентилів удвічі менше, ніж у схемі рис. 10.8.

Фільтри. У всіх розглянутих схемах випрямлена напруга пульсуюча, тобто має не тільки постійну складову, але й змінну, що складається з ряду гармонійних складових різних частот. Для зменшення небажаних гармонійних складових на виході випрямляча ставлять електричні низькочастотні фільтри, що згладжують. Схеми найпростіших фільтрів: ємнісного, індуктивного, Г подібного й П-подібного – представлені на рис. 10.9, а – г. Принцип роботи фільтрів заснований на різній залежності реактивних опорів від частоти. Індуктивний опір для k -ї гармоніки $X_{Lk} = k \omega L$, ємнісний опір $X_{Ck} = 1 / (k \omega C)$, тобто індуктивний опір тим більше, чим вище номер гармоніки (збільшується з ростом частоти), а ємнісне – зменшується.

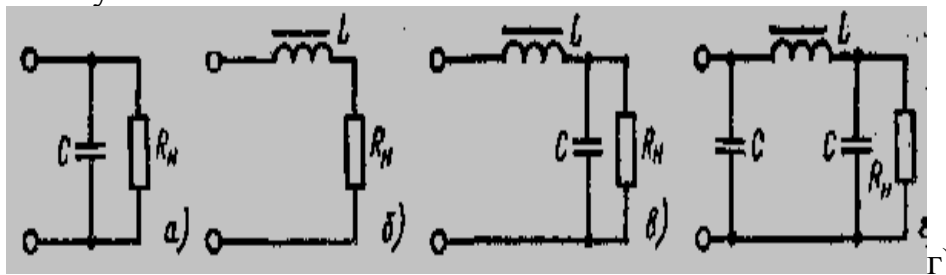


Рис. 10.9 - Схема найпростіших фільтрів

Котушка індуктивності, активний опір якої повинен бути по можливості мінімальним, включається послідовно в ланцюг навантаження (рис.10.9, б). Для постійної складової індуктивний опір дорівнює нулю, а для змінної тем більше, чим більше частота гармоніки. Змінна складова обмежується, – і пульсації струму зменшуються. На рис. 10.9, в та г показані схеми комбінованих L, C -фільтрів.

22 Стабілізатори струму та напруги

Для того, щоб не було перекручування форми вихідного сигналу в процесі підсилення, необхідно робочу точку лампи у вихідному стані обрати в межах лінійної ділянки характеристики і не допускати появи сіткового струму (рис. 8.3). Ця умова виконується, якщо негативна напруга зсуву вибирається в межах $U_{zc} = U_{ex} + (0,5 + 1) B$.

Це означає, що при посиленні вхідних сигналів напруга на сітці лампи має бути менше нуля.

Звичайно в підсилювачах напруга зсуву створюється від окремого джерела напруги або за допомогою спеціальних кіл, що називаються колами автоматичного зсуву.

Вибір положення робочої точки визначається полярністю сигналу, який необхідно підсилувати (рис. 8.3, 8.4).

Якщо сигнал буде синусоїдальним чи двополярним, то робочу точку слід обирати на середині лінійної частини анодно-сіткової характеристики лампи (рис. 8.4). Якщо вхідний сигнал має негативну полярність, то робоча точка лампи обирається якнайближче до осі ординат (вгорі лінійної частини характеристики) (рис. 8.3).

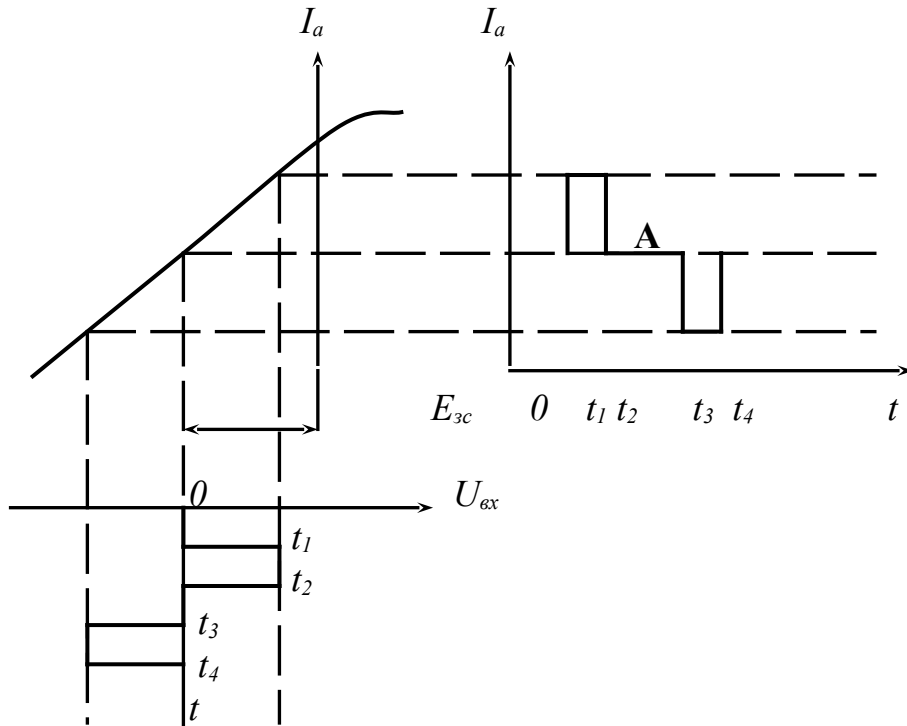
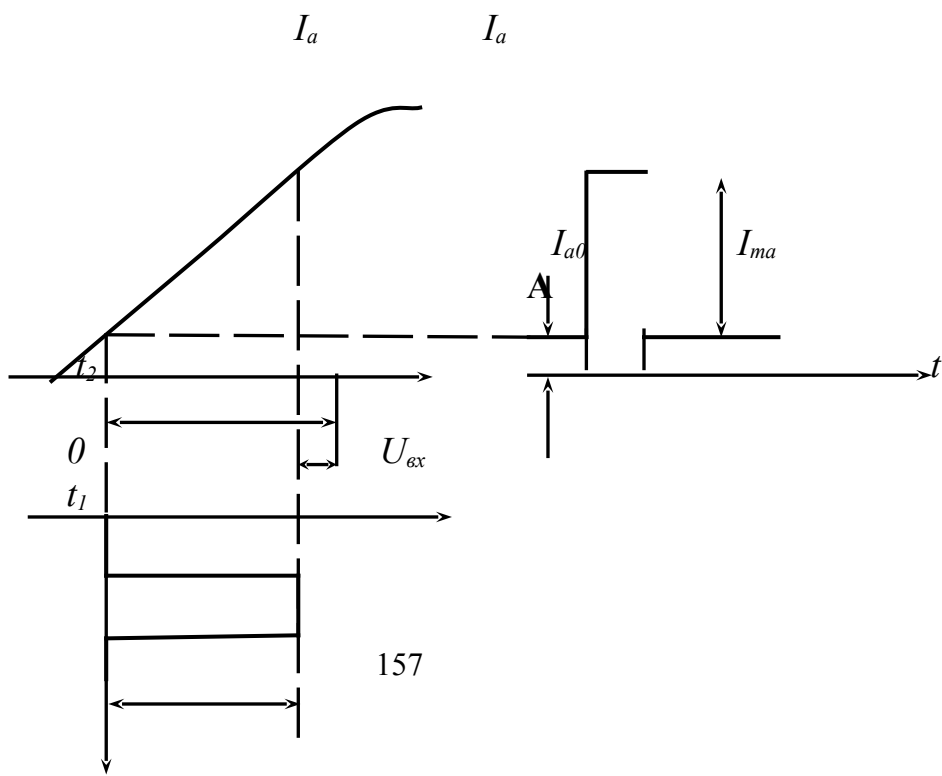


Рис. 8.3 - Принцип вибору робочої точки при підсиленні імпульсних сигналів



t_2
 U_{max}

Рис. 8.4 - Принцип підсилення позитивних імпульсних сигналів

Якщо вхідний сигнал має позитивну полярність, то робоча точка лампи обирається на нижньому згині характеристики (унизу лінійної частини характеристики) (рис. 8.5).

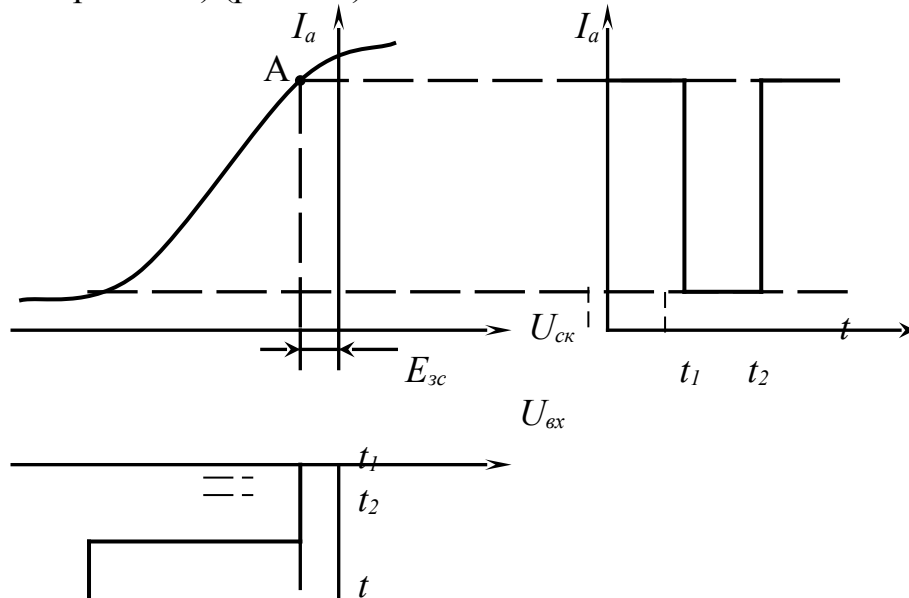


Рис. 8.5 - Принцип підсилення негативних імпульсних сигналів

Для створення напруги зсуву на сітці лампи щодо катода на практиці застосовують коло автоматичного зсуву (рис. 8.6).

Через R_K протікає постійна складова струму лампи або струму дільника напруги і створює на ньому падіння напруги, що плюсом прикладемо до катода, а мінусом через резистор R_C до сітки лампи. Через конденсатор C_K проходить перемінна складова струму лампи. При роботі лампи напруга зсуву не змінюється.

Схема автоматичного зсуву (рис. 8.6, а) застосовується у схемах, коли катодний струм лампи в режимі посилення змінюється незначно. Достоїнством схеми є досить висока стабілізація режиму роботи лампи.

Схема автоматичного зсуву забезпечує одержання стабільної напруги зсуву в тому випадку, коли струм I_g дільника напруги E_a в кілька разів більше катодного струму I_{K0} (приблизно в 5-10 разів). Така схема збільшує витрату потужності джерела живлення E_a , але стабільність величини напруги зсуву досягає високого ступеня.

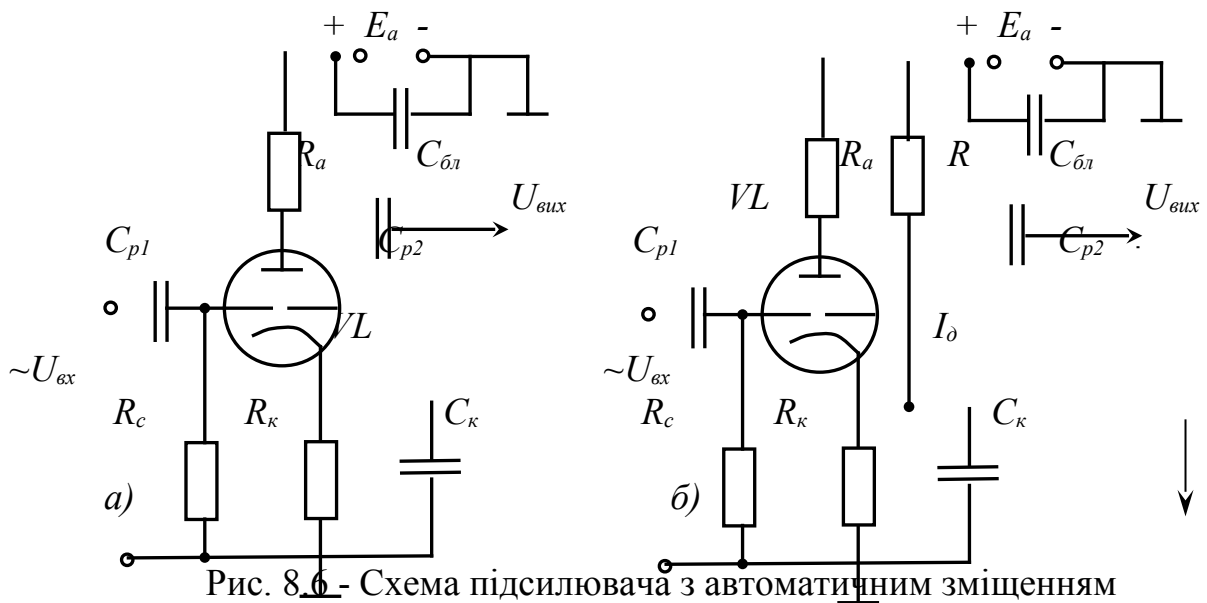


Рис. 8.6 - Схема підсилювача з автоматичним зміщенням

8.4 Фізичні процеси в підсилювачі при підсиленні імпульсних сигналів

Процес посилення імпульсу показаний на графіках (рис. 8.7).

Вихідний стан ($U_{вх}=0$). Лампа відкрита, так як $|U_{зс}| < |U_{C\text{ зан}}|$. Через лампу протікає струм I_{a0} і напруга на аноді у вихідному режимі дорівнює $U_{a0} = E_{a0} - I_{a0} \cdot R_a$. У момент часу $t=t_1$ на вхід підсилювача подається негативний імпульс прямокутної форми. Анодний струм лампи миттєво зменшується до величини $I_{a\text{ мин}}$. Напруга на аноді U_a миттєво збільшиться через наявність паразитних ємностей. Напруга на аноді буде збільшуватися по мірі заряду цих ємностей.

Заряд C_0 буде відбуватися по колу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow C_p \rightarrow C_0 \rightarrow \perp \rightarrow -E_a$.

Постійна часу розряду C_0 дорівнює $\tau_{зар} = C_0 \cdot R_a$.

Тому напруга на анод буде збільшуватися по експоненті, а значить і напруга на виході лампи буде збільшуватися за експонентою.

Час заряду C_0 називається часом установаження t_y і визначає тривалість фронту імпульсу:

$$t_y = 3C_0 \cdot R_a.$$

Таким чином, через наявність C_0 відбувається перекичування фронту імпульсу.

З наведеної формули видно, що для зменшення перекичування фронту необхідно зменшити величину опору резистора R_a , однак це приводить до зменшення коефіцієнта підсилення. Отже, необхідно

зменшити C_0 . Для цього потрібно правильно розміщувати радіодеталі і якісно виконувати монтаж схеми.

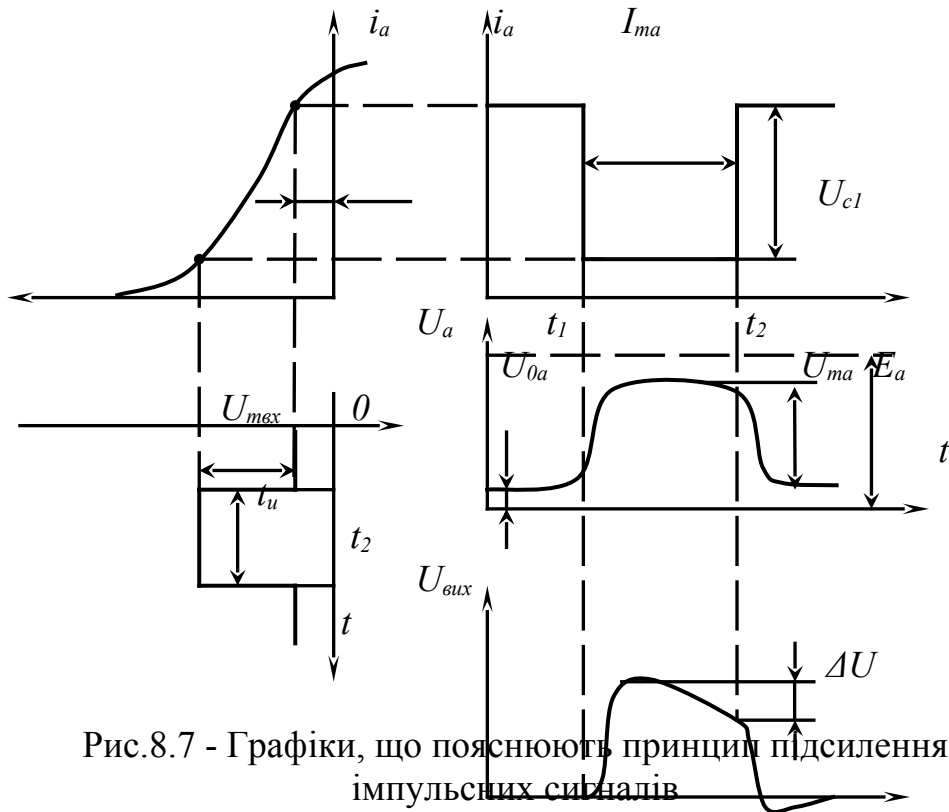


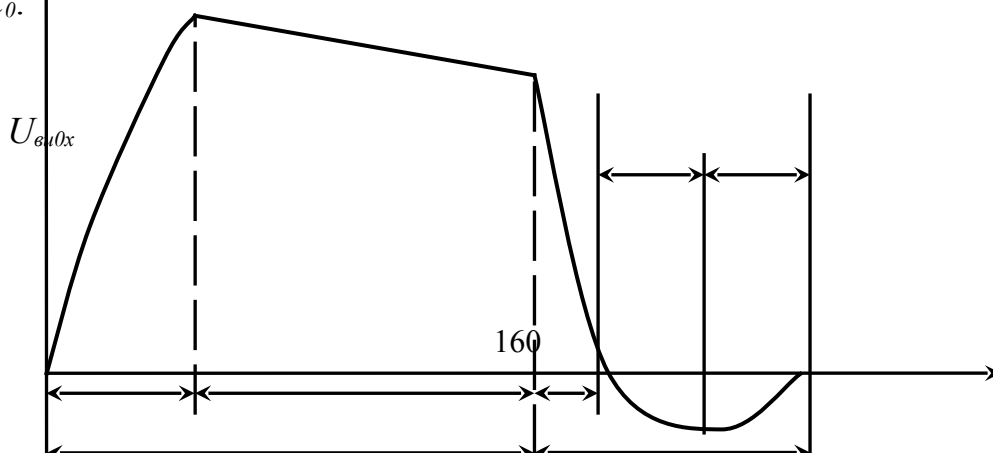
Рис.8.7 - Графіки, що пояснюють принцип підсилення імпульсних сигналів

Так як ємність $C_0 \ll C_P$, то за час t_y конденсатор C_P цілком не зарядиться, і протягом часу $t_1 \div t_2$ буде продовжувати заряджатися по колу: $+E_a \rightarrow R_a \rightarrow C_P \rightarrow R_C \rightarrow -E_a$.

Збільшення напруги на C_P приводить до зменшення напруги на виході (спад вершини). Наявність конденсатора C_P приводить до перекручування вершини імпульсу. У момент часу $t=t_2$ імпульс на вході підсилювача закінчується. Струм анода I_a миттєво збільшується від $I_{a \min}$ до I_{a0} . Напруга на аноді лампи миттєво зменшуватися не може через наявність паразитної ємності C_0 , що разом з конденсатором C_P буде розряджатися після часу t_2 . За рахунок цього формується зріз вихідного імпульсу. За рахунок розряду C_P на виході формується негативний викид.

Під час розряду конденсатора C_P відбувається заряд ємності C_0 з наступним повторним розрядом через резистор R_C .

На рис. 8.8 показаний реальний вихідний імпульс і вплив ємностей C_P і C_0 .



перерозряд C_0

розряд C_0

заряд C_0 заряд C_P розряд C_0 розряд C_0

Рис. 8.8 - Імпульсний сигнал на виході підсилювача

З рисунка видно, що ємності C_0 і C_P спотворюють форму вихідного сигналу, його фронт, вершину і зріз.

Спад вершини імпульсу відбувається за рахунок заряду конденсатора C_P , а негативний викид обумовлений розрядом цього ж конденсатора.

Оцінка перекручування форм вихідного імпульсу здійснюється за наступними параметрами:

- часом встановлення або тривалістю фронту імпульсу, тобто інтервалом часу, протягом якого напруга вихідного імпульсу змінюється від 0,1 до 0,9 свого максимального значення;

- часом спаду або тривалістю зрізу імпульсу, тобто часом, протягом якого напруга вихідного імпульсу зменшується до 0,1 свого максимального значення;

- спадом вершини імпульсу, що визначається величиною ΔU .

Для зменшення перекручування форми вихідного імпульсу в підсилювачах

Навчальне видання

Лавриненко Юлиан Володимирович

ОСНОВИ ЕЛЕКТРОТЕХНІКИ ТА ЕЛЕКТРОНІКИ

Конспект лекцій

Підп. до друку
Умовн. друк. арк.

Формат
Тираж

Папір
Зам. №

Надруковано з готового оригінал-макета

Одеський державний екологічний університет
65016, Одеса, вул.Львівська, 15
