

**621.38
Ш350**

Міністерство освіти і науки України
Запорізька державна інженерна академія



Швець Є.Я.
Юдачов А.В.
Турба М.М.

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА

ЧАСТИНА 1

ЕЛЕКТРОВАКУУМНІ ПРИЛАДИ

Навчально-методичний посібник

*для студентів спеціальності 6.090804
«Фізична та біомедична електроніка»*

Запоріжжя
2009

Міністерство освіти та науки України
Запорізька державна інженерна академія

*Затверджено до друку
рішенням вченої ради ЗДІА,
протокол №10 від 05.03.2009р.*

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА

ЧАСТИНА 1

ЕЛЕКТРОВАКУУМНІ ПРИЛАДИ

Навчально-методичний посібник

*для студентів спеціальності 6.090804
«Фізична та біомедична електроніка»*

*Рекомендовано до видання
на засіданні кафедри ФБМЕ,
протокол № 8 від 18.09.2009р.*

ББК621.38
УДК III 360

Вакуумна та плазмова електроніка Частина 1. Електровакуумні прилади. Навчально-методичний посібник для студентів спеціальності **6.0908.04** «Фізична та біомедична електроніка» /Укладачі Є.Я. Швець, А.В.Юдачов, Турба М.М. – Запоріжжя: Видавництво ЗДІА, 2009р. – **258** с.

Укладачі *Є.Я. Швець, к.т.н., професор*
А.В. Юдачов, ст. викладач
М.М. Турба, к.ф.м.н., професор

Відповідальний за випуск: *зав. кафедрою ФБМЕ*
к.т.н., проф. Є.Я.Швець

У посібнику містяться теоретичні відомості стосовно явищ вакуумної, емісійної електроніки, принципів дії та будови електровакуумних приладів. Приведені питання для самоконтролю і підготовки до тестування з основних розділів відповідної навчальної програми.

Рецензенти:

Корнич Г.В., д.ф.м.н., професор, завідувач кафедри системного аналізу та обчислювальної математики Запорізького національного технічного університету
Трубіцин Ю.В. д.т.н., професор, завідувач кафедри електроніки та інформатики Класичного приватного університету

Зміст

Вступ.....	6
1 Огляд розвитку електровакуумних приладів.....	8
2 Вакуумна електроніка	14
2.1 Вакуум і його властивості	16
2.2 Методи створення і вимірювання вакууму	17
2.2.1 Вакуумні насоси.....	18
2.2.2 Технічні засоби і методи вимірювання вакууму	27
Питання для самоконтролю і підготовки до тестування	35
3 Емісійна електроніка.....	37
3.1 Електронна емісія	37
3.2 Робота виходу електрона.....	38
3.3 Термоелектронна емісія	41
3.4 Фотоелектронна емісія	43
3.5 Автоелектронна емісія.....	49
3.6 Вторинна електронна емісія.....	55
3.7 Іонна емісія.....	61
3.8 Термоелектричні катоди.....	66
3.8.1 Типи катодів	67
3.8.2 Конструкції термоелектричних катодів.....	73
3.8.3 Дослідження залежностей і параметрів термоелектронної емісії ...	75
3.8.4 Залежність термоелектронного струму від температури.	
Формула Річардсона-Дешмана	76
3.8.5 Вольт-амперна характеристика катоду при малій густині струму емісії. Ефект Шоткі	81
3.8.6 Вплив просторового заряду на струми у вакуумі. Закон ступеню «трьох других»	86
Питання для самоконтролю і підготовки до тестування	93
4 Електровакуумні прилади.....	96
4.1 Електровакуумний діод	96
4.1.1 Принцип дії електровакуумного діоду	97
4.1.2 Вольт - амперні характеристики електровакуумного діоду	98

4.1.3	Диференціальні параметри електровакуумного діоду	100
4.1.4	Статичні параметри електровакуумного діоду	102
4.1.5	Частотні властивості електровакуумного діоду	104
4.1.6	Призначення, конструкція і типи двоелектродних ламп	108
4.2	Електровакуумний тріод	110
4.2.1	Конструкція електровакуумного тріоду	110
4.2.2	Струм катоду в тріоді	111
4.2.3	Закон ступеню «трьох других» для тріоду	114
4.2.4	Вплив полів електродів на електронний потік в тріоді.....	115
4.2.5	Вольт - амперні характеристики тріоду.....	120
4.2.6	Статичні параметри електровакуумного тріоду.....	124
4.2.7	Диференціальні параметри електровакуумного тріоду	124
4.2.8	Рівняння параметрів тріоду	131
4.2.9	Визначення параметрів електровакуумного тріоду за його характеристиками.....	132
4.2.10	Електровакуумний тріод в резистивному підсилювальному каскаді із загальним катодом	134
4.2.11	Режими підсилення і класи роботи підсилювальних каскадів	140
4.2.12	Вибір і стабілізація робочої точки підсилювального каскаду.....	143
4.2.13	Характеристики підсилювального каскаду	147
4.2.14	Вплив прохідної ємності тріоду на підсилювальні властивості каскаду	150
4.2.15	Конструкції тріодів	152
4.2.16	Основні вимоги до підсилювальних ламп	158
4.3	Багатосіткові електровакуумні прилади.....	159
4.3.1	Конструкція та принцип дії тетроду	159
4.3.2	Схема включення тетроду	160
4.3.3	Вплив полів електродів тетроду на електронний потік	162
4.3.4	Вольт - амперні характеристики тетроду і динатронний ефект	165
4.3.5	Усунення динатронного ефекту в променевому тетроді	169
4.3.6	Застосування променевих тетродів.....	172

4.4	Електровакуумний пентод	174
4.4.1	Конструкція і схема включення пентоду.....	175
4.4.2	Струм катода в пентоді.....	177
4.4.3	Розподіл струмів в пентоді	180
4.4.4	Статичні характеристики пентоду	182
4.4.5	Параметри тетродів і пентодів	185
4.4.6	Залежність статичних параметрів лампи від конструкції і режиму роботи	187
4.4.7	Залежність параметрів пентоду від частоти	190
4.4.8	Типи пентодів.....	191
4.4.9	Багатосіткові лампи для перетворення частоти	203
4.5	Електровакуумні прилади спеціальних конструкцій.....	209
4.5.1	Стрижньові лампи.....	210
4.5.2	Нувістори.....	214
4.5.3	Низьковольтні електровакуумні прилади.....	216
4.6	Шуми електровакуумних приладів.....	218
4.6.1	Шумові параметри електронних ламп	219
4.6.2	Шумова напруга.....	222
4.6.3	Шумовий опір.....	223
4.6.4	Коефіцієнт шуму	224
4.6.5	Особливості побудови і режими ламп з низьким рівнем шуму	225
4.7	Надійність електровакуумних приладів	229
4.7.1	Види відмов електровакуумних приладів.....	230
4.7.2	Параметри надійності електровакуумних приладів.....	232
4.7.3	Вплив режиму роботи електронних ламп на їх надійність.....	236
4.7.4	Лампи підвищеної надійності.....	244
4.8	Маркування електровакуумних приладів.....	247
	Питання для самоконтролю і підготовки до тестування	250
	Рекомендована література	255
	Додаток А - Умовно - графічні позначення електровакуумних приладів	256

Вступ

Навчальний посібник з дисципліни «Вакуумна і плазмова електроніка» ч1. «Електровакуумні прилади» відповідає вимогам навчального плану спеціальності 6.0908.04 «Фізична та біомедична електроніка» і змісту навчальної програми дисципліни «Вакуумна і плазмова електроніка».

Навчальний посібник з дисципліни «Вакуумна і плазмова електроніка» ч1. «Електровакуумні прилади» складається з розділів:

- вакуумна електроніка,
- емісійна електроніка,
- електровакуумні прилади

У розділі «Вакуумна електроніка» викладені методи і технічні засоби створення різних ступенів вакууму, а також методи і технічні засоби вимірювання і контролю одержаного вакууму.

У розділі «Емісійна електроніка» викладені принципи різних видів емісії, їх параметри і характеристики, розглянуті різні види підігрівних катодів і їх конструктивні особливості.

У розділі «Електровакуумні прилади» викладені методи управління електронним потоком в електровакуумних приладах (лампах). Приведені конструкції, параметри і вольт-амперні характеристики електровакуумних приладів починаючи з простих (двоелектродного приладу - діоду) до ламп з багатьма електродами спеціального призначення (гексоди і октоди). Приведені методики визначення параметрів електровакуумних приладів по їх вольт-амперним характеристикам. Розглянуті принципи побудови підсилювального каскаду на основі електровакуумних приладів, що мають у складі своєї конструкції одну, або більшу кількість сіток, які керують електронним потоком. Розглянуті особливості роботи ламп на високих і надвисоких частотах, їх шумові характеристики, а також питання надійності електровакуумних приладів і методи її підвищення.

При вивченні курсу «Вакуумна і плазмова електроніка» необхідні знання таких розділів вищої математики:

- теорія алгебри і диференціальних рівнянь;
- операційне числення;
- диференціальне і інтегральне числення;

фізики:

- молекулярна фізика,
- кінетична теорія газів,
- електростатика,
- електричний струм в різних середовищах,

основи теорії електричних кіл:

- електричні ланцюги постійного струму,
- електричні ланцюги змінного струму,
- перехідні процеси в ланцюгах із зосередженими параметрами,
- електричні ланцюги з розподіленими параметрами,
- електричні ланцюги з нелінійними елементами.

Навчальний посібник призначений для студентів денної та заочної форми навчання.

1 Огляд розвитку електровакуумних приладів

Величезне значення для розвитку радіотехніки мало створення електронних ламп. У 1883 р. Томас Едісон виявив, що скляна колба вакуумної лампочки розжарювання темніє із-за розпорошення матеріалу нитки розжарення. Згодом було встановлено, що причиною даного "ефекту Едісона" є випускання електронів нагрітою ниткою лампочки (явище термоелектронної емісії). Це відкриття було детально вивчено в 1887 р. професором Московського університету А.Р.Столетовим, що призвело вже в кінці минулого сторіччя до появи фотоелементів - електронних приладів, що знайшли широке застосування в техніці зв'язку. Пізніше вони були істотно вдосконалені проф. П. В. Тімофєєвим.

У 1904 р. англійський вчений Дж.Е.Флемінг (1849-1945 рр.) винайшов вакуумний діод (двоелектродну лампу) - випрямляч змінного електричного струму і застосував його як детектор в радіотелеграфних прийमाх. У 1906 р. американський конструктор Лі де Форест (1873-1961 рр.) створив трьохелектродну вакуумну лампу - тріод, яку можна було використовувати не тільки як детектор, але і як підсилювач слабких електричних коливань. У 1913 р. німецький фізик А. Мейснер (1883-1958 рр.) відкрив здатність тріоду генерувати електромагнітні коливання. Завдяки цьому був побудований перший ламповий радіопередавач, здатний передавати як телефонні, так і телеграфні сигнали.

Перехід від детекторних приймачів до лампових з'явився також виключно важливим кроком у вдосконаленні техніки радіоприйому. Це був стрибок в розвитку радіоприймальної техніки. Завдяки застосуванню електровакуумних приладів вдалося значно поліпшити всі якісні показники радіоприймальних пристроїв.

Перші радіолампи в Росії виготовив Н.Д.Папалексі (1880-1947 рр.) в 1914 р. в Петербурзі. Через відсутність довершеного відкачування газів вони були не вакуумними, а газонаповненими (з ртуттю).

Впровадження електронних ламп в радіотехніку дуже сильно стимулювалося військовим значенням радіозв'язку, внаслідок чого період з 1913 по 1919 р. зробив вирішальний вплив на розвиток лампової радіотехніки.



**Микола Дмитрович
Папалексі**

З початком війни в 1914 р. російське військове командування приймає термінове рішення побудувати дві могутні передавальні іскрові станції (у Царському Селі і на Ходинському полі в Москві), а в Твері - приймальну стаціонарну радіостанцію для зв'язку з союзниками і для стеження за передачами німецьких радіостанцій. Остання одержала назву **«Тверська радіостанція міжнародних стосунків»**.

На ній працювала команда військових інженерів під керівництвом штабс-капітана В.М.Лещинського, його помічниками були М.А.Бонч-Бруєвіч (1888-1940 рр.) і П.А.Дотепников.

У той час своїх електронних ламп в російській армії майже не було, переважна більшість фронтових армійських радіостанцій були іскровими. На тверській же станції для прийому дальніх сигналів використовувалися лампові підсилювачі, в яких застосовувалися вельми недосконалі французькі лампи з терміном служби не більше десяти годин і вартістю до 200 рублів золотом кожна. Тому М.А.Бонч-Бруєвіч вирішив заощадити на імпорتنих закупівлях. Задум його вдався. У школах, на заводах, в аптеках зібрав він деяке устаткування і з підручного матеріалу став робити лампи і радіоприймачі. Ці лампи працювали місяцями і коштували



**Михайло Александрович
Бонч-Бруєвіч**

всього 32 рубля. Маленька «позаштатна» радіолабораторія, що розміщувалася в двох кімнатах, мало-помалу почала забезпечувати лампами радіозасоби Петрограду і радіостанції фронтів.

Нижегородська радіолабораторія, справедливо називана колискою вітчизняної радіотехніки, об'єднала навколо себе кращих радіофахівців, зіграла видатну роль в розвитку радіотехніки не тільки в нашій країні, але і у всьому світі.

На тверській радіостанції велися дослідження по виготовленню вітчизняних радіоламп. У 1916 р. вдалося зібрати першу електронну лампу, "Бабусю", і з її допомогою прийняти сигнали закордонної станції. Всього таких ламп зробили близько трьох тисяч штук.



Лампа
" Бабуся "

В 1918 р. розробку в Нижегородській радіолабораторії вітчизняних підсилювачів і генераторних радіоламп очолив М.А.Бонч-Бруєвіч. Тоді і був створений перший в країні науково-радіотехнічний інститут широкого профілю, що привернув до робіт у області радіо багатьох талановитих учених і молодих ентузіастів радіотехніки. Нижегородська лабораторія стала справжньою кузнею кадрів радіофахівців, в ній зародилися багато напрямів радіотехніки, що надалі стали самостійними розділами радіоелектроніки. І вже 7 листопада 1918 р. перша партія електронних ламп надійшла до Москви, що забезпечило можливість почати випуск лампових радіоприймачів. А перед лабораторією встало нове завдання - створити в країні радіопередавальну мережу, пов'язати столицю з містами країни, а також з Європою і Америкою.

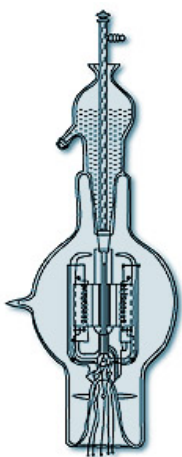
Спочатку прийнятно-підсилювальні радіолампи іменувалися у нас "катодними" або "пустотними реле". Перша в Росії серійна лампа, розроблена в 1918 р. в Нижегородській радіолабораторії під керівництвом М.А.Бонч-Бруєвіча (на базі лампи "Бабуся"), називалася ПР-1 ("пустотне реле, розробка «1»"). Нова лампа з торійованим катодом, що з'явилася в 1923 р., споживала



Лампа ПР-1

в 10 разів менший струм нагріву катоду і була названа «Мікро». Така ж економічна двосіткова лампа з "катодною сіткою" іменувалася МДС – «мікродвухсітка». Перший малопотужний кенотрон одержав умовне позначення К2-Т – «кенотрон двоанодний з торійованим катодом».

У 1920 р. М.А.Бонч-Бруєвіч завершив розробку перших в світі генераторних ламп з мідним анодом і водяним охолодженням потужністю до 1 кВт. П.А.Дотепників, один із радіофахівців, в своїх спогадах про М.А.Бонч-Бруєвіча пише: "Потужна лампа конструкції Бонч-Бруєвіча... встановила нові у всьому світі принципи конструювання могутніх генераторних електронних ламп..." [1].



**Лампа з водяним
охолодженням
М. А. Бонч-Бруєвіча**

Організоване потім в радіолабораторії виробництво цих могутніх радіоламп дозволило вже в 1920 р. встановити перший радіотелефонний передавач потужністю в 2 кВт. У 1923 р. М.А.Бонч-Бруєвіч побудував 25-кіловатну лампу, у той час наймогутнішу в світі, а ще через два роки - 100-кіловатну лампу. На базі вітчизняних радіоламп створювалися радіоприймальні і підсилювальні пристрої. І дійсно, після декількох успішних дослідів вже 17 вересня 1922 р. був переданий перший концерт по радіо, а в 1924 р. почалося регулярне радіомовлення через Московську центральну радіотелефонну станцію.

Безперервно і швидко зростаючу потребу країни в радіопередавальних і радіоприймальних пристроях довгих, середніх і коротких хвиль одна Нижегородська радіолабораторія вже не могла задовольнити. Тому ще з 1922 р. були вжиті заходи по створенню електрослабкострумової промисловості і об'єднанню всіх заводів слабого струму в єдиний трест. У 1923 р. в Ленінграді була утворена Центральна радіолабораторія (ЦРЛ) тресту заводів слабого струму, що зіграла значну роль в розвитку техніки радіоприйому в нашій країні.

Надалі електронні радіотехнічні лампи постійно удосконалювалися, і кожний рік привносив що-небудь нове в цій галузі. Так, в 1924 р. була винайдена чотириелектродна (з двома сітками) електронна лампа, або тетрод. У 1930 р. з'явилася п'ятиелектродна лампа (з трьома сітками) - пентод. Крім того, в ті роки були створені комбіновані (що мають дві, три лампові системи в одному балоні) і багатосіткові лампи (гептоди і октоди). До 1929 р. число типів приймально-підсилювальних ламп настільки зросло, що була введена єдина система їх найменування. Процес удосконалення електронних ламп триває і до теперішнього часу.

Одночасно з електронними лампами розвивалися газорозрядні прилади: у 1908 р. У.П.Вологдіним розроблені ртутні випрямлячі, в 1929-1931 рр. створені газотрони, тиратрони, потім стабілітрони та неонові лампи.

Для розвитку способів передачі зображення і вимірювальної техніки створювалися фотоелектронні і електронно-оптичні прилади. У 1887-1889 рр. А.Г.Столетов вивів основний закон фотоелектронної емісії, на підставі якого був створений перший фотоелемент. Продовжувачем цієї роботи став А.Ейнштейн, який встановив в 1905 р. другий закон фотоелектронної емісії. У 1932-1934 рр. радянські учені С.А.Векшинській, П.В.Тимофіїв, Л.А.Кубецкий розробили фотопомножувачі.

У Росії одну з перших електронно-променевих трубок для осцилографа запропонував в 1910-1911 рр. Д.А.Рожанській, а в 1912 р. професор Би.Л.Розінг продемонстрував можливість використання електронно-променевих трубок для передачі і прийому телевізійного зображення. Створенням передавальних і

приймальних електронно-променевих трубок займалися учені П.В.Шмаков, П.В.Тимофіїв, С.І.Катаєв.

2 Вакуумна електроніка

Вакуумна електроніка - це розділ електроніки, що включає дослідження взаємодії потоку вільних електронів з електричними і магнітними полями у вакуумі, а також методи створення електронних приладів і пристроїв, у яких ця взаємодія використовується.

Прилади вакуумної електроніки класифікують залежно від фізичного принципу дії, призначення і технології виробництва. В основу класифікації може бути покладена і запропонована модель приладів вакуумної електроніки.

Вивчення приладів і пристроїв електроніки доцільно проводити з системних позицій. З цією метою введемо модель приладу вакуумної електроніки, в якій розрізнятимемо п'ять основних елементів:

1. Носій інформаційного сигналу - сукупність вільних електронів.
2. Генератор (емітер) вільних електронів.
3. Континуальне середовище, в якості якого служить вакуум для електровакуумних приладів, або плазма для іонних приладів.
4. Пристрій управління сукупністю електронів в континуальному середовищі (фізичні поля).
5. Детектор інформаційних сигналів або пристрій відбору (анод) енергії від електронного потоку.

Поняття **континуум**, в перекладі з латинської - безперервний, означає сукупність всіх точок простору з однаковими властивостями.

На рис. 2.1 приведена, схематична модель приладу вакуумної електроніки.

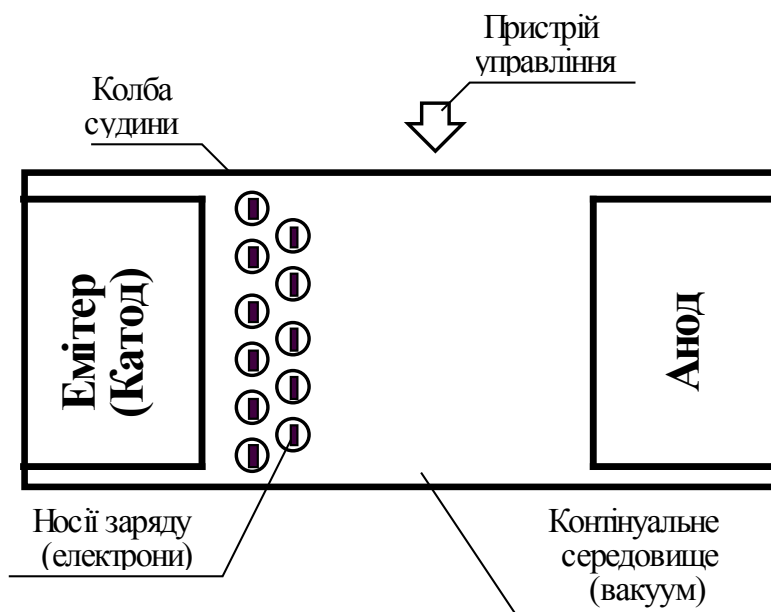


Рисунок 2.1 - Модель приладу вакуумної електроніки

В рамках такого системного підходу досліджуються такі фундаментальні проблеми:

- властивості окремого електрона і сукупності вільних електронів;
- властивості вакуумних континуальних середовищ, способи створення і вимірювання вакууму;
- різні способи емісії вільних електронів, закони електронної емісії з твердого тіла, формування електронних потоків;
- розповсюдження електронних потоків у вакуумі, способи управління електронними потоками за допомогою електричного, магнітного і схрещених електромагнітних полів, фокусування електронних пучків, групування електронів;
- детектування інформаційних сигналів на основі взаємодії потоку електронів з мішенями із різних, за фізичними властивостями, речовин; відбір енергії з електронних потоків.

У електровакуумних приладах і пристроях континуальним середовищем є вакуум.

2.1 Вакуум і його властивості

Під поняттям **вакуум** (від лат. *vacuum* — порожнеча), зазвичай розуміють стан газу при тиску значно нижчому за атмосферний. Це поняття застосовується звичайно до газу, що заповнює обмежений об'єм, але нерідко його відносять і до газу, що знаходиться у вільному просторі, наприклад, в космосі. Поведінка газу у вакуумних пристроях визначається співвідношенням між довжиною вільного пробігу l молекул (або атомів) і розміром d , характерним для даного приладу або процесу. Такими розмірами можуть бути, наприклад, відстань між стінками вакуумного об'єму, діаметр вакуумного трубопроводу, відстань між електродами електровакуумного приладу і т.п.

Це співвідношення називається критерієм Кнудсена

$$\hat{E}_E = l / d_{AO}$$

де l — довжина вільного пробігу молекул, $d_{E\Phi}$ — ефективний розмір вакуумної камери.

Залежно від співвідношення l і d розрізняють: низький вакуум ($K_K < 1$), середній вакуум ($K_K \approx 1$), і високий вакуум ($K_K > 1$).

У вакуумних установках і приладах з розміром $d \sim 10$ см низькому вакууму відповідає область тиску вище 10^2 Н/м² (1 мм рт. ст.) при якому взаємні зіткнення між молекулами переважають над зіткненнями молекул газу із стінками вакуумної камери, середньому вакууму — область тиску від 10^2 до 10^{-1} Н/м² (від 1 до 10^{-3} мм рт. ст.) коли частоти зіткнень молекул одна з одною і із стінками вакуумної камери однакові, і високому вакууму — область тиску нижче $0,1$ Н/м² (10^{-8} мм рт. ст.) при якому зіткнення молекул газу із стінками вакуумної камери переважають над взаємними зіткненнями молекул газу. Область тиску нижча 10^{-6} Н/м² (10^{-8} мм рт. ст.) називають надвисоким вакуумом. В порах або каналах діаметром $d \sim 1$ мкм поведінка газу відповідає високому вакууму. При тиску нижче 10^3 Н/м² (десятки мм рт. ст.) в камерах для

імітації космічного простору, розміри яких досягають десятків метрів, межею між середнім і високим вакуумом вважають тиск 10^{-3} Н/м² (10^{-5} мм рт. ст.).

Найбільш високий ступінь вакууму, що досягається існуючими методами, відповідає тиску $10^{-13} \div 10^{-14}$ Н/м² ($10^{-15} \div 10^{-16}$ мм рт. ст.). При цьому в 1 см³ об'єму залишається всього декілька десятків молекул. Ступінь розрідження, що досягається, визначається рівновагою між швидкістю відкачування газу і швидкістю його надходження у відкачуваний об'єм. Надходження може відбуватися за рахунок проникнення газу у вакуумну камеру ззовні через мікроскопічні отвори (теча), а також в результаті виділення газу, адсорбованого стінками судини.

Згідно цих визначень витікає, що ступені вакууму - поняття відносні; одному і тому ж тиску можуть відповідати різні ступені вакууму (залежно від співвідношення l/d_{eff}). Звідси випливає, що кожен розробник або технолог повинні поєднувати особливості в поведінці газу, залежні від співвідношення між l і d_{eff} , з необхідними вимогами до абсолютного значення тиску газу.

При практичній роботі з виробництва електровакуумних приладів, розрахунку і конструюванні вакуумних систем ступінь вакууму часто характеризують приблизно абсолютними значеннями тиску. Проте ці області тиску відповідають лише ступеню труднощі, а також різновидам способів їх створення, але ніяк не пов'язані з відмінностями у властивостях і поведінці газу.

2.2 Методи створення і вимірювання вакууму

Для успішного виробництва електровакуумних приладів необхідно реалізувати процеси створення, вимірювання і підтримки вакууму в створюваних виробках.

В основу процесів створення вакууму покладені два принципи:

- видалення газів з відкачуваного об'єму;
- скріплення газів за рахунок їх конденсації при низьких температурах, або за рахунок скріплення на стінках об'єму спеціальними матеріалами.

Для реалізації цих принципів застосовуються різні за конструкцією і принципом дії вакуумні насоси.

2.2.1 Вакуумні насоси

Вакуумний насос - це пристрій для видалення (відкачування) газів і пари із замкнутого об'єму з метою створення в ньому вакууму. Вакуумні насоси, за принципом дії розподіляються на:

- механічні (обертальні);
- струменеві;
- сорбційні;
- конденсаційні.

До основних параметрів вакуумних насосів відносяться:

- граничний (найменший) тиск (залишковий тиск, граничний вакуум), який може бути досягнутий насосом;
- швидкість відкачування - об'єм газу, що відкачується при даному тиску в одиницю часу ($\text{м}^3/\text{сек}$, л/сек); допустимий (найбільший) випускний тиск у випускному перетині насоса, подальше підвищення якого порушує нормальну роботу останнього.

Механічні насоси застосовують для створення вакууму від 1 Н/м^2 (10^{-2} мм рт. ст.) до 10^{-8} Н/м^2 (10^{-10} мм рт. ст.). У робочій камері простого механічного насоса здійснює зворотно-поступальний рух поршень, який витісняє газ, створюючи при зворотному ході розрідження зі сторони відкачуваної системи. Поршневі насоси (рис. 2.2) були першими механічними насосами.

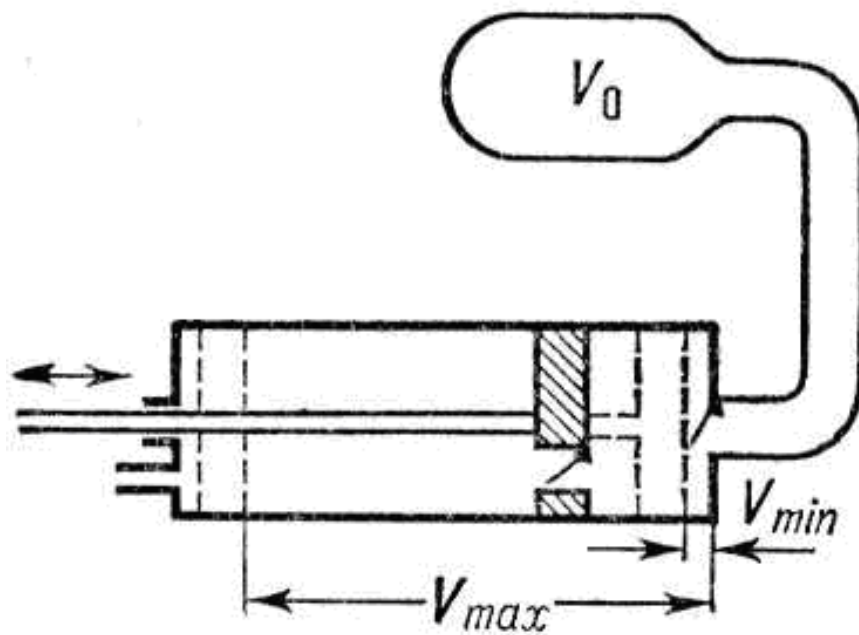


Рисунок 2.2 - Схема поршневого насоса: V_0 — відкачуваний об'єм; V_{min} і V_{max} — відповідно мінімальний і максимальний об'єм циліндра

Їх витіснили обертальні насоси. У багатопластинчатому обертальному насосі (рис. 2.3) всмоктування і виштовхування газу здійснюється при зміні об'ємів комірок, утворених ексцентрично розташованим ротором, у прорізах якого поміщені рухомі пластини, що притискаються до внутрішньої поверхні камери і ковзають по ній при його обертанні.

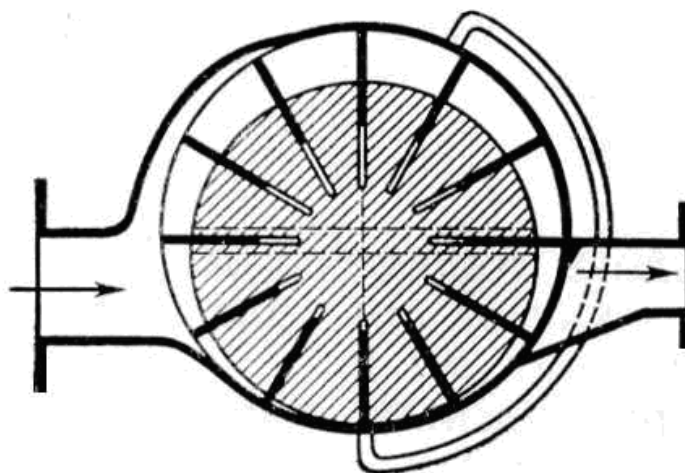


Рисунок 2.3 - Схема багатопластинчатого вакуумного насоса

За рахунок великої частоти обертання ротора ці насоси при порівняно малих розмірах мають велику швидкість відкачування (до 125 л/сек). Граничний тиск досягає 2000 Н/м^2 (15 мм рт. ст.) у одноступінчатих насосах і 10 Н/м^2 (10^{-1} мм рт. ст.) у двоступінчатих. Ці насоси придатні для відкачування вологого і забрудненого газу, кисню і вибухонебезпечних газів. Граничний вакуум досягає 95% (у одноступінчатих насосах) і 99,5% (у двоступінчатих насосах) від теоретично можливого; наприклад, при температурі води 20°C — до $7,1 \text{ кН/м}^2$ (53 мм рт. ст.) у одноступінчатих і $3,1 \text{ кН/м}^2$ (23 мм рт. ст.) у двоступінчатих насосах.

Для створення середнього вакууму частіше застосовують обертальні насоси з масляним ущільненням. Їх робоча камера заповнена маслом, або вони занурені в масляну ванну. Швидкість відкачування цих насосів досягає $0,1 \div 750$ л/сек, граничний тиск складає 1 Н/м^2 (10^{-2} мм рт. ст.) у одноступінчатих і 10^{-1} Н/м^2 (10^{-3} мм рт. ст.) у двоступінчатих насосах. Масло добре ущільнює всі зазори, виконує функцію додаткового охолоджуючого середовища, проте при тривалій роботі сконденсовані пари забруднюють масло. Для запобігання конденсації пари, що виникає при їх стисненні, камеру заповнюють певним об'ємом повітря (баластним газом), яке у момент вихлопу забезпечує парціальний тиск пари в пароповітряній суміші, що не перевищує тиску насичення. При цьому пари з насоса виштовхуються без конденсації. Такі

насоси називаються газобаластними і застосовуються як форвакуумні (для створення попереднього розрідження).

Дваторні насоси мають два фігурні ротори, які при обертанні входять один в інший, створюючи направлений рух газу (рис. 2.4).

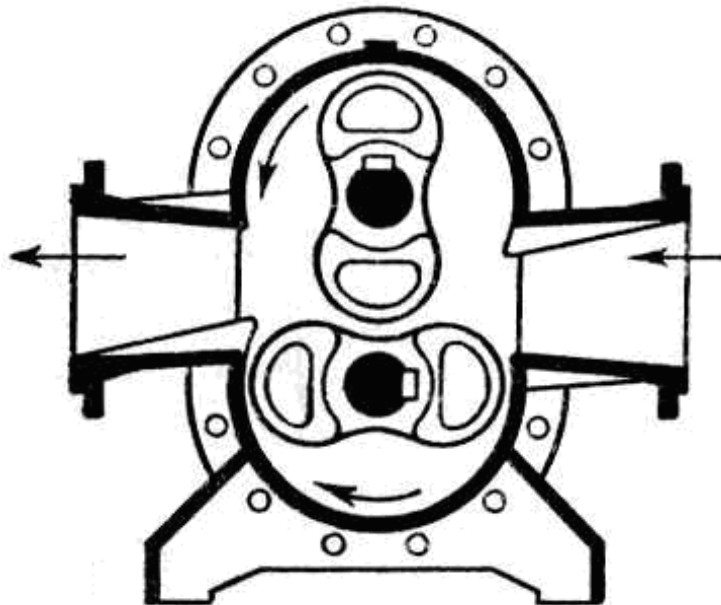


Рисунок 2.4 - Схема двоторного насоса

Ці насоси мають велику швидкість відкачування і часто застосовуються як проміжні (допоміжні), або бустерні між форвакуумними насосами і насосами високого вакууму. Вони забезпечують вакуум $10^{-2} \div 10^{-3}$ Н/м² ($10^{-4} \div 10^{-5}$ мм рт.ст.) при швидкості відкачування до 15 м³/сек.

У молекулярних насосах при обертанні ротора в газі молекули одержують додаткову швидкість у напрямі їх руху. Вперше такий насос був запропонований в 1912 р. німецьким вченим В. Геде, але довго не набував поширення із-за складності конструкції. У 1957 р. німецький вчений В. Беккер застосував турбомолекулярний насос (рис. 2.5), ротор якого складається з системи дисків.

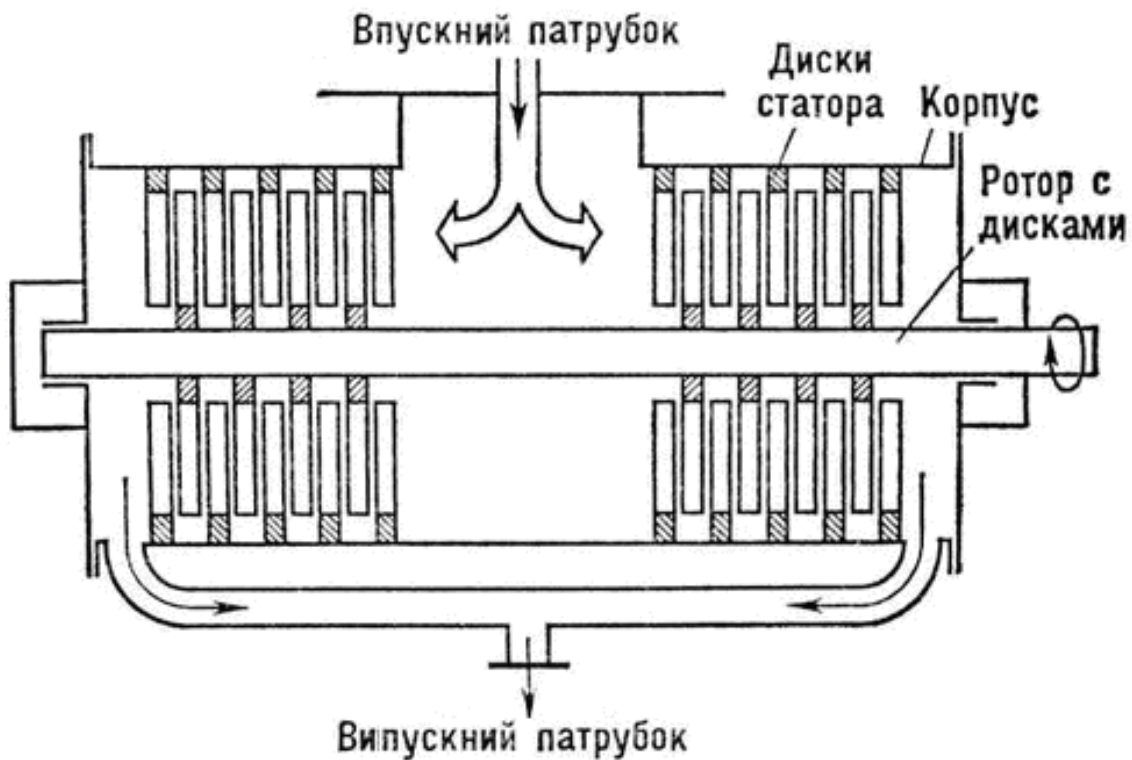


Рисунок 2.5 - Схема турбомолекулярного насоса.

Таким насосом створюють вакуум до 10^{-8} Н/м² (10^{-10} мм рт. ст.).

У **струменевих насосах** направлений струмінь робочої речовини відносить молекули газу, які надходять з відкачуваного об'єму. В якості робочої речовини можуть бути використані рідини або пари рідин. Залежно від цього насоси діляться на:

- водоструменеві,
- пароводяні,
- парортутні
- паромасляні.

За принципом дії струменеві насоси бувають ежекторними і дифузійними. У ежекторних насосах дія струменя, що відкачує, заснована на збільшенні тиску газового потоку під дією струменя вищого натиску (рис. 2.6).

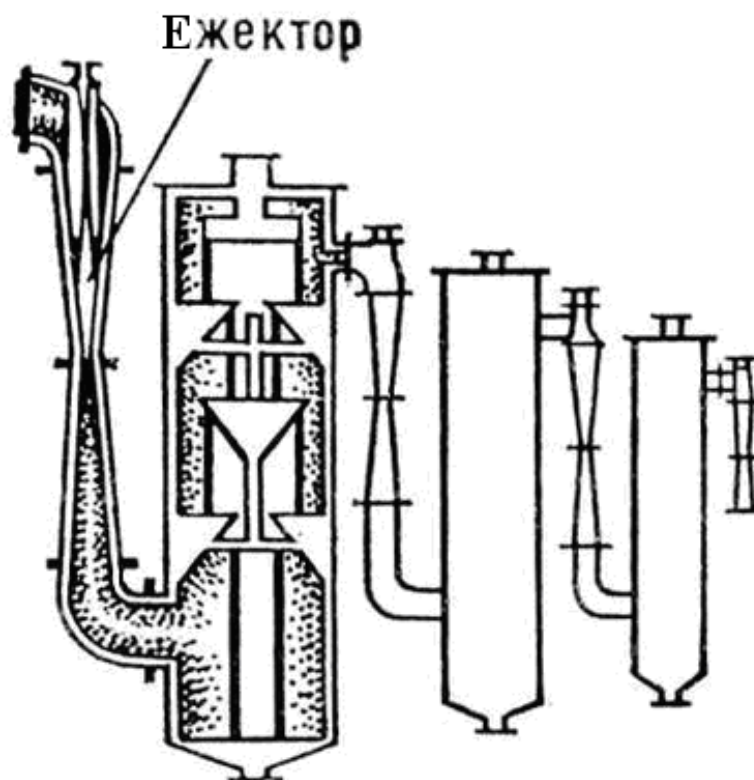
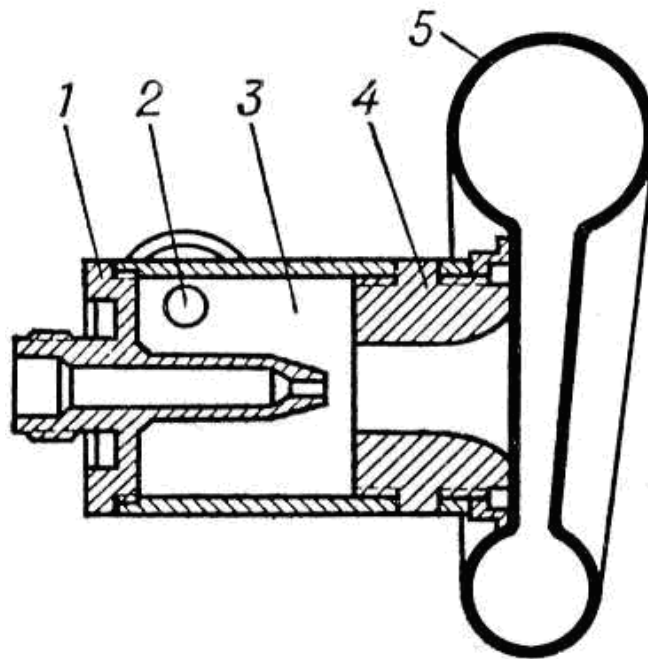


Рисунок 2.6 - Схема багатоструменевого ежекторного насоса

Такі насоси застосовуються для створення вакууму до 10 Н/м^2 (10^{-1} мм рт. ст.). Простим ежекторним насосом є водоструменевий насос, поширений в лабораторній практиці, в хімічній промисловості і ін. Граничний тиск таких насосів не набагато перевищує тиск водяної пари. Наприклад, при температурі води в насосі, рівній 20°C , вакуум, що досягається, дорівнює 3100 Н/м^2 (23 мм рт. ст.), а парціальний тиск залишкових газів дорівнює 670 Н/м^2 (5 мм рт. ст.). До ежекторних насосів може бути віднесений вихровий насос (апарат), дія якого заснована на використанні розрідження, що розвивається уздовж осі вихору (рис. 2.7).



1 — центральне сопло; 2 — тангенціальне сопло; 3 — камера завихорення;
4 — дифузор; 5 — улитка.

Рисунок 2.7 - Схема вихрового вакуумного насоса

Значно більші швидкість відкачування і нижній граничний тиск мають насоси, в яких робочою речовиною є водяна пара. У багатоступінчатих пароводяних насосах швидкість відкачування досягає $20 \text{ м}^3/\text{сек}$, створюваний вакуум досягає $0,7 \text{ Н/м}^2$ ($5 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$).

Дію дифузійних насосів, що відкачують, засновано на дифузії молекул відкачуваного газу у області дії струменя пари робочої речовини внаслідок перепаду їх парціального тиску. Як робочу речовину в 1915р. В.Геде застосував пари ртуті. Ртуть забезпечує постійний (для даної температури) тиск насиченої пари, постійну (для даного тиску) температуру, залишається хімічно неактивною, не боїться перегріву. Але пари ртуті, навіть в невеликій кількості, небезпечні для організму людини. Одним із замінників ртуті є масло. Такі вакуумні насоси називаються паромасляними. Застосування в якості робочої рідини масла привело до широкого розповсюдження таких насосів з швидкістю відкачування до декількох сотень $\text{м}^3/\text{сек}$ при отриманні вакууму до 10^{-6} Н/м^2

(10^{-8} мм рт. ст.). У паромасляному вакуумному насосі в одному корпусі послідовно сполучені декілька ступенів, що відкачують (рис. 2.8).

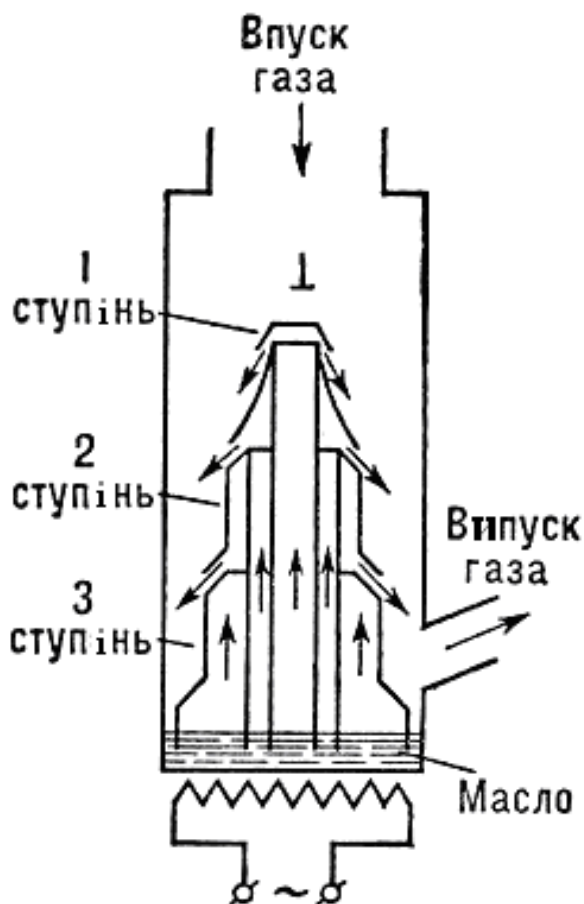


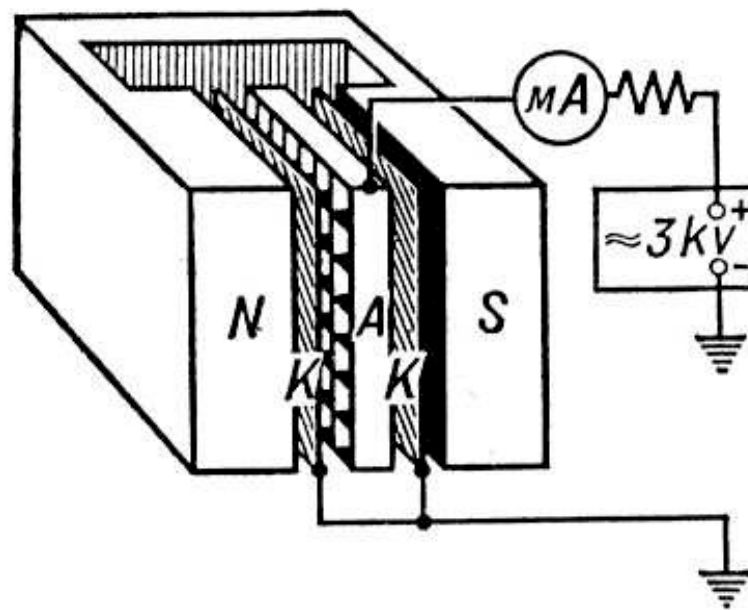
Рисунок 2.8 - Схема триступінчатого паромасляного насоса

Діапазон робочого тиску триступінчатого паромасляного насоса складає $10^{-3} \div 10^{-1}$ Н/м² ($10^{-5} \div 10^{-3}$ мм рт. ст.).

У **сорбційних насосах** використовують здатність деяких речовин (наприклад, Ti, Mo, Zr і ін.) поглинати газ. Відкачуваний газ осідає на поверхні усередині вакуумної системи. Один з активних поглиначів постійно наноситься на поглинаючу поверхню (випарний насос). Поглиначем може бути також пористий адсорбент.

Дія **іонних насосів** заснована на іонізації газу сильним електричним розрядом і видаленні іонізованих молекул електричним полем. Цей спосіб мало поширений із-за складності пристрою і великої споживаної потужності, що витрачається головним чином на створення магнітного поля. При кімнатній температурі інертні гази і вуглеводні практично не поглинаються напиленими

плівками металів. Для їх видалення служать комбіновані іонно-сорбційні, або іонно-геттерні, насоси, в яких сорбційний спосіб поглинання хімічно активних газів поєднується з іонним способом відкачування інертних газів і вуглеводнів. У електророзрядних або магніторозрядних іонно-сорбційних насосах (рис. 2.9) поглинаюча поверхня оновлюється осадженням на стінках термічно випарюваного титану, а також катодним розпилюванням титану в електричному розряді або в магнітному полі.



N, S — північний і південний полюси; A — анод; K — катод

Рисунок 2.9 – Магніторозрядний іонно-сорбційний насос

Іонно-сорбційні вакуумні насоси при попередньому відкачуванні до 10^{-2} Н/м² (до 10^{-4} мм рт. ст.) створюють вакуум біля 10^{-5} Н/м² (10^{-7} мм рт. ст.). Швидкість відкачування залежить від густини газу. Наприклад, швидкість відкачування водню 5000 л/сек, азоту 2000 л/сек, аргону 50 л/сек. Граничний тиск, що досягається, в добре вакуумованих об'ємах і без натікання газу, є нижчим за 10^{-8} Н/м² (10^{-10} мм рт. ст.).

Дія **конденсаційних, або криогенних, насосів** засновано на поглинанні газу охолодженою до низької температури поверхнею (рис. 2.10).

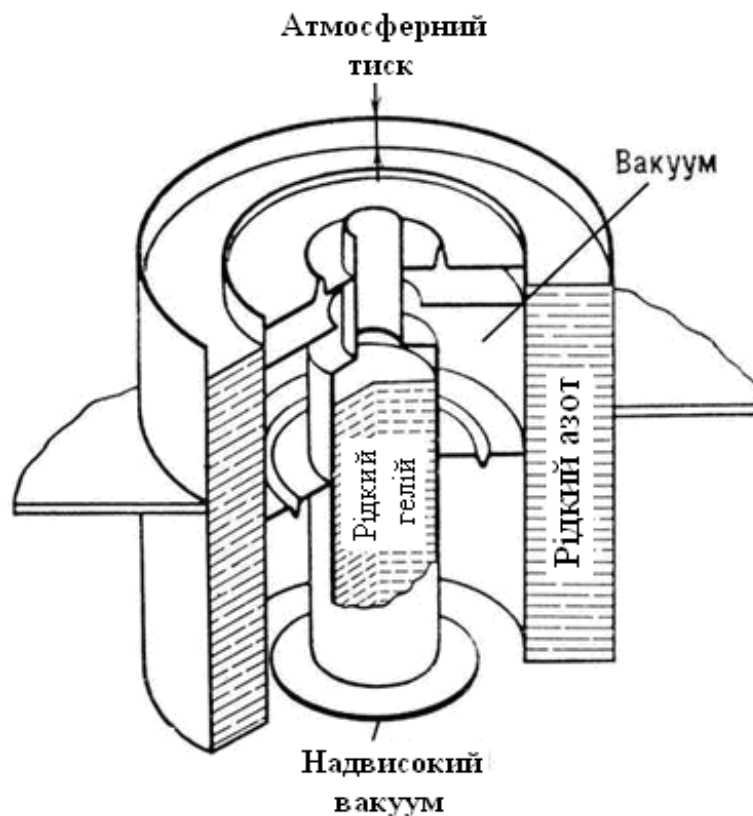


Рисунок 2.10 - Криогенний насос

Воднево-конденсаційний насос, запропонований Г.Лазаревим із співробітниками (Фізико-технічний інститут АН УРСР), має постійну швидкість відкачування в широкому діапазоні тиску. Охолоджуючий рідкий водень виробляється зріджувачем, що знаходиться в установці. Неконденсовані гази (водень, гелій) відкачуються паралельно включеним насосом, наприклад дифузійним. Для включення такого насоса необхідне попереднє розрідження.

2.2.2 Технічні засоби і методи вимірювання вакууму

Універсального методу вимірювань вакууму не існує. У приладах для вимірювання тиску використовуються різні фізичні закономірності, прямо або побічно пов'язаних з тиском або густиною газу. Одиниця тиску в Міжнародній системі одиниць (СІ) — ньютон на квадратний метр (Н/м^2). У вакуумній техніці застосовується також позасистемна одиниця мм рт.ст.: $1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322$

Н/м². Вимірюють вакуум ***вакуумметрами***, кожний з яких має свій діапазон вимірювання тиску (рис. 2.11).

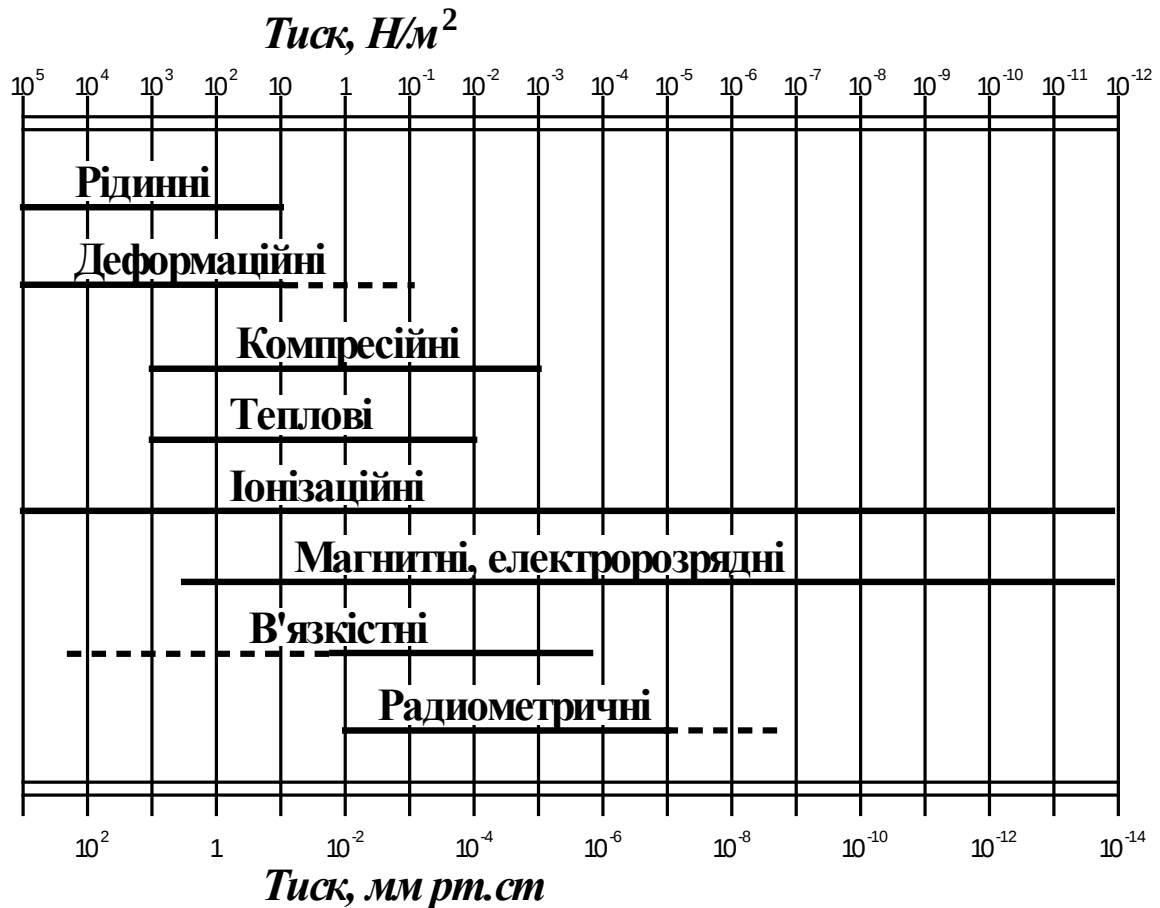


Рисунок 2.11 - Діапазони робочого тиску різних вакуумметрів
(пунктирними лініями показаний граничний тиск)

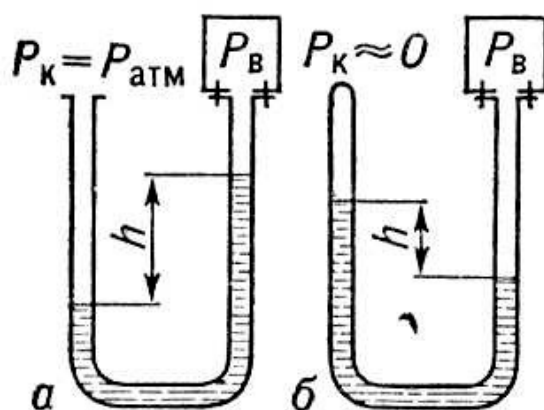
За принципом дії вакуумметри розділяються на:

- рідинні,
- механічні (деформаційні, мембранні і ін.),
- компресійні (наприклад, вакуумметр Мак-Леода),
- теплові (термопарний і термоелектричний),
- іонізаційні,
- магнітні,
- електророзрядні,
- в'язкісні,
- радіометричні.

Цими вакуумметрами вимірюють повний тиск.

При оцінці вакууму крім повного тиску часто необхідно вимірювати **парціальний тиск** окремих компонентів газу. Для цього користуються деякими типами **мас-спектрометрів** і спеціальними вимірниками. На відміну від аналітичних мас-спектрометрів, вимірники парціального тиску не мають власної вакуумної системи і встановлюються безпосередньо на відкачуваних об'ємах. Діапазон вимірювань парціального тиску становить $10^3 \div 10^{-10} \text{ Н/м}^2$ ($10 \div 10^{-12} \text{ мм рт. ст.}$).

У **рідинному** (гідростатичному) вакууметрі (рис. 2.12) газ тисне на рідину, що знаходиться в U-образній трубці.



а - з відкритим коліном, б - з закритим коліном

Рисунок 2.12 - Рідинний U-образний вакуумметр

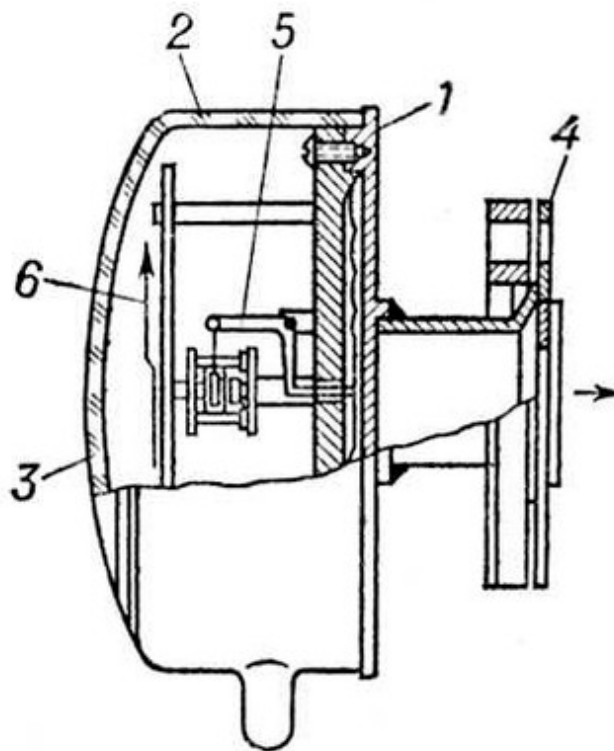
В одному з колін знаходиться газ при вимірюваному тиску p_B , а у другому - при відомому (опорному) тиску p_K . Якщо густина рідини ρ , то різниця тиску в колінах урівноважиться стовпом рідини висотою h :

$$p_B - p_K = g\rho h,$$

де g — прискорення вільного падіння; звичайно $p_K \ll p_B$. Вживані рідини (ртуть або **вакуумні масла**) мають малий парціальний тиск пари при робочій температурі і хімічно нейтральні по відношенню до газів і матеріалу трубки.

Рідинні вакуумметри існують із закритим і відкритим коліном, дзвонові і ін. Недоліки рідинних вакуумметрів: проникнення пари рідини у вакуумну систему, невеликий діапазон вимірювання тиску з нижньою межею до 10^{-1} Н/м² (10^{-3} мм рт. ст.).

У **механічному** вакуумметрі газ тисне на чутливий елемент (спіральну трубку, сільфон, мембрану). Наприклад, у мембранному вакуумметрі (рис. 2.13) мембрана герметично відокремлює вакуумну систему від об'єму, в якому підтримується постійний опорний тиск, звичайно в $100 \div 1000$ разів менше вимірюваного.



1 — мембрана; 2 — корпус; 3 — передня прозора поверхня вакуумметра; 4 — приєднувальний фланець; 5 — система важелів; 6 — стрілка.

Рисунок 2.13 - Мембранний вакуумметр

Деформація мембрани передається стрілці, що пересувається поверх шкали. При вимірюванні малого тиску для підвищення чутливості мембрану з'єднують з електричним датчиком. Механічний вакуумметр дозволяє вимірювати тиск 10^2 Н/м² (1 мм рт. ст.).

Компресійним вакуумметром (рис. 2.14) можна вимірювати тиск до 10^{-3} Н/м² (10^{-5} мм рт. ст.).

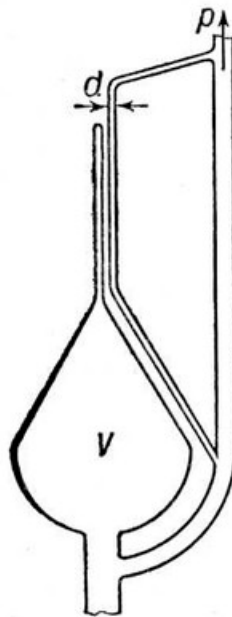


Рисунок 2.14 - Схема компресійного вакуумметра Мак-Леода

Дія такого вакуумметра заснована на законі *Бойля - Маріот та а*. Основні частини приладу: балон об'ємом V , два капіляри однакового діаметру d , один з яких запаяний, і трубка, що з'єднує прилад з системою, в якій вимірюється тиск; знизу вводиться рідина (у більшості випадків ртуть), яка відсікає в об'ємі $V_{\text{газ}}$ при вимірюваному тиску p і потім стискає його до тиску $p_1 \geq p$ у малому об'ємі запаяного капіляра

$$V_1 = \frac{\pi d^2 h}{4},$$

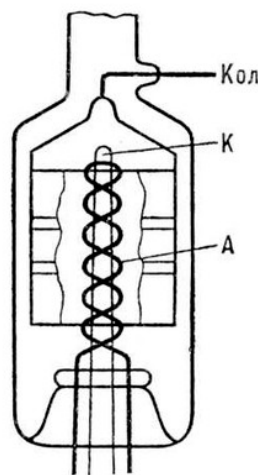
де h — висота частини капіляра, що не заповнена рідиною.

Тиск p_1 визначається різницею рівнів стовпчиків рідини у запаяному і відкритому капілярах. Вимірюваний тиск можна визначити за законом Бойля - Маріотта $p = p_1 V_1/V$, якщо відомий діаметр d і об'єм V .

Похибки вимірювання тиску за допомогою рідинних, механічних і компресійних вакуумметрів не залежать від природи газу.

Для вимірювання вакууму до 10^{-2} Н/м² (10^{-4} мм рт. ст.) можна застосовувати також і *т епловий вакууммет р*, принцип дії якого заснований на залежності теплопровідності розріджених газів від їх тиску. Датчиком приладу служить герметичний балон з дротом у середині, що нагрівається електричним струмом. При зміні тиску в системі змінюється відведення тепла від нитки датчика і, отже, її температура (при постійній потужності нагріву). Розрізняють термопарні вакуумметри, температура нитки яких вимірюється приєднаною до неї термопарою, і теплоелектричні вакуумметри опору, температуру нитки яких визначають за її електричним опором.

В *іонізаційному вакууммет рі* (рис. 2.15) газ іонізується яким-небудь джерелом постійного іонізуючого випромінювання, а інтенсивність іонізації газу залежить від тиску.



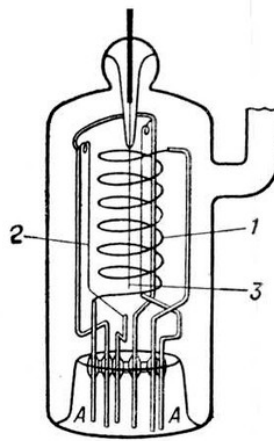
А — анод; К — катод; Кол — колектор.

Рисунок 2.15 - Схема іонізаційного вакуумметра

В електронних іонізаційних вакуумметрах іонізація здійснюється потоком електронів. Звичайно такий вакуумметр має три електроди: катод *К*, анод *А*, що створюють електричне поле, яке прискорює електрони і надає їм енергію, необхідну для іонізації; негативний колектор *Кол*, що збирає позитивні іони, які утворюються в газі. Сила іонного струму в ланцюзі колектора служить мірою

тиску газу. Іонізаційними вакуумметрами можна вимірювати вакуум в широких межах (рис. 2.11).

Надвисоковакуумним іонізаційним вакуумметром, так званою лампою Байярда-Альперта (рис. 2.16), можна вимірювати тиск в широких межах.

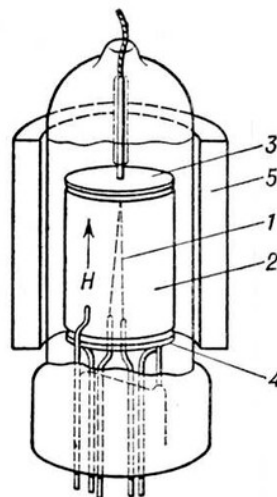


1 — анод; 2 — катод; 3 — колектор; А — анод

Рисунок 2.16 - Лампа Байярда - Альперта

Цей вакуумметр має катод, яким служить тонкий дрот, розміщений усередині анодної сітки, і колектор, що знаходиться зовні. Таким вакуумметром можна вимірювати тиск до 10^{-8} Н/м² (10^{-10} мм рт. ст.).

Іонізаційний вакуумметр Лафферті (рис. 2.17) працює у магнітному полі.



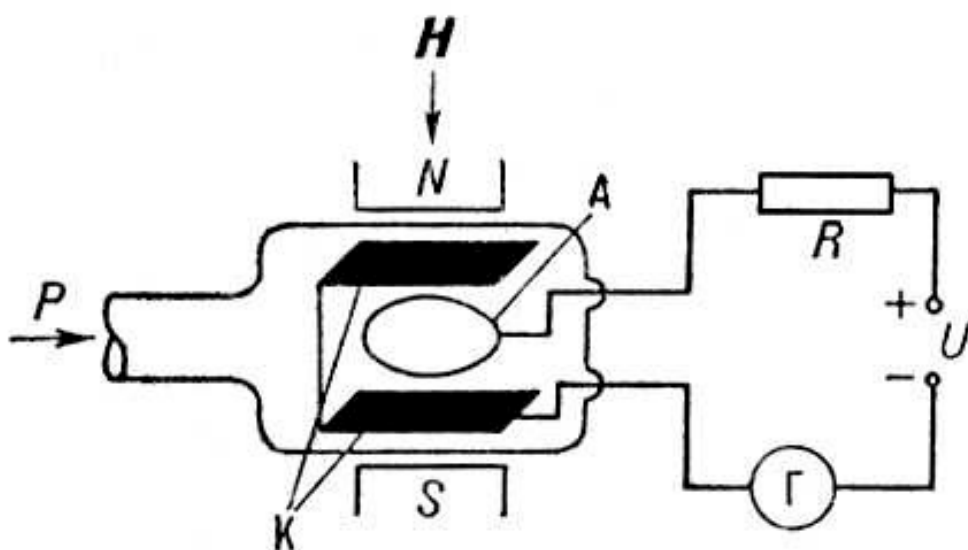
1 — катод; 2 — анод; 3 — колектор; 4 — екран; 5 — магніт;

Н — напруженість магнітного поля

Рисунок 2.17 - Вакуумметр Лафферті

Це дозволяє подовжити шляхи електронів в робочому просторі і забезпечити високу ефективність іонізації при дуже малому електронному струмі. Нижня межа вимірювань такого вакуумметра — 10^{-11} Н/м² (10^{-13} мм рт. ст.). Для вимірювання тиску до 10^{-5} Н/м² (10^{-7} мм рт. ст.) застосовують іонізаційний радіоізотопний вакуумметр (*альфат рон*), в якому іонізація газу здійснюється α - частинками.

У *магніт ному елект ророзрядному вакууммет рі* (рис. 2.18) використана залежність струму електричного розряду в магнітному полі від концентрації газу, а, отже, і від його тиску.



P — тиск, N і S — північний і південний полюси магніта; A — анод; K — катод; H — напруженість магнітного поля; Γ — гальванометр

Рисунок 2.18 - Схема магнітного електророзрядного вакуумметра

Такими вакуумметрами також можна вимірювати надвисокий вакуум 10^{-12} Н/м² (10^{-14} мм рт. ст.). Вакуумметр складається з перетворювача, що має дві плоско-паралельні катодних пластини K і поміщений між ними кільцевий анод A , площа якого паралельна пластинам. Трубка розташована в магнітному полі постійного магніту з напруженістю $H = 32$ кА/м; напрям магнітного поля перпендикулярний пластинам. Між електродами прикладається напруга $U = 2 \div 3$ кВ через опір $R = 1$ МОм. Сила розрядного струму служить мірою тиску і

вимірюється гальванометром G . Сумісна дія електричного і магнітного полів багатократно подовжує траєкторії електронів і збільшує ймовірність іонізації газу. Це приводить до виникнення і існування самостійного розряду при дуже низькому тиску. Першими електророзрядними вакуумметрами вимірювали тиск до 10^{-2} Н/м² (10^{-4} мм рт. ст.), а сучасними електророзрядними вакуумметрами — до 10^{-12} Н/м² (10^{-14} мм рт. ст.).

В'язкісний вакуумметр p застосовують в лабораторній практиці для вимірювання тиску до 10^{-4} Н/м² (10^{-6} мм рт. ст.). Принцип його дії заснований на залежності в'язкості розрідженого газу від тиску. Розрізняють демпферний в'язкісний вакуумметр і в'язкісний вакуумметр з диском. У першому мірою тиску служить час загасання вільних коливань якого-небудь вібратора в газі. У другому - диск, що обертається з великою швидкістю, передає через газ обертаючий момент іншому диску, підвішеному на тонкій нитці; кут повороту цього диска служить мірою тиску.

У **радіомет ричному вакуумметр pi** використовується радіометричний ефект. Між двома неоднаково нагрітими пластинами, поміщеними в розріджений газ, виникають сили, що відхиляють пластини на величину, пропорційну тиску газу. Покази такого вакуумметра майже не залежать від природи газу. Межа вимірювання 10^{-5} Н/м² (10^{-7} мм рт. ст.).

Питання для самоконтролю і підготовки до тестування

1. Сформулюйте поняття вакууму
2. Сформулюйте поняття середньої довжини пробігу частинки в газі?
3. Як на основі критерію Кнудсена класифікують ступені вакууму?
4. Сформулюйте поняття - тиск газу?
5. У яких одиницях вимірюється тиск газу?
6. Які принципи лежать в основі методів отримання вакууму?
7. Перерахуйте основні типи вакуумних насосів і їх основні характеристики.

8. Які види вакуумних насосів застосовують для отримання низького вакууму?
9. Для яких цілей служить вакуумне масло і в яких насосах воно використовується?
10. Які види вакуумних насосів застосовують для отримання середнього вакууму?
11. Які види вакуумних насосів застосовують для отримання високого вакууму?
12. З якою метою послідовно включають насоси (форвакуумний, середнього і високого вакууму)?
13. Якими характеристиками вакуумної системи обмежується максимально-можливий рівень одержуваного вакууму.
14. Які фізичні принципи лежать в основі методів вимірювання ступеня вакууму?
15. Які технічні засоби застосовуються для вимірювання ступеня вакууму?
16. Сформулюйте поняття абсолютного манометра?
17. Які види вакуумметрів застосовують для вимірювання низького вакууму?
18. Які види вакуумметрів застосовують для вимірювання середнього вакууму?
19. Які види вакуумметрів застосовують для вимірювання високого вакууму?
20. Приведіть приклад вакуумметра здатного працювати у всьому діапазоні тиску.

3 Емісійна електроніка

Для правильного розуміння принципу дії електровакуумних приладів і фізичних процесів, що протікають в них, необхідно мати чітке уявлення про те, яким чином виникає електричний струм у вакуумному проміжку, оскільки вільних носіїв заряду в ньому практично немає. За визначенням, **електричний струм** - направлений рух вільних носіїв заряду під дією зовнішнього електричного поля. Таким чином, для появи електричного струму у вакуумному проміжку необхідно мати мінімум два електроди, на які буде подана напруга для створення електричного поля, і джерело вільних зарядів (емітер або катод), яке емітує їх у вакуумний проміжок. Обидва електроди (один з яких одночасно може бути емітером) поміщають у вакуум, який зосереджений в ізолюючій судині (колбі). Колби виконуються з скла або металу. Виводи електродів проходять крізь ізолюючу судину для підключення в електричну схему.

3.1 Електронна емісія

Електронна емісія - це випускання електронів у вакуум поверхнею твердого тіла або рідини. Електронна емісія виникає у випадках, коли під впливом зовнішніх дій частина електронів тіла набуває енергії, достатньої для подолання *пот енційного бар'єру* на межі тіла, або якщо під дією електричного поля поверхневий потенційний бар'єр стає «прозорим» для частини електронів, що мають усередині тіла найбільші енергії.

Залежно від природи зовнішньої дії розрізняють:

- термоелектронну емісію (нагрівання тіл);
- вторинну електронну емісію (бомбардування поверхні електронами);
- іонно-електронну емісію (бомбардування поверхні іонами);
- фотоелектронну емісію (оптичне електромагнітне опромінювання);

— автоелектронну емісію (зовнішнє електричне поле) і ін.

У певних умовах (наприклад, при пропусканні струму через напівпровідник з високою рухливістю електронів, або при дії на нього сильного імпульсу електричного поля) електрони провідності можуть «нагріватися» значно сильніше, ніж кристалічна решітка, і частина з них може покинути тіло (емісія «гарячих» електронів).

У всіх явищах, де необхідно враховувати вихід електрона з кристала в навколишній простір, або перехід з одного кристала в інший, визначального значення набуває така характеристика, як **робота виходу**. Робота виходу визначається як мінімальна енергія, потрібна, щоб витягнути електрон з твердого тіла і помістити його в точку простору, де його потенційна енергія умовно приймається рівною нулю. Окрім опису різних емісійних явищ, поняття роботи виходу грає важливу роль при поясненні виникнення контактної різниці потенціалів при контакті двох металів, металу з напівпровідником, двох напівпровідників, а також інших гальванічних явищ.

3.2 Робота виходу електрона

Та обставина, що електрони утримуються всередині твердого тіла, указує на те, що в поверхневому шарі тіла виникає затримуюче поле, що перешкоджає електронам виходити з нього в навколишній вакуум. Схематичне зображення потенційного бар'єру на межі твердого тіла наведено на рис.3.1. Щоб видалити електрон з кристалу, необхідно виконати так звану **роботу виходу**. Розрізняють **термодинамічну** і **зовнішню** роботи виходу.

Термодинамічною роботою виходу називають різницю між енергією нульового рівня вакууму і енергією Фермі твердого тіла.

Зовнішня робота виходу (або електронна спорідненість) - це різниця між енергією нульового рівня вакууму і енергією дна зони провідності (рис. 3.1).

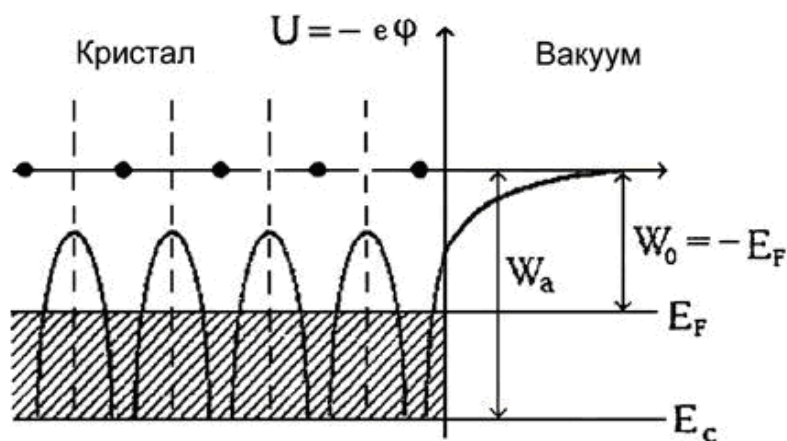


Рисунок 3.1 - Форма кристалічного потенціалу U уздовж лінії розташування іонів в кристалі і в приповерхневій області кристала

На рис. 3.1 позначені точками положення іонів на горизонтальній лінії; $\phi = -U/e$ – потенціал роботи виходу; E_F – енергія Фермі (негативна); E_C – енергія дна зони провідності; W_0 – термодинамічна робота виходу; W_a – зовнішня робота виходу; заштрихована область умовно зображає заповнені електронні стани.

Існує дві основні причини виникнення потенційного бар'єру на межі твердого тіла і вакууму. Одна з них пов'язана з тим, що електрон, що вилетів з кристала, індукує на його поверхні позитивний електричний заряд. Виникає сила тяжіння між електроном і поверхнею кристала, яка прагне повернути електрон назад в кристал. Інша причина пов'язана з тим, що електрони за рахунок теплового руху можуть перетинати поверхню металу і віддалятися від нього на невеликі відстані (порядку атомних). Вони утворюють над поверхнею негативно заряджений шар. На поверхні кристала в цьому випадку після виходу електронів формується позитивно заряджений шар іонів. В результаті утворюється подвійний електричний шар. Він не створює поля в зовнішньому просторі, але на подолання електричного поля усередині самого подвійного шару також потрібно витратити енергію.

Значення роботи виходу для більшості металів і напівпровідників складає декілька електрон-вольт; наприклад, для літію робота виходу рівна 2,38 еВ, заліза - 4,31 еВ, германію - 4,76 еВ, кремнію - 4,8 еВ. У значній мірі величина

роботи виходу визначається кристалографічною орієнтацією грані монокристала, з якою відбувається емісія електронів. Так робота виходу вольфраму для (110) - площини складає 5,3 еВ, для (111) і (100) - площин ці значення рівні відповідно 4,4 еВ і 4,6 еВ.

Значно впливають на роботу виходу тонкі плівки, нанесені на поверхню кристала. Атоми або молекули, що осіли на поверхню кристала, часто віддають електрон в прошарку або приймають електрон від нього і стають іонами. На рис. 3.2 показана енергетична діаграма металу і ізолюваного атома для випадку, коли термодинамічна робота виходу електрона з металу W_0 більше, ніж енергія іонізації E_{ion} атомів які осідають на його поверхні.

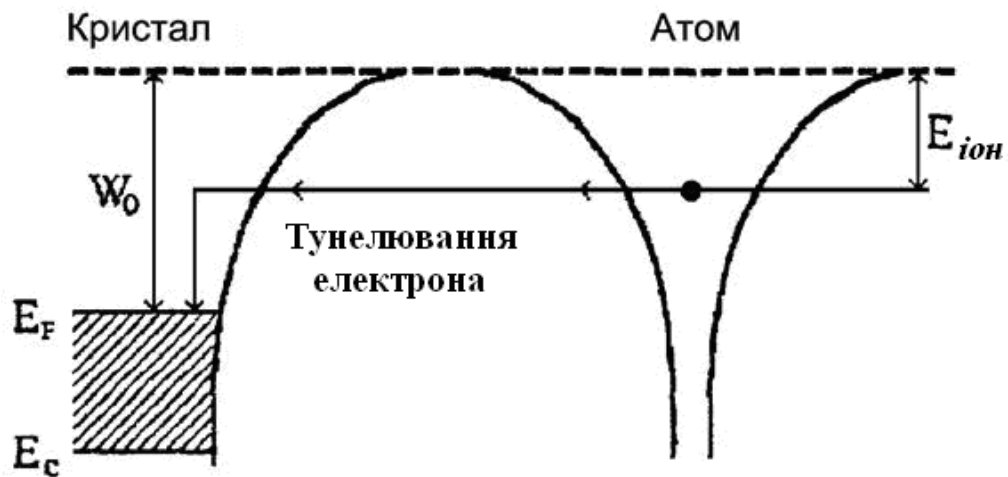


Рисунок 3.2 - Енергетична діаграма для електронів металу і для валентного електрона в атомі

В цьому випадку електрону атома енергетично вигідно тунелювати в метал і опуститися в ньому до рівня Фермі. Поверхня металу, вкрита такими атомами, заряджається негативно і утворює з позитивними іонами подвійний електричний прошарок, поле якого зменшуватиме роботу виходу з металу. На рис.3.3а зображено кристал вольфраму, який вкритий шаром монокристалічного цезію.

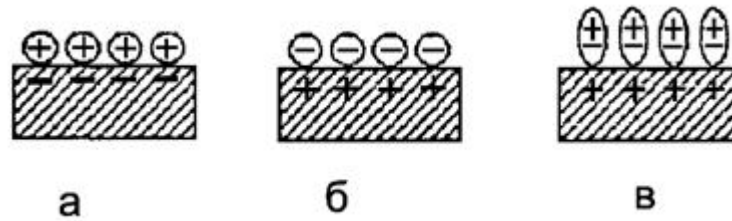


Рисунок 3.3 - Схематичне зображення поверхні металу, вкритої позитивними (а), негативними (б) іонами або поляризованими частинками (в)

Тут реалізується ситуація, розглянута вище, оскільки енергія E_{ion} цезію (3,9 eV) менше роботи виходу вольфраму (4,5 eV). У експериментах робота виходу зменшується більш ніж в три рази. Протилежна ситуація спостерігається, якщо вольфрам покритий плівкою атомів кисню (рис.3.3б). Оскільки зв'язок валентних електронів у кисні сильніше, ніж у вольфрамі, то при адсорбції кисню на поверхні вольфраму утворюється подвійний електричний шар, що збільшує роботу виходу з металу. Найчастіше реалізується випадок, коли атом, що осів на поверхню, не віддає повністю свій електрон металу чи приймає в себе зайвий електрон, а деформує свою електронну оболонку так, що адсорбовані на поверхні атоми поляризуються і стають електричними диполями; залежно від орієнтації диполів робота виходу металу зменшується або збільшується (рис.3.3в).

3.3 Термоелектронна емісія

Термоелектронна емісія є одним з видів емісії електронів поверхнею твердого тіла коли зовнішня дія пов'язана з нагріванням твердого тіла.

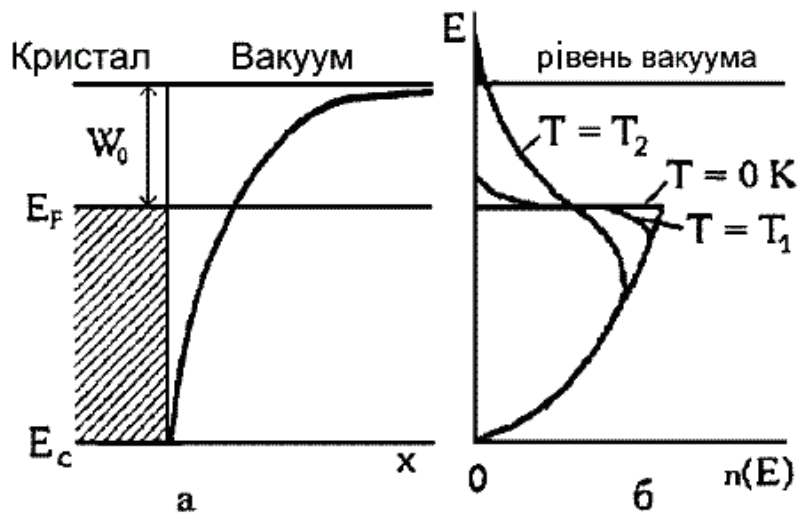
Явищем термоелектронної емісії називається випускання електронів нагрітими тілами (емітерами або катодуми) у вакуум або інше середовище.

В умовах термодинамічної рівноваги число електронів $n(E)$, що мають енергію в інтервалі від E до $E+dE$, визначається статистикою Фермі-Дираку:

$$n(E)dE = g(E) \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} dE, \quad (3.1)$$

де $g(E)$ – число квантових станів, які відповідають енергії E ; E_F – енергія Фермі; k – постійна Больцмана; T – абсолютна температура.

На рис.3.4 показані енергетична схема металу і криві розподілу електронів за енергіями при $T = 0^\circ \text{K}$, при низькій температурі T_1 і при високій температурі T_2 . При температурі 0°K енергія всіх електронів менше енергії Фермі. Жоден з електронів покинути кристал не може і ніякої термоелектронної емісії не спостерігається.



а - енергетична схема кристала, б - криві розподілу електронів по енергіях при різних температурах.

Рисунок 3.4 - Енергетична схема кристала

Зі збільшенням температури зростає число термічно збуджених електронів, здатних вийти з металу, що обумовлює явище термоелектронної емісії. На рис.3.4 це ілюструється тим, що при $T=T_2$ «хвіст» кривої розподілу заходить за нульовий рівень потенційної ями. Це свідчить про появу електронів, що мають енергію, яка перевищує висоту потенційного бар'єру.

Для металів робота виходу складає декілька електрон-вольт. Енергія kT навіть при температурі в тисячі Кельвінів складає долі електрон-вольт. Для чистих металів значна емісія електронів може відбуватися при температурі порядку 2000 К. Наприклад, у чистому вольфрамі емісія є помітною вже при температурі 2500 К.

3.4 Фотоелектронна емісія

Фотоелектронна емісія або (зовнішній фотоефект) - це випускання електронів у вакуум твердими тілами і рідинами під дією оптичного випромінювання (фотонів). Практичне значення в більшості випадків має фотоелектронна емісія з твердих тіл (металів, напівпровідників, діелектриків) у вакуум. Основні закономірності фотоелектронної емісії полягають у наступному:

1. Кількість електронів, що випускаються, пропорційна інтенсивності випромінювання.
2. Для кожної речовини при певному стані її поверхні і температурі $T \rightarrow 0$ К існує поріг («червона» межа) - мінімальна частота ω_0 (або максимальна довжина хвилі λ_0) випромінювання, за якою фотоелектронна емісія не виникає.
3. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно зростає з частотою випромінювання і не залежить від його інтенсивності.

Фотоелектронна емісія - результат трьох послідовних процесів:

- поглинання фотона і появи електрона з високою, в порівнянні з середньою, енергією;
- рух цього електрона до поверхні, при якому частина енергії може розсіятися;
- виходу електрона в інше середовище через поверхню розділу.

Кількісною характеристикою фотоелектронної емісії є квантовий вихід Y - число електронів, що вилетіли, у розрахунку на один фотон випромінювання, яке падає на поверхню тіла. Величина Y залежить від властивостей тіла, стану його поверхні та енергії фотонів.

Відомо, що світлова енергія має «квантову» будову, тобто випромінюється і поглинається певними «порціями» - квантами. Енергія кванта для різних ділянок електромагнітного спектру неоднакова: чим вища частота випромінювання, тим більше енергія кванта. Ця закономірність підкоряється співвідношенню:

$$\varepsilon = \nu h, \quad (3.2)$$

де ε — енергія кванта,

ν — частота електромагнітного випромінювання,

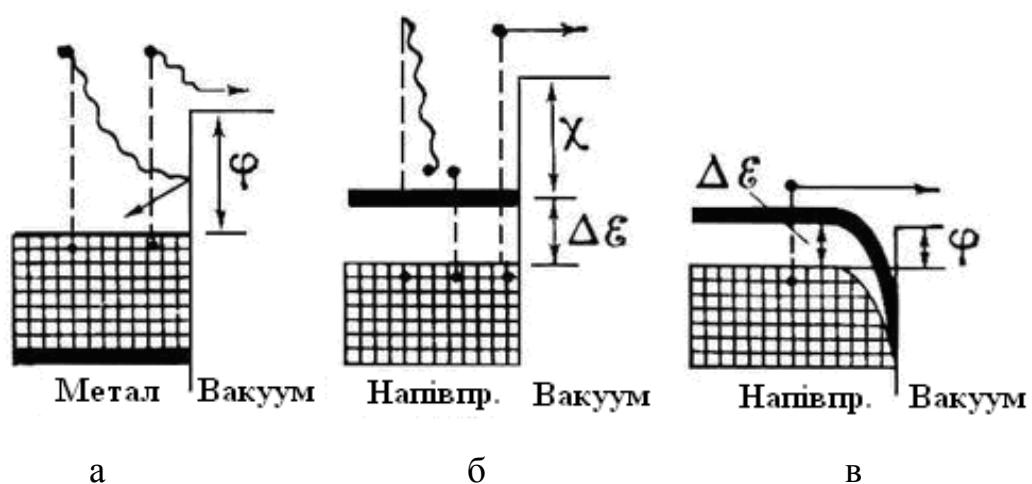
h — універсальна постійна Планка.

Тому природно, що дія електромагнітного випромінювання на енергетичний стан вільного електрона найяскравіше виявляється у разі випромінювання з високою частотою.

Взаємодія світлового кванта і вільного електрона носить характер зіткнення елементарної електричної частинки з елементарною світловою частинкою (фотоном). При опромінюванні зовнішніх шарів металу електромагнітним випромінюванням світлові кванти зникають повністю; енергія кванта передається або атомам металу, або вільним електронам. Щоб вийти у вакуум, вільний електрон металу, сприйнявши енергію фотона, як і при термоелектронній емісії, повинен витратити енергію, що дорівнює роботі виходу. Тому при недостатній енергії кванта (при дуже малій частоті випромінювання) фотоелектронна емісія не виникне.

Фотоелектронна емісія з металів розпочинається, якщо енергія фотона перевищує *роботу виходу* металу ($e\phi$). Остання для чистих поверхонь металів дещо перебільшує 3 еВ. Тому фотоелектронна емісія з металів може

спостерігатися у видимій і ультрафіолетовій (для лужних металів і барію), або тільки в ультрафіолетовій (для всіх інших металів) областях спектру. Поблизу порогу фотоелектронної емісії для більшості металів квантовий вихід (Y) дорівнює приблизно 10^{-4} електрон/фотон. Незначна величина Y обумовлена тим, що поверхні металів сильно відбивають видиме і ближнє ультрафіолетове випромінювання (коефіцієнт віддзеркалення $R > 90\%$), отже, в метал проникає лише мала частка падаючого на нього випромінювання. Крім того, фотоелектрони на шляху до поверхні сильно взаємодіють з електронами провідності, яких в металі багато ($\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$), і швидко розсіюють енергію, отриману за рахунок опромінювання. Енергію, достатню для здійснення роботи виходу, зберігають тільки ті фотоелектрони, які утворилися поблизу поверхні, на глибині, що не перевищує декілька нанометрів (рис.3.5, а).



а - метал, б - напівпровідник з $\chi > 2\Delta E$, в - напівпровідник з поверхнею, обробленою до «негативної» електронної спорідненості ($e\phi < \Delta E$),

ϕ — поверхневий потенційний бар'єр

Рисунок 3.5 - Енергетичні схеми фотоелектронної емісії

Фотоелектрони з меншими енергіями можуть пройти без втрат енергії в десятки разів більший шлях в металі, але їх енергія недостатня для подолання поверхневого потенційного бар'єру і виходу у вакуум.

Зі збільшенням енергії (ε) фотонів квантовий вихід (Y) металів зростає спочатку поволі. При значенні $\varepsilon = 12$ еВ квантовий вихід (Y) чистих металевих плівок виготовлених випаровуванням металу у високому вакуумі дорівнює для алюмінію (Al) 0,04, для вісмуту (Bi) – 0,015 електрон/фотон. При значенні $\varepsilon > 15$ еВ коефіцієнт віддзеркалення (R) різко падає (до 5%), а квантовий вихід (Y) збільшується, і у деяких металів (Pt, W, Sn, Ta, In, Be, Bi) досягає $0,1 \div 0,2$ електрон/фотон. Випадкові забруднення можуть сильно понизити поверхневий потенційний бар'єр ϕ , внаслідок чого поріг фотоелектронної емісії зрушується у бік довших хвиль, і квантовий вихід (Y) у цій області може значно зрости. Різкого збільшення квантового виходу Y і зрушення порогу фотоелектронної емісії металів у видиму область спектру досягають, покриваючи чисту поверхню металу моноатомним шаром електропозитивних атомів або молекул (Cs, Rb, Cs₂O), які створюють на поверхні дипольний електричний шар. Наприклад, шар Cs знижує і відповідно зрушує поріг фотоелектронної емісії: для вольфраму (W) - від 5,05 до 1,7 еВ, для срібла (Ag) - від 4,62 до 1,65 еВ, для міді (Cu) - від 4,52 до 1,55 еВ, для нікелю (Ni) - від 4,74 до 1,42 еВ.

У напівпровідниках і діелектриках сильне поглинання електромагнітного випромінювання починається від енергій фотонів ε , рівних ширині забороненої зони ΔE (для прямих оптичних переходів). При енергії фотонів $\varepsilon \approx \Delta E$ коефіцієнт поглинання (K) $\approx 10^4$ см⁻¹ і із збільшенням зростає до 10^5 см⁻¹.

Поріг фотоелектронної емісії

$$\varepsilon = \Delta E + \chi \quad (3.3)$$

де χ – спорідненість до електрона, тобто висота потенційного бар'єру для електронів провідності (рис.3.5,б). У слабологованих напівпровідниках електронів провідності мало, тому тут, на відміну від металів, розсіяння енергії фотоелектронів на електронах провідності ролі не грає. У цих матеріалах фотоелектрон втрачає енергію при взаємодії з електронами валентної зони (ударна іонізація) або з тепловими коливаннями кристалічної решітки

(народження фононів). Швидкість розсіяння енергії і глибина, з якої фотоелектрони можуть вийти у вакуум, залежать від величини χ і від співвідношення χ і ΔE . Якщо $\chi > 2 \Delta E$, то фотоелектрон з початковою кінетичною енергією, яка більше χ , народжує електронно-діркову пару. Довжина пробігу та розсіяння енергії в такому акті (1–2 нм) у багато разів менше глибини проникнення випромінювання в кристал (0,1÷1 мкм). В цьому випадку основна частина фотоелектронів ще на шляху до поверхні втрачає енергію і не виходить у вакуум. Така картина має місце в кремнії (Si) ($\Delta E = 1,1$ еВ, $\chi = 4,05$ еВ); у германії (Ge) ($\Delta E = 0,7$ еВ, $\chi = 4,2$ еВ); у арсеніді галію (GaAs) ($\Delta E = 1,4$ еВ, $\chi = 4,07$ еВ) і інших напівпровідниках. У цих матеріалах поблизу порогу фотоелектронної емісії величина квантового виходу (Y) приблизно дорівнює 10^{-6} електрон/фотон і навіть на відносно великій відстані від порогу (при $\varepsilon = \varepsilon + 1$ еВ) все ще не перевищує 10^{-4} електрон/фотон. Якщо $\chi < \Delta E$, але більше енергії оптичного фонона (10^{-2} еВ), то фотоелектрони втрачають енергію при народженні оптичних фононів. При такому механізмі втрат енергія фотоелектронів розсіюється в напівпровідниках на довжині пробігу всього 10÷30 нм. У кристалах лужно-галоїдних сполук довжина пробігу більше 50÷100 нм, робота виходу ΔE невелика, тому квантовий вихід Y таких кристалів різко зростає від самого порогу фотоелектронної емісії і досягає високих значень. Так, в CsJ $\Delta E = 6,4$ еВ, $\chi = 0,1$ еВ і вже при $\varepsilon = 7$ еВ (тобто всього на 0,6 еВ від порогу), $Y = 0,1$ електрон/фотон і практично не змінюється при збільшенні ε .

Із-за великих значень ширини забороненої зони ΔE поріг фотоелектронної емісії для лужно-галоїдних кристалів знаходиться в ультрафіолетовій області спектру, для якої вони (у вигляді тонкої плівки на провідній підкладці) є хорошими *фотокатодами*. Для більшості технічних застосувань важливі також матеріали, що мають високий квантовий вихід Y для видимого і ближнього інфрачервоного випромінювань при малих значеннях ΔE і χ . Найбільш поширені і технічно добре освоєні як фотокатооди

напівпровідникові матеріали на основі елементів I і V груп періодичної системи елементів, часто в поєднанні з киснем (Cs_3Sb , Na_2KSb і ін.). У них ширина забороненої зони $\Delta E < 2\text{eV}$, $\chi < 2\text{eV}$ і квантовий вихід Υ в видимій області спектру досягає величини $\sim 0,1$ електрон/фотон.

Удосконалення техніки очищення поверхонь напівпровідників в **надвисокому вакуумі** дозволило різко понизити енергію фотонів ε для напівпровідників типу $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ і Si p -типу до величини $\varepsilon < \Delta E$ з одночасним створенням в тонкому приповерхневому шарі напівпровідника значного внутрішнього електричного поля, яке прискорює фотоелектрони. При цьому робота виходу $\varepsilon < \Delta E$, а висота поверхневого потенційного бар'єру нижче за рівень дна зони провідності в об'ємі кристала. В результаті забезпечується вихід у вакуум значного числа термалізованих (що мають теплові енергії) електронів з великої глибини порядку дифузійної довжини неосновних носіїв заряду ($\sim 10^{-4}$ см). Фотокатоди такого типа називаються фотокатодами з негативною електронною спорідненістю (рис.3.5, б). Вони мають найвищий квантовий вихід в ближній інфрачервоній області спектру, що досягає 0,09 електрон/фотон при $\lambda = 1,06$ мкм.

Фотоелектронна емісія широко використовується для дослідження енергетичної структури речовин, для хімічного аналізу (**фотоелектронна спектроскопія**), у вимірювальній апаратурі, в звуковідтворюючій кіноапаратурі і в приладах автоматики (**фотоелементи, фотоелектронні помножувачі**), у передавальних телевізійних трубках (**суперіконоскоп, суперортикон**), в інфрачервоній техніці (**електронно-оптичний перетворювач**) і в ін. приладах, призначених для реєстрації випромінювань рентгенівського, ультрафіолетового, видимого і ближнього інфрачервоного діапазонів довжин хвиль.

3.5 Автоелектронна емісія

Автоелектронна (тунельна, холодна, електростатична, польова) **емісія** - це випускання електронів твердими і рідкими провідниками під дією зовнішнього електричного поля E високої напруженості ($E \sim 10^7$ В/см). Автоелектронна емісія (автоемісія) була виявлена в 1897р. Р. **Вудом** (США). В 1929 р. Міллікен і К.Лоритсен встановили лінійну залежність логарифма густини струму j автоемісії від зворотної напруженості електричного поля: $1/E$. В 1928—29 роках Фаулер и Л.Нордхейм дали теоретичне пояснення автоемісії на основі *тунельного ефекту*. Автоемісія - результат тунельного «просочування» електронів крізь *потенціальний бар'єр*, існуючий на межі провідник - *вакуум* (або ін. середовище). Сильне електричне поле знижує цей бар'єр і робить його проникним (тобто відносно тонким і невисоким). Поширений термін «автоелектронна емісія» відображає відсутність енергетичних витрат на збудження електронів, властивих іншим видам *електронної емісії*. У зарубіжній літературі прийнятий термін «польова емісія» (field emission).

Густина струму автоемісії j складає частину густини потоку електронів n , які попадають зсередини провідника на бар'єр, і визначається прозорістю бар'єру D :

$$j = e \int_0^{\infty} n(\delta) D(\delta, E) d\delta. \quad (3.4)$$

де δ — частка енергії електрона, пов'язана з компонентою його імпульсу, нормальної до поверхні провідника, E - напруженість електричного поля біля поверхні, e - заряд електрона. З формули (3.4) виходить залежність густини струму автоемісії j від концентрації електронів в провіднику і їх енергетичного спектру, а також від висоти і форми бар'єру, що визначає його прозорість D .

Якнайповніше вивчена автоемісія електронів **мет алів** у вакуум. В цьому випадку величина густини струму автоемісії **j** визначається законом Фаулера — Нордхейма:

$$j = \frac{e^2}{8\pi\hbar t^2(y)} \cdot \frac{E}{\phi} \exp\left\{-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3\hbar e} \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E} \nu(y)\right\} \quad (3.5)$$

де **h** — постійна Планка, **m** — маса електрона, **φ** — потенціал роботи виходу металу, **t** (y) і **ν**(y) — табульовані функції аргументу $y = e\sqrt{\frac{eE}{\phi}}$ (величини **j**, **E** і **φ** відповідно в А/см², В/см і еВ). Значення lg **j** для деяких **E** і **φ** приведені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 - Значення lg **j** для деяких значень **E** і **φ**

φ = 20		φ = 4,5		φ = 6,3	
<i>E</i> • 10 ⁻⁷	lg <i>j</i>	<i>E</i> • 10 ⁻⁷	lg <i>j</i>	<i>E</i> • 10 ⁻⁷	lg <i>j</i>
		2,0	−3,33	2,0	—
1	2,98	3,0	1,57	4,0	12,90
1,2	4,45	4,0	4,06	6,0	−0,88
1,4	5,49	5,0	5,59	8,0	3,25
1,6	6,27	6,0	6,62	10,0	5,34
1,8	6,89	7,0	7,36	12,0	6,66
2,0	7,40	8,0	7,94	14,0	7,52
2,2	7,82	9,0	8,39	16,0	8,16
2,4	8,16	10,0	8,76	18,0	8,65
2,6	8,45	12,0	9,32	20,0	9,04
					9,36

Формула (3.5) виведена за припущень, що температура $T = 0$ К і що поза металом у відсутності поля на електрони діють тільки сили дзеркального зображення. Форма потенційного бар'єру для цього випадку показана на рис. 3.6.

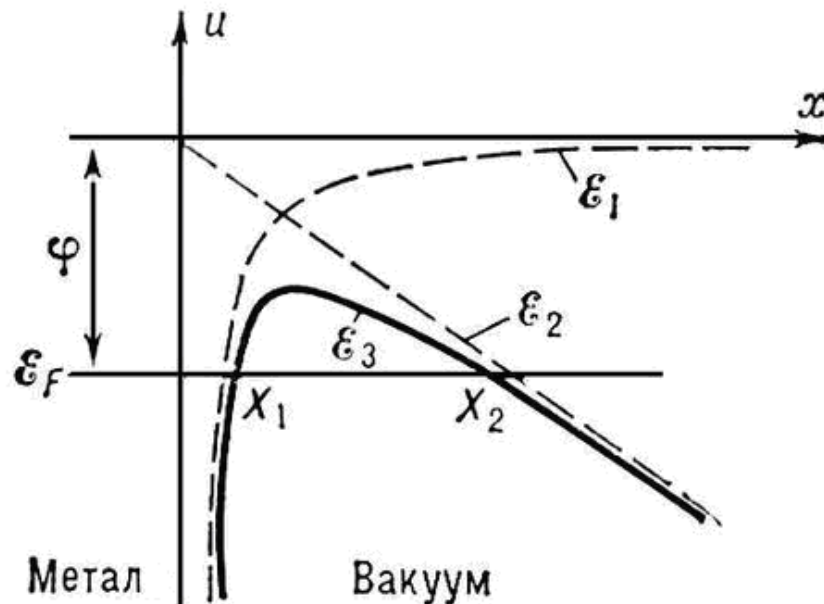


Рисунок 3.6 - Форма потенційного бар'єру

Прозорість бар'єру D може бути розрахована за методом Венцеля - Крамерса - Бріллюена. Незважаючи на спрощення, теорія Фаулера - Нордхейма добре узгоджується з експериментом.

На практиці звичайно вимірюють залежність струму $I = jS$ (S - площа поверхні, що емітує електрони) від напруги V :

$$E = \alpha V$$

де α — так званий польовий множник.

Автоелектронна емісія металів характеризується високою граничною густиною струму j до величин рівних приблизно $1 \cdot 10^{10}$ А/см², що пояснюється теорією Фаулера - Нордхейма. Лише при густині струму $j \approx 10^6 \div 10^9$ А/см²

мають місце відхилення від формули (3.5), пов'язані з впливом об'ємного заряду чи ж з деталями форми потенційного бар'єру поблизу поверхні металу. Необмежене підвищення напруги приводить до електричного пробою вакуумного проміжку і руйнування емітера, якому передують інтенсивна короткочасна вибухова емісія електронів. Це відбувається при густині струму $j \approx 10^8 \div 10^{10} \text{ А/см}^2$

Автоелектронна емісія слабо залежить від температури. Малі відхилення від формули (3.5) із зростанням температури T пропорційні T^2 :

$$\frac{j(T) - j(0)}{j(0)} \approx 1.4 \cdot 10^8 \frac{\varphi}{E^2} \cdot T^2. \quad (3.6)$$

Формула (3.6) є вірною з точністю до 1% для приростів струму $\leq 18\%$. Для великих змін струму застосовують емпіричні формули і графіки, розраховані на ЕОМ. Із зростанням температури і пониженням E так звана термоавтоелектронна емісія **студується** з **термоелектронною емісією**, посиленою полем (ефектом *Шоткі*).

Енергетичний спектр електронів, що вилітають з металу при автоелектронній емісії, вузький (рис. 3.7).

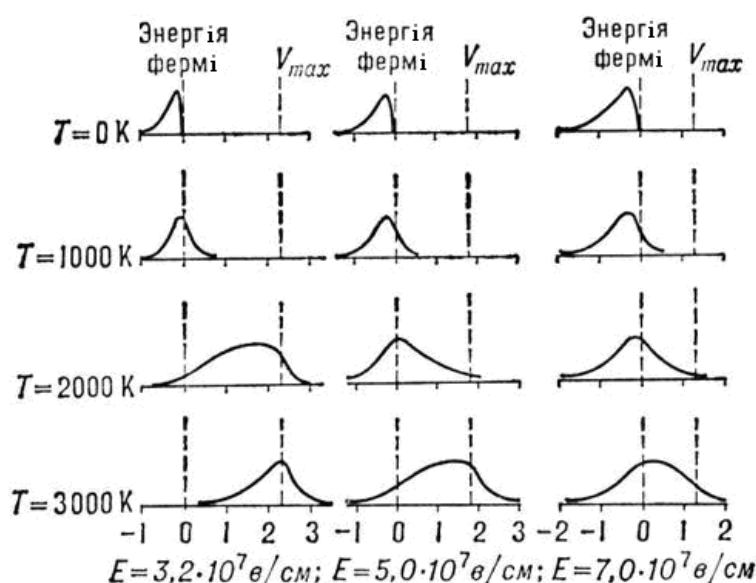


Рисунок 3.7 - Енергетичний спектр електронів, що випускаються при тунельній емісії

Напівширина розподілу електронів σ за повними енергіями E (у **eV**) при $T = 0$ К визначається формулою

$$\sigma = 6.76 \cdot 10^{-9} \frac{E}{\sqrt{\phi t(y)}}. \quad (3.7)$$

Характер енергетичного розподілу електронів відхиляється від теоретичного у разі складної конфігурації поверхні Фермі або за наявності на поверхні металу адсорбованих атомів (особливо неметалічних). Якщо на поверхні металу є адсорбовані органічні молекули (або їх комплекси), то електрони проходять крізь них, відіграючи роль хвилеводів для відповідних хвиль де Бройля. При цьому спостерігаються типові для хвилеводів розподіли густини електронів по перетину хвилеводу. Енергетичні спектри електронів в цьому випадку відрізняються аномаліями.

Відбір струму при низьких температурах приводить до нагріву емітера, оскільки електрони, що вилітають, відносять енергію в середньому меншу, ніж енергія Фермі, тоді як електрони, що знов надходять в метал, мають саме цю енергію (ефект Ноттінгема). Із зростанням температури T нагрів змінювався охолодженням (інверсія ефекту Ноттінгема) під час переходу через деяку температуру, відповідну симетричному (щодо енергії Фермі) розподілу емітованих електронів по повних енергіях. При великих струмах, коли емітер розігрівається теплом за рахунок проходження струму, інверсія ефекту Ноттінгема (частково) перешкоджає лавинному самостійному розігріванню і стабілізує струм автоелектронної емісії.

Автоелектронні емітери зазвичай виготовляють у вигляді поверхонь з великою кривизною (вістря, леза, шорсткі краї фольги і т.п.). У разі застосування вістрів з радіусом закруглення $0,1 \div 1$ мкм напруги $\sim 1 \div 10$ **кВ** звичайно буває досить для створення у поверхні вістря поля E з напруженістю $\sim 10^7$ **В/см**. Для відбору великих струмів застосовуються емітери, що мають багато вістрій.

Стабільність струму автоелектронної емісії забезпечується постійністю розподілу Φ і α уздовж поверхні емітера. Обидві величини можуть змінюватися під впливом адсорбції і міграції атомів, як сторонніх речовин, так і матеріалу емітера. Локальні множники α зростають при міграції матеріалу поверхні у присутності сильного електричного поля. У просторі катод - анод і на поверхні аноду електронний пучок створює позитивні іони, які бомбардують емітер, руйнуючи його поверхню. Тому підвищення стабільності автоелектронної емісії пов'язане з поліпшенням вакууму і очищенням електродів, використанням імпульсної напруги, помірним нагрівом емітера для захисту від адсорбції залишкових газів і загладжування дефектів в місцях удару іонів.

Застосування автоелектронної емісії металів пов'язані з можливістю створення великих струмів або інтенсивних електронних пучків. Холодні металеві катоди перспективні і використовуються в пристроях з великими струмами: для створення рентгенівських спалахів або електронних пучків, що виводяться назовні крізь тонку фольгу; для накачування в квантових генераторах; для формування електронних згустків при колективному прискоренні важких іонів (у прискорювачах заряджених частинок). Автоелектронний емітер як інтенсивне точкове джерело електронів застосовується у растрових електронних мікроскопах. Він перспективний в рентгенівській і електронній мікроскопії, в рентгенівських мікроаналізаторах і електронно-променевих приладах. Автоелектронні катоди перспективні в мікроелектроніці і як чутливі датчики зміни напруги. Поєднання автоелектронного емітера і аноду, суміщеного з люмінесцуючим екраном, утворює емісійний електронний мікроскоп. На його екрані можна спостерігати кутовий розподіл електронів автоемісії з вістря при збільшенні $\sim 10^5 \div 10^6$ і здатністю розпізнавання $20 \div 60 \text{ \AA}$.

Автоелектронна емісія напівпровідників вивчена менш повно. Вона характеризується складнішими залежностями густини струму j від напруженості поля E і потенціалу роботи виходу металу Φ , а також

енергетичних спектрів електронів. При автоемісії напівпровідників електричне поле, проникаючи в кристал, зміщує енергетичні зони і локально змінює концентрації носіїв заряду і їх енергетичні розподіли. Крім того, в напівпровідниках концентрація електронів провідності менше, ніж у металі, що обмежує величину густини струму j . Зовнішні дії, що сильно впливають на концентрацію електронів (температура, освітлення і ін.), також помітно змінюють густину струму j . Вольт-амперні залежності $j(E)$ і енергетичні спектри електронів відображають зонну структуру напівпровідників. Струм через напівпровідник, може перерозподіляти потенціал на зразку і впливати на енергетичний розподіл електронів.

Тунельні напівпровідникові емітери, що реагують на світло, перспективні як чутливі приймачі інфрачервоного випромінювання. Системи з багатьма вістрями таких емітерів можуть служити основою для мозаїчних систем в перетворювачах інфрачервоних зображень. В деяких випадках, коли вольт-амперні характеристики напівпровідника цілком визначаються його об'ємними властивостями, густина струму j слабо залежить від напруженості поля E і потенціалу роботи виходу металу ϕ . При цьому точкове не нагріте джерело електронів може тривало і стабільно працювати навіть у відносно невисокому вакуумі.

3.6 Вторинна електронна емісія

Вторинна електронна емісія, - це випускання електронів поверхнею твердого тіла при її бомбардуванні електронами. Явище вторинної емісії відкрите в 1902 р. німецькими фізиками Аустином і Г. Штарке. Електрони, які бомбардують тіло, називаються первинними, випущені при цьому електрони — вторинними. Частина первинних електронів відбивається тілом без втрати енергії (пружно відбиті первинні електрони), інші — з втратами енергії (непружно відбиті електрони), яка витрачається в основному на збудження

електронів тіла, що бомбардується, шляхом переходу на вищі рівні енергії. Якщо їх енергія і імпульс виявляються достатньо великими для подолання потенційного бар'єру на поверхні тіла, то електрони залишають поверхню тіла (істинно вторинні електрони). Всі три групи електронів присутні в реєстрованому потоці вторинних електронів (рис. 3.8).



I — пружно відбиті електрони, II — не пружно відбиті електрони, III — істинно вторинні електрони; E_n — енергія первинних електронів

Рисунок 3.8 - Розподіл вторинних електронів по енергіях

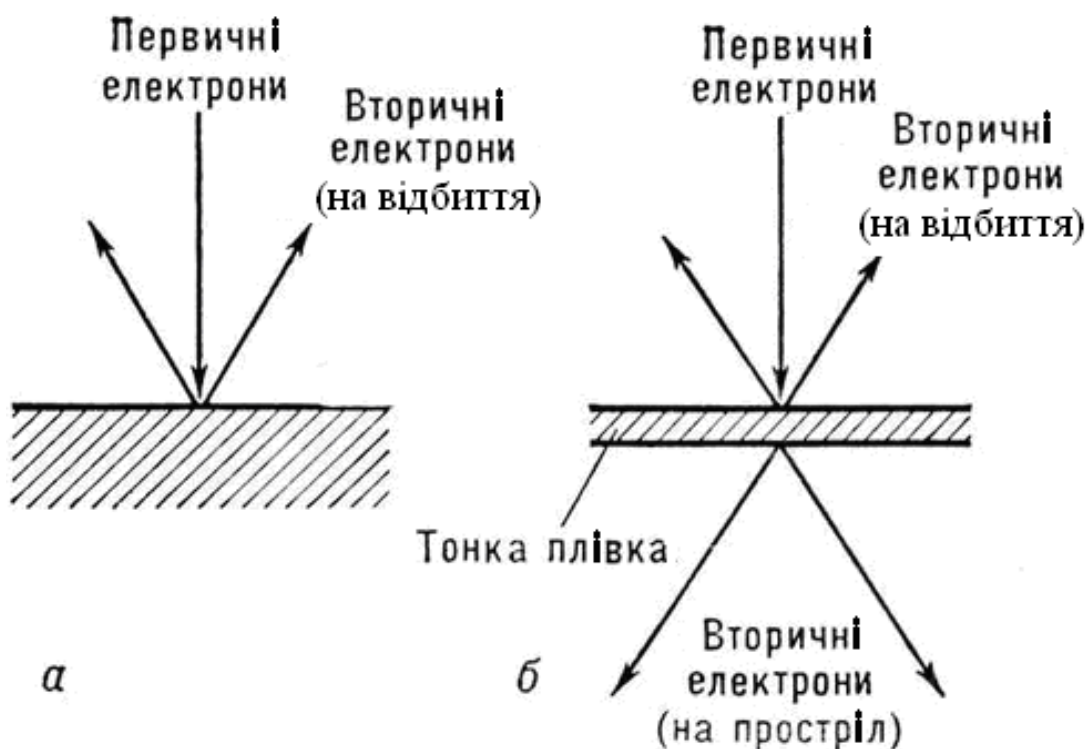
У тонких плівках вторинна емісія спостерігається не тільки з тієї поверхні, яка бомбардується (емісія на відбиття, рис. 3.9, а), але і з протилежної поверхні (емісія на простріл, рис. 3.9, б).

Кількісно вторинна емісія характеризується коефіцієнтом

$$\sigma = i_{\text{вт}} / i_{\text{п}} , \quad (3.8)$$

де $i_{\text{вт}}$ — струм, утворений вторинними електронами, $i_{\text{п}}$ — струм первинних електронів, $r = i_r / i_{\text{п}}$ — коефіцієнт пружного і не пружного $\eta = i_{\eta} / i_{\text{п}}$ відбиття електронів, коефіцієнт емісії істинно вторинних електронів $\delta = i_{\delta} / i_{\text{п}}$ (i_r ,

i_η , i_δ — струми, відповідні пружно відбитим, не пружно відбитим і істинно вторинним електронам, $i_{\text{вт}} = i_r + i_\delta + i_\delta$).



(а) - емісія на відбиття (б) - емісія на простріл.

Рисунок 3.9 - Вторинна електронна емісія

Коефіцієнти σ , r , η і δ залежать як від енергії первинних електронів E_n і кута їх падіння, так і від хімічного складу, методу виготовлення і стану поверхні опромінюваного зразка. У металах, де густина електронів провідності велика, вторинні електрони, що утворилися, мають малу ймовірність вийти назовні. У діелектриках, де концентрація електронів провідності мала, ймовірність виходу вторинних електронів більше. Разом з тим ймовірність виходу електронів залежить від висоти потенційного бар'єру на поверхні. В результаті у ряду неметалічних речовин (оксиди лужноземельних металів, лужно-галоїдні сполуки) коефіцієнт $\sigma > 1$ (рис. 3.10).

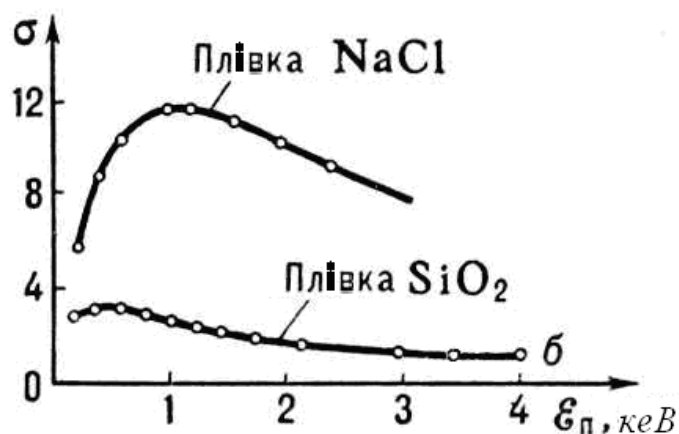


Рисунок 3.10 - Залежність коефіцієнта вторинної електронної емісії σ від енергії первинних електронів $E_{\text{п}}$

У спеціально виготовлених ефективних емітерів (інтерметалеві сполуки типу сурма - лужні метали, спеціальним чином активовані сплави CuAlMg, AgAlMg, AgAlMgZi і ін.) коефіцієнт $\sigma = 1$. У металів же і власних напівпровідників значення σ порівняно невелике (рис. 3.11).

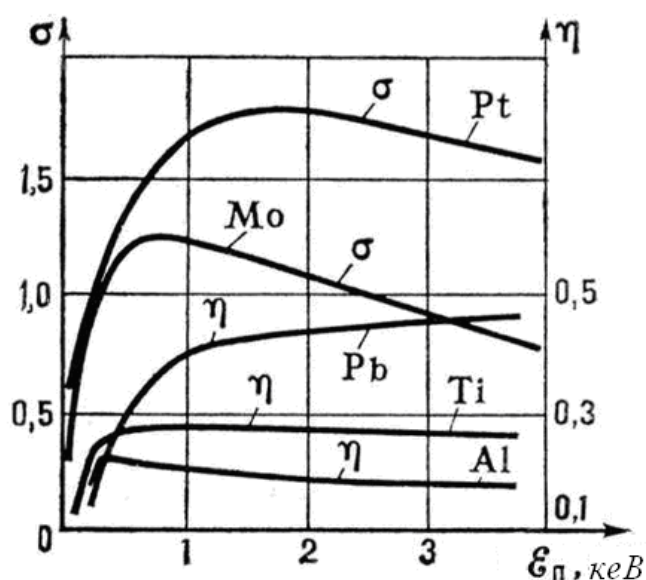


Рисунок 3.11 - Залежність коефіцієнтів σ і η від енергії первинних електронів $E_{\text{п}}$ для деяких металів

У вуглецю (сажа) і оксидів перехідних металів коефіцієнт $\sigma < 1$, і вони можуть застосовуватися як анти-емісійні покриття.

Із збільшенням енергії E_{π} первинних електронів коефіцієнт σ спочатку зростає (рис. 3.10, 3.11). Це відбувається до тих пір, поки збудження електронів тіла відбувається поблизу поверхні на відстані меншому, ніж їх довжина пробігу. При подальшому зростанні енергії E_{π} загальне число збуджених електронів продовжує рости, але основна частина їх народжується на більшій глибині і число електронів, що виходять назовні, зменшується. Аналогічно пояснюється зростання σ із збільшенням кута падіння пучка первинних електронів.

Монокристали анізотропні по відношенню до руху електронів. При русі електронів уздовж каналів, утворюваних щільно упакованими ланцюжками атомів, вірогідність розсіяння електронів і іонізації атомів підвищується. Спостерігається також дифракція електронів у кристалічній решітці. В результаті цього залежності σ , η і r від кута падіння первинних електронів і криві $\sigma(E_{\pi})$, $r(E_{\pi})$ и $\eta(E_{\pi})$ для монокристалів мають складну форму з рядом максимумів і мінімумів (рис. 3.12).

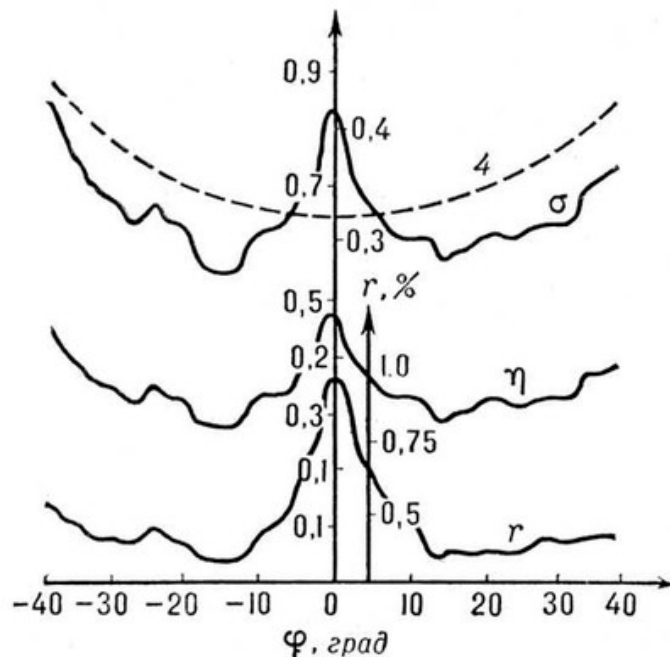


Рисунок 3.12 - Залежність σ , η і r від кута падіння φ первинних електронів для монокристалів кремнію (Si)

Коефіцієнти, що приводяться для полікристалів σ , η , r , δ звичайно є величинами, усередненими за різними напрямками.

Вторинна емісія відбувається за час, менший, ніж 10^{-12} сек, тобто є практично безінерційним процесом.

Самостійного значення набуло дослідження і застосування вторинної емісії в сильних електростатичних полях і електричних полях надвисоких частот. Створення в діелектрику сильного електричного поля ($10^5 \div 10^6$ В/см) призводить до збільшення σ до $50 \div 100$ (вторинна електронна емісія, посилена полем). Крім того, в цьому випадку величина σ істотно залежить від пористості діелектричного шару, оскільки наявність пір збільшує ефективну поверхню емітера, а поле сприяє «витягуванню» повільних вторинних електронів, які, ударяючись об стінки пір, можуть викликати, у свою чергу, вторинну емісію з $\sigma > 1$ і виникнення електронної лавини. Розвиток лавини за певних умов призводить до холодної емісії, що само підтримується і продовжується протягом багатьох годин після припинення бомбардування електронами.

Вторинна емісія застосовується в багатьох електровакуумних приладах для підсилення електронних потоків (фотоелектронні помножувачі, підсилювачі зображень і т. д.) і для запису інформації у вигляді потенційного рельєфу на поверхні діелектрика (електронно-променеві прилади). У ряді приладів вторинна емісія є небажаним ефектом (динатронний ефект в електронних лампах, поява електричного заряду на поверхні скла і діелектриків в електровакуумних приладах).

У високочастотному електричному полі $E = E_0 \cos \omega t$ внаслідок вторинної емісії на поверхнях електродів спостерігається явище лавиноподібного розмноження електронів (вторинно-електронний резонанс). Це явище відкрито Х.Э.Фарнсуортом у 1934 р. Для виникнення резонансу необхідно, щоб час між двома послідовними зіткненнями електронів з поверхнями електродів (рис. 3.13, а) дорівнював непарному числу напівперіодів високочастотного поля E (умова синхронізму).

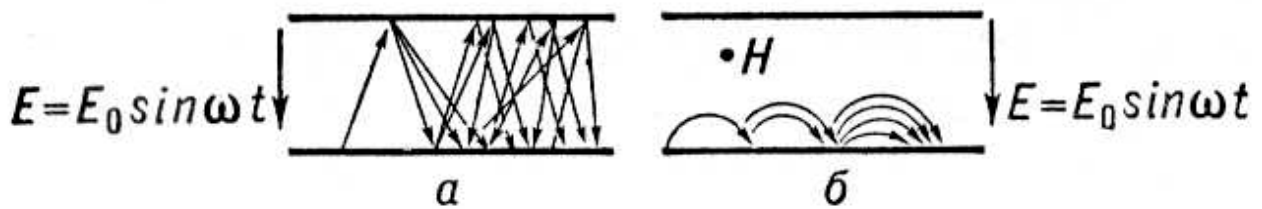


Рисунок 3.13 - Розмноження електронів у високочастотному електричному полі (а) і в схрещених електричному E і магнітному H полях (б)

При цьому електрони можуть придбати в полі енергію, при якій коефіцієнт $\sigma > 1$. Розмноження електронів відбувається на поверхнях двох електродів, між якими існує високочастотне електричне поле, або на одній поверхні, поміщеній в схрещені електричне і магнітне поля (рис. 3.13, б). Швидке наростання концентрації електронів обмежується зростанням просторового заряду, що порушує умову синхронізму. Явище вторинного електронного резонансу грає істотну роль в механізмі виникнення біля катоду щільного об'ємного заряду в магнетронах і амплітронах, а також у механізмі роботи динамічних фотоелектронних помножувачів. З іншого боку, це явище може бути причиною нестабільної роботи цих приладів і може обмежувати їх вихідну потужність.

3.7 Іонна емісія

Іонна емісія – це випускання позитивних і негативних іонів поверхнею твердого тіла (емітер) у вакуум або газоподібне середовище. Іон, щоб покинути поверхню, повинен мати достатньо велику енергію для подолання сил, що утримують його на поверхні. Ця енергія може бути отримана іоном при нагріванні (термоіонна емісія), при бомбардуванні емітера (називається в цьому випадку мішенню) пучком іонів (іонно-іонна емісія), електронами (електронно-іонна емісія) і фотонами (фотодесорбція). У всіх випадках іонна емісія може

мати місце як емісія частинок самого емітера, так і частинок домішки, неминучих в реальних матеріалах.

Термоіонна емісія відбувається в результаті випаровування у вигляді іонів частинок емітера або інших частинок, що знаходяться в емітері у вигляді домішок або що потрапляють на його поверхню ззовні. У останньому випадку, а іноді і взагалі термоіонна емісія називається *поверхневою іонізацією*. Кількісною характеристикою термоіонної емісії є ступінь іонізації α , яка дорівнює відношенню числа іонів n_i до кількості нейтральних частинок n_0 того ж хімічного складу, що випаровуються з поверхні емітера за певний проміжок часу. При цьому виконується співвідношення:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_0} = A \exp\left(\frac{Q_0 - Q_i}{kT}\right), \quad (3.9)$$

де Q_0 и Q_i — теплоти випаровування частинок в нейтральному і іонному станах, k — постійна *Больцмана*, T — абсолютна температура емітера, A — відношення статистичної ваги частинок в іонному і нейтральному станах. Величини Q_i і Q_0 пов'язані з роботою виходу ϕ емітера і енергією іонізації V частинок (для позитивних іонів) або енергією спорідненості до електрона S (для негативних іонів) співвідношеннями:

$$Q_0 - Q_i = \phi - V; \quad Q_0 - Q_i = S - \phi. \quad (3.10)$$

З (3.9) і (3.10) випливає, що ступінь іонізації α тим вище, чим більше величина ϕ при іонній емісії позитивних іонів і чим менше ϕ при іонній емісії негативних іонів. При $\phi < V$ і $\phi > S$ величина α , а, отже, і іонний струм зростають із збільшенням температури T (рис. 3.14).

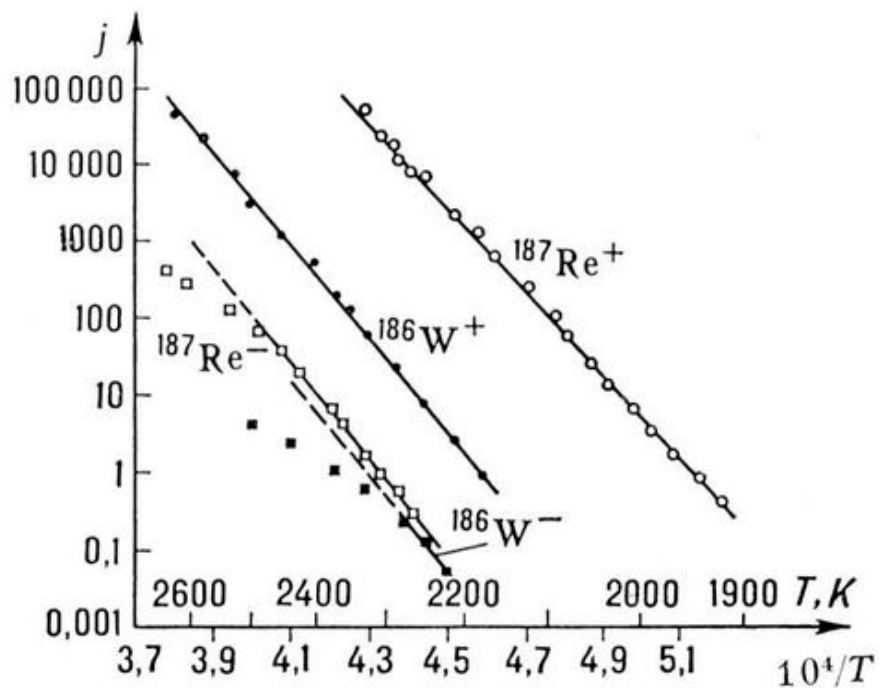


Рисунок 3.14 - Залежність логарифма густини іонного струму від температури емітера T при випаровуванні W і Re у вигляді позитивних і негативних іонів

Густина іонного струму j при термоіонній емісії залежить не тільки від величини ступеню іонізації α , але і від швидкості випаровування частинок з поверхні.

Термоіонна емісія використовується для створення пучків іонів в *іонних джерелах* для індикації слабких молекулярних пучків (наприклад, в *квантових стандартних частоті*), для іонного впровадження домішок в напівпровідники і т.п. У фізико-хімічних дослідженнях термоіонна емісія використовується для визначення енергії іонізації і спорідненості до електрона атомів, молекул і радикалів, теплоти випаровування і десорбції іонів і нейтральних частинок, енергії дисоціації молекул і т.д.

Якщо емітер знаходиться в електричному полі, яке прискорює іони, що випаровуються, то теплота випаровування іонів Q_i зменшується із зростанням напруженості поля E у поверхні емітера (ефект *Шоткі* для іонів); при $T = \text{const}$ це супроводжується, згідно (3.9), зростанням величини ступеню іонізації α .

У сильних полях ($E \sim 10^8$ В/см) іонна емісія з великою вірогідністю ($\alpha \gg 1$) відбувається при кімнатній і нижчих температурах. У цьому випадку іонна емісія називається польовою емісією (автоіонною емісією, випаровуванням полем). Поля напруженістю 10^8 В/см створюються, наприклад, у поверхні з тонкими вістрями з радіусом закруглення $100 \div 1000 \text{ \AA}$. У таких електричних полях можуть випускатися не тільки однозарядні, але і двохранядні іони. Польову іонну емісію можна розглядати як випаровування іонів через понижений полем *пот енційний бар'єр*. Іонний струм росте із збільшенням напруженості поля E , причому в слабкіших полях вилітають переважно іони домішок.

Польова іонна емісія використовується для підготовки зразка в *іонному проект орі* та в *елект ронному проект орі*. Для створення контрастного зображення за допомогою іонного проектора необхідно створити атомно-гладку поверхню зразка. Польова іонна емісія згладжує поверхню вістря, оскільки у країв і різких виступів електричне поле сильніше, що призводить до переважного випаровування іонів з цих місць.

Іонно-іонна (вторинна іонна) емісія відбувається при опромінюванні поверхні пучком іонів (первинних). При цьому спостерігається емісія (вибивання) вторинних іонів і нейтральних частинок. У пучку іонів, що вилітають, присутні відбиті від поверхні первинні іони (що іноді змінили знак заряду), іони матеріалу мішені і домішок. Іонно-іонна емісія характеризується коефіцієнтом емісії K , рівним відношенню потоку вторинних іонів $n_{\text{вт}}$ даного типу до потоку $n_{\text{п}}$ первинних іонів, які бомбардують поверхню. Звичайно коефіцієнт K складає долі відсотка для однозарядних іонів. Величина K залежить від матеріалу мішені, її температури, типу первинних іонів, їх кінетичної енергії, кута падіння на поверхню, складу і тиску газу, що оточує мішень, і ін. (рис. 3.15).

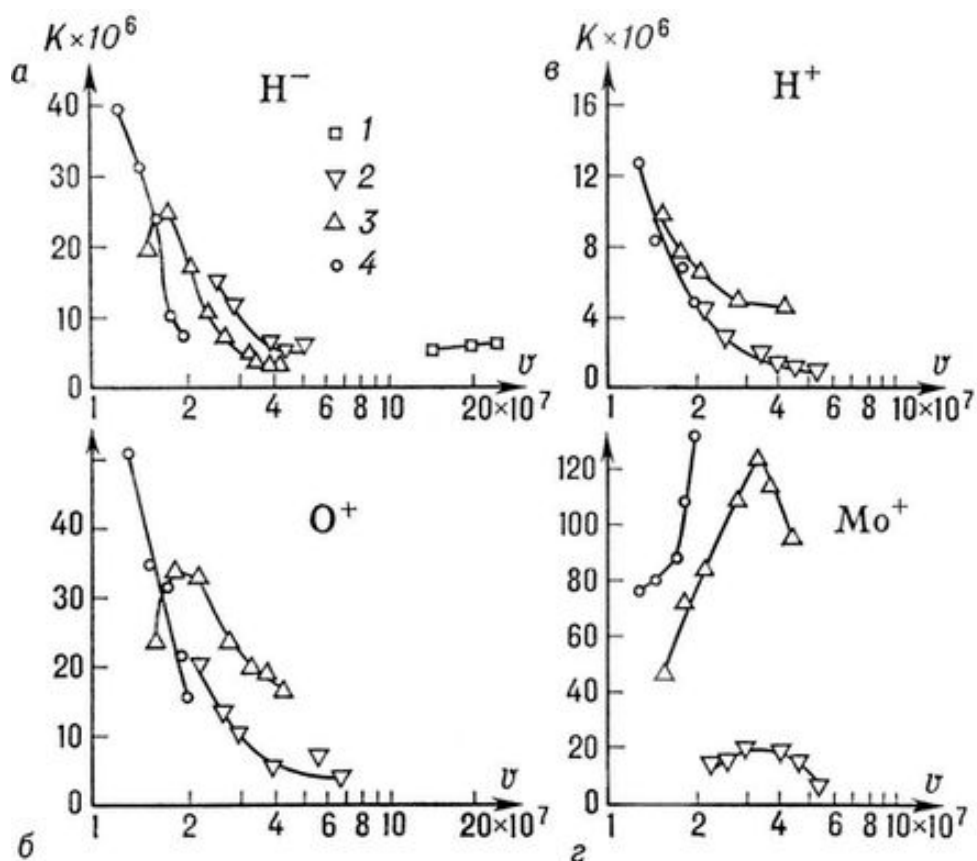


Рисунок 3.15 - Залежність коефіцієнта K іонно-іонної емісії для різних вторинних іонів (H^- , H^+ , O^+ , Mo^+) від швидкості v в см/сек первинних іонів [$H^+(1)$, $Ne^+(2)$, $Ar^+(3)$, $Kr^+(4)$] при бомбардуванні ними мішені з молібдену (Mo)

Просторовий розподіл вторинних іонів визначається енергією і кутом падіння первинних іонів. Середня енергія вторинних іонів звичайно не перевищує 10 **eV**. Проте при похилому падінні швидких іонів на мішень вона може бути значно вище. Іонно-іонна емісія застосовується для вивчення **адсорбції**, **кат алізу**, при дослідженні властивостей поверхні (іонна мікроскопія) і ін.

3.8 Термоелектричні катоди

Для створення електронного потоку в електровакуумних приладах використовується термоелектронна емісія. Один з електродів, званий **катодом**, призначений для випускання електронів. Для створення заданої емісії катод нагрівається електричним струмом до певної температури, званою **робочою температурою**. Оскільки на нагрівання катоду витрачається деяка електрична потужність, бажано, щоб катод був достатньо економічним, тобто при малій потужності, що витрачається на його нагрів, випускав більшу кількість електронів. Економічність катоду оцінюється величиною, званою ефективністю **катоду**.

Ефективність катоду - це величина струму емісії в міліамперах, що доводиться на один ватт потужності, що витрачається на нагрів катоду:

$$H = I_e / P_n \text{ [mA/W]} \quad (3.11)$$

де H – ефективність катоду; I_e – струм емісії; P_n – потужність, що витрачається на нагрів катоду. Чим більша величина ефективності, тим більший струм емісії можна одержати від катоду при тій же витраті потужності на його нагрів.

Другим важливим параметром катоду є **питома емісія**. Питома емісія визначається величиною емісійного струму з одного квадратного сантиметра поверхні катоду при робочій температурі.

$$I_{em} = I_e / S_{kat} \text{ [mA/cm}^2\text{]} \quad (3.12)$$

де I_{em} – питома емісія; I_e – струм емісії катоду; S_{kat} – повна поверхня катоду. Питома емісія залежить від температури катоду і його матеріалу. Чим вища питома емісія, тим меншими виходять розміри катоду за інших рівних умов.

3.8.1 Типи катодів

Катоди, залежно від складу матеріалів, з яких вони виготовлені, діляться на *прості* і *складні*. *Прості* катоди виконуються з однорідного металу, наприклад вольфраму. *Складні*, або *активовані*, катоди виготовляють як сердечник з тугоплавкого металу (звичайно вольфраму), на поверхню якого нанесений тонкий шар іншої речовини, званий *активним шаром*. Активний шар знижує величину роботи виходу електронів, за рахунок чого знижується робоча температура катоду і підвищується його ефективність.

Залежно від активного шару катоди можуть бути *термізовані*, *карбідовані*, *барієві* і *оксидні*.

У сучасних приймально-підсилювальних лампах застосовуються головним чином оксидні катоди, а в генераторних лампах великої потужності застосовуються прості вольфрамові. Виняток становлять генераторні лампи малої потужності і лампи, призначені для імпульсного режиму роботи, які мають оксидний катод.

Катод з чистого металу (вольфрамовий)

Вольфрам – дуже тугоплавкий метал ($t^{\circ}_{\text{пл}} = 3380\text{ }^{\circ}\text{C}$). Завдяки механічним властивостям вольфраму з нього можна виготовляти тонкий ($d=0,01\text{ мм}$) і достатньо міцний дріт. У малопотужних лампах катод виготовляється з дроту малого діаметру, а в могутніх генераторних і модуляторах лампах діаметр катоду може досягати 2 мм. Випромінювання електронів з поверхні вольфрамового катоду починається при температурі біля $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Його робоча температура коливається в середньому від 2130 до 2430 $^{\circ}\text{C}$ залежно від типу лампи. При більш високій температурі термін служби катоду скорочується, оскільки відбувається інтенсивне випаровування вольфраму, унаслідок чого діаметр катоду швидко зменшується, і катод виходить з ладу.

В межах робочої температури ефективність вольфрамового катоду $H=2 \div 10$ мА/Вт. Питома емісія досягає $300 \div 700$ мА/см².

Час роботи вольфрамового катоду до виходу з ладу нитки нагрівача називають **повним терміном служби**. Проте корисний термін служби виявляється меншим, оскільки емісія катоду в процесі його експлуатації поступово зменшується. Це відбувається із-за зменшення діаметру катоду унаслідок випаровування вольфраму. Корисним терміном служби вважається час, протягом якого струм емісії катоду падає до заданої величини (звичайно до 80%) від первинного значення. При нормальній експлуатації термін служби вольфрамового катоду дорівнює приблизно 1000 годинам, але навіть при незначному перегріві катоду термін служби його різко скорочується.

Наразі вольфрамові катоди застосовуються тільки в потужних генераторних лампах, що працюють при високій напрузі на аноді (5 кВ і вище), оскільки активовані катоди при такій напрузі швидко руйнуються. Вольфрамовий катод є катодом прямого (безпосереднього) нагріву, оскільки струм, що нагріває катод, проходить безпосередньо по нитці, яка випромінює електрони. Форма катоду залежить від форми і розмірів інших електродів.

Плівковий катод

Емісійна здатність металу може бути істотно збільшена шляхом нанесення на його поверхню тонкої плівки металу, що має меншу роботу виходу. Такі катоди називаються **плівковими**. Прикладом плівкового катоду є карбідований катод з торійованого вольфраму.

Цей катод виготовляють на основі вольфраму з домішкою окислу торію ($0,5 \div 2\%$). Поверхневий шар катоду складається з карбіду вольфраму, покритого тонкою плівкою атомів торію, який дифундує при активуванні на поверхню з товщини катоду (рис. 3.16).



Рисунок 3.16 – Карбідований торійований вольфрамовий катод

Шар карбіду вольфраму підвищує стійкість і довговічність катоду, оскільки на поверхні цього шару атоми торію тримаються міцніше, ніж на поверхні чистого вольфраму.

Атоми торію, віддавши свої валентні електрони атомам вольфраму, що має більшу роботу виходу, чим торій, розташовуються на поверхні катоду у вигляді позитивних іонів. Між шаром іонів і поверхнею катоду створюється електричне поле, що полегшує вихід електронів з металу. Тому робота виходу електронів у такого катоду менше, ніж у чистого торію, а ефективність значно вища, ніж у вольфрамового катоду.

Карбідований катод при робочій температурі $1950 \div 2000$ К має ефективність до $50 \div 70$ мА/Вт і густина струму емісії до $1,5$ А/см^2 . Застосовуються ці катоди в лампах великої потужності, оскільки активований шар карбідованого катоду достатньо стійкий і не руйнується під дією іонного бомбардування при напрузі аноду до $10 \div 15$ кВ . Проте карбідований вольфрам більш крихкий, чим чистий; він має схильність покриватися тріщинами при багатократному нагріві і охолодженні унаслідок різниці коефіцієнтів розширення вольфраму і карбіду вольфраму.

Довговічність карбідованого катоду доходить до декількох тисяч годин. Вона визначається не перегоранням нитки нагрівача катоду, а виснаженням активного шару на його поверхні. За нормальних умов атоми торію, що випаровуються з поверхні катоду, безперервно заміщаються атомами, які

дифундують з товщі катоду, де є деякий запас торію. При тривалій роботі ця дифузія слабшає, оскільки змінюється кристалічна структура вольфраму: кристали стають крупнішими і число шляхів для атомів які дифундують, зменшується. Знижується і запас торію в товщі металу. В результаті поповнення торію, що випаровується з поверхні, сповільнюється, розміри активного шару починають зменшуватися і емісія катоду падає. Іншою, часто, важливішою причиною виходу катоду з ладу є випаровування з його поверхні карбїду вольфраму – декарбїдування катоду, що також призводить до зниження емісійної здатності. Звичайно за термін служби активованого катоду приймають час безперервної роботи, протягом якого емісія зменшується на 20÷30% від початкового значення. До плівкових катодів відноситься барієво-вольфрамовий катод, в якому активний шар поверхні вольфраму утворюється атомами барію.

Барієвий катод відрізняється процесом створення активного шару барію на поверхні. Матеріалом для сердечника служить вольфрамовий сердечник, покритий окислом міді. Шар барію наноситься на катод у вже готовій лампі. Робоча температура барієвого катоду 530÷630 °С, ефективність 50÷150 мА/Вт, питома емісія 300÷800 мА/см². При перегріві (підвищені напрузі нагрівача катоду) барієвий катод легко втрачає емісію, оскільки шар окислу барію руйнується, а металевий барій випаровується з поверхні катоду. Барієвий катод застосовується в малопотужних економічних лампах.

Вольфрамовий сердечник можна виготовляти дуже малого діаметру (соті долі міліметра). Це дозволяє понизити струм нагріву катоду до десятків міліампер. В даний час барієвий катод витісняється оксидними катодами в наслідок більшої стабільності при роботі і простішій технології виготовлення.

Оксидний (напівпровідниковий) катод

Переважає більшість електронних ламп мають оксидний катод. Основою оксидного катоду є керн з нікелю, бронзованого вольфраму або спеціальних

сплавів. Активним шаром є шар оксидів лужноземельних металів: барію, стронцію і кальцію. Шляхом спеціальної обробки на поверхні оксиду виходить шар металевого барію. Структура катоду показана на рис. 3.17.

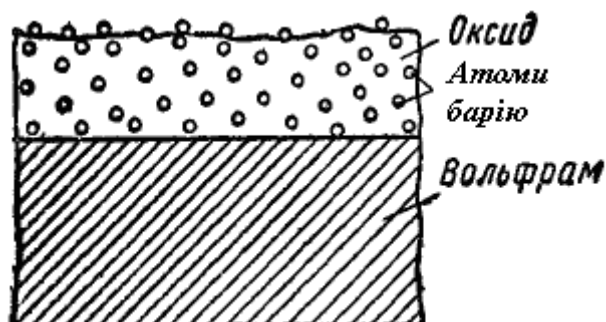


Рисунок 3.17 – Структура оксидного катоду

У кристалічній решітці оксиду, що складається з двовалентних позитивних іонів металу і негативних іонів кисню, рівномірно розподілені атоми чистого барію, які утворюються під час активування катоду за рахунок термічної дисоціації, електролізу і хімічної взаємодії окислу барію з керном і його присадками. У значній кількості атоми барію знаходяться на поверхні оксиду і в приповерхневому шарі. Атоми барію розміщуються на поверхні катоду не суцільним шаром, а у вигляді окремих ділянок, тому електрони випромінюються не всією поверхнею катоду, а лише цими ділянками. Робота виходу у барію невелика і складає приблизно 1,1 **еВ**. Розподіл барію на поверхні катоду залежить від його обробки, тому робота виходу у оксидних катодів неоднакова. Робоча температура оксидного катоду $730 \div 830$ °С; ефективність $80 \div 100$ мА/Вт; питома емісія $200 \div 500$ мА/см², термін служби - $1000 \div 1500$ годин. При збільшенні температури катоду вище за нормальну (при підвищенні напруги нагрівача катоду) руйнується оксидний шар і втрачається здатність катоду випромінювати електрони (втрачається емісія).

В оксидного катоду емісійний струм залежить від напруженості електричного поля в лампі. Чим більше напруженість електричного поля біля оксидного

катоду, тим більше емісія електронів з його поверхні. Емісія катоду залежить також від тривалості відбору струму емісії. Якщо у нагрітого катоду струм емісії не відбирається, то на поверхні катоду накопичується велика кількість активуючих атомів барію, які поступають з глибини катоду унаслідок дифузії. При цьому робота виходу стає дуже малою і протягом короткого проміжку часу ($1 \div 10$ мкс) оксидний катод може віддати емісійний струм до 30 А/см^2 . При тривалому відборі струму емісії поверхня катоду обідняється барієм, робота виходу збільшується, а емісійна здатність катоду знижується до нормальної величини ($0,2 \div 0,5 \text{ А/см}^2$). Після припинення відбору струму атоми барію знову накопичуються на поверхні катоду. Висока емісійна здатність оксидного катоду при короткочасному відборі струму емісії називається **імпульсною емісією**. Імпульсна емісія оксидного катоду використовується в спеціальних імпульсних лампах. Ці лампи працюють протягом коротких проміжків часу (до декількох мікросекунд). Тривалість кожного проміжку часу називають ***т риваліст ю імпульсу***. Тривалість інтервалу між імпульсами звичайно складає від однієї до декількох мілісекунд.

Істотним недоліком оксидного катоду є випаровування з його поверхні окислу барію і металевого барію, які осідають на інших електродах (анод, сітки). В результаті поверхня цих електродів активується, що може призвести до випромінювання електронів. Емісія з поверхні сітки або аноду порушує нормальну роботу лампи.

Для створення струмів великої густини, постійної в часі, потрібні емітери з малими значеннями роботи виходу і з великими значеннями теплоти **випаровування** матеріалу, у ряді випадків до термоелектронних емітерів пред'являються спеціальні вимоги (хімічна пасивність, корозійна стійкість і ін.). Високу термоемісійну здатність мають так звані ефективні катоди (оксиднобарієві, оксидноторієві, гексаборіди лужноземельних і рідкоземельних металів і ін.) і деякі метало - плівкові катоди, наприклад, тугоплавкі метали з плівкою лужних, лужноземельних і рідкоземельних металів.

3.8.2 Конструкції термоелектричних катодів

За конструкцією катоди бувають **прямого** (безпосереднього) нагріву і непрямого нагріву (*катоди підігрівні*).

Катод прямого нагріву - це металева нитка або стрічка, що нагрівається електричним струмом. Залежно від загальної конструкції лампи катод може мати різну форму. При циліндровій формі аноду і сітки катод виготовляється у вигляді прямолінійної нитки, натягнутої за допомогою утримувачів. У лампах з плоскою конструкцією анодів і сіток катоди виготовляються V - подібної або W - подібної форми (рис. 3.18).

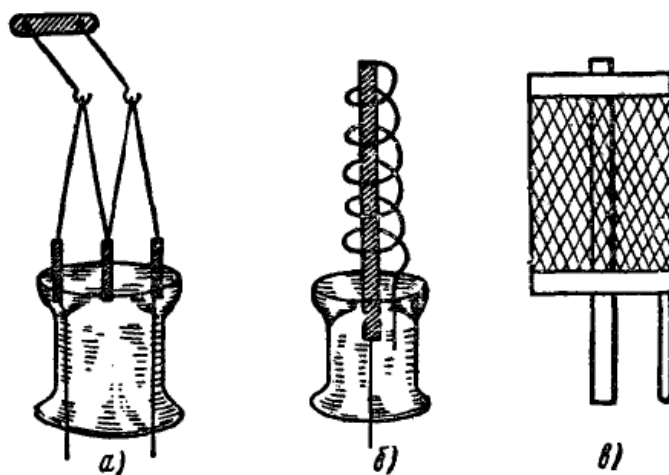


Рисунок 3.18 – Конструкції катодів безпосереднього нагріву

У лампах великої потужності діаметр нитки катоду може досягати 1÷2мм. В деяких випадках катод виготовляється не з дроту круглого перетину, а з плоскої стрічки. Це збільшує робочу поверхню катоду і дозволяє одержати великий струм емісії.

Катоди прямого нагріву живляться, як правило, постійним струмом. При живленні катоду змінним струмом внаслідок невеликої маси нитки температура його змінюватиметься відповідно до змін миттєвих значень струму. При цьому кількість електронів, що випромінюються катодом, не залишатиметься

постійною, і струм в лампі пульсуватиме. Частота пульсацій струму буде в два рази вища за частоту струму, що нагріває катод. Наприклад, при струмі нагріву частотою 50 Гц частота пульсацій струму в лампі буде дорівнювати 100 Гц.

Коли лампа має катод, виготовлений з товстої нитки, що має велику масу, катоди прямого напруження можна живити змінним струмом.

Підігрівний катод розрахований на живлення змінним струмом. Він складається з безпосередньо катоду і нагрівача (рис. 3.19).

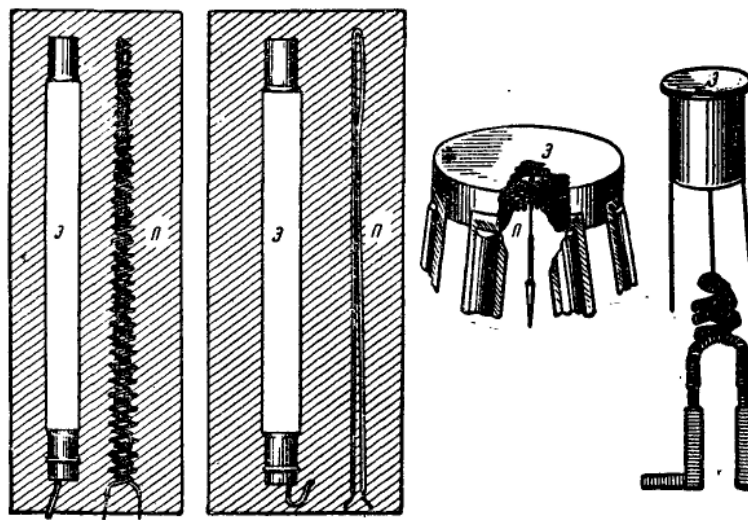


Рисунок 3.19 - Конструкції підігрівних катодів

Катодом є невеликий за діаметром циліндр (кern) з нікелю, покритий оксидним шаром. Усередині циліндра знаходиться нагрівач - нитка нагрівача у вигляді спіралі з тонкого вольфрамового дроту. Простір, що залишився усередині циліндра, заповнений алундом (окисел алюмінію). Завдяки цьому маса катоду збільшується і запобігається замикання між ниткою нагрівача і катодом.

Іноді нікелевий kern катоду надягають на фарфоровий циліндр, усередині якого проходить нитка нагрівача. У ламп з катодом непрямого нагріву є два виводи нитки нагрівача і один вивід катоду. В деяких випадках катод і один з кінців нитки нагріву з'єднуються усередині лампи і мають загальний вивід.

Внаслідок великої маси катод непрямого нагріву має велику теплову інерцію. При живленні нагрівача змінним струмом частотою 50 Гц температура катоду непрямого нагріву не встигає змінюватися і залишається постійною. Іноді для збільшення робочої поверхні катод непрямого нагріву роблять не круглим, а плоским. Ефективність катоду непрямого нагріву невисока і звичайно близька до 30 мА/Вт, але при живленні радіоустановки від мережі змінного струму це не має вирішального значення.

Більшість ламп приймально-підсилювальної серії і значна частина генераторних ламп малої і середньої потужності мають катод непрямого нагріву. Нагрівач (нитка нагріву) розрахований на невелику напругу. Для більшості приймально-підсилювальних ламп з катодом непрямого нагріву напруга нагрівача дорівнює 6,3 В.

Недоліком катоду непрямого нагріву є те, що нормальна його температура і нормальна емісія з його поверхні встановлюються не відразу після включення ланцюга нагріву (час розігрівання катоду дорівнює 1÷2 мін). Оскільки по керну катоду, струм нагріву не проходить, то падіння напруги між кінцями керна не створюється. Це означає, що потенціал в усіх точках катоду непрямого нагріву однаковий. Тому катод непрямого нагріву на відміну від катоду прямого нагріву є екіпотенціальним катодом, що в деяких випадках має велике значення.

3.8.3 Дослідження залежностей і параметрів термоелектронної емісії

Для дослідження термоелектронної емісії необхідно створити у поверхні нагрітого тіла (емітера або катоду) зовнішнє електричне поле, яке прискорює електрони і видаляє електрони від поверхні емітера (катоду).

Під дією електричного поля емітовані електрони рухаються і утворюється електричний струм, який називається **термоелектронним**.

Очевидно, що сила термоелектронного струму повинна рости із

збільшенням різниці потенціалів V між анодом і катодом. Проте це зростання йде не пропорційно V (рис.3.20).

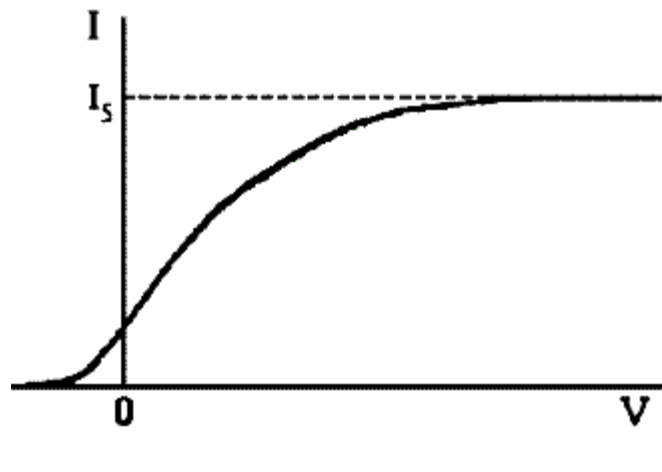


Рисунок 3.20 – Вольт-амперна характеристика вакуумного діоду

Після досягнення певної напруги наростання термоелектронного струму практично припиняється. Граничне значення термоелектронного струму при даній температурі катоду називається струмом насичення. Величина струму насичення I_s визначається кількістю термоелектронів, які в змозі вийти з поверхні катоду за одиницю часу. В цьому випадку всі електрони, що вийшли в результаті термоелектронної емісії з катоду, задіяні для утворення електричного струму.

3.8.4 Залежність термоелектронного струму від температури.

Формула Річардсона-Дешмана

При обчисленні густини термоелектронного струму скористаємося моделлю електронного газу і застосуємо до нього статистику Фермі-Дірака. Очевидно, що густина термоелектронного струму визначається густиною хмарки електронів поблизу поверхні кристала, яка описується формулою (3.1). Перейдемо в цій формулі від розподілу електронів за енергіями до розподілу електронів за імпульсами. При цьому врахуємо, що дозволені значення

хвильового вектора електрона $\mathbf{k}$ в $\mathbf{k}$ -просторі розподілені рівномірно так, що на кожне значення $\mathbf{k}$ доводиться об'єм $8\pi^3$ (для об'єму кристала, який дорівнює одиниці). Враховуючи, що імпульс електрона $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$ знаходимо, що число квантових станів в елементі об'єму простору імпульсів $d\mathbf{p}_x \cdot d\mathbf{p}_y \cdot d\mathbf{p}_z$ буде дорівнювати

$$g(p_x, p_y, p_z) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.13)$$

Двійка в чисельнику формули (3.13) враховує два можливі значення спини електрона.

Направимо вісь z прямокутної системи координат нормально до поверхні катоду (рис.3.21).

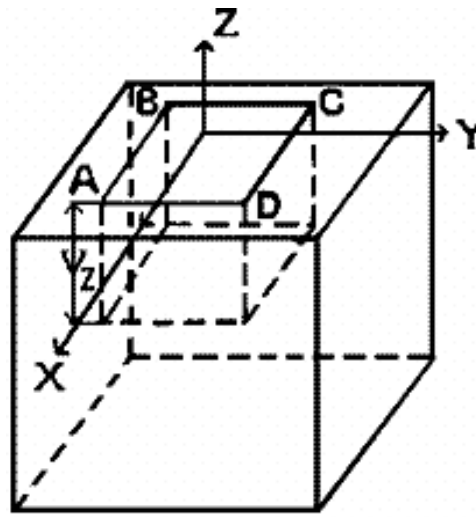


Рисунок 3.21 - До розрахунку густини термоелектронного струму

Виділимо на поверхні кристала ділянку одиничної площі і побудуємо на ній, як на підставі, прямокутний паралелепіпед з бічним ребром $\mathbf{v}_z = \mathbf{p}_z / m_n$ (m_n – ефективна маса електрона). Електрони дають внесок в густину струму насичення компонентою $\mathbf{v}_z$ швидкості по осі z . Внесок в густину струму від одного електрона дорівнює

$$j_s = e v_z = \frac{e p_z}{m_n} \quad (3.14)$$

де e – заряд електрона.

Число електронів в паралелепіпеді, швидкості яких знаходяться в даному інтервалі:

$$dN = v_z dn(p_x, p_y, p_z) = \frac{p_z}{m_n} dn(p_x, p_y, p_z) = \frac{p_z}{4\pi^3 \hbar^3 m_n} \frac{dp_x, dp_y, dp_z}{\exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]} \quad (3.15)$$

Для того щоб при емісії електронів кристалічна решітка не руйнувалася, з кристала повинна виходити дуже мала частина електронів. Для цього, як показує формула (3.15), повинна виконуватися умова $E - E_F \gg kT$. Тоді в знаменнику формули (3.15) одиницею можна нехтувати і формула приймає вигляд

$$dN = \frac{p_z}{4\pi^3 \hbar^3 m_n} \exp\left[\frac{E_F - E}{kT}\right] dp_x, dp_y, dp_z \quad (3.16)$$

Знайдемо тепер число електронів dN в даному об'ємі, z - складова імпульсу яких перебуває поміж p_z і $p_z + dp_z$. Для цього попередній вираз треба інтегрувати по p_x и p_y у межах від $-\infty$ до $+\infty$. При цьому слід врахувати, що

$$E = \frac{1}{2m_n} (p_x^2, p_y^2, p_z^2), \quad (3.17)$$

і скористатися табличним інтегралом

$$\int \exp(-r^2 x^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{r}, \quad r > 0.$$

В результаті:

$$dN_z = \frac{kT}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left[\frac{E_F - p_z^2 / 2m_n}{kT}\right] p_z, dp_z. \quad (3.18)$$

Тепер, враховуючи (3.15), знайдемо густину термоелектронного струму, створюваного всіма електронами паралелепіпеда. Для цього вираз (3.18) треба інтегрувати для всіх електронів, кінетична енергія яких не нижче рівня Фермі $E \geq E_F + W_0$. Тільки такі електрони можуть виходити з кристала і лише вони грають роль в обчисленні струму термоелектронної емісії. Складова імпульсу таких електронів уздовж осі Z повинна задовольняти умові

$$\frac{p_z^2}{2m_n} \geq E_F + W_0. \quad (3.19)$$

Отже, густина струму насичення

$$j_s = e \int dN_z = \frac{kT}{2\pi^2\hbar^3} \int \exp\left[\frac{E_F - p_z^2 / 2m_n}{kT}\right] p_z, dp_z. \quad (3.20)$$

Інтегрування проводиться для всіх значень $\frac{p_z^2}{2m_n} \geq E_F + W_0$.

Введемо нову змінну інтегрування

$$u = \frac{p_z^2}{2m_n} - E_F.$$

Тоді $p_z dp_z = m_n du$ і

$$j_s = \frac{ekTm_n}{2\pi^2\hbar^3} \int_{W_0}^{\infty} \exp\left(-\frac{u}{kT}\right) du. \quad (3.21)$$

В результаті:

$$j_s = \frac{e(kT)^2 m_n}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{W_0}{kT}\right), \quad (3.22)$$

або

$$j_s = AT^2 \exp\left(-\frac{W_0}{kT}\right), \quad (3.23)$$

де постійна

$$A = \frac{e(kT)^2 m_n}{2\pi^2 \hbar^3} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}.$$

Рівність (3.23) називається формулою Річардсона-Дешмана. Вимірюючи густину термоелектронного струму насичення, можна за цією формулою обчислити постійну A і роботу виходу W_0 . Для експериментальних розрахунків формулу Річардсона-Дешмана зручно привести до вигляду

$$\ln\left(\frac{j_s}{T^2}\right) = \ln A - \frac{W_0}{kT}. \quad (3.24)$$

В цьому випадку на графіку залежність $\ln(j_s/T^2)$ від $1/T$ виражається прямою лінією. За перетином прямої з віссю ординат обчислюють $\ln A$, а за кутом нахилу прямої визначають роботу виходу (рис. 3.22).

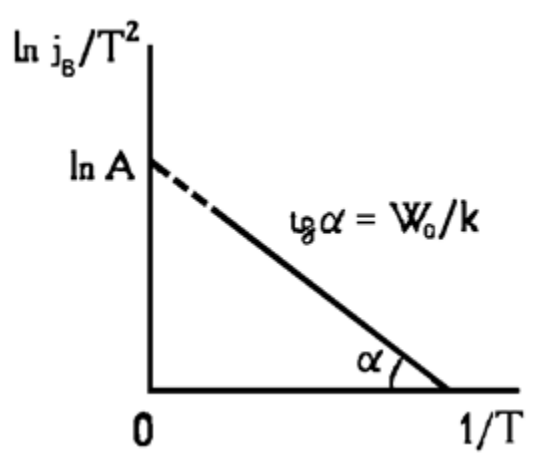
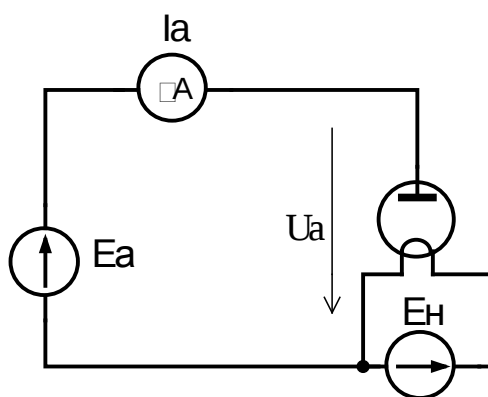


Рисунок 3.22 - Залежність густині термоemisійного струму від температури

3.8.5 Вольт-амперна характеристика катоду при малій густині струму емісії. Ефект Шоткі

Якщо між катодом і анодом електровакуумного діоду (рис. 3.23) створити різницю потенціалів V , що перешкоджає руху електронів до аноду, то на анод зможуть потрапити лише ті з них, які вилетіли з катоду із запасом кінетичної енергії не менше енергії електростатичного поля між анодом і катодом, тобто – eV ($V < 0$).



E_a - джерело анодної напруги; E_H - джерело нагріву катоду; μA - мікроамперметр

Рисунок 3.23 - Схема включення діоду для вивчення термоелектронного струму

Для цього їх енергія у нагрітому катоді повинна бути не менше $W_0 - eV$. Тоді, замінивши у формулі Річардсона-Дешмана (3.23) W_0 на $W_0 - eV$, знаходимо наступний вираз для густини струму термоелектронної емісії:

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{W_0 - eV}{kT}\right) = j_s \exp \frac{eV}{kT}, \quad (3.25)$$

де j_s – густина струму насичення. Логарифмуємо цей вираз

$$\ln j = \ln j_s + \frac{eV}{kT}. \quad (3.26)$$

При позитивному потенціалі на аноді всі електрони, що покидають нагрітий катод, потрапляють на анод. Тому струм в ланцюзі змінюватися не повинен, залишаючись рівним струму насичення. Таким чином, вольт-амперна характеристика (ВАХ) нагрітого катода матиме вигляд, представлений рис. 3.24 (графік *a*).

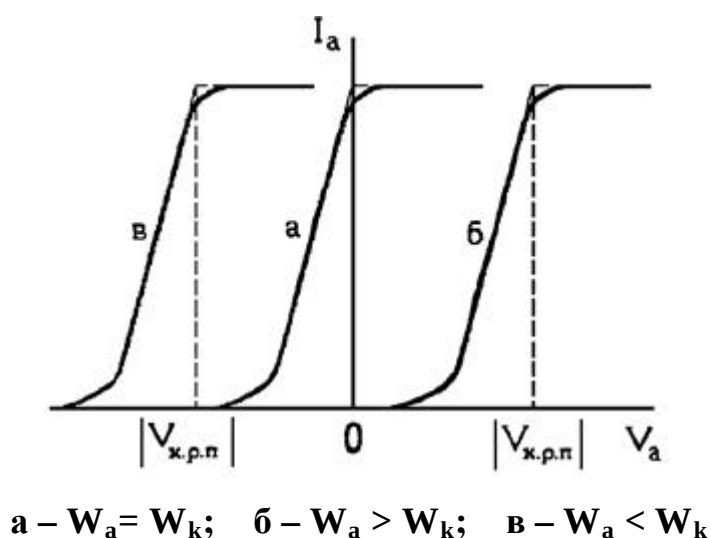


Рисунок 3.24 - Зсув вольт-амперної характеристики діоду залежно від контактної різниці потенціалів між катодом і анодом

Подібна ВАХ спостерігається лише при відносно малій густині струму емісії і високих позитивних потенціалах на аноді, коли поблизу поверхні, яка емітує електрони, не виникає значного об'ємного заряду електронів.

Відзначимо ще одну важливу особливість ВАХ при малій густині струму емісії. Висновок про те, що струм термоелектронної емісії досягає насичення при $V=0$, справедливий тільки для випадку, коли матеріали катоду і аноду мають однакову термодинамічну роботу виходу. Якщо роботи виходу катоду і аноду не рівні між собою, то між анодом і катодом з'являється контактна різниця потенціалів. В цьому випадку навіть за відсутності зовнішнього електричного поля ($V=0$) між анодом і катодом існує електричне поле, обумовлене контактною різницею потенціалів. Наприклад, якщо $W_{0k} < W_{0a}$ то анод буде заряджений негативно щодо катоду. Для знищення контактної різниці потенціалів на анод слід подати позитивний зсув. Тому ВАХ нагрітого катоду зсувається на величину контактної різниці потенціалів у бік позитивного потенціалу (рис. 3.24, графік б). При зворотному співвідношенні між W_{0k} і W_{0a} напрям зсуву ВАХ є протилежним (графік в на рис. 3.24).

Висновок про незалежність густини струму насичення при $V > 0$ дещо ідеалізується. У реальних ВАХ термоелектронної емісії спостерігається невелике збільшення струму термоелектронної емісії із зростанням V в режимі насичення, що пов'язано з ефектом Шоткі (рис. 3.25).

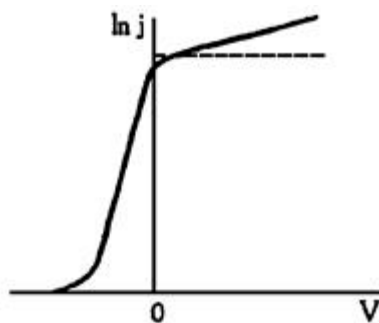


Рисунок 3.25 – ВАХ при малій густині струму термоемісії з урахуванням ефекту Шоткі

Ефект Шоткі - це зменшення роботи виходу електронів з твердих тіл під дією зовнішнього прискорюючого електричного поля.

Для пояснення ефекту Шоткі розглянемо сили, що діють на електрон поблизу поверхні кристала. Відповідно до закону електростатичної індукції на поверхні кристала індуються поверхневі заряди протилежного знаку, що визначають взаємодію електрона з поверхнею кристала. Відповідно до методу електричних зображень дія реальних поверхневих зарядів на електрон замінюється дією фіктивного точкового позитивного заряду $+e$, розташованого на такій же відстані від поверхні кристала, що і електрон, але з протилежної сторони поверхні (рис. 3.26).

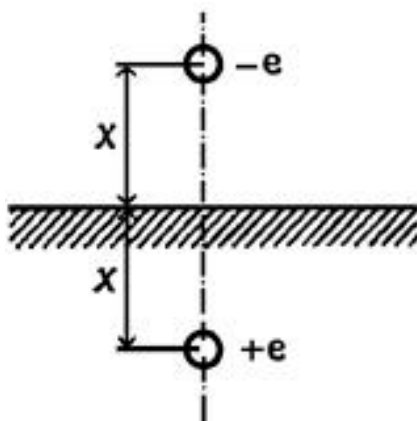


Рисунок 3.26 - До обчислення сили електричного зображення

Тоді, відповідно до закону Кулона, сила взаємодії двох точкових зарядів

$$F_k = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}, \quad (3.27)$$

де ϵ_0 – електрична постійна: x – відстань між електроном і поверхнею кристала.

Потенційна енергія електрона в полі сили електричного зображення, якщо відлік вести від нульового рівня вакууму, дорівнює

$$U_k = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x}. \quad (3.28)$$

Потенційна енергія електрона в зовнішньому прискорюючому електричному полі E

$$U_e = -eEx. \quad (3.29)$$

Для повної потенційної енергії електрона

$$U = U_K + U_E = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx. \quad (3.30)$$

Графічне визначення повної енергії електрона, що знаходиться поблизу поверхні кристала, приведено рис. 3.27, на якому наочно видно зменшення роботи виходу електрона з кристала.

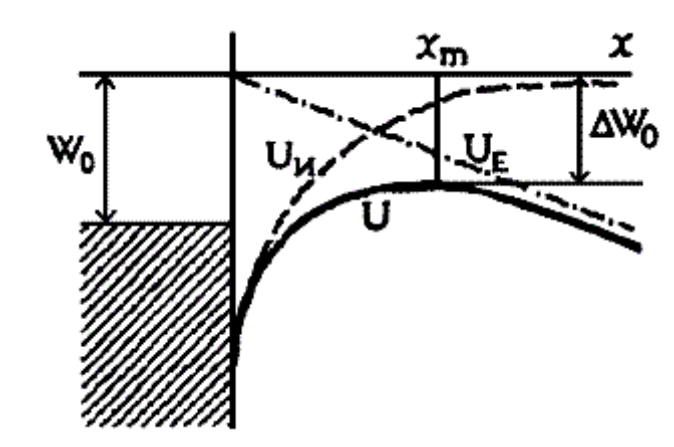


Рисунок 3.27 - Вплив зовнішнього поля на висоту і форму потенційного бар'єру

Сумарний графік потенційної енергії електрона (суцільна лінія на графіку на рис. 3.27) досягає максимуму в точці x_m :

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}. \quad (3.31)$$

Ця точка відстоїть від поверхні на відстані $10 \text{ \AA}$ при напруженості зовнішнього поля $\approx 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

У точці x_m сумарна потенційна енергія відповідає зниженому потенційного бар'єру (і, отже, зменшенню роботи виходу),

$$U_m = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} = \Delta W_0. \quad (3.32)$$

В результаті ефекту Шоткі струм електровакуумного діоду при позитивній напрузі на аноді росте із зростанням анодної напруги. Цей ефект виявляється не тільки при емісії електронів у вакуум, але і при русі їх через контакти напівпровідник - метал або метал - діелектрик.

3.8.6 Вплив просторового заряду на струми у вакуумі. Закон ступеню «трьох других»

Під час роботи будь-якого електровакуумного приладу, у тому числі і діоду, в просторі між катодом і анодом є певна кількість рухомих електронів, які мають енергію, що перевищує роботу виходу і покинули матеріал катоду. Оскільки енергія електронів після виходу з матеріалу катоду незначна, то вони концентруються в прилеглому до катоду об'ємі. Ці рухомі електрони, що знаходяться в електронній хмарці біля катоду, утворюють просторовий (об'ємний) заряд. Величина просторового заряду залежить від ступеню нагріву катоду: чим вища температура катоду, тим більше електронів він випромінює і тим більша їх кількість знаходиться в просторі анод - катод.

При великій густині струму термоелектронної емісії на ВАХ істотно впливає об'ємний негативний заряд, що виникає між катодом і анодом. Цей об'ємний негативний заряд перешкоджає досягненню електронам аноду, що вилетіли з катоду. Таким чином, струм аноду виявляється меншим, ніж струм

емісії електронів з катоду. При прикладенні до аноду позитивного потенціалу додатковий потенційний бар'єр у катоду, що створюється об'ємним зарядом, знижується і анодний струм росте. Теоретично це питання було досліджено Ленгмюром в 1913 р.

Спрощено обчислимо залежність струму електровакуумного діоду від прикладеної між анодом і катодом зовнішньої різниці потенціалів і знайдемо розподіл поля, потенціалу і концентрації електронів між анодом і катодом при розрахунку просторового заряду.

Припустимо, що електроди діоду плоскі. При невеликій відстані між анодом і катодом d їх можна вважати нескінченно великими. Початок координат помістимо на поверхні катоду, а вісь X направимо перпендикулярно цій поверхні у бік аноду (рис. 3.28).

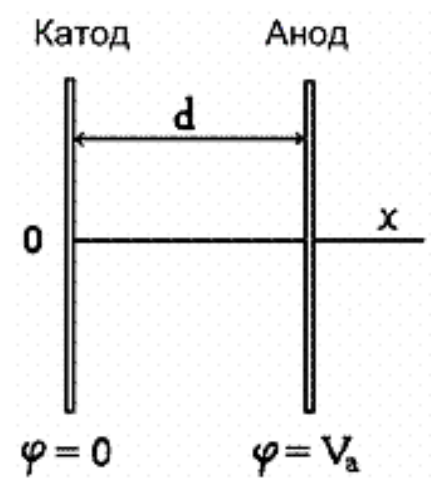


Рисунок 3.28 - До виведення закону ступеня "трьох других"

Температуру катоду підтримуватимемо постійною і рівною T . Потенціал електростатичного поля φ , що існує в просторі між анодом і катодом, буде функцією тільки однієї координати x . Він повинен задовольняти рівнянню Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\rho = 4\pi e , \quad (3.33)$$

де ρ – об'ємна густина заряду; n – концентрація електронів; ϕ , ρ і n є функціями координати x .

Враховуючи, що густина струму між катодом і анодом

$$j = neV$$

а швидкість електрона v можна визначити з рівняння

$$\frac{mv^2}{2} = eV,$$

де m – маса електрона, рівняння (3.33) можна перетворити до вигляду

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{a^2}{\sqrt{\phi}}, \quad a^2 = 4\pi j \sqrt{\frac{m}{2e}}. \quad (3.34)$$

Це рівняння треба доповнити граничними умовами

$$\lim_{x \rightarrow 0} \phi = 0, \quad \lim_{x \rightarrow 0} \frac{d\phi}{dx} = 0. \quad (3.35)$$

Ці граничні умови виходять з того, що потенціал і напруженість електричного поля біля поверхні катоду повинні дорівнювати нулю. Помножимо обидві частини рівняння (3.34) на $d\phi/dx$:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} \frac{d\phi}{dx} = a^2 \frac{d\phi}{dx} (\phi)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.36)$$

Враховуючи, що

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \quad (3.37))$$

$$\text{і} \quad \frac{d}{dx} (\varphi)^{\frac{1}{2}} = \frac{2d(\varphi)^{\frac{1}{2}}}{dx}, \quad (3.38)$$

запишемо (3.36) у вигляді

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = 4a^2 \frac{d(\varphi)^{\frac{1}{2}}}{dx}. \quad (3.39)$$

Тепер можна інтегрувати обидві частини рівняння (3.49) по x у межах від 0 до того значення x , при якому потенціал дорівнює φ . Тоді, враховуючи граничні умови (3.35) отримуємо:

$$\frac{d\varphi}{dx} = 2a(\varphi)^{\frac{1}{4}} \quad (3.40)$$

або

$$\frac{d\varphi}{\varphi^{\frac{1}{4}}} = 2adx. \quad (3.41)$$

Інтегруємо обидві частини (3.41) у межах від $x=0$, $\varphi=0$ до $x=1$, $\varphi=V_a$:

$$V_a^{\frac{9}{4}} = \frac{3}{2} ad. \quad (3.42)$$

Зводимо обидві частини рівняння (3.42) в квадрат і виражаємо густину струму j із a згідно (3.34):

$$j = \beta V_a^{\frac{3}{2}}, \quad (3.43)$$

де

$$\beta = \frac{4\varepsilon_0}{9a^2} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.44)$$

Формула (3.43) називається **законом ступеню «трьох других» (Ленгмюра)**. Цей закон справедливий для електродів довільної форми. Від форми електродів залежить вираз для чисельного коефіцієнта β . Виведені вище формули дозволяють обчислити розподіли потенціалу, напруженості електричного поля і густині електронів в просторі між катодом і анодом. Інтегрування виразу (3.41) в межах від $x=0$ до того значення, коли потенціал дорівнює ϕ , приводить до співвідношення

$$\phi(x) = \frac{3}{2} a x^{\frac{4}{3}}, \quad (3.45)$$

тобто потенціал міняється пропорційно відстані від катоду x в ступеню $4/3$. Похідна $d\phi/dx$ характеризує напруженість електричного поля між електродами. Згідно з (3.41), величина напруженості електричного поля $E \sim x^{1/9}$. Нарешті, концентрація електронів

$$n(x) = \frac{j}{e v} = \frac{j}{e \left(\frac{m_e}{2e\phi} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.46)$$

і, згідно з (3.46), $n(x) \sim (1/x)^{2/9}$.

Залежності $\phi(x)$, $E(x)$ і $n(x)$ приведені на рис. 3.29.

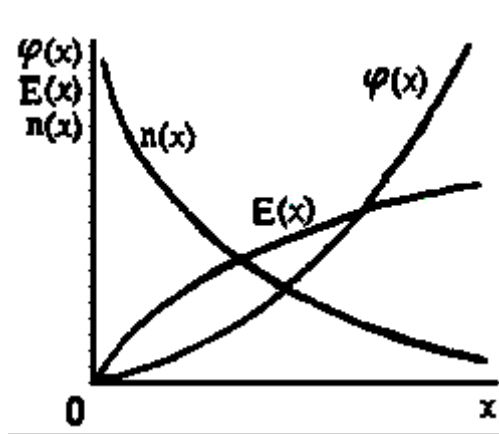


Рисунок 3.29 – Залежність розподілу потенціалу $\varphi(x)$, напруженості поля $E(x)$ і густини електронів $n(x)$ в просторі між анодом і катодом

Якщо $x \rightarrow 0$, то концентрація електронів прямує до нескінченності. Це є слідством нехтування тепловими швидкостями електронів у катоду. У реальній ситуації при термоелектронній емісії електрони покидають катод не з нульовою швидкістю, а з деякою кінцевою швидкістю емісії. В цьому випадку анодний струм існуватиме навіть в тому випадку, якщо поблизу катоду є невелике зворотне електричне поле. Отже, об'ємна густина заряду може змінитися до таких значень, при яких потенціал поблизу катоду зменшиться до негативних значень (рис 2.30).

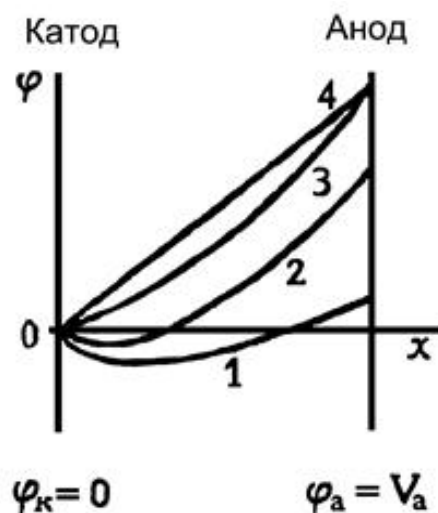


Рисунок 3.30 - Вплив об'ємного заряду на розподіл потенціалу між анодом і катодом

При збільшенні анодної напруги положення мінімуму потенціалу зменшується і наближається до катоду (графіки 1 і 2 на рис. 3.30). При достатньо великій напрузі на аноді мінімум потенціалу зливається з катодом, напруженість поля у катоду стає рівною нулю і залежність $\varphi(x)$ наближається до (3.44), розрахованої без урахування початкових швидкостей електронів (графік 3 на рис. 3.30). При великій анодній напрузі просторовий заряд майже повністю розсмоктується і потенціал між катодом і анодом змінюється за лінійним законом (кривая 4, рис. 3.30).

Таким чином, розподіл потенціалу в просторі між електродами при розрахунку початкових швидкостей електронів значно відрізняється від того, який покладений в основу ідеалізованої моделі, при виведенні закону ступеня «трьох других». Це приводить до зміни і залежності густини анодного струму. Розрахунок, що враховує початкові швидкості електронів, для випадку розподілу потенціалу, показаного на рис. 3.31.

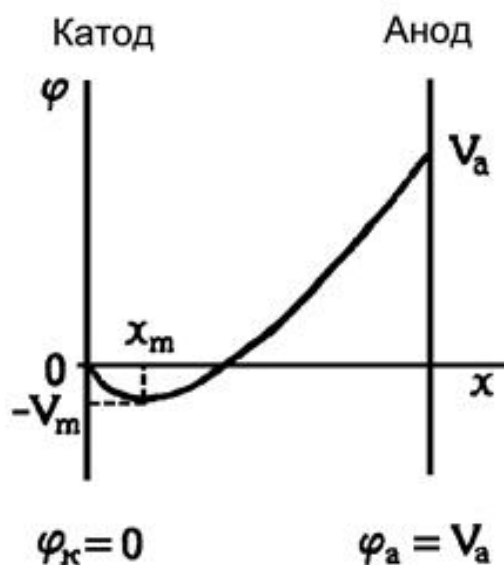


Рисунок 3.31 - Розподіл потенціалу у вакуумному проміжку

А також для циліндричних електродів дає наступну залежність для повного струму термоелектронної емісії $I = jS$, (S - площа поперечного перетину струму термоелектронної емісії):

$$I = C(x_m)(V_a - V_m)^{\frac{3}{2}}. \quad (3.47)$$

Параметр x_m дорівнює відстані від катоду, на якому потенціал досягає свого мінімального значення $-V_m$. Множник $C(x_m)$, окрім x_m , залежить від радіусів катоду і аноду. Рівняння (3.47) справедливо при невеликих змінах анодної напруги, оскільки і x_m і $-V_m$, як приведено вище, залежать від анодної напруги.

Таким чином, закон «трьох других» не має універсального характеру, він справедливий лише у порівняно вузькому інтервалі напруги і струму. Проте він є наочним прикладом нелінійного співвідношення між силою струму і напругою електронного приладу. Нелінійність вольт-амперної характеристики є найбільш важливою особливістю багатьох елементів радіо- і електротехнічних схем, включаючи і елементи твердотільної електроніки.

Питання для самоконтролю і підготовки до тестування

1. Сформулюйте поняття електронної емісії.
2. Сформулюйте поняття роботи виходу електрона.
3. Сформулюйте поняття катоду.
4. Яка емісія виникає при нагріві тіла.
5. Яка емісія виникає при дії оптичного випромінювання на тіло?
6. Сформулюйте поняття «червоної межі» дії оптичного випромінювання.
7. Як залежить величина струму фотоелектронної емісії від інтенсивності оптичного випромінювання?
8. Які матеріали (та їх характеристики) використовують для виготовлення фотокатодів?
9. Яка емісія виникає при дії на тіло електричного поля?

10. Які матеріали (та їх характеристики) використовують для виготовлення польових катодів?
11. З якою метою на поверхні польових катодів знаходяться вістря?
12. Яким законом визначається густина струму польової емісії у вакуум?
13. В яких приладах використовують польову емісію?
14. Приведіть визначення вторинної електронної емісії?
15. Які електрони при вторинній електронній емісії зветься первинними, а які – вторинними?
16. Які фізичні принципи лежать в основі визначення пружно відбитих електронів та не пружно відбитих електронів?
17. У яких матеріалів (металів чи діелектриків) вище ймовірність виходу електронів вторинної електронної емісії при однакових умовах і чому?
18. Що визначає коефіцієнт вторинної електронної емісії?
19. Які матеріали можуть застосовуватися як анти-емісійні покриття при вторинній електронній емісії?
20. В яких електронних приладах вторинна електронна емісія виконує корисні дії?
21. В яких електронних приладах вторинна електронна емісія діє шкідливо на їх характеристики та параметри?
22. Приведіть визначення термоелектричного катоду.
23. Приведіть основні параметри термоелектричного катоду.
24. Як діляться катоди, залежно від складу матеріалів з яких вони виготовлені?
25. З якою метою карбідують катод та активують його поверхню торієм?
26. Яку **структуру має оксидний катод?**
27. Які матеріали використовують для виготовлення оксидних та плівкових катодів?
28. Як діляться катоди, залежно від їх конструкції?
29. Який елемент катоду прямого нагріву емітує електрони?

30. Яким струмом (постійний або змінний) переважно нагрівається катод прямого нагріву і чому?
31. Які основні конструктивні компоненти входять до складу підігрівного катоду?
32. Яким струмом (постійний або змінний) переважно нагрівається підігрівний катод і чому?
33. Перерахуйте достоїнства і недоліки катодів прямого нагріву, а також вкажіть в яких пристроях використовують такого типу катоди і чому?
34. Перерахуйте достоїнства і недоліки підігрівних катодів, а також вкажіть в яких пристроях використовують такого типу катоди і чому?
35. Приведіть форму вольт-амперної характеристики діоду. Чому зростання сили струму йде не пропорційно зростанню прикладеної напруги?
36. Сформулюйте поняття струму «насичення»? яким чином
37. Яким чином струм «насичення» залежить від температури нагріву катоду?
38. Сформулюйте поняття «просторового заряду» і вкажіть на який ділянці вольт-амперної характеристики діоду він має максимальний вплив і чому?
39. Сформулюйте визначення ефекту Шотки і як він впливає на зміну струму насичення катоду?
40. За яким законом змінюється густина струму емісії в залежності від прикладеної напруги між катодом і анодом?

4 Електровакуумні прилади

4.1 Електровакуумний діод

Електровакуумний діод – самий простий з електронних приладів. Він має два електроди – катод і анод. Обидва електроди розташовані в скляному або металевому балоні, який ретельно вакуумований, тиск повітря в балоні електронних ламп не повинен перевищувати $10^{-6} \div 10^{-7}$ мм рт.ст. Такий ступінь розрідженості неможливо досягти за допомогою вакуумних насосів. Тому після відкачування повітря з балона вакуумними насосами повітря, що залишилося в балоні, поглинають хімічним шляхом. Для цього всередині балона розміщують речовину (гетер), здатну хімічно з'єднуватися з повітрям. При прогріванні лампи високочастотним електромагнітним полем відбувається хімічна реакція, гетер поглинає гази і, розпилюючись, осідає у вигляді непрозорого шару на внутрішніх стінках балона. Нижня частина балона з'єднана з цоколем. У цоколь упресовуються штирі-електроди, за допомогою яких лампа включається у схему. Іноді цоколь відсутній, і штирі вварюються у потовщене скляне дно балона.

Конструкції електровакуумних діодів можуть мати різні виконання. Зустрічаються діоди з циліндровою і з плоскою конструкцією електродів. Електроди електровакуумних приладів мають зовнішні виводи, що проходять крізь скло балона. Виводи виготовляються із сплавів, що мають однакові зі склом коефіцієнти теплового розширення (наприклад, ковар, молібден, платиніт). Інакше при нагріві електровакуумного приладу утворюється зазор між склом і металом виводу (якщо коефіцієнт розширення металу менший, ніж скла) або в склі в місці проходження виводів з'являються мікроскопічні тріщини (якщо коефіцієнт розширення металу більший).

4.1.1 Принцип дії електровакуумного діоду

Працює електровакуумний діод таким чином. До кінців нитки напруження (катода) від джерела підводиться напруга нагріву катода E_n (рис 2.23). Струм, що йде через цю нитку, нагріває катод. В результаті цього катод випромінює електрони і навколо нього утворюється електронна хмарка, створює просторовий заряд. Джерело напруги нагріву катода, поєднуючи дроти і нитка нагрівача (катод) утворюють ланцюг нагріву катода лампи. До проміжку анод - катод лампи прикладена напруга U_a , яка зветься **анодною**. Плюс цієї напруги підведений до аноду, а мінус - до катода. В результаті між анодом і катодом лампи утворюється постійне електричне поле, яке зветься **полем аноду**. Електрони електронної хмарки опиняються в просторі, в якому діють сили електричного поля аноду. Під дією цих сил частина електронів хмарки спрямовується до аноду, утворюючи електронний потік.

Електронний потік замикає ланцюг джерела живлення анодного ланцюга, внаслідок чого в ньому з'являється електричний струм, який зветься **анодним струмом** (діод проводить електричний струм, тобто знаходиться у **відкритому** стані). Це означає, що діод подібний замкнутому вимикачу.

Напрямок анодного струму в електровакуумному приладі прийнято вважати від катода до аноду, оскільки електрони летять від катода до аноду. Ланцюг, по якому проходить анодний струм, називають **ланцюгом аноду** (або анодним ланцюгом). У анодний ланцюг діоду входять: джерело анодної напруги E_a , проміжок катод - аноду лампи і з'єднувальні дроти.

Якщо анодне джерело підключити мінусом до аноду, а плюсом до катода, то електричне поле буде спрямовано від катода до аноду. При цьому сила, що діє на електрони електронної хмарки, буде направлена не до аноду, а до катода. За таких умов всі емітовані електрони під дією поля аноду повертаються на катод і анодний струм дорівнює нулю (діод не проводить електричний струм, тобто знаходиться в **закритому** стані). Ланцюг аноду виявляється розімкненим. Це означає, що діод має односторонню провідність - струм через діод може йти

лише в одному напрямі - від аноду до катоду. Опір діоду для струму, направлено від катоду до аноду, нескінченно великий і діод в цьому випадку подібний розімкненому вимикачу.

Анодний струм і анодна напруга зв'язані нелінійною залежністю, яка називається вольт-амперною характеристикою і приблизно виражається законом ступеню «трьох других».

4.1.2 Вольт - амперні характеристики електровакуумного діоду

Властивості електровакуумного діоду оцінюють за допомогою експериментально знятих характеристик, що показують залежність сили струму через лампу від напруги на її електродах.

Характеристики діоду зображені на рис. 4.1. Залежність сили анодного струму I_a від величини анодної напруги U_a при постійному значенні напруги нагріву катоду U_H називається *анодною характеристикою діоду*.

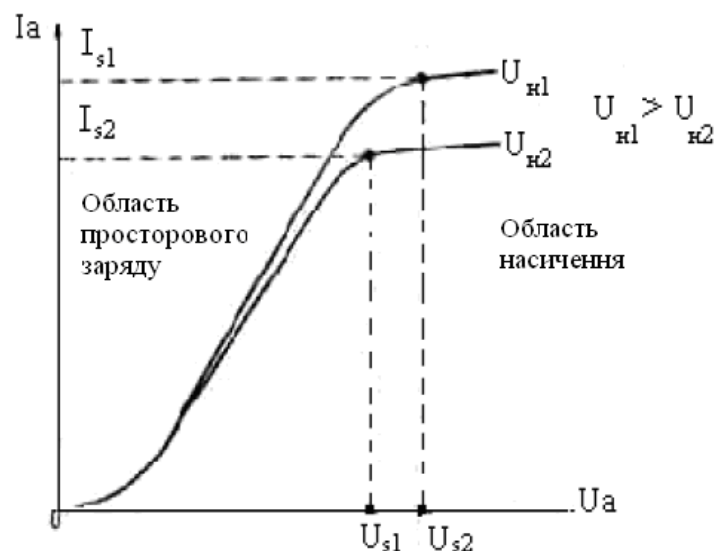


Рисунок 4.1 – Анодні характеристики електровакуумного діоду

При малих значеннях анодної напруги анодний струм незначний і майже не залежить від величини напруги на аноді. Це пояснюється невеликою

кількістю електронів, що мають великі швидкості, необхідні для подолання гальмуючої дії просторового заряду. У міру підвищення анодної напруги напруженість електричного поля аноду зростає, і дія просторового заряду все більше і більше компенсується. Це означає, що все більша кількість електронів бере участь в утворенні електронного потоку. Тому при збільшенні напруги на аноді збільшується анодний струм, а кількість електронів, які створюють електронну хмарку біля катода, зменшується. Анодний струм зростатиме до тих пір, поки існуватиме електронна хмарка біля катода. При значенні анодної напруги $U_a = U_s$ анодний струм практично перестає зростати, і настає режим насичення. Струм I_s , що йде при цьому через лампу, називають **струмом насичення**. Необхідно відзначити, що в режимі насичення при збільшенні величини анодної напруги U_a величина анодного струму трохи зростає. Причина цього зростання - ефект Шоткі.

Величини струму насичення I_s і напруги насичення U_s залежать від напруги (температури) нагрівача. Чим менша напруга нагріву, тим менші температура катода і його емісія, а, отже, менше і струм насичення. Внаслідок зменшення просторового заряду для його компенсації потрібна менша напруга на аноді. Тому значення напруги насичення зменшується при зменшенні напруги нагріву катода. На рис. 4.1 показані дві анодні характеристики, зняті при різних значеннях напруги нагріву катода.

Параметри електровакуумних діодів характеризують їх властивості і можливості застосування. До них відносяться:

- струм емісії катода I_e . (максимальний струм аноду $I_a \max$)
- максимальна зворотна напруга на аноді $U_{zv} \max$
- крутизна вольт-амперної характеристики S
- диференціальний опір R_i
- максимальна робоча частота $f \max$
- напруга нагріву катода $U_{наг}$
- струм нагріву катода $I_{наг}$

4.1.3 Диференціальні параметри електровакуумного діоду

Диференціальними параметрами електронного приладу називаються величини, що визначають зв'язок між малими приростами напруги і струмів приладу в статичному режимі.

До них відносяться крутизна вольт-амперної характеристики і внутрішній диференціальний опір.

Крутизна вольт-амперної характеристики

Крутизна вольт-амперної характеристики (S) показує, як змінюється сила анодного струму при зміні анодної напруги на 1 В. Якщо зміна анодної напруги ΔU_a викликає зміну сили анодного струму ΔI_a , то крутизна S буде дорівнювати

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} \quad (4.1)$$

Крутизну виражають в міліамперах на вольт або амперах на вольт. Якщо крутизна дорівнює, наприклад, 4 мА/В, це означає, що зміна анодної напруги на 1 В викликає зміну анодного струму на 4 мА. По суті, крутизна є провідністю простору між анодом і катодом для змінної складової анодного струму.

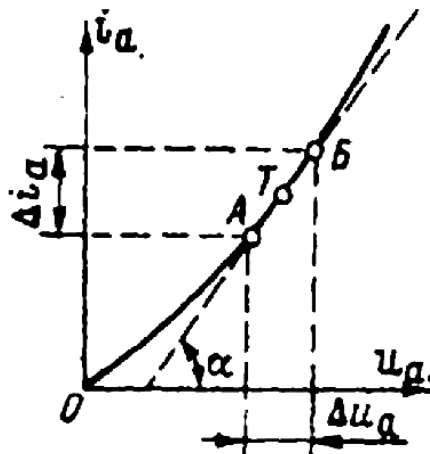


Рисунок 4.2 – До визначення крутизни вольт-амперної характеристики електровакуумного діоду

Для визначення крутизни за характеристиками електровакуумного діоду (рис. 4.2) беруть приріст анодної напруги ΔU_a на заданій ділянці АБ і відповідний йому приріст сили анодного струму Δi_a (метод двох точок). Крутизна пропорційна тангенсу кута нахилу α дотичної в точці Т щодо осі U_a .

Якщо ділянка АБ нелінійна, то знайдена за методом двох точок крутизна S_{AB} є середньою для даної ділянки. Вона приблизно дорівнює крутизни для точки Т посередині ділянки АБ: $S_{AB} = S_T$. При переході на нижню ділянку характеристики крутизна зменшується і наближається до нуля. Прийнято визначати, для якої точки або для якої ділянки характеристики приводиться крутизна; наприклад: $S = 1,5 \text{ мА/В}$ при $U_a = 2 \text{ В}$.

Сучасні електровакуумні діоди мають крутизну в межах $1 \div 50 \text{ мА/В}$. У малопотужних діодах вона не перевищує одиниць міліампер на вольт. В імпульсному режимі крутизна досягає сотень міліампер на вольт. Крутизна залежить від конструкції електродів електровакуумного діоду і в значній мірі залежить від відстані між катодом і анодом. Залежність крутизни характеристики від геометричних розмірів діоду і від напруги аноду можна знайти із закону ступеню «трьох других», диференціюючи вираз

$$S = \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\Pi_a}{d^2} U_a^{1/2} \quad (4.2)$$

Крутизна пропорційна ефективній площі електродів і обернено пропорційна квадрату відстані між ними. При збільшенні анодної напруги крутизна, росте пропорційно $U_a^{1/2}$. Проте в реальному діоді у міру наближення до режиму насичення крутизна спочатку перестає рости, а потім починає падати.

У початковій області крутизна характеризується виразом

$$S = \frac{d}{dU_a} \left(I_e e^{\frac{eU_a}{kT}} \right) = \frac{e}{kT} I_a. \quad (4.3)$$

Внутрішній диференціальний опір

Внутрішній диференціальний опір (R_i) діоду є опором простору між анодом і катодом для змінного струму, R_i є величиною, зворотною до крутизни:

$$R_i = \frac{\Delta u_a}{\Delta i_a} = \frac{1}{S_i} \quad (4.4)$$

i звичайно складає сотні, а іноді десятки Ом. З ростом потужності електровакуумних приладів зменшується значення R_i . При переході на нижню ділянку характеристики значення R_i зростає, прагнучи до нескінченності в початковій точці характеристики.

Визначення R_i за характеристиками аналогічно визначенню крутизни електровакуумного приладу.

4.1.4 Статичні параметри електровакуумного діоду

Статичні параметри електровакуумного діоду визначаються для:

- **робочого режиму**
- **гранично допустимих режимів**

До статичних параметрів робочого режиму електровакуумного діоду відноситься його опір постійному струму R_0 ,

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a} \quad (4.5)$$

Величина внутрішнього опору діоду залежить від конструкції лампи (площі електродів) і змінюється від $+\infty$ при анодному струмі рівному 0 до мінімальних значень, які визначаються величинами напруги і струму насичення. Для зниження величини опору електровакуумного діоду постійному струму R_0 , необхідно збільшити площу електродів (катода і анода) і зменшити відстань між ними.

До статичних параметрів **гранично допустимих режимів** електровакуумного діоду відноситься максимальна зворотна напруга на аноді **Uзв max**. Оскільки до електровакуумного діоду прикладена зворотна напруга («мінус» - до анода, «плюс» - до катода), всі електрони притиснуті полем до катода і діод не проводить електричного струму. При такій полярності прикладеної напруги до електровакуумного діоду струм в його вакуумному проміжку може виникнути тільки у випадку, якщо анод діоду почне емітувати електрони. Оскільки анод будь-якого електровакуумного приладу «холодний», то в такому режимі при великих значеннях прикладеної зворотної напруги може здійснитися тільки автоелектронна (тунельна) емісія. Величина даної максимальної зворотної напруги **Uзв max** обмежена величиною напруженості поля між анодом і катодом, при якій виникає автоелектронна (тунельна) емісія. Оскільки напруженість поля в проміжку анод - катод електровакуумного діоду прямо пропорційна прикладеній напрузі і обернено пропорційна відстані між електродами, то для збільшення значення величини максимальної зворотної напруги електровакуумного діоду необхідно збільшувати відстань між електродами останнього і розташувати їх виводи якнайдалі.

4.1.5 Частотні властивості електровакуумного діоду

Як показує досвід, із зростанням частоти ефективність роботи діоду погіршується. Це виявляється у зменшенні амплітуди випрямленого струму і у виникненні фазового зсуву між струмом і напругою. Для кожного діоду існує гранична частота f_{np} , вище за яку використання його недоцільно.

Частотний діапазон діоду обмежується декількома причинами. Найважливішими з них є:

- інерційність електронного потоку,
- міжелектродна ємність
- індуктивність виводів.

Кут прольоту електронів (інерційність електронного потоку)

Виникнення інерційності електронного потоку пов'язане з витратою деякого часу τ на проліт електронів від катоду до аноду:

$$\tau = \frac{d}{v_{\text{ср}}}, \quad (4.6)$$

де d — відстань анод — катод; $v_{\text{ср}}$ — середня швидкість електронів. Якщо приблизно прийняти, що швидкість електрона в лампі змінюється лінійно від v_k

$= 0$ у катоду, до $v_a = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a}$ у аноду, то середня швидкість

$$v_{\text{ср}} = \frac{v_k + v_a}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a} = 3 \cdot 10^7 \sqrt{U_a} \text{ м/с}$$

і час прольоту електронів

$$\tau = \frac{2d}{v_a} = 33 \frac{d}{\sqrt{U_a}} \text{ нс},$$

де d — вимірюється в сантиметрах, а U_a — в вольтах. Насправді швидкість електрона нарастає нелінійно. Із закону ступеню «трьох других» (3.44) може бути виведена точніша формула для часу прольоту електрона в плоскому діоді:

$$\tau = \frac{3d}{v_a} = 50 \frac{d}{\sqrt{U_a}} \text{ нс} \quad (4.7)$$

Скориставшись цією формулою, знайдемо, що, наприклад, у діоді, що має $d = 2 \text{ мм}$ і $U_a = 4 \text{ в}$, час прольоту складає всього 5 нсек .

Проте при високій частоті змінної напруги аноду за час прольоту τ фаза цієї напруги аноду може істотно змінитися, що позначається на величині і фазі струму аноду. Зміна фази напруги, прикладеної до аноду, що має місце за час прольоту τ , визначається наступним виразом:

$$\Theta = \frac{2\pi}{\omega} \tau = \omega \tau. \quad (4.8)$$

Ця величина називається *кут ом прольоту* електронів в лампі.

Гранична частота роботи діоду

Кількісний аналіз процесу проходження змінного струму малої амплітуди через діод дає залежність крутизни від кута прольоту, представлену на рис. 4.3.

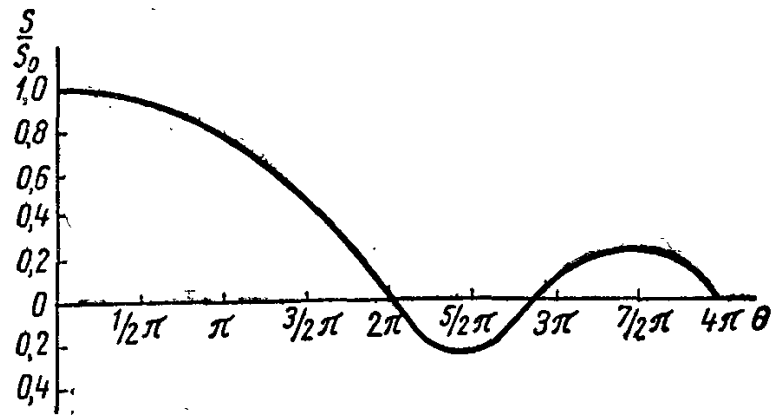


Рисунок 4.3 - Залежність крутизни діоду від кута прольоту

При куті прольоту $\theta = \pi$ зменшення сили струму складає 25%. Вважаючи подальше зменшення крутизни неприпустимим для нормальної роботи діоду, приймемо, що граничний кут прольоту $\theta = 2\pi f_{\text{ГР}}\tau = \pi$. Виходячи з цього визначимо частоту, вище за яку використання діоду недоцільно:

$$f_{\text{ГР}} = 1/(2\tau) \quad (4.9)$$

для розглянутого раніше діоду, що має час прольоту $\tau = 5\text{нсек}$

$$f_{\text{ГР}} = \frac{1}{2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-8}} = 100 \text{ МГц}.$$

Практично гранична частота може бути ще нижче із-за впливу ємності діоду між електродами анод - катод $C_{\text{ак}}$, - через яку протікає реактивний струм $I_{\text{ємн}}$,

$$I_{\text{емн}} = j\omega C_{\text{ак}} U_{\text{ма}} \quad (4.10)$$

Дуже часто обмеження частотного діапазону діоду величиною ємності між електродами може бути більш істотним, ніж обмеження із-за інерційності електронного потоку.

При дуже високих частотах на властивості діоду впливає індуктивність виводів аноду L_a і катоду L_K . Хоча величина індуктивності виводів $L_{\text{ВВ}} = L_a + L_K$ і невелика (близько 0,01 мкГн), але їх індуктивний опір $\omega L_{\text{ВВ}}$ із зростанням частоти може дорівнювати опору ємності $\frac{1}{\omega C_{\text{ак}}}$, і в лампі виникнуть резонансні явища. Частота яка відповідає такій умові

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{АА}}C_{\text{АА}}}} \quad (4.11)$$

має назву власної резонансної частоти діоду. Максимальна частота, на якій використовується діод, повинна вибиратися нижче за неї:

$$f_{\text{max}} < \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{АА}}C_{\text{АА}}}}. \quad (4.12)$$

Для діодів, які використовуються на дуже високих частотах, характерні: мала величина ємності $C_{\text{ак}}$, одержувана шляхом гранично можливого зменшення розмірів катоду і аноду; мала величина часу прольоту, що забезпечується як можна більшим зближенням електродів; мала величина індуктивності виводів, що забезпечується зменшенням їх довжини.

На надвисоких частотах, де використовуються об'ємні коливальні системи, виводи електродів мають коаксіальну або дискову конструкцію, що забезпечує безпосереднє включення лампи в резонатор або хвилевід (рис. 4.4).

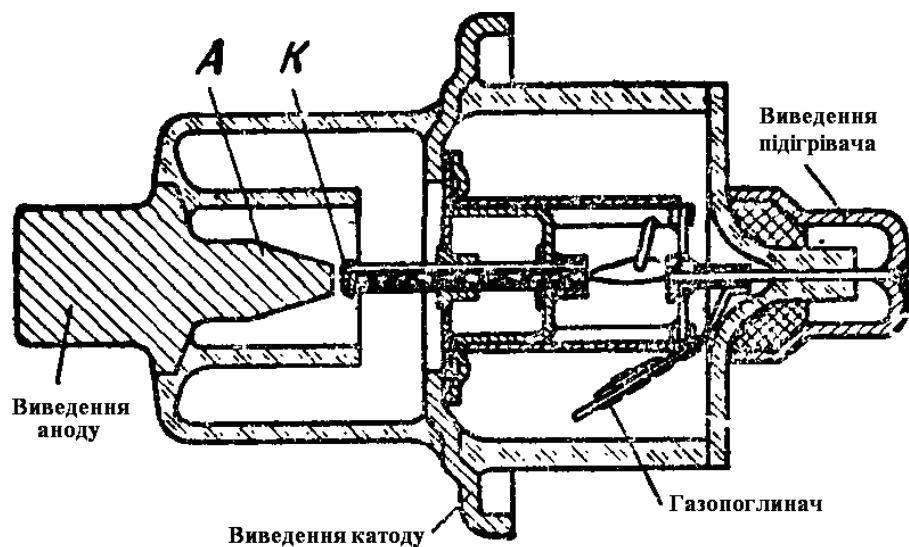


Рисунок 4.4 – Конструкція діоду для надвисоких частот

Такі діоди знаходять застосування до частот близько десяти гігагерц.

4.1.6 Призначення, конструкція і типи двоелектродних ламп

Двоелектродні лампи застосовуються:

- для випрямлення змінного струму;
- для детектування сигналу, що приймається, і для перетворення частоти;
- для фіксації і обмеження напруги;
- у різних схемах автоматичних регулювань.

Діоди, призначені для випрямлення змінного струму, мають велику допустиму потужність, що розсіюється на аноді, $P_{a\text{доп}}$, і великі струми емісії катоду. Такі діоди називаються **кенотронами**. Кенотрони випускаються на різну потужність. У кенотронах, призначених для живлення приймально-підсилювальних схем, застосовується оксидний катод (прямого або непрямого нагріву). Аноди виготовляються з чорненого металу.

Для того, щоб падіння напруги на кенотроні було невеликим, його внутрішній опір повинен бути малим. Це досягається за рахунок великих площ

поверхонь катоду і аноду, а також за рахунок малої відстані між ними. Такі конструктивні параметри кенотронів дозволяють забезпечити високу крутизну вольт-амперної характеристики, проте при цьому падає максимальна зворотна напруга на аноді. Тому промисловість випускає низьковольтні кенотрони ($U_{обр\ max} < 1000V$) і високовольтні кенотрони ($U_{обр\ max} > 1000V$). Низьковольтні кенотрони характеризуються високою крутизною вольт-амперної характеристики, достатньо великим струмом катоду, низьким опором постійному струму і низькою напругою насичення. Високовольтні кенотрони мають значно меншу крутизну вольт-амперної характеристики, малий струм катоду, великий опір постійному струму і значну напругу насичення.

Кенотрони виконують з одним і двома анодами. Кенотрони з двома анодами призначені для роботи в двонапівперіодних випрямлячах.

Для детектування сигналів в приймачах (детекторні діоди), фіксації і обмеження напруги (імпульсні діоди), а також для схем автоматичного регулювання застосовуються малопотужні діоди, що мають невеликий струм емісії катоду і невелику допустиму потужність розсіювання на аноді. Для таких діодів неактуальний такий параметр як максимальна зворотна напруга на аноді, оскільки робочі напруги в схемах, де вони використовуються, не перевищують величини 500 В. Для роботи в імпульсних схемах діодам необхідні: висока крутизна вольт-амперної характеристики, низька напруга насичення, мала величина ємності між електродами. Для створення високої крутизни вольт-амперної характеристики, низької напруги насичення, малого опору постійному струму збільшують площі електродів і зменшують відстані між ними. Для роботи в схемах детектування високочастотних сигналів основним параметром діоду в першу чергу є його швидкодія і в другу чергу - низькі напруга насичення і опір постійному струму. Для зниження міжелектродної ємності, яка визначає швидкодію діоду, необхідно зменшити площу електродів і збільшити відстань між ними, але при цьому зростає опір діоду постійному струму, знижується крутизна і збільшується напруга насичення. Тому при проектуванні високочастотних детекторних діодів доводиться шукати оптимальне

компромісне значення всіх вище перелічених параметрів для роботи в необхідних умовах.

4.2 Електровакуумний триод

Як з'ясовано в попередніх розділах, струм у вакуумному проміжку двохелектродної лампи (діоди) залежить від величини прикладеної до його електродів напруги, і обмежений максимальною величиною емісійного струму в режимі насичення. Для створення додаткової можливості управління потоком електронів у вакуумному проміжку діоду, а, відповідно, і силою струму, Лі де Форест в 1906 р. ввів до складу діоду сітку, що управляє потоком електронів, яка розташовується між катодом і анодом. Так був винайдений електровакуумний триод. Спочатку електровакуумні триоди використовували тільки як підсилювальні лампи, а в 1913 р. німецький учений А. Мейснер встановив можливість його застосування як генераторної лампи.

4.2.1 Конструкція електровакуумного триоду

У простому триоді усередині циліндрового аноду (звичайно виконаного з тугоплавкого металу - Ni, Mo або Ta) поміщена сітка спіральної форми (з того ж матеріалу). На загальній осі аноду і сітки розташований катод (рис 4.5). Конструкції і кількісні значення параметрів сучасних триодів надзвичайно різноманітні і визначаються, головним чином, їх призначенням.

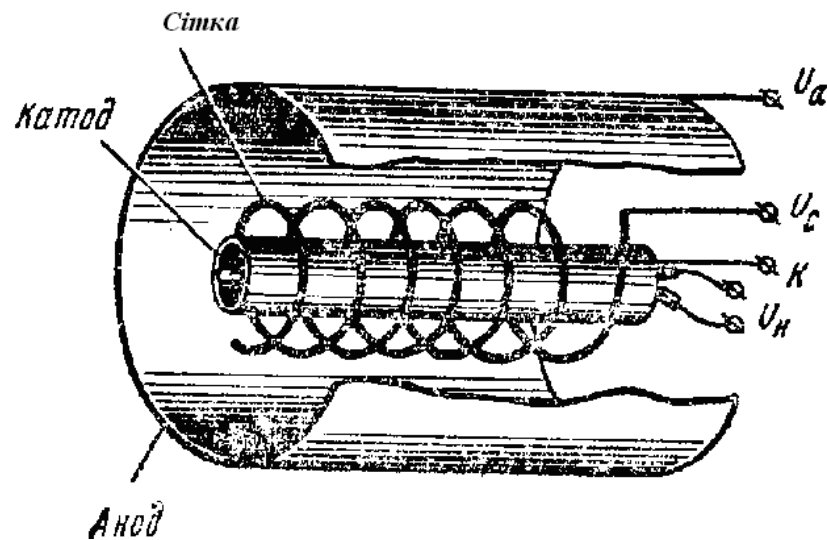


Рисунок 4.5 – Конструкція електровакуумного тріоду

У тріодах з катодом прямого нагріву частіше застосовується плоска конструкція електродів. У лампах з катодими непрямого нагріву зустрічається переважно циліндрова форма електродів. Виводи електродів звичайно проходять через цоколь лампи. У лампах же, призначених для високої частоти, вивід управляючої сітки або аноду часто роблять у верхній частині балона, а в лампах з металевим балоном - через скляний ізолятор. У лампах великої потужності, що працюють при анодній напрузі в декілька кіловольт і більше, вивід аноду проходить через скло балона, а не через цоколь.

У робочих схемах до проміжку анод - катод тріоду прикладається анодна напруга U_a , до проміжку сітка - катод - сіткова напруга U_c . Під дією анодної напруги між анодом і катодом виникає електричне поле (поле аноду). Поле аноду так само, як в діоді, компенсує дію негативного просторового заряду і створює в лампі електронний потік. Для електронів, що подолали гальмуючу дію просторового заряду, поле аноду є прискорюючим.

4.2.2 Струм катоду в тріоді

Електричне поле біля катоду є в тріоді практично однорідним. Тому можна вважати, що поле біля катоду створюється не сумісною дією аноду і

сітки, а дією одного суцільного електроду, розташованого, як правило приймається, в площині сітки. Інакше кажучи, для розрахунку катодного струму, величина якого визначається напруженістю електричного поля біля катоду, тріод можна замінити еквівалентним діодом. Анодна напруга еквівалентного діоду, при якому катодні струми електровакуумних приладів рівні, називають *діючою напругою* U_d .

$$U_d = \frac{U_{\tilde{n}} + DU_a}{1 + \chi D}. \quad (4.13)$$

Величина D називається *проникністю сітки*, оскільки вона залежить від екрануючої дії сітки, тобто від її щільності. Так, наприклад, в плоскопаралельному тріоді з сіткою з тонкого дроту (діаметр витків сітки $\delta < 0.1h$ - кроку сітки) проникність сітки визначається виразом

$$D = \frac{h}{2\pi d_{ac}} \ln \frac{h}{\pi\delta}, \quad (4.14)$$

з якого видно, що проникність сітки падає при зменшенні кроку сітки h і при збільшенні діаметру її витків δ , тобто при збільшенні щільності сітки. Проникність зменшується і при збільшенні відстані від аноду до сітки d_{ac} .

Для циліндрового тріоду з сіткою з паралельних катоду прутиків проникність

$$D = \frac{h}{2\pi r c_c \ln \frac{r_a}{r_c}} \ln \frac{h}{\pi\delta}, \quad (4.15)$$

звідки видно, що залежність проникності сітки від конструктивних розмірів має такий же характер, що і у попередньому випадку. Практично проникність сітки D має величину близько $0,01 \div 0,1$.

Величина χ , що входить у вираз для діючої напруги (4.21), залежить від режиму роботи тріоду. При великих негативних потенціалах сітки, близьких до напруги відсічення, коли струм, який тече через лампу, невеликий і просторовий заряд майже не спотворює розподіл потенціалу в лампі, χ визначається виразом

$$\chi = \frac{d_a}{d_c},$$

для плоскопаралельної конструкції тріоду, а для циліндрової

$$\chi = \frac{\ln \frac{r_a}{r_K}}{\ln \frac{r_c}{r_K}},$$

виведеним для випадку, коли просторовий заряд дорівнює нулю. При інших значеннях потенціалу сітки χ приймає проміжні значення. Наприклад, в плоскопаралельному тріоді вона лежить в наступних межах:

$$\frac{d_a}{d_c} < \chi < \left(\frac{d_a}{d_c} \right)^{\frac{4}{3}}.$$

Оскільки відношення d_a/d_c має величину порядку $3 \div 4$, то при зміні напруги сітки в широких межах величина χ змінюється не більше ніж на 60%, і при малій проникності цю зміну χ можна не враховувати. Наприклад, при $D =$

0,01 похибка буде не більше 2÷3%. Вираз (4.21) для діючої напруги справедливо лише у тому випадку, коли потенціал катода рівний нулю.

4.2.3 Закон ступеню «трьох других» для тріоду

Теорія тріоду, заснована на уявленні про діючу напругу, була вперше розроблена М.А.Бонч-Бруєвічем. Катодний струм еквівалентного діоду в режимі просторового заряду можна знайти за допомогою рівняння

$$I_K = g U_a^{3/2}. \quad (4.16)$$

Через еквівалентність ламп цей вираз визначає і катодний струм тріоду. Для плоскопаралельного тріоду величина

$$g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\ddot{I}_a}{d_C^2},$$

для циліндрового тріоду

$$g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\ddot{I}_a}{r_C^2 \beta_C^2}.$$

Площа анода еквівалентного діоду для тріоду циліндрової конструкції

$$\ddot{I}_A = 2\pi r_C l_C = 2\pi r_a l_a \frac{r_C}{r_a} = \ddot{I}_a \frac{r_C}{r_a},$$

оскільки довжина анода l_a і довжина сітки l_C можуть вважатися рівними.

Остаточно одержуємо

$$I_K = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\ddot{I}_{\dot{a}}}{r_a r_c \beta_c^2 (1 + \chi D)^{3/2}} (U_c + DU_a)^{3/2}, \quad (4.17)$$

або

$$I_K = g_T (U_c + DU_a)^{3/2}, \quad (4.18)$$

де

$$g_T = \frac{2,33 \cdot 10^{-6} \ddot{I}_{\dot{a}}}{r_a r_c \beta_c^2 (1 + \chi D)^{3/2}}.$$

Для плоскопаралельного тріоду

$$g_T = \frac{2,33 \cdot 10^{-6} \ddot{I}_{\dot{a}}}{d_c^2 (1 + \chi D)^{3/2}}.$$

Закон ступеню «трьох других» визначає лише сумарний струм, що йде від катоду і розподіляється потім між сіткою і анодом. При негативній напрузі сітки, коли сіткового струму немає, закон ступеню «трьох других» визначає анодний струм.

4.2.4 Вплив полів електродів на електронний потік в тріоді

Таким чином, згідно (4.26), на електрони що покинули катод лампи, діє сукупність сил електричних полів, які утворюються прикладеною до електродів лампи напругою (до сітці і аноду) і поля об'ємного просторового заряду. Таким чином, на електрон в тріоді діють сили полів - позитивного (яке прискорює)

поля аноду і поля сітки, яке може бути як прискорюючим - при позитивній напрузі на ній, так і гальмуючим - при негативній напрузі, а також сила поля об'ємного просторового заряду.

Сила, з якою поле діє на електрон, визначається за формулою

$$F = -eE = -eU/d \quad (4.19)$$

де e – заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), а $E = U/d$ – напруженість поля, яка залежить від величини прикладеної напруги і відстані між електродами.

Оскільки сітка лампи розташовується до катоду на багато ближче ніж анод, отже, вплив її поля на електрони на багато значніше, ніж поля аноду. З цього виходить, що незначні зміни напруги на сітці тріоду приводять до значних змін струму анодного ланцюга.

Зміна напруги на сітці найзначніше впливає на електричне поле в просторі сітка катоду і слабкіше на полі між сіткою і анодом. Це означає, що зміна напруги на сітці на декілька вольт за своєю дією на анодний струм рівносильне зміні напруги на аноді на десятки або сотні вольт.

Таким чином, для управління анодним струмом лампи на сітку достатньо подавати невеликі за величиною змінні напруги.

Отже, в тріоді анодний струм залежить не тільки від величини анодної напруги, але і від величини напруги на сітці. Між сіткою і катодом лампи за рахунок прикладеного до проміжку сітка - катод напруги U_c створюється електричне поле сітки. Напрямок і напруженість цього поля визначаються знаком і величиною напруги, прикладеного до проміжку катод - сітки (знаком і величиною потенціалу сітки по відношенню до катоду).

Розглянемо вплив потенціалу сітки на роботу тріоду.

Потенціал катоду звичайно приймають рівним нулю ($U_k=0$), на анод подається позитивна напруга (по відношенню до катоду), а на сітку лампи може бути подано як позитивну, так і негативну напругу. Припустимо що напруга на сітці тріоду дорівнює нулю $U_c = 0$; $I_{a1} > 0$; $I_c = 0$ (рис 4.6).

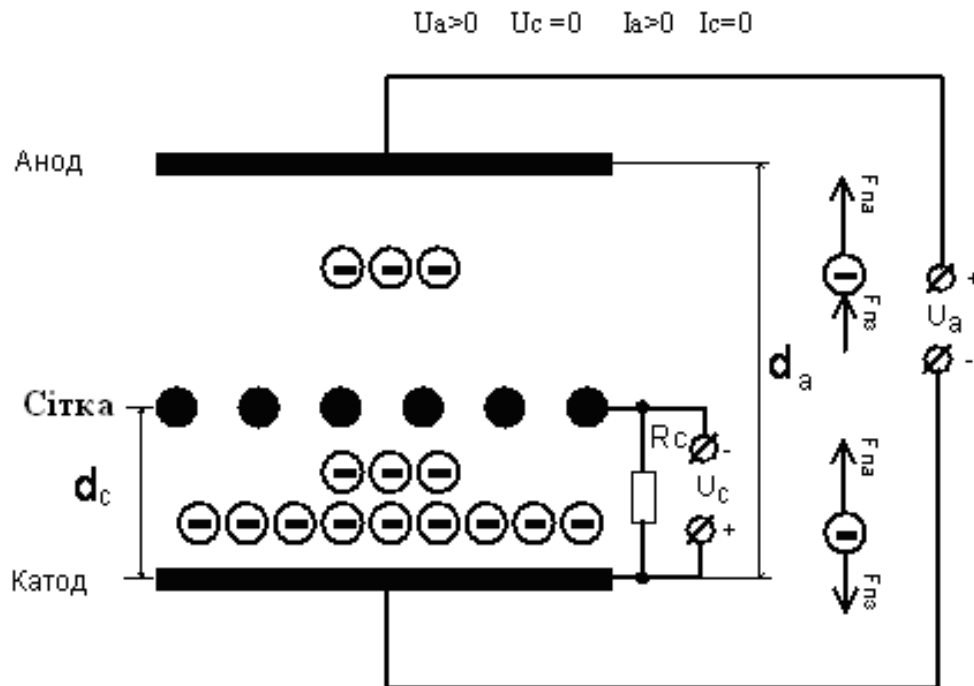


Рисунок 4.6 – Розподіл сил що діють в тріоді при $U_c = 0$

Згідно формули 4.27 напруженість поля в проміжку сітка - катод створювана напругою сітки рівно нулю, а, отже, сила поля сітки $F_{Пс}$ теж рівна нулю. Отже, на електрони діють сили, які створюють поля аноду і область просторового заряду. Це означає, що робота тріоду при $U_c = 0$ не відрізняється від роботи діоду.

Якщо прикладена напруга позитивна (потенціал сітки щодо катода позитивний $U_c > 0$; $I_{a2} > I_{a1}$; $I_c > 0$), то поле направлене від сітки до катода (рис 4.7). В цьому випадку (рис 4.9) поле сітки є прискорюючим (у проміжку катод - сітка), співпадає за напрямком з електричним полем аноду і діє подібно полю аноду, тобто компенсує дію просторового заряду. У проміжку сітка - анод поле сітки є гальмуючим для електронів, які пройшли сітку. Проте в цьому проміжку поле аноду за величиною значно більше, ніж поле сітки і при малих позитивних значеннях її (сітки) потенціалу (одиниці вольт), поле сітки не робить значного впливу на рух електронів в проміжку анод - сітка.

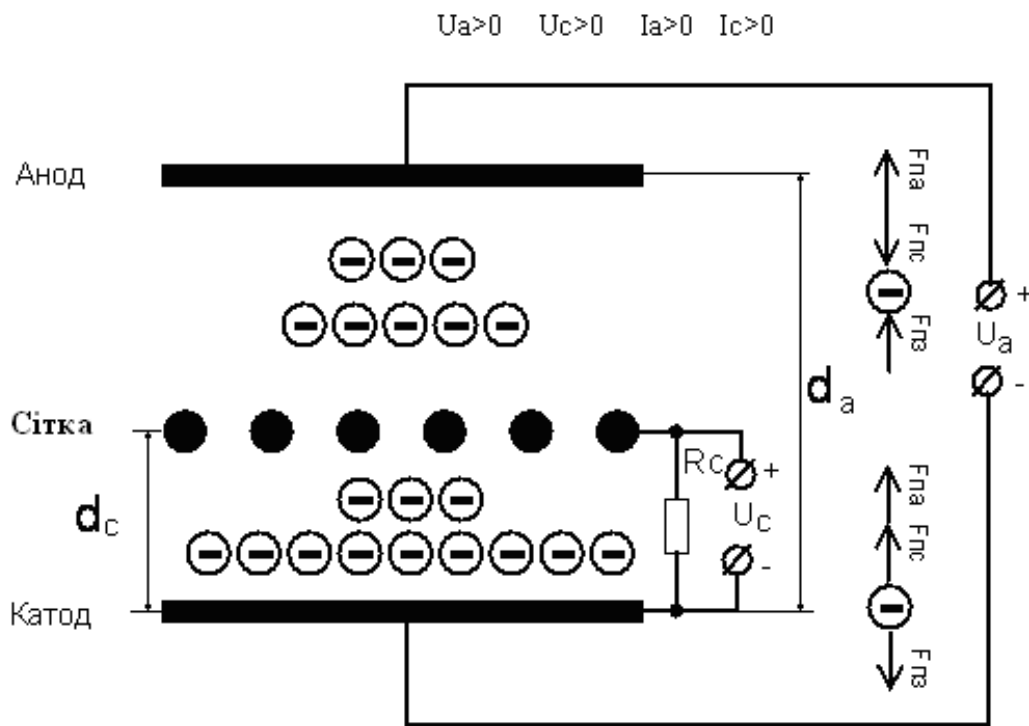


Рисунок 4.7– Розподіл сил що діють на електрони в тріоді при $U_c > 0$

Таким чином, поле сітки складається з полем аноду, і напруженість результуючого поля, що створює електронний потік в лампі, збільшується за рахунок дії позитивно зарядженої сітки. Чим більше позитивна напруга на сітці, тим більше напруженість результуючого електричного поля між сіткою і катодом і тим менше позначається гальмуюча дія поля просторового заряду. Отже, із збільшенням позитивної напруги на сітці, зростає інтенсивність електронного потоку і величина анодного струму в лампі. Необхідно відзначити, що при прикладенні позитивної напруги до сітки тріоду в її ланцюзі з'являється струм, оскільки частина електронів емітованих катодом притягуються позитивно зарядженою сіткою і тим самим дещо зменшують величину сили анодного струму тріоду.

Аналіз електронних траєкторій показує, що при позитивній напрузі на сітці тріоду її струм утворюється електронами, які перехоплюються витками сітки на шляху від катоду до аноду. Такий режим розподілу струму носить назву режиму **прямого перехоплення** електронів сіткою.

При значній негативній напрузі на сітці ($U_c \ll 0$; $I_{a3}=0$.) поле сітки направлене назустріч полю аноду (рис 4.8). При цьому результуюче електричне поле між сіткою і катодом зменшується за рахунок дії негативно зарядженої сітки. Тобто поле сітки протидіятиме полю аноду, за рахунок чого анодний струм зменшується.

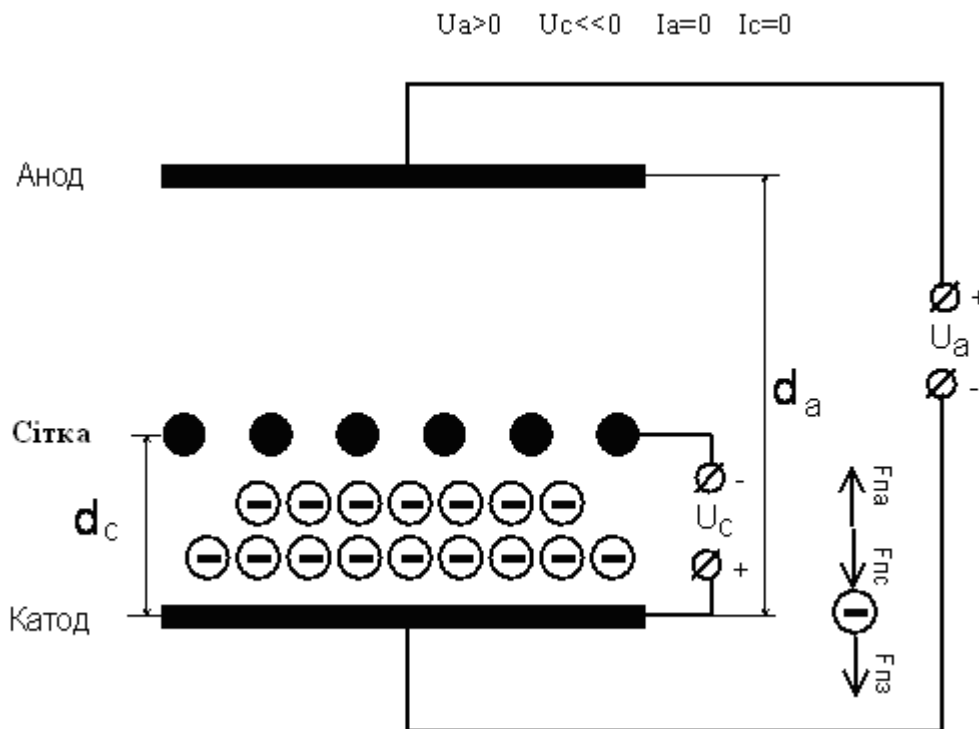


Рисунок 4.8 - Распределение влияющих сил в триоде при $U_c \ll 0$

Чим більше величина негативної напруги на сітці, тим менше величина анодного струму лампи. Отже, анодний струм лампи залежить від знаку і величини напруги на сітці. При зміні величини напруги на сітці змінюється анодний струм лампи.

При достатньо великій негативній напрузі на сітці в просторі катод - сітка гальмуюче поле створюється не тільки поблизу витків сітки, але і між ними. Тому електрони, що покидають катод, не можуть подолати дію гальмуючого поля і повертаються до катоду. В результаті об'ємний негативний заряд і потенціал в просторі між катодом і сіткою стає ще більш негативним.

Електрони не досягають аноду, і анодний струм $I_a=0$. Напруга управляючої сітки, при якій $I_a=0$ називається напругою замикання лампи $U_{зам}$ або напругою відсічення $U_{вдс}$.

4.2.5 Вольт - амперні характеристики триоду

Анодний струм в триоді залежить від напруги нагріву катоду (температури катоду), величини напруги на аноді U_a і величини напруги на сітці U_c .

Залежність анодного струму від напруги нагріву катоду практичного інтересу не має, оскільки лампи працюють при постійному, нормальному для кожного типу, напрузі нагріву катоду.

Важливими характеристиками триоду є:

- анодний - сіткова характеристика (прохідна) - залежність анодного струму від напруги на сітці при постійній анодній напрузі, тобто $I_a = f(U_c)$ при $U_a = \text{const}$,
- анодна характеристика (вихідна) - залежність анодного струму від напруги на аноді при постійній напрузі на сітці, т.е. $I_a = f(U_a)$ при $U_c = \text{const}$.

В деяких випадках використовується характеристика струму сітки, що показує залежність величини сіткового струму від напруги на сітці $I_c = f(U_c)$ при $U_a = \text{const}$.

Анодні (вихідні) характеристики триоду

На рис. 4.9 приведені анодні характеристики $I_A = f(U_a)$ триоду.

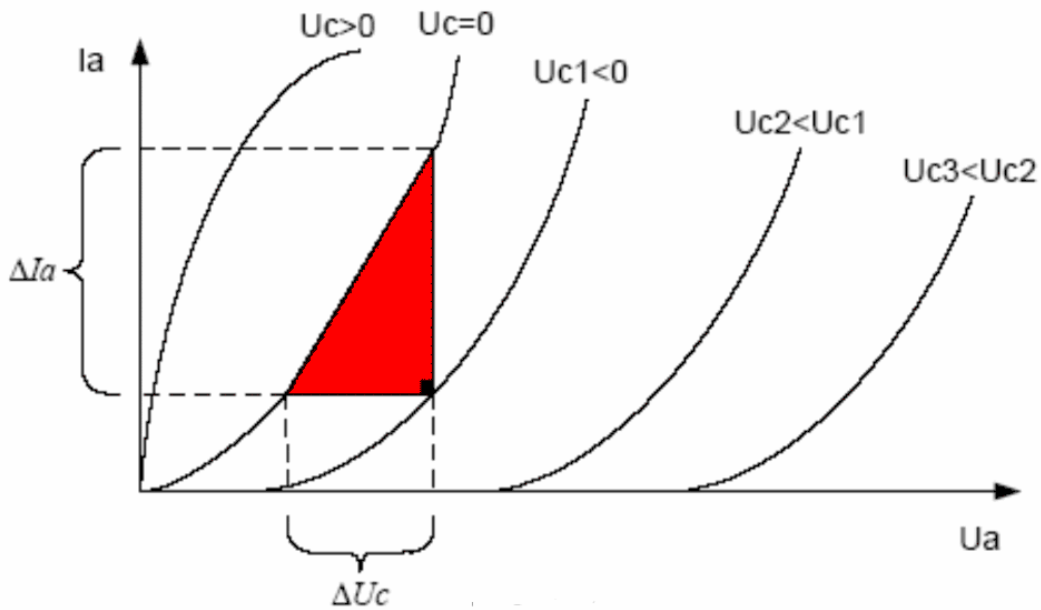


Рисунок 4.9 - Анодні (вихідні) характеристики тріоду

При негативній напрузі на сітці всі електрони, що подолали мінімум потенціалу біля катоду, спрямовуються на анод. Величину анодного струму в цьому випадку можна обчислити за законом ступеню «трьох других», поклавши $I_A = I_K$

$$I_a = g_T (U_c + D U_a)^{3/2}. \quad (4.20)$$

При фіксованих значеннях напруги сітки ця залежність визначає теоретичні анодні характеристики тріоду. Якщо напруга сітки рівна нулю, характеристика анодного струму йде з початку координат (рис. 4.12). Якщо напруга сітки негативна, то при збільшенні анодної напруги від нуля струму в анодному ланцюзі не буде до тих пір, поки поле аноду, яке прискорює електрони біля катоду не перевершить за величиною гальмуюче поле сітки. Величину анодної напруги U_{a0} , при якому з'явиться струм в анодному ланцюзі, знайдемо із закону ступеню «трьох других», за умови що $I_a = 0$. Тоді

$$U_{a0} = -\frac{U_c}{D}. \quad (4.21)$$

Чим вища величина негативної напруги сітки, тим при більш високій напрузі анодну починається анодна характеристика. Якщо напругу сітки змінити на ΔU_c , то, як впливає із закону ступеню «трьох других» (4.20), всі точки анодної характеристики зрушаться по осі напруги U_a на одну я ту ж величину:

$$\Delta U_a = -\frac{\Delta U_c}{D}.$$

яку називають **анодною напругою зрушення**.

Анодно-сіткові (прохідні) характеристики триоду

Анодно-сіткові характеристики $I_A = f(U_c)$ триоду, визначаються залежністю (4.20), і представлені на рис. 4.10.

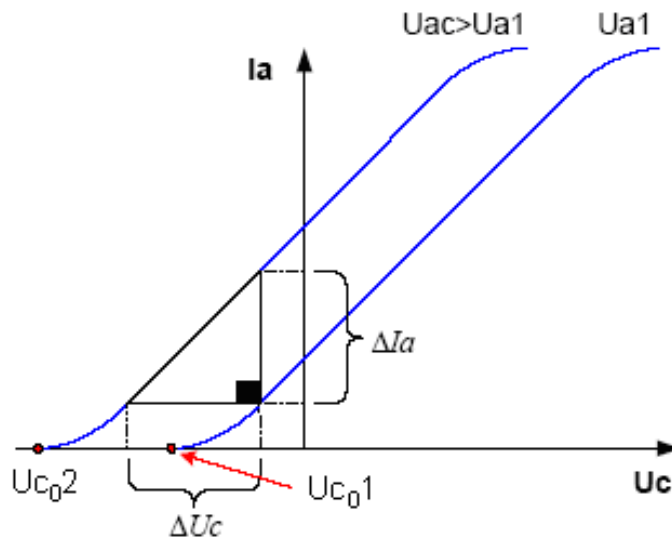


Рисунок 4.10 – Анодно-сіткові характеристики триоду

Чим більша величина анодної напруги, для якої побудована характеристика, тим сильніше ця характеристика зрушена вліво. Величина закриваючої напруги сітки відповідно до (4.21) дорівнює:

$$U_{c0} = -DU_a, \quad (4.22)$$

а сіткова напруга зрушення

$$\Delta U_c = -D\Delta U_a.$$

Реальні характеристики тріоду в основному відповідають теоретичним, але вони більш криволінійні, мають непостійне зрушення і менш різке відсічення анодного струму. Відхилення реальних характеристик від теоретичних викликають ряд причин, деякі з них (нерівномірний розподіл температури по катоду, неоднорідність катоду, контактна різниця потенціалів) виявляються і в електровакуумному діоді, частина специфічна для тріоду. До останніх відноситься, перш за все, неоднорідність поля сітки біля катодної області, особливо в лампах з рідкою сіткою ($h > 2d_c$). У таких лампах при негативній напрузі сітки електрони йдуть від катоду не рівномірним потоком, а в більшій кількості з ділянок між витками сітки, що піддаються сильнішій дії поля аноду. При збільшенні негативної напруги сітки розмір «острівців» на катоді які емітують зменшується і анодний струм падає. При цьому лампа закривається не відразу по всьому катоду, а поступово, в результаті на характеристиці утворюється нелінійність, яка показана на рис. 4.10 у районі напруги замикання (відсічення). Із-за ефекту «острівців» проникність сітки стає змінною, збільшуючись із зростанням негативної напруги сітки.

Із зростанням анодної напруги проникність з тієї ж причини зменшується, а анодний струм внаслідок цього росте повільніше, ніж за законом ступеню «трьох других» при постійній проникності. Це призводить до того, що при великій негативній напрузі сітки анодні характеристики йдуть

віялом (рис. 4.9). Чим більша негативна напруга сітки, тим сильніше цей ефект і тим більш полого йдуть анодні характеристики.

Непостійність проникності сітки може викликатися нерівномірністю кроку її витків, обумовленою виробничими дефектами, і дією траверс сітки, поблизу від яких ефективна густина сітки вище, ніж далеко від їх. Якщо сітка не закриває кінці катоду, то можливо поява крайового ефекту, що полягає в тому, що частина електронів потрапляє на анод в обхід сітки, створюючи некеровану компоненту анодного струму. Це явище також приводить до збільшення нелінійності характеристики.

4.2.6 Статичні параметри електровакуумного тріоду

До статичних параметрів електровакуумного тріоду відноситься його опір постійному струму R_0 , який визначається виразом

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a} \quad (4.23)$$

Останнє співвідношення аналогічно виразу для електровакуумного діоду, але величина його залежить не тільки від величини струму емісії катоду і напруги на аноді, але на величину внутрішнього опору значно впливає потенціал сітки.

4.2.7 Диференціальні параметри електровакуумного тріоду

У тріоді при постійній напрузі підігрівача струми аноду і сітки залежать від двох змінних - напруги сітки і напруги аноду:

$$I_C = f(U_A, U_C); \quad I_A = f(U_C, U_A)$$

Запишемо вирази для повних диференціалів струмів:

$$dI_c = \frac{dI_c}{dU_c} dU_c + \frac{dI_c}{dU_a} dU_a;$$

$$dI_a = \frac{dI_a}{dU_c} dU_c + \frac{dI_a}{dU_a} dU_a.$$

Приватні похідні в цих виразах визначають величину приростів струмів при зміні напруги електродів і тому можуть бути взяті за диференціальні параметри тріоду. До них відносяться:

— крутизна анодно - сіткової (прохідною) характеристики

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_{c1}} \right|_{U_a = const} \quad (4.24)$$

— внутрішній опір лампи змінному струму (диференціальний опір)

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_{c1} = const} \quad (4.25)$$

— коефіцієнт підсилення

$$\mu = \Delta U_A / \Delta U_C \quad (4.26)$$

— проникність тріоду

$$D = 1/\mu = \Delta U_C / \Delta U_A \quad (4.27)$$

Крутизна анодно-сіткової характеристики тріоду

*Крутизна $S = \Delta I_a / \Delta U_c$ характеризує дію сітки, яка управляє густиною потоку електронів в тріоді, і чисельно дорівнює величині зміни анодного струму, що доводиться на один вольт зміни сіткової напруги при постійній напрузі аноду. Вимірюється крутизна в **ма/в** або **мка/в**.*

Залежність крутизни від конструкції лампи можна знайти за допомогою закону ступеню «трьох других» (4.20), якщо обмежитися випадком негативної напруги сітки. Узявши похідну від струму по напрузі сітки, одержимо:

$$S = \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\dot{I}_a}{d_c^2 (1 + \chi D)^{3/2}} (U_c + D U_a)^{1/2}. \quad (4.28)$$

Формула доводить, що крутизна зростає при збільшенні розмірів електродів і при зменшенні відстані сітка - катод. Оскільки розміри електродів звичайно визначаються потужністю лампи, то головним способом збільшення крутизни є наближення сітки до катоду. Звичайно крутизна у малопотужних ламп має величину близько $5 \div 10$ ма/в. У деяких сучасних лампах відстань сітки від катоду складає всього $10 \div 15$ мкм і крутизна може доходити до 50 ма/в і більше. Подальше зменшення цієї відстані пов'язане з великими технологічними труднощами.

Крутизна анодно-сіткової характеристики істотно залежить від режиму роботи тріоду. Із співвідношення (4.28), а також з характеристик рис. 4.10 витікає, що із зростанням анодної напруги і при зменшенні негативної напруги сітки крутизна характеристики зростає. При переході до області позитивної сіткової напруги зростання анодного струму сповільнюється унаслідок появи сіткового струму, при цьому крутизна починає падати (рис. 4.11).

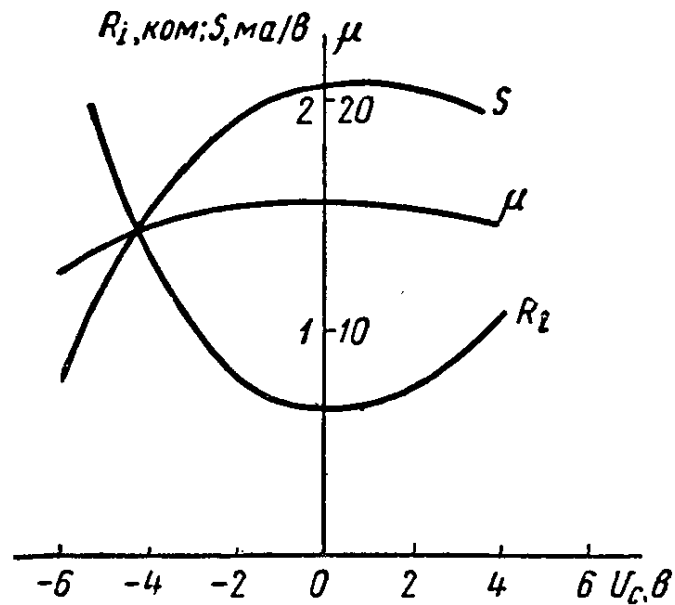


Рисунок 4.11 - Залежність параметрів тріоду від напруги сітки

Крутизна характеристики істотно залежить і від температури нагріву катода. Поверхня реального катода неоднорідна відносно емісійних властивостей, на ній існують ділянки з різною роботою виходу і, отже, з різною густиною емісійного струму. При зниженні температури катода розміри активних ділянок, що дають достатню емісію, скорочуються, і ефективна поверхня катода падає. Це приводить до зменшення крутизни (рис. 4.12).

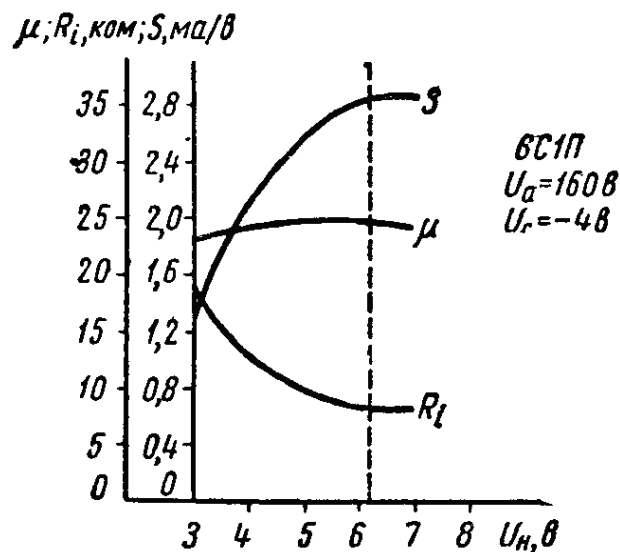


Рисунок 4.12 – Залежність параметрів тріоду від напруги нагріву катода

У електровакуумних приладах з катодими прямого нагріву зменшення ефективної поверхні катода при зниженні його температури пов'язане і із зростанням довжини охолоджених кінців. Залежність крутизни характеристики від напруги нагріву може обумовлюватися також збільшенням опору катодного покриття при пониженні температури катода. Цей опір включений одночасно в сітковий і анодний ланцюги, що призводить до зниження крутизни. При пониженні температури катода опір катодного покриття росте і крутизна падає. У лампах, що мають дуже малу відстань сітки від катода, залежність крутизни від напруги нагріву катода може бути обумовлена також зміною місцеположення і висоти мінімуму потенціалу при зміні температури катода.

Таким чином, крутизна, як і решта диференціальних параметрів, характеризує тріод лише в певному режимі, в даній точці характеристики.

Внутрішній опір тріоду змінному струму

Внутрішній опір змінному струму (диференціальний опір) $R_i = \Delta U_a / \Delta I_a$ визначає величину зміни анодної напруги, необхідну для зміни анодного струму на 1 ма при постійній напрузі сітки і, отже, характеризує дію анодної напруги на анодний струм. Геометрично внутрішній опір визначається нахилом анодної характеристики тріоду: чим більший опір, тим більш полого йдуть характеристики.

Із закону ступеню «трьох других» (4.20) одержуємо, що при $U_c < 0$ провідність анодного ланцюга

$$\frac{1}{R_i} = \frac{3}{2} g_T (U_c + D U_a)^{1/2}. \quad (4.29)$$

Порівнюючи з (4.28), бачимо, що при $U_c < 0$

$$\frac{1}{R_i} = DS.$$

З цього слідує, що внутрішній опір лампи тим менше, чим більше у неї крутизна і чим більше проникність. Звичайно внутрішній опір тріодів має величину від 1 до 100 *ком*.

Із співвідношення (4.29) витікає залежність внутрішнього опору лампи від режиму. Оскільки проникність сітки визначається відношенням ємностей між електродами і від напруги аноду і сітки в першому наближенні не залежить, то зміна внутрішнього опору лампи при зміні режиму обернено пропорційно до зміни крутизни:

$$R_i = \frac{const}{S},$$

що і видно на рис.4.11 і 4.12.

Коефіцієнт підсилення

Для того, щоб порівняти дію сіткової і анодної напруги на анодний струм, вводять ще один параметр - коефіцієнт підсилення тріоду μ , який дорівнює відношенню приростів напруги аноду dU_a до напруги сітки dU_c , що викликають однакову зміну анодного струму. Коефіцієнт підсилення показує, в яку кількість разів приріст напруги аноду більше, ніж рівноцінне за дією на анодний струм приріст напруги сітки.

При визначенні коефіцієнта посилення μ , прирости напруги аноду і сітки звичайно беруть з протилежним знаком, так, щоб результуюча зміна анодного струму була рівною нулю. Тоді вираз для μ запишеться таким чином:

$$\mu = - \left. \frac{dU_a}{dU_c} \right|_{I_a = \text{const}} = - \frac{dU_a}{dU_c}. \quad (4.30)$$

При негативній напрузі сітки коефіцієнт посилення μ пов'язаний з проникністю D простою залежністю, яку можна знайти із закону ступеню «трьох других» (4.20):

$$I_a = g_T (U_c + D U_a)^{3/2}.$$

Приріст анодного струму при зміні анодної і сіткової напруги

$$dI_a = \frac{3}{2} g_T (U_c + D U_a)^{1/2} (dU_c + D dU_a)$$

Якщо прирости dU_c і dU_a мають такі величини, що $dI_a = 0$. то маємо:

$$dU_c + D dU_a = 0$$

або

$$D = - \frac{dU_c}{dU_a}; \text{ при } I_a = \text{const}$$

Звідси, відповідно до (4.38) знаходимо, що при $U_c < 0$

$$D = - \frac{1}{\mu}.$$

Оскільки за визначенням

$$D = -\frac{C_{ae}^*}{C_{\tilde{n}e}^*}, \quad \mu = -\frac{C_{\tilde{n}e}^*}{C_{ae}^*},$$

і, отже, **коефіцієнт посилення лампи тим вище, чим менше ємність анод-катод, тим більше чим густіше сітка**. Для підрахунку коефіцієнта посилення ламп можуть бути використані співвідношення (4.14) і (4.15).

Так само, як і проникність сітки D , коефіцієнт посилення слабо залежить від режиму, але при напрузі сітки, близькій до напруги відсічення, коефіцієнт підсилення падає унаслідок прояву «острівкового» ефекту. Зменшення коефіцієнта посилення має місце і при переході в область позитивної напруги сітки, де величина його залежить не тільки від проникності сітки D , але і від процесів розподілу струму катоду. У зв'язку з цим при позитивній напрузі сітки $\mu < 1/D$. Від напруги ланцюга нагріву катоду коефіцієнт посилення майже не залежить.

4.2.8 Рівняння параметрів тріоду

Статичні параметри тріоду зв'язані між собою простим співвідношенням.

$$dI_a = SdU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (4.31)$$

Візьмемо такі прирости напруг dU_c і dU_a , при яких $dI_a = 0$, тобто

$$SdU_c + \frac{1}{R_i} dU_a = 0.$$

Тоді

$$SR_i = - \left. \frac{dU_a}{dU_c} \right|_{I_a = \text{const}}$$

Звідси відповідно до (4.30) знаходимо, що

$$\mu = SR_i. \quad (4.32)$$

Це і є рівняння параметрів електривакуумного триоду, широко вживане на практиці для обчислення третього параметра за двома відомими.

4.2.9 Визначення параметрів електривакуумного триоду за його характеристиками

Статичні параметри триоду можуть бути розраховані за допомогою характеристик. Для цієї мети необхідно побудувати анодно - сіткові (прохідні) і анодні (вихідні) характеристики, при цьому малі прирости у формулах, що визначають параметри, замінюються малими кінцевими приростами:

$$S = \left. \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \right|_{U_a = \text{const}}; \quad R_i = \left. \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right|_{U_c = \text{const}}; \quad \mu = - \left. \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right|_{I_a = \text{const}} \quad (4.33)$$

Для знаходження даних, які необхідні при побудові вищезгаданих характеристик, використовується схема, яка приведена на рис. 4.13.

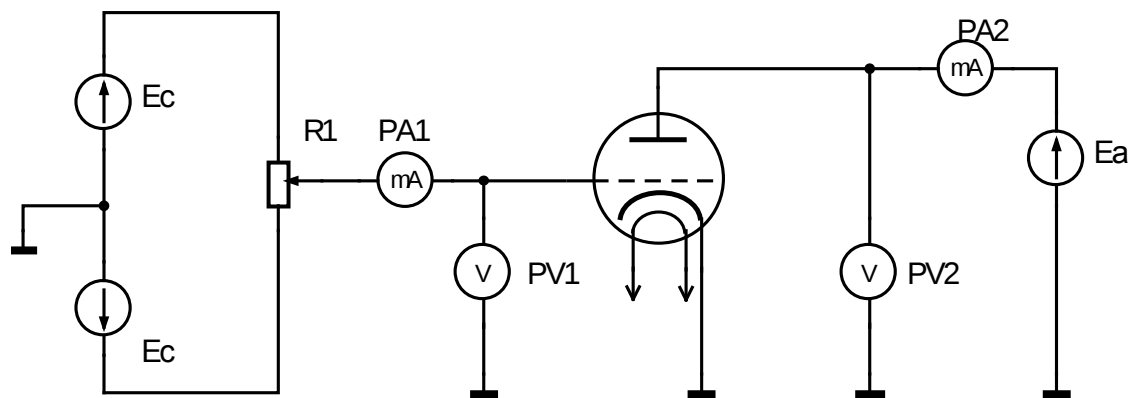


Рисунок 4.13 – Принципова схема для дослідження вольт - амперних характеристик тріоду

За наслідками дослідження будуються вольт - амперні характеристики електровакуумного тріоду (рис. 4.9, рис. 4.10).

Прирости, які зазначені у формулах (4.33) знаходяться за характеристиками, для чого через задану точку (відмічена значком ■), у якій повинні бути обчислені параметри, проводять вертикальну і горизонтальну лінії до перетину з сусідньою характеристикою. Одержані відрізки визначають прирости ΔI_a і ΔU_a . Третій приріст ΔU_c знаходиться як різниця напруг сітки, при яких зняті дані сусідні характеристики. Поділивши потім знайдені прирости один на іншій відповідно до співвідношень (4.33), одержимо параметри даного електровакуумного тріоду.

Визначені за характеристиками величини є усередненими значеннями параметрів в деякому інтервалі зміни змінних. Чим менше приросту величин, тим ближче знайдені значення параметрів до істинних. Для створення точніших результатів слід необхідні для розрахунку прирости брати в обидві сторони від заданої точки.

4.2.10 Електровакуумний тріод в резистивному підсилювальному каскаді із загальним катодом

Одним з найважливіших застосувань тріоду є підсилення електричного сигналу. Розглянемо основні особливості роботи лампи в цьому режимі з тим, щоб з'ясувати вимоги, що пред'являються до її параметрів і конструкції.

Схема підсилювача на тріоді із загальним катодом показана на рис.4.14. У ланцюг сітки (на вхід тріоду) включається джерело змінної напруги U_{mc} , яку належить підсилити. В анодний ланцюг лампи включається активний опір R , що є навантаженням, на якому виділяється підсилена напруга. Постійні напруги аноду E_a і сітки E_c вибираються такої величини, що робота здійснюється, як правило, на достатньо прямолінійній ділянці анодно-сіткової характеристики, коли зміни анодного струму приблизно пропорційні зміні напруги сітки.

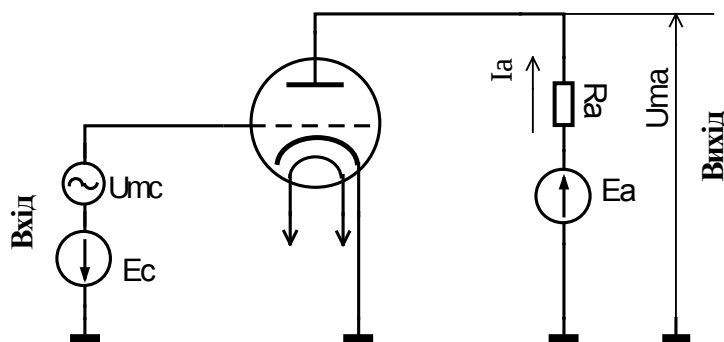


Рисунок 4.14 – Схема включення тріоду в режимі підсилювача

При подачі в ланцюг сітки змінної напруги U_{mc} в анодному ланцюзі з'являється змінна складова струму I_{ma} , що створює на опорі навантаження R змінну напругу $U_{mR} = I_{ma}R$. Напруга U_{mR} має таку ж форму, як і вхідна напруга U_{mc} , але більш велику амплітуду, якщо опір навантаження достатньо великий. При цьому потужність коливань у вихідному (анодній) ланцюзі електровакуумного тріоду (у його навантаженні) становить значно більшу величину, чим потужність, що витрачається у вхідному ланцюзі для управління коливаннями, тому що струм у вхідному ланцюзі практично відсутній.

Відбувається посилення коливань. Здатність підсилювати коливання є основною властивістю тріоду, що зумовила його широке практичне застосування.

Вплив опору навантаження в анодному ланцюзі на характеристики тріоду

Записавши другий закон Кирхгофа для анодного ланцюга підсилювального каскаду (рис 3.17)

$$E_a - I_a \cdot R - U_a = 0,$$

виведемо залежність зміни напруги на аноді тріоду

$$U_a = E_a - I_a \cdot R. \quad (4.34)$$

Оскільки величина анодного струму залежить від напруги на сітці тріоду, треба зробити висновок, що при зміні напруги на сітці змінюється і анодна напруга, причому ці зміни завжди протилежні по знаку. При збільшенні сіткової напруги росте струм аноду, збільшується падіння напруги на навантаженні і напруга аноду падає; при зменшенні сіткової напруги анодна напруга зростає. Результируюча зміна анодного струму при зміні сіткової напруги в даному випадку виявляється меншою, ніж при постійній напрузі аноду, тобто дія управляючої сітки, ослабляється. Тому характеристика управління тріоду, який має навантаження, йде більш полого відносно його статичних характеристик (рис. 4.15). Називається вона **характеристикою управління з навантаженням**.

Знайдемо зв'язок крутизни навантаженої лампи S_H із статичною крутизною S . Якщо одночасно змінюються, напруги і аноду і сітки, то зміна анодного струму відповідно до (4.31) стає рівною:

$$dI_a = SdU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (4.37)$$

оскільки

$$U_a = E_a - I_a R,$$

то

$$dU_a = -RdI_a. \quad (4.38)$$

Підставляючи (4.38) в (4.37), знайдемо вираз для крутизни навантаженої лампи:

$$S_H = \frac{S}{1 + \frac{R}{R_i}}, \quad (4.39)$$

з якого видно, що вона менше статичної крутизни і при збільшенні опору навантаження падає від $S_H=S$ при $R = 0$ до нуля при $R \rightarrow \infty$.

Вхідна характеристика $I_c = f(U_c)$ тріоду, що має навантаження в анодному ланцюзі, йде вище за статичну вхідну характеристику, зняту $R = 0$ (рис. 4.15). Це пояснюється тим, що за наявності анодного навантаження коефіцієнт розподілу струму катоду між анодом і сіткою

$$k = \frac{I_a}{I_c} = C_1 \sqrt{\frac{U_a}{U_c}}$$

зменшується із зростанням сіткової напруги швидше, ніж в статичному режимі, оскільки одночасно падає і напруга аноду. Розглянута характеристика називається вхідною характеристикою тріоду з навантаженням.

Співвідношення (4.35), що зв'язує напругу і струм анодного ланцюга за наявності навантаження, є рівняння прямої $I_a = f(U_a)$. Нанесемо графік даної залежності, (вихідна характеристика навантаження) на сімейство анодних характеристик тріоду (рис. 4.16).

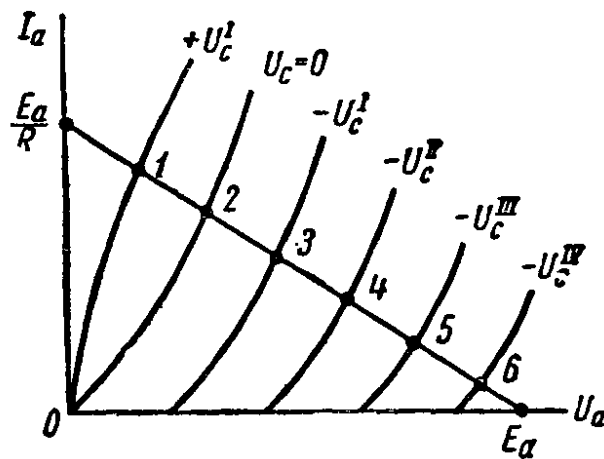


Рисунок 4.16 – Побудова характеристики, навантаження тріоду, на сімействі анодних характеристик

Для цієї мети відзначимо на осях дві точки, через які проходить характеристика, навантаження:

$$(I_a = 0, U_a = \hat{A}_a) \text{ і } (U_a = 0, I_a = \frac{E_a}{R})$$

і проведемо через них пряму лінію. Точки 1, 2 ..., 6 перетину вихідної характеристики навантаження із статичними характеристиками лампи визначають анодний струм і анодну напругу тріоду при заданих U_c , R и E_a .

Відзначимо, що при $U_a = 0$ струм I_a виходить дуже великим (не вміщається на графіку при вибраному масштабі), то для побудови характеристики навантаження, можна взяти будь-яку напругу аноду i , визначивши струм для цієї крапки $I'_a = \frac{E_a - U'_a}{R}$, провести пряму лінію через крапки $E_a, 0$ і U'_a, I'_a .

«Робоча точка» підсилювального каскаду

Залежно від призначення каскаду електровакуумні тріоди можуть бути використані в наступних пристроях:

1. У резистивних каскадах посилення напруги низької частоти.
2. У фазоінверторах для повороту фази напруги при збудженні подальшого двотактного каскаду.
3. У кінцевих каскадах, зібраних по двотактній схемі для підсилення потужності.
4. Як окремий гетеродин в приймачах, телевізорах і вимірювальній апаратурі.
5. Для посилення коливань високої частоти.

Залежно від призначення каскаду вибирається режим роботи підсилювального елементу (електровакуумного приладу). Електровакуумний прилад, включений в підсилювальний каскад, може працювати як в лінійному, так і в імпульсному режимі. Режим, в якому працює електровакуумний прилад підсилювального каскаду, визначається положенням його **робочої точки**. **Робоча точка (точка спокою)** електровакуумного приладу - це режим роботи лампи за відсутності вхідного сигналу ($U_{mc}=0$), яке характеризується початковим анодним струмом I_{a0} , напругою на аноді U_{a0} , напругою на управляючій сітці U_{c0} . Робоча точка каскаду завжди знаходиться на прямій навантаження, а зміна її місцеположення на ній проводиться шляхом зміни напруги на сітці тріоди U_{c0} .

Залежно від того, в якому місці прямої навантаження, знаходиться робоча точка тріоду, режим роботи каскаду може бути лінійним (клас А) або імпульсний (клас В).

4.2.11 Режими підсилення і класи роботи підсилювальних каскадів

Клас А - режим підсилення, при якому анодний струм проходить через тріод протягом всього періоду і форма змінної складової його є точним відтворенням форми змінної напруги, прикладеної до управляючої сітки. Серед інших класів підсилення режим класу **А** самий неекономічний; його к.п.д. складає 15...20%, але цей режим забезпечує найменші спотворення вхідного сигналу. Це пояснюється тим, що енергія від джерела живлення витрачається не тільки на посилення змінної складової вхідного сигналу, але і на створення постійної складової I_{a0} , яка є даремною і надалі відсікається розділовим конденсатором. Положення робочої точки, епюри напруги і струмів і прямої, навантаження, для режиму класу А показані рисунку 4.17.

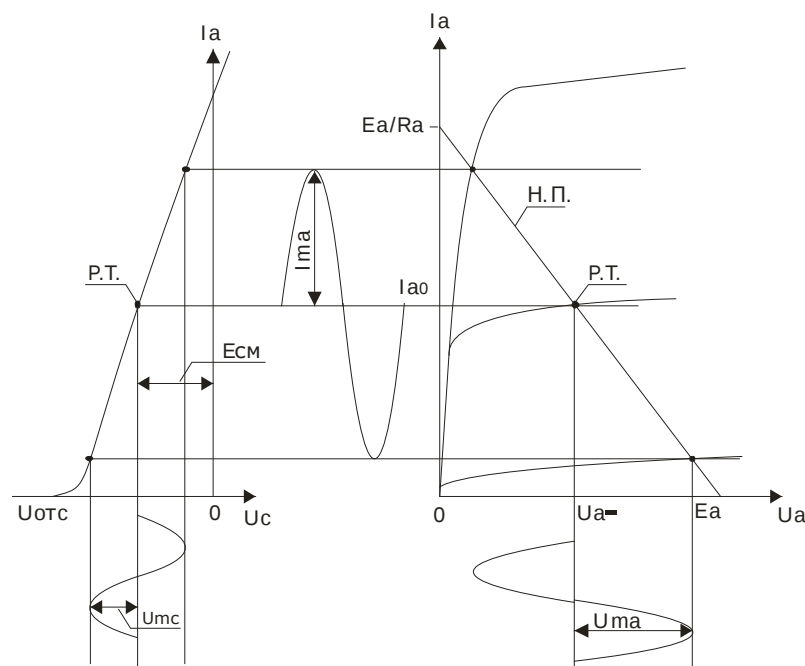


Рисунок 4.17 - Епюри напруги і струмів підсилювача режиму класу А

У режимі роботи класу **A** робоча крапка встановлюється на лінійній ділянці прохідної динамічної характеристики. Для цього на управляючу сітку лампи, необхідно подати постійну напругу U_{c0} , яке називається напругою зсуву.

Каскади, що працюють в такому режимі, застосовують для підсилення слабких сигналів (каскади попереднього підсилення).

Клас B - режим підсилення, в якому анодний струм, що протікає через лампу у відсутності вхідного сигналу, близький до нуля, а напруга зсуву на управляючій сітці дорівнює величині напругі відсічення. Ідеальним (розрахунковим) підсилювачем класу B є підсилювач, в якому форма кривої змінної складової анодного струму є точним відтворенням напівперіоду напруги, прикладеної до управляючої сітки, і анодний струм протікає точно протягом напівперіоду коливання, як показано на рис 4.18.

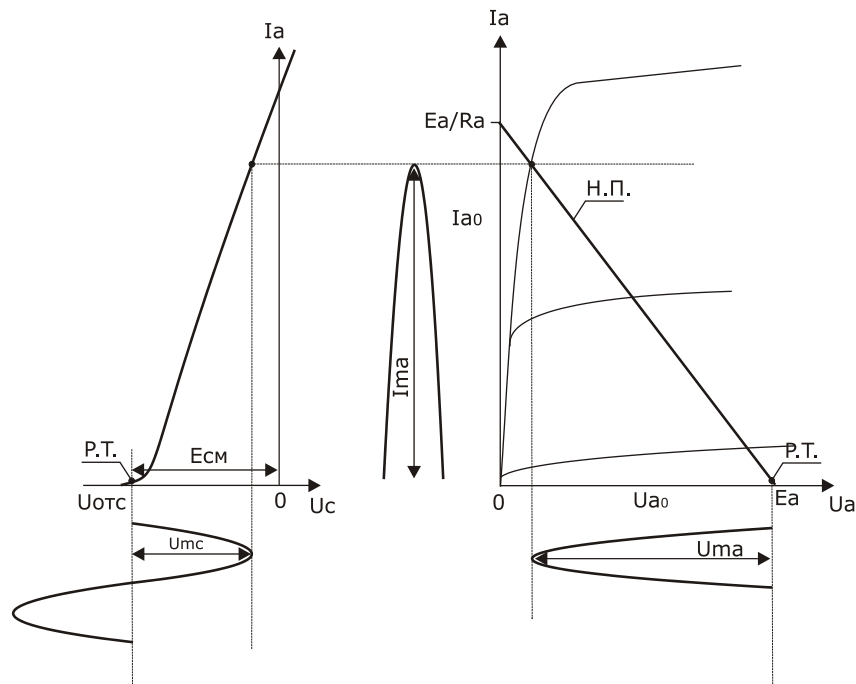


Рисунок 4.18 - Епюри напруги і струмів підсилювача режиму класу **B**

Режим роботи класу **B** характеризується таким параметром як кутом відсічення Θ . Кутом відсічення називається половина тієї частини періоду, за яку у вихідному ланцюзі протікатиме струм. Для режиму класу **B** кут відсічення $\Theta = 90^\circ$. Режим класу **B** характеризується високим ККД $\eta = 60 \div 70$ %. Недоліком режиму класу **B** є великі нелінійні спотворення. Застосовується режим класу **B** у вихідних двотактних підсилювачах потужності низької частоти і кінцевих каскадах передавальних пристроїв.

Режим роботи класу **B** характеризується також ступенем напруженості режиму. Існує три ступеня напруженості:

Недонапружений режим - режим, який характерний відсутністю сіткових струмів лампи, а також тим, що імпульсний анодний струм (*Ima*) менше величини струму насичення лампи. Такий режим застосовується в двотактних схемах кінцевих каскадах підсилювачів низької частоти.

Напружений режим - режим, при якому можливо появи сіткових струмів і величина імпульсу анодного струму (*Ima*) рівна струму насичення. Такий режим застосовується в кінцевих каскадах передавальних пристроїв.

Перенапружений режим - режим роботи з великими сітковими струмами, при яких з'являється провал в імпульсі струму анодного ланцюга. Такий режим застосовується в кінцевих каскадах передавальних пристроїв і помножувачах частоти.

Окрім вище описаних двох основних класів посилення існує клас АВ - проміжний між класами А і В. У цьому режимі напруга зсуву на управляючій сітці, має величину, при якій анодний струм протікає через лампу за час, менший, ніж період, але більший, ніж напівперіод вхідного сигналу. За відсутності змінної напруги на управляючій сітці, струм через лампу має незначну величину. Цифри біля букв позначають режим роботи сітки. Цифра 1 вказує, що струм в ланцюзі сітки підсилювальної лампи відсутній, а цифра 2 вказує на режим підсилювальної лампи із струмами в ланцюзі управляючої сітки.

Підсилювач, що працює в режимі класу АВ2, має к.к.д. до 65%, а в режимі класу АВ1 - до 50%. Режим класу АВ1 застосовується при посиленні потужності до 100 Вт, а режим АВ2 - більше 100 Вт.

4.2.12 Вибір і стабілізація робочої точки підсилювального каскаду

Для того, щоб забезпечити роботу підсилювального каскаду в тому або іншому класі необхідно задати на управляючий сітці використовуваного тріоду, таку негативну напругу, при якій початковий анодний струм каскаду прийме необхідне значення, тобто вивести підсилювальний каскад в робочу точку. Крім того, необхідно забезпечити незмінність (стабілізацію) режиму робочої точки каскаду при дії на елементи підсилювального каскаду чинників, що можуть її дестабілізувати. До них відносяться:

- зміна температури і вологості навколишнього середовища,
- зміна напруги джерел живлення ланцюгів аноду, нагріву катоду,
- зміна рівня проникної радіації і т.ін.

Вибір робочої точки тріоду проводиться подачею напруги зсуву на управляючу сітку тріоду. Подача негативного зміщення на сітку може виконуватися одним з трьох способів (рис. 4.19):

- включенням в ланцюг сітки джерела постійної напруги E_c (а);
- автоматичним зсувом за рахунок падіння напруги на опорі в катодному ланцюзі (б);
- автоматичним зсувом за рахунок падіння напруги від сіткового струму на опорі, який включен в сітковий ланцюг (в).

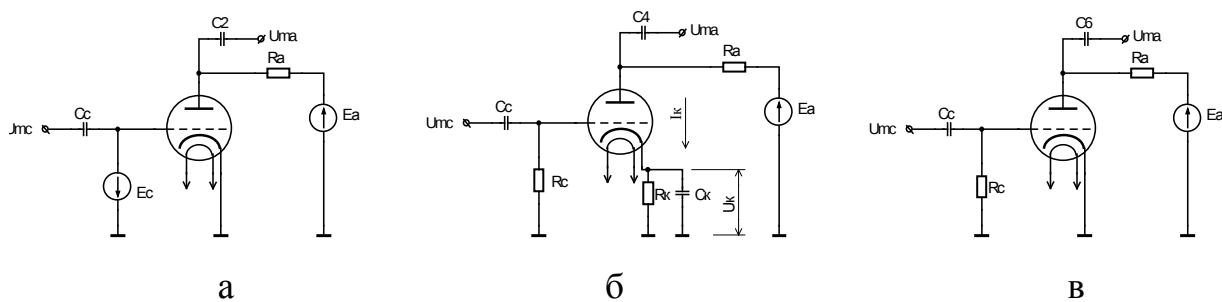


Рисунок 4.19 – Способи подачі напруги зсуву на управляючу сітку тріоду

1 спосіб: джерелом напруги зсуву є допоміжне стабілізоване джерело E_c , підключені негативним полюсом до сітки. Стабільність положення робочої точки при такому методі зсуву визначається стабільністю джерел E_c і E_a і не компенсують зміну положення робочої точки каскаду під дією змін температури і вологості навколишнього середовища. Така схема зсуву застосовується в кінцевих каскадах передавачів які працюють в режимі класу В і незначна зміна параметрів робочої точки вихідного каскаду не приводить до істотних змін його характеристик.

2 спосіб: зсув створюється за рахунок падіння напруги на катодному опорі R_k при проходженні по ньому анодного струму. Дана схема стабілізації режиму робочої точки поширена дуже широко у зв'язку з тим, що дозволяє зберігати параметри режиму робочої точки каскаду практично при дії всіх вищезгаданих чинників, що її дестабілізують. Це можливо, тому що встановлені в ланцюзі катоду паралельно сполучені резистор R_k і конденсатор C_k організують в каскаді негативний зворотний зв'язок, який перешкоджає зміні режимів його робочої точки. Даний спосіб подачі напруги робочої точки і стабілізації її режиму працює таким чином; в анодному ланцюзі протікає струм, який за величиною рівний струму катоду, оскільки сіткова напруга тріоду в робочій точці завжди негативна і струм управляючий сітки рівний нулю. на резисторі R_k виділяється напруга яка дорівнює

$$U_{R_k} = I_a \cdot R_k \quad (4.40)$$

Позитивний потенціал цієї напруги прикладений до катоду, а негативний потенціал до «загального дроту ($\perp$)». Оскільки потенціал управляючої сітки тріоду, завдяки резистору R_c , також рівний потенціалу загального дроту, то між катодом і сіткою прикладена напруга, позитивний потенціал якої прикладений до катоду, а негативний до управляючої сітки. Таким чином, відбувається зсув робочої точки каскаду. Оскільки напруга зсуву U_{c0} робочої точки каскаду фактично дорівнює напрузі на резисторі R_k , для забезпечення режиму робочої точки величина резистора R_k в катодному ланцюзі тріоду розраховується як

$$R_k = U_{c0} / I_{a0}.$$

Стабілізація режиму робочої точки каскаду відбувається таким чином. Припустимо що із-за дії дестабілізуючого чинника (або чинників), анодний струм зріс. В результаті цього зросла напруга U_{Rk} згідно (4.40). Оскільки зросла напруга U_{Rk} прикладена «плюсом» до катоду, а «мінусом» до управляючої сітки тріоду, це приводить до зменшення анодного струму і робоча точка тріоду повернеться в початкове положення. Слід зазначити, що дестабілізуючі чинники, мають малу швидкість зміни своїх параметрів. Напруга вхідного сигналу U_{mc} , яка впливає на управляючу сітку тріоду, теж викликає зміну її місцеположення, що аналогічно дії дестабілізуючих чинників, проте вхідний сигнал U_{mc} має швидкість зміни і частоту набагато більшу ніж дестабілізуючі чинники. Для того, щоб дія напруги вхідного сигналу не викликала дестабілізацію режиму робочої точки каскаду, паралельно резистору R_k в катодному ланцюзі включений конденсатор C_k опір якого на мінімальній частоті вхідного сигналу значно менше величини резистора R_k . Таким чином, змінна напруга U_{mc} вхідного сигналу прикладена безпосередньо до катоду і управляючої сітки тріоду. Для нормального підсилення на низьких частотах ємність конденсатора C_k повинна задовольняти умові

$$C_{\hat{E}} \geq \frac{100}{2 \cdot \pi \cdot f_{\hat{f}} \cdot R_{\hat{E}}}$$

де $f_{\text{Н}}$ - нижня гранична частота діапазону підсилювальних сигналів.

Проаналізована схема не вимагає побудови додаткових стабілізованих джерел для організації зсуву робочої точки, достатньо проста в реалізації, має достатньо високий коефіцієнт стабілізації і застосовується, як правило, в каскадах малопотужних підсилювачів.

3 спосіб: зсув на сітці утворюється за рахунок падіння напруги на сітковому резисторі від постійної складової сіткового струму. При позитивній півхвилі вхідної напруги конденсатор **Cс** (рис. 4.19в) заряджається через опір ділянки сітка - катод лампи. При негативній півхвилі вхідної напруги конденсатор **Cс** розряджається через великий опір **Rс**, створюючи на ньому напругу, яка «мінусом» прикладена до сітки. Час розряду конденсатора такий, що конденсатор не встигає повністю розрядитися до наступної позитивної півхвилі. В результаті цього при кожній позитивній півхвилі конденсатор заряджається до її амплітудного значення. Розрядний струм конденсатора **Cс** і створює негативний зсув на сітці.

Електрони, що накопичилися на пластинах конденсатора при його заряді, поступово стікають через опір сітки **Rс**, тому його називають ***опором вит оку***.

Даний спосіб зсуву застосовується тільки у випадку, якщо при роботі каскаду виникають сіткові струми. Такі режими роботи каскадів зустрічаються вкрай рідко, тому така схема зсуву робочої точки не знаходить широкого застосування.

4.2.13 Характеристики підсилювального каскаду

Робота тріоду в режимі підсилення оцінюється за допомогою коефіцієнту підсилення по напрузі:

$$\hat{E}_U = \frac{U_{ma}}{U_{mc}} \quad (4.41)$$

де U_{ma} - вихідна змінна напруга ($U_{ВВХ}$); U_{mc} - змінна напруга на першій сітці ($U_{ВХ}$), або

$$K = \frac{R dI_a}{dU_c} = R \cdot S_H = \frac{R \cdot S}{1 + \frac{R}{R_i}} = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R}},$$

- вихідною потужністю

$$P_{ВВХ} = \frac{1}{2} R I_{ma}^2 = \frac{1}{2} U_{ma} I_{ma} \quad (4.42)$$

де I_{ma} – змінна складова струму аноду,

- потужністю, що підводиться до анодного ланцюга лампи

$$P_A = E_A \cdot I_A, \quad (4.43)$$

- коефіцієнтом корисної дії анодного ланцюга

$$\eta = \frac{P_{\hat{A}\hat{O}\hat{O}}}{P_A} \cdot 100\%. \quad (4.44)$$

Знайдемо зв'язок вихідної потужності із статичними параметрами тріоду. Оскільки $I_{ma} = S_H U_{mc}$, а $U_{mR} = K U_{mc}$, тоді

$$P = \frac{1}{2} S_H K U_{mc}^2 = \frac{\mu S}{2 \left(1 + \frac{R}{R_i}\right) \left(1 + \frac{R_i}{R}\right)} U_{mc}^2. \quad (4.45)$$

Знайшовши максимум функції $P(R)$, неважко показати, що при заданій змінній напрузі сітки U_{mc} вихідна потужність досягає максимуму при $R = R_i$:

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \mu S U_{mc}^2. \quad (4.46)$$

Якщо при виборі режиму підсилення змінювати не тільки опір навантаження, але і допустиму амплітуду змінної напруги сітки, то вихідна потужність досягає максимуму при $R = 2R_i$.

З виразу (4.45) виходить, що чим більше крутизна S і коефіцієнт підсилення лампи μ , тим менше потрібна напруга збудження U_{mc} для створення заданої потужності на виході. Таким чином, *тріоди, що мають велику величину μS , є більш чутливими.*

Із зростанням змінної напруги сітки вихідна потужність збільшується. Враховуючи що, максимальне значення амплітуди змінної напруги сітки рівне $\frac{E_a}{2\mu}$, для максимально можливого значення вихідної потужності отримаємо співвідношення:

$$P_{\max} = \frac{1}{32} \frac{S}{\mu} E_a^2. \quad (4.47)$$

Таким чином, велика вихідна потужність при роботі без появи сіткового струму може бути одержана від тріоду з меншим коефіцієнтом

підсилення μ , тобто з лівішою характеристикою. Але при цьому зростає необхідна величина напруги збудження $U_{m0} \approx \frac{E_a}{2\mu}$, тобто падає чутливість лампи.

Перелічені вище особливості справедливі за умови, що період коливань сигналів які підсилюються, значно більше часу прольоту електронів відстані катод - анод тріоду. У випадку якщо час прольоту електронів в тріоді і період коливань сигналів які підсилюються стає сумірним, то на процес посилення починають впливати ємності між електродами тріоду.

Із зростанням частоти струми через ємності між електродами стають співставними за величиною із струмами, які створюються електронним потоком, що приводить до істотної зміни властивостей тріоду. Тому при аналізі роботи тріоду на високих частотах повинні враховуватися його міжелектродні ємності.

У тріоді є три ємності між електродами (рис 4.20) $C_{ск}$ – створює реактивну провідність у входньому ланцюзі і називається входньою ємністю, $C_{ак}$ – створює реактивну провідність у вихідному ланцюзі і називається вихідною ємністю, ємність анод – сітка $C_{са}$ створює зв'язок між входніми і вихідними ланцюгами лампи і тому її називають прохідною ємністю.

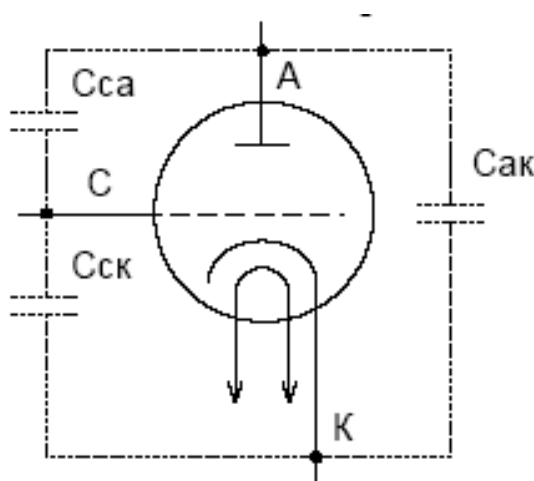


Рисунок 4.20 – Ємності між електродами тріоду

Величина ємності між електродами тріоду залежить від розмірів електродів і відстаней між ними, а також від довжини виводів окремих електродів лампи, їх взаємного положення і степені екранування. У малопотужних тріодах ємності мають величину близько $1 \div 10 \text{ пф}$, у потужних лампах, розміри електродів у яких значно більше, ємності доходять до $50 \div 100 \text{ пф}$.

Прохідна ємність найбільш сильно впливає на властивості тріоду на високих частотах, оскільки через неї протікає змінний струм з вихідного ланцюга у вхідний, тобто має місце зворотний зв'язок (33). Із збільшенням частоти опір ємності C_{ac} зменшується і в результаті проходження високочастотного сигналу ламповий підсилювач може перетворитися на генератор незгасаючих коливань (режим самозбудження).

4.2.14 Вплив прохідної ємності тріоду на підсилювальні властивості каскаду

Прохідна ємність найбільш сильно впливає на властивості тріоду на високих частотах. Через неї проходить струм з вихідного ланцюга у вхідний

$$I_{ac} = j\omega C_{ac} (U_{\hat{A}\hat{E}\hat{O}} - U_{mc}),$$

що створює додаткову змінну напругу на сітці U_{mc} , пропорційну вихідній напрузі

$$U'_{mc} = \beta U_{B\hat{L}X}, \quad \text{де} \quad \beta = K \frac{\omega C_{ac}}{S}$$

За певних умов, залежних від характеру навантаження, додаткова сіткова напруга U'_{mc} співпадає за фазою з вхідною напругою U_{BX} і результуюча напруга сітки U_{Tc} збільшується:

$$U_{mc} = U_{\hat{A}\hat{O}} + \beta U_{\hat{A}\hat{E}\hat{O}}.$$

Під дією збільшеної напруги сітки в свою чергу зростає вихідна напруга

$$U_{\hat{A}\hat{E}\hat{O}} = KU_{mc} = K(U_{\hat{A}\hat{O}} + \beta U_{\hat{A}\hat{E}\hat{O}}).$$

Ефективний коефіцієнт посилення тріоду

$$K_{\hat{A}\hat{O}} = \frac{U_{\hat{A}\hat{E}\hat{O}}}{U_{\hat{A}\hat{O}}} = \frac{K}{1 - \beta K}. \quad (4.48)$$

Із зростанням частоти збільшується β і ефективний коефіцієнт посилення зростає; при $\beta K \rightarrow 1$ у схемі виникає самозбудження і її нормальна робота порушується.

Із співвідношення (4.48) витікає вираз для граничної частоти, до якої тріод може бути використаний як підсилювач при заданому коефіцієнті посилення K :

$$f_{IB} = \frac{25S}{KC_{ac}} \quad (4.49)$$

У цій формулі S — ma/v , C_{ac} — $n\phi$.

Таким чином, прохідна ємність C_{ac} обмежує можливості використання тріоду як підсилювача на високих частотах.

4.2.15 Конструкції тріодів

У ряді випадків від підсилювача потрібно одержати лише можливо більшу вихідну напругу, а необхідний струм може бути незначним, оскільки опір навантаження великий (наприклад, навантаженням є вхід подальшого каскаду підсилення, що працює без сіткового струму). Такий режим називають режимом підсилення по напрузі.

Співвідношення (4.41) показує, що у тріодів, призначених для посилення напруги, повинен бути великим статичний коефіцієнт посилення μ . Практично ці лампи мають значення μ до $70 \div 100$. Оскільки при такому коефіцієнті підсилення виходить дуже малою область негативної напруги сітки ($U_{c0} = -\frac{E_a}{\mu}$), то для ряду застосувань випускаються тріоди з $\mu = 15 \div 20$, тобто зсунутими більш вліво характеристиками. Крутизна характеристики цих ламп досягає 5 ма/в, а максимальна потужність, що розсіюється анодом, не перевершує 1÷2 вт.

На рис. 4.24 показано будову тріоду для підсилення напруги.

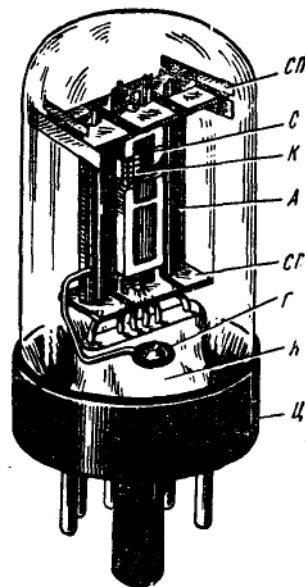


Рисунок 4.21 – Тріод для підсилення напруги

Електроди лампи - оксидний катод непрямого нагріву K , сітка C і анод A , укріплені в слюдяних ізолюючих пластинках $СП$, змонтовані на скляній ніжці

H, через яку проходять на цоколь ***Ц*** виводи всіх електродів. На аноді укріплений газопоглинач ***Г***. Балон лампи - скляний. У зв'язку з тим, що потужність тріодів для посилення напруги дуже невелика, їх випускають в надмініатюрному і «пальчиковому» оформленні.

Із співвідношення (4.42) виходить, що тріоди, призначені для створення великої вихідної потужності, повинні мати високу анодну напругу ***E_a***, і великий катодний струм ***I_{к max}***, що забезпечує створення необхідного імпульсу анодного струму ***I_{a max}***.

Оскільки потужність, що підводиться джерелом живлення до анодного ланцюга, дорівнює

$$P_0 = P_a + P_{\text{АЭО}} ,$$

а коефіцієнт корисної дії визначається як

$$\eta = \frac{P_{\text{АЭО}}}{P_0} = \frac{P_{\text{АЭО}}}{P_a + P_{\text{АЭО}}} ,$$

то потужність, що розсіюється анодом тріоду,

$$P_a = \frac{1-\eta}{\eta} P_{\text{АЭО}} .$$

Отже, чим вища необхідна вихідна потужність, тим більше повинна бути потужність, що розсіюється анодом лампи.

Тріоди з потужністю розсіяння на аноді до 1÷1,5 ***квт*** виготовляються звичайно з природним (променистим) охолодженням. Для збільшення випромінювальної здатності анод покривають цирконієм або титаном, що одночасно покращує вакуум, оскільки вони активно поглинають залишкові

гази. Сітки в тріодах, що працюють з сітковими струмами, також розраховуються на певну потужність розсіяння.

На рис. 4.22 показаний тріод, розрахований на вихідну потужність близько 3 Вт; допустима потужність, що розсіюється анодом цієї лампи, складає 15 Вт.

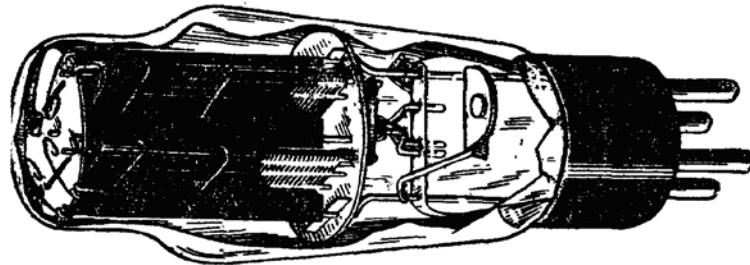


Рисунок 4.22 –Тріод з променистим охолодженням

При потужності, що розсіюється анодом, більше $1 \div 1,5$ кВт необхідні габарити лампи з променистим охолодженням виявляються настільки великими, що конструкція стає технічно важко здійсненою і непрактичною. Тому лампи великої потужності виготовляються з примусовим охолодженням - повітряним, водяним або випарним.

Тріоди з повітряним охолодженням

Перші конструкції генераторних ламп великої потужності з повітряним охолодженням були запропоновані в 1932-1933 рр. П.А.Остряковим. Пристрій лампи з повітряним охолодженням показаний на рис. 4.23. Катод *К* і сітка *С* знаходяться усередині аноду *А* і укріплені на ніжці лампи. Анод лампи виготовляється з міді, яка характеризується високою теплопровідністю, і одночасно утворює частину балона. Решта частини балона виготовляється з скла або кераміки. Відповідальним місцем у таких лампах є спай скла (або кераміки) з металом. Цей спай має невисоку міцність і при експлуатації лампи його слід оберегати від ударів і великих механічних навантажень.

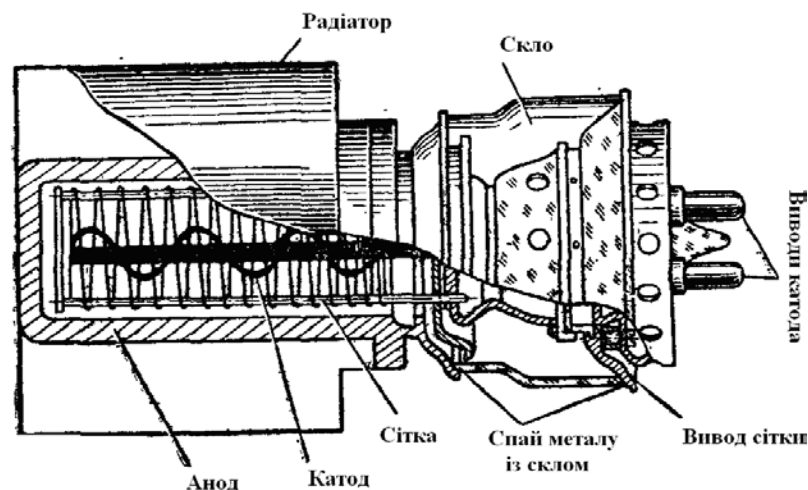


Рисунок 4.23 - Пристрій тріоду охолоджуваний повітрям

Для збільшення поверхні охолодження аноду на нього встановлюють радіатор **P**, з великим числом ребер. Між радіатором і анодом для поліпшення теплового контакту заливається припій (кадмій або олово). Оскільки температура плавлення припою невисока, то нагрів аноду під час роботи не повинен перевершувати $150 \div 200^{\circ} \text{C}$. При перевищенні цієї температури припій може розплавитися, що приводить до різкого погіршення умов відведення тепла і виходу тріоду з ладу.

Для охолодження лампа поміщається в трубу, через яку йде під тиском очищене від масла і пилу повітря. Витрата охолоджуючого повітря залежить від конструкції радіатора і від величини теплової потужності, що відводиться. Звичайно вона складає від 0,8 до 2,7 $\text{м}^3/\text{мин}$ при тиску приблизно 80 мм рт. ст. . Потужність вентилятора, потрібна для створення такого потоку повітря, складає приблизно 250 вт на 1 квт потужності що розсіюється. Крім охолодження аноду передбачається обов'язкове охолодження балона і ніжок лампи. Потужність таких ламп доходить до 100 квт і більше.

Тріоди з водяним охолодженням

Перші в світі потужні лампи з водяним охолодженням були створені М. А. Бонч-Бруєвичем в Нижегородській радіо - лабораторії в 1919-1924 рр. Вони послужили зразком для вітчизняної і зарубіжної електровакуумної промисловості.

Будова лампи з водяним охолодженням показана на рис. 4.24.

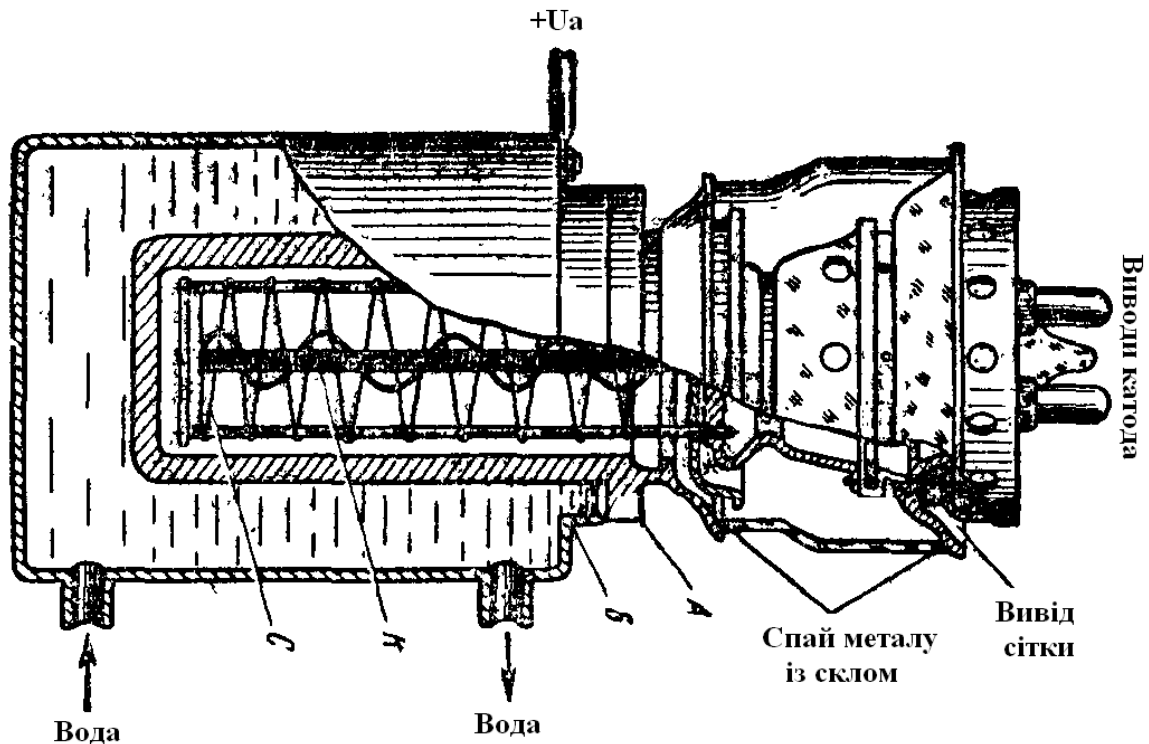


Рисунок 4.24 – Конструкція потужного тріоду з водяним охолодженням

Мідний анод *А*, що є одночасно частиною балона лампи, занурюють в бачок *Б* з проточною водою, яка, омиваючи анод, відводить від нього тепло. Величина потужності, що відводиться, визначається кількістю води яка протікає в одиницю часу, формою і конструкцією бачка і аноду лампи. Практично витрата складає від 2 до 4 л/мин на кожен кіловат потужності, яка розсіюється. Необхідний тиск води — $2 \div 3$ ат.

Потік охолоджуючої води повинен бути направлений від низу до верху, інакше у верхній частині бачка скуплюються бульбашки повітря, і утворюється повітряна пробка, що приводить до перегріву аноду. Анод лампи, що

знаходиться під високою позитивною напругою, необхідно ізолювати від системи охолодження. Ізоляція аноду здійснюється за допомогою довгих трубопроводів з ізоляційних матеріалів, по яких і підводиться охолоджуюча вода до аноду. При довжині трубопроводу порядку 30÷60 см на кіловольт анодної напруги і при використанні дистильованої води з питомим опором не менше 4 ком/см³ струм витоку має невелику величину, прийнятну для експлуатації. Для охолодження аноду застосовуються також спеціальні рідини.

Скляний балон і ніжка лампи обов'язково обдувають під час роботи сухим повітрям, що не містить капіж масла. Зовнішній вигляд тріоду з водяним охолодженням показаний на рис. 4.25.

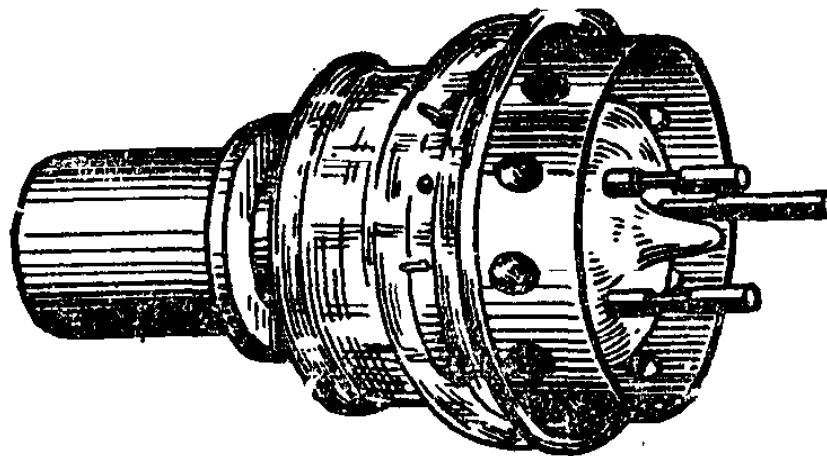


Рисунок 4.25 - Потужний тріод з водяним охолодженням

Найбільш потужні тріоди з водяним охолодженням іноді виконують розбірними, що дозволяє ремонтувати лампу, замінювати в ній несправні деталі. Вакуум в таких лампах може підтримуватися тільки при безперервному відкачуванні, для чого вони забезпечуються спеціальними вакуумними насосами. Незважаючи на ускладнення експлуатації у ряді випадків розбірні лампи виявляються вигідними.

Таким чином, навіть за умови вживання спеціальних заходів для поліпшення якості тріодів, вони мають ряд недоліків:

- малий коефіцієнт підсилення,
- неможливість використання для посилення надвисоких частот,
- значна величина анодної напруги.

4.2.16 Основні вимоги до підсилювальних ламп

На підставі викладеного матеріалу можна сформулювати основні вимоги, які пред'являються до підсилювальних ламп:

- можливо більше значення коефіцієнта підсилення μ ,
- можливо більше значення крутизни характеристики S ,
- можливо менші значення міжелектродних ємностей, особливо ємності анод - сітка C_{ac}
- ліве розташування анодно - сіткової характеристики; ця вимога викликається необхідністю працювати без сіткових струмів.

Електровакуумний тріод не може одночасно задовольнити всім цим вимогам (наприклад, велике значення S тріоду несумісне з «лівим» розташуванням характеристики). Тому коефіцієнт посилення тріодів звичайно буває не більше 100 (виняток становлять генераторні тріоди, для яких допустимо «праве» розташування характеристики).

Для підсилення напруги високої частоти бажано мати електровакуумний прилад з високим внутрішнім опором (більш 1 МОм). У тріоду величина внутрішнього опору обмежена десятками кілоом.

Ємності між електродами тріоду дорівнюють декільком пікофарадам кожна (наприклад, ємність C_{ac} тріодів дорівнює $2 \div 15$ пФ).

Недоліки, властиві тріоду, усуваються шляхом введення до складу електровакуумного приладу ще однієї екрануючої сітки.

4.3 Багатосіткові електровакуумні прилади

Велика величина прохідної ємності тріоду C_{ac} істотно обмежує його частотний діапазон підсилення. Згідно з (4.49) гранична частота стійкого підсилення

$$f_{iD} = \frac{25S}{C_{a\tilde{n}}} \ddot{o}d\grave{e} K = 1.$$

Для її підвищення в першу чергу необхідно зменшувати прохідну ємність C_{ac} лампи, оскільки можливості збільшення крутизни S обмежені.

4.3.1 Конструкція та принцип дії тетроду

Розроблена в 1924 р. чотириелектродна підсилювальна лампа з екрануючою сіткою або, як її називають, *тетрод*, завдяки малій величині прохідної ємності дає стійке підсилення на значно вищих частотах, ніж тріод.

Ефективним засобом зменшення ємності анод - сітка в тетроді є екранування електростатичного поля аноду. В якості екрану використовують металеву сітку $E.C.$, поміщену між анодом A і управляючою сіткою $У.С.$ лампи (рис. 4.26).

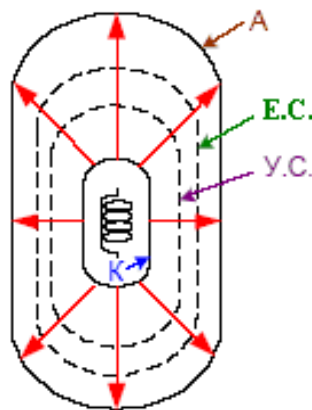


Рисунок 4.26 – Тетрод у розрізі

При достатньо густій екрануючій сітці і за умови, що вона заземлена, силові лінії електростатичного поля аноду в основному перехоплюються витками сітки і лише в незначному ступені проникають до управляючої сітки. Завдяки цьому ємність аноду по відношенню до управляючої сітки C_{ac} різко зменшується. Одночасно, екрануюча сітка повинна бути достатньо прозорою для електронного потоку, що йде на анод, і її не слід робити дуже густою. Проте, шляхом введення до складу електровакуумного приладу екрануючої сітки, можливо, зменшити прохідну ємність його в сотні разів, а, отже, збільшити робочий діапазон частот в стільки ж разів.

4.3.2 Схема включення тетроду

З огляду на те, що екрануюча сітка сильно ослабляє електростатичну дію аноду, катодний струм при нульовій напрузі екрануючої сітки виявляється рівним нулю, не дивлячись на наявність позитивної напруги аноду. Тому для створення необхідної величини катодного струму на екрануючу сітку подають позитивну напругу, величина якої може знаходитися в межах 50÷100% від анодної напруги. Заземлення екрануючої сітки здійснюють лише по високій частоті за допомогою конденсатора досить великої ємності (рис. 4.27), що перешкоджає появі на екрануючій сітці високочастотної напруги, яка зумовлена дією аноду і може створити паразитний зв'язок між виходом і входом тетроду.

Позитивна напруга на екрануючу сітку в тетроді звичайно подається або від окремого джерела (рис 4.27а), або ланцюг екранної сітки живиться від джерела анодної напруги через резистор R_e (рис 4.27б). У цьому випадку частина напруги анодного джерела живлення падає на резисторі R_e , оскільки величина напруги на екрануючій сітці повинна бути менше ніж напруга аноду.

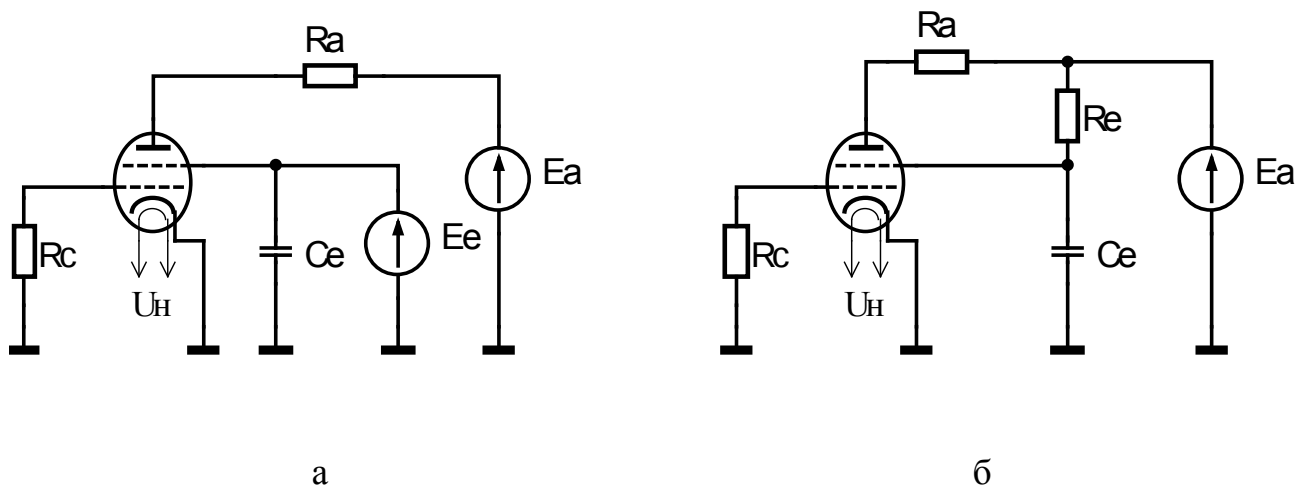


Рисунок 4.27 – Способи подачі позитивної напруги на екрануючу сітку тетроду

Величину резистора ***Re*** можна розрахувати по формулі

$$R_{\text{э}} = (U_{\text{a}} - U_{\text{э}}) / I_{\text{э}}$$

де ***Ue*** – напруга на екрануючий сітці тетроду, ***Ie*** – величина постійного струму в ланцюзі екрануючий сітки.

Величина ємності конденсатора ***CE*** в ланцюзі екранної сітки розраховується виходячи з умови, що її опір змінному струму на найнижчій робочій частоті тетроду повинен бути на порядок менше чим опір ***Rэ***, і розраховується за формулою

$$C_{\text{э}} \geq \frac{10}{2 \cdot \pi \cdot f_{\text{н}} \cdot R_{\text{э}}}$$

де ***fн*** - нижня робоча частота тетроду.

4.3.3 Вплив полів електродів тетроду на електронний потік

На рух електронів до аноду впливає результуюче електричне поле, створене трьома електродами: анодом, управляючою сіткою і екрануючою сітками. Тому картина електричних полів і взаємодія з ними електронів в тетроді складніше, ніж в триоді. Схематично її можна представити силовими лініями полів аноду (тонкі суцільні лінії), що екранує сітки (пунктирні лінії) і управляючої сітки, (товсті суцільні лінії) (рис. 4.28).

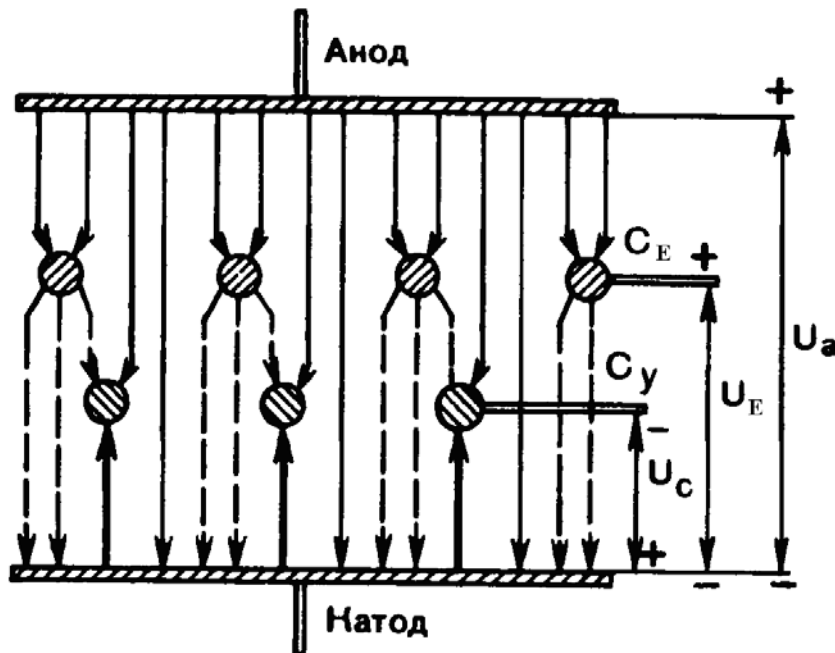


Рисунок 4.28 – Електричні поля тетроду

Оскільки екрануюча сітка густа і її потенціал нижчі за потенціал аноду, та більшість силових ліній, що виходять з аноду, закінчується у витків цієї сітки, тобто поле аноду діє головним чином в проміжку між анодом і екрануючою сіткою. Невелика частина силових ліній поля аноду проникає до управляючої сітки, і ще менше - крізь дві сітки до катоду.

Ослаблення електричного поля між анодом і управляючою сіткою означає, що зменшується ємність (C_{ac}) між цими електродами. Залежно від

конструкції екрануючої сітки прохідна ємність зменшується в десятки і сотні разів в порівнянні з тріодом.

Значне ослаблення анодного поля біля катоду зменшує вплив напруги аноду на струм аноду, що приводить до відносного збільшення впливу управляючої сітки, а отже, до збільшення коефіцієнта підсилення лампи. Таким чином екрануюча сітка усуває недоліки тріоду.

Поле яке прискорює електрони в проміжку катод – управляюча сітка, (рис. 4.28), створюється головним чином позитивною напругою екрануючої сітки. За відсутності напруги U_a , у проміжку катод - сітка прискорюючим буде тільки дуже слабе електричне поле аноду. Воно не компенсує гальмуючої дії негативного об'ємного просторового заряду і управляючої сітки, тому анодний струм дорівнює нулю. Таким чином, якщо на екрануючу сітку не подана позитивна напруга, лампа замкнута і струм аноду відсутній.

Розглянемо дії полів електродів тетроду на електронний потік за умови, що дотриманий режим:

- на управляючу сітку, подано негативну напругу, яка за величиною більше напруги відсічення (закриття),
- на анод подано позитивну напругу,
- на екрануючу сітку подано напругу, величина якої складає 75% від величини анодної напруги.

Такий режим для тетроду є основним, при якому через лампу протікає деякий початковий струм. В цьому випадку на електрони в тетроді діють сили, величина яких визначається за формулою (4.19). Напруги, прикладені до електродів тетроду і напрями сил які діють на електрони, показані на рис. 4.29.

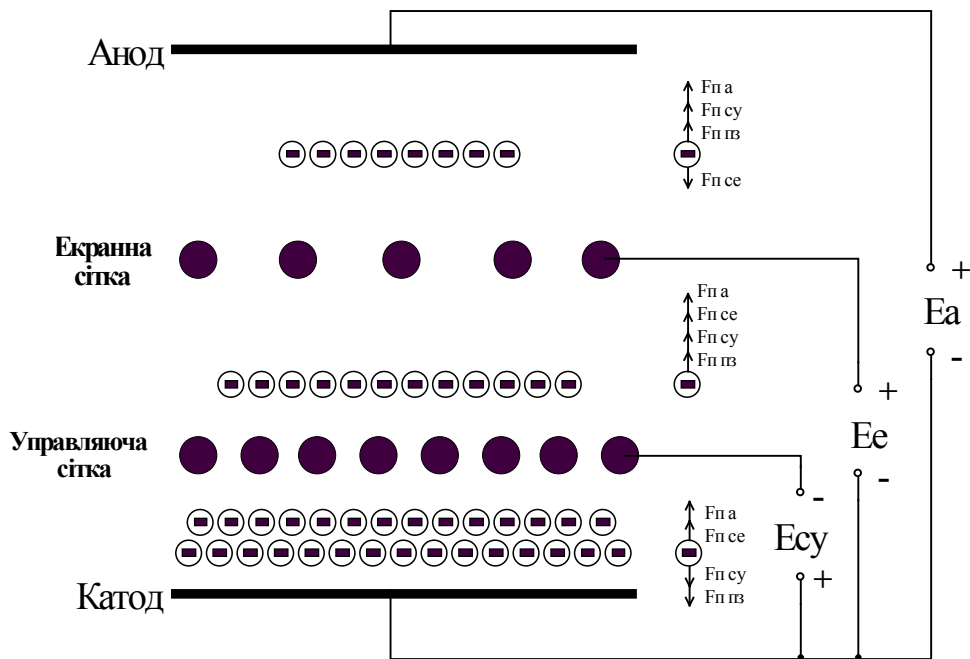


Рисунок 4.29 – Розподіл сил діючих на електрони в тетроді при $U_c < 0$

На емітовані з катоду електрони в тетроді діють чотири поля і відповідні їм сили:

- сила поля просторового заряду ($F_{п\text{пз}}$),
- сила поля управляючої сітки ($F_{п\text{ус}}$),
- сила поля екрануючої сітки ($F_{п\text{эс}}$),
- сила поля аноду ($F_{п\text{а}}$).

Якщо електрон знаходиться в проміжку між катодом і управляючою сіткою, на електрон діють гальмуючи сили полів просторового заряду і управляючої сітки, і прискорюючи діють поля екрануючої сітки (більшою мірою) і аноду (у меншій мірі). Як тільки електрон пройде управляючу сітку, і опиниться в проміжку між управляючою сіткою, і екрануючою сіткою сили всіх перелічених полів прискорюють його, внаслідок чого електрон набуває максимальної швидкості, а отже має і максимальну кінетичну енергію. У проміжку між анодом і екрануючою сіткою на електрон діють прискорюючи сили полів аноду, управляючої сітки, і просторового заряду. Поле екрануючої сітки гальмує електрони. Але оскільки напруга на аноді тетроду вище ніж

напруга на екрануючій сітці, то поле аноду перехоплює електрони, які завдяки своїй кінетичній енергії не були перехоплені екранною сіткою (режим прямого перехоплення) і опинилися в проміжку між екрануючою сіткою і анодом.

Оскільки анодне поле крізь дві сітки дуже мало впливає на рух електронів від катоду, то часткою анодної напруги в діючій напрузі тетроду можна знехтувати і формула діючої напруги в тетроді має приблизно такий вираз:

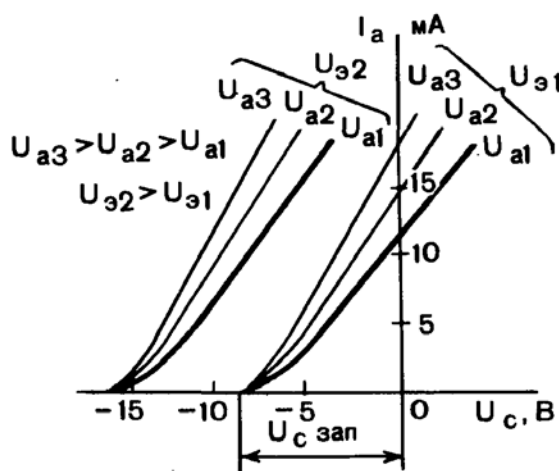
$$U_{\bar{a}} \approx U_c + D_c U_e,$$

де U_c и U_e — напруги, управляючої і екрануючої сіток; D_c — проникність управляючої сітки.

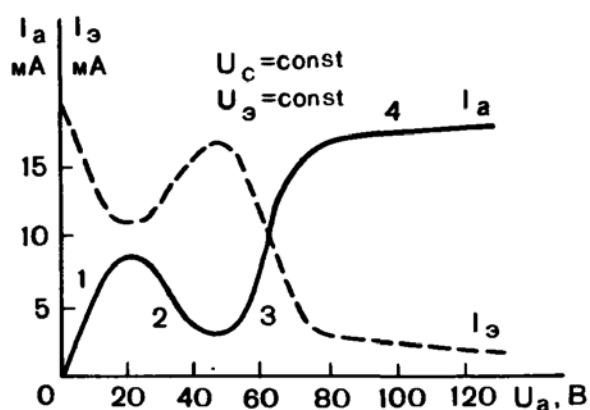
4.3.4 Вольт - амперні характеристики тетроду і динактронний ефект

Анодно-сітковою характеристикою тетроду називають залежність струму аноду від напруги управляючої сітки, при постійній напрузі аноду і екрануючої сітки (рис. 4.30, а):

$$I_a = f(U_c) \Big|_{U_a = \text{const}, U_{\bar{a}} = \text{const}}$$



а



б

Рисунок 4.30 - Анодно-сіткові (а) і анодна (б) характеристики тетроду

Анодно-сіткова характеристика починається в точці, яка знаходиться на осі абсцис і відповідає закриваючій напрузі управляючої сітки, $U_{cзп}$. Величина закриваючої напруги може бути знайдена за умови, що струм аноду відсутній, коли діюча напруга управляючої сітки дорівнює нулю:

$$U_{cзп} = D_{ce} U_e.$$

Таким чином, абсолютна величина закриваючої напруги (напруга відсічення), або зрушення анодно-сіткової характеристики ліворуч від початку координат, залежить у тетроді, головним чином, від проникності управляючої сітки, та напруги екрануючої сітки і практично не залежить від анодної напруги і загальної проникності лампи. Тому в тетроді, на відміну від тріоду, можна одержати великий коефіцієнт підсилення лампи і достатньо «ліву» характеристику при невисоких величинах анодної напруги.

Характеристики, зняті при одній і тій же напрузі екрануючої сітки U_e , але при різних постійних напругах аноду U_{a1} , U_{a2} и U_{a3} , виходять майже з однієї точки вузьким пучком, що розходиться, оскільки напруга аноду крізь дві сітки мало впливає на струм аноду. При більшому U_a характеристики йдуть трохи крутіше, оскільки потік електронів від катоду перерозподіляється між анодом і екрануючою сіткою: на анод йде все більша кількість електронів, і струм аноду зростає.

Підвищення напруги екрануючої сітки помітно зрушує характеристику вліво, так що при $U_{e2} > U_{e1}$ весь пучок характеристик, знятих при різних напругах аноду, пересунеться вліво.

Анодна характеристика тетроду є залежністю струму аноду від його напруги при постійній напрузі екрануючої і управляючої сіток:

$$I_a = f(U_a) \Big|_{U_{\text{н}}=\text{const}, U_{\text{у}}=\text{const}}$$

Якщо одночасно з анодною характеристикою знімати залежність струму екрануючої сітки від напруги аноду, то можна встановити наступне (рис. 4.30, б). При $U_a = 0$ всі електрони, що пройшли крізь управляючу сітку, потрапляють на екрануючу сітку, яка має позитивний потенціал, тому струм екрануючої сітки має максимальне значення, а струм аноду дорівнює нулю. При збільшенні напруги аноду до 18÷20 В струм аноду швидко збільшується, а струм екрануючої сітки зменшується, оскільки відбувається перерозподіл електронів між анодом і екрануючою сіткою (ділянка 1).

При подальшому збільшенні напруги аноду енергія електронів, падаючих на анод, стає достатньою, щоб викликати вторинну електронну емісію з аноду. Вторинні електрони з аноду йдуть на екрануючу сітку (оскільки її потенціал вищий за потенціал аноду), тому струм аноду зменшується, а струм екрануючої сітки збільшується (ділянка 2).

З наближенням U_a до U_e різниця потенціалів між екрануючою сіткою і анодом зменшується, ослабляється поле яке прискорює вторинні електрони, і все більше їх число повертається назад на анод. Струм аноду знову починає збільшуватися, а струм екрануючої сітки - зменшуватися (ділянка 3).

Явище переходу вторинних електронів, емітованих з аноду, на екрануючу сітку, що має вищий потенціал, називають **динатронним ефектом** (рис. 4.31).

При динатронному ефекті збільшення напруги аноду приводить до зменшення струму аноду, тобто до провалу в анодній характеристиці.

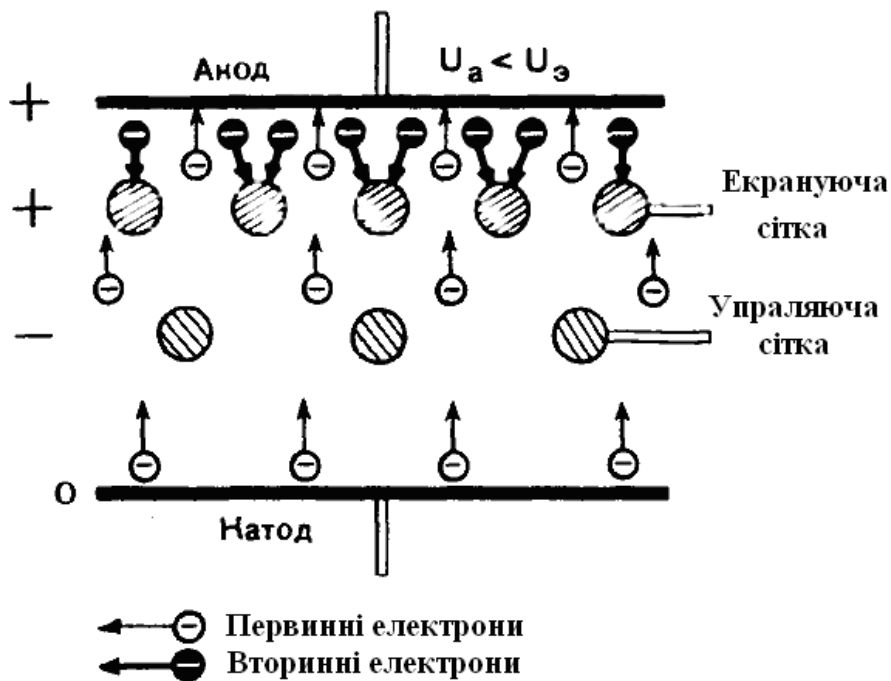


Рисунок 4.31 - Рух первинних і вторинних електронів при динаatronному ефекті в тетроді

При $U_a > U_e$ динаatronний ефект припиняється, оскільки поле між екрануючою сіткою і анодом стає гальмуючим для вторинних електронів; вони повертаються на анод. Із збільшенням напруги аноду закінчується перерозподіл струмів між анодом і екрануючою сіткою; характеристика стає пологою (ділянка 4). Це робоча ділянка характеристики.

Мала зміна струму аноду із зміною напруги аноду на робочій ділянці пояснюється слабким впливом напруги аноду на рух електронів в проміжку управляюча сітка - катод із-за малої проникності двох сіток. Робочий режим не є режимом насичення.

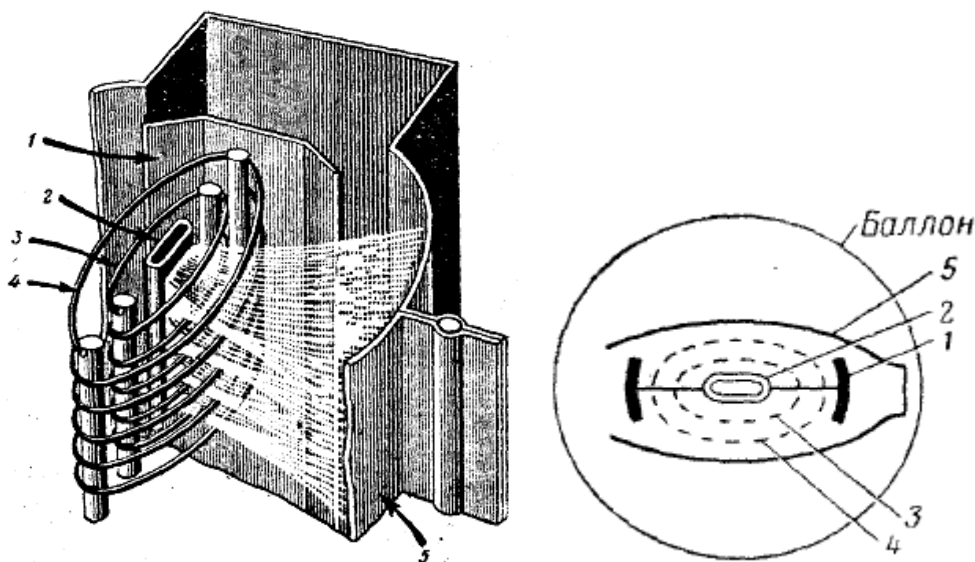
Із-за динаatronного ефекту тетрод не застосовують в підсилювачах низької частоти, оскільки провал в анодній характеристиці приводить до спотворення форми кривої сигналу який підсилюється. Отже, явище динаatronного ефекту є серйозним недоліком тетродів. Тому для використання ламп з екрануючою сіткою необхідно усунути динаatronний ефект. Це здійснюється створенням гальмуючого поля для вторинних електронів, що

вилітають з аноду: або за допомогою третьої сітки (у пентодах), або за допомогою негативного об'ємного заряду біля аноду (у променевих тетродих).

4.3.5 Усунення динатронного ефекту в променевому тетроді

Для підсилення потужності коливань низької частоти і для генерування коливань високої частоти застосовуються тетроди, але із зниженим проявом динатронного ефекту. Динатронний ефект в цих лампах усувається за рахунок їх особливої конструкції. Застосовується плоский катод непрямого нагріву. Електрони, що випускаються плоскими сторонами катоду, летять в межах невеликого (близько 60°) кута (рис. 4.32). Цьому сприяє наявність двох променетворних пластин, розташованих проти вузьких граней катоду і електрично з'єднаних з ним. Сітки, управляюча і екрануюча, мають однаковий крок витка і розташовані одна проти іншої.

Екрануюча сітка розташована ближче до управляючої сітки, чим до аноду (рис. 4.35).



1 – променетворна пластина, 2 – катод, 3 – управляюча сітка 4 – екрануюча сітка, 5 – анод

Рисунок 4.32 – Пристрій променевого тетроду

Як правило, відстань між екрануючою сіткою і анодом в тричі більше, ніж відстань від катоду до екрануючої сітки. У різних типів променевих тетродів це відношення доходить до $12 \div 13$.

На управляючу сітку, завжди подається постійна негативна напруга (напруга зсуву), тому електрони огинають її витки. Оскільки витки екрануючої сітки розташовані проти витків управляючої сітки, а відстань між сітками мала, тому невелике число електронів потрапляє на екрануючу сітку, і струм екрануючої сітки незначний. Це дозволяє подавати на екрануючу сітку досить велику позитивну напругу, не побоюючись, що потужність, яка виділяється у вигляді тепла на екрануючій сітці за рахунок електронів, що потрапили на неї, перевищить допустиме значення. Завдяки високій напрузі на екрануючій сітці її електричне поле має велику напруженість, за рахунок чого в лампі рухається електронний потік з високою кінетичною енергією. Променетворні пластини, сполучені з катодом, перешкоджають руху електронів до аноду з боку вузьких граней катоду. Електронний потік лампи має вид двох «променів» по обидві сторони широких граней катоду. За рахунок негативного потенціалу управляючої сітки, електронний потік з кожної сторони катоду також розділяється на ряд «променів». В результаті весь електронний потік лампи складається з ряду вузьких променів з невеликим поперечним перетином. Густина електронів в цих променях багато вища, ніж в суцільному електронному потоці у ламп звичайної конструкції.

У динамічному режимі (процес підсилення і генерації коливань) напруга на аноді лампи змінюється в широких межах. В процесі цих змін потенціал аноду стає значно нижчим за потенціал екрануючої сітки. Розподіл потенціалу в електричному полі екрануюча сітка - анод завдяки наявності електронного потоку не є рівномірним, подібно тому, як це є в проміжку анод-катод діоду. У зоні, де густина електронів в променях найбільша, знаходиться мінімум потенціалу. Це еквівалентно наявності в цій зоні негативно зарядженої сітки. Потенціал точок цієї зони виявляється нижчим, ніж потенціал аноду. Вторинні

електрони внаслідок недостатнього запасу кінетичної енергії не можуть подолати відштовхуючого дії електронного потоку великої густині і не досягають екрануючої сітки. Цьому сприяє велика відстань між екрануючою сіткою і анодом. Чим більше відстань між анодом і екрануючою сіткою, тим більше число електронів знаходиться одночасно в цьому просторі, тобто тим більший просторовий заряд, відштовхуючий вторинні електрони назад на анод. В результаті усувається динаatronний ефект.

Характеристика анодного струму променевого тетроду (рис. 4.33) не має провалу, характерного для звичайних тетродів.

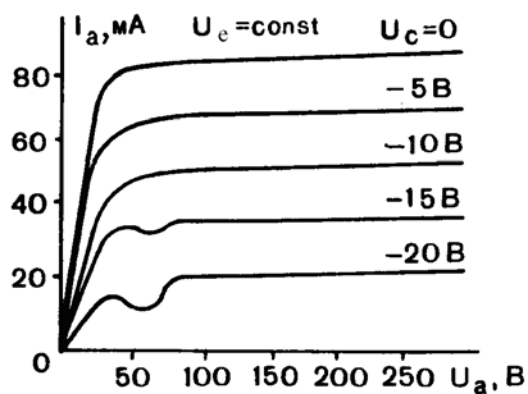


Рисунок 4.33 — Анодна вольт-амперна характеристика променевого тетроду

При малих величинах анодної напруги характеристика анодного струму круто піднімається вгору. При цьому струм екрануючої сітки різко зменшується. На цій ділянці струм екрануючої сітки утворюється не тільки електронами, перехопленими сіткою із загального електронного потоку, але і електронами, що повертаються з простору екрануюча сітка - анод. При збільшенні анодної напруги число електронів, що повертаються до екрануючої сітки, зменшується, тому на цій ділянці виходить крутий підйом характеристики. При вищих значеннях анодної напруги повернення електронів на екрануючу сітку припиняється, і характеристика переходить в пологую пряму. Тільки при малих значеннях анодного струму (тобто при малій густині електронів в променях) частина вторинних електронів потрапляє на екрануючу сітку, і в лампі виявляється слабкий динаatronний ефект. За рахунок цього

анодні характеристики, зняті при великій негативній напрузі на сітці, дещо скривлюються.

4.3.6 Застосування променевих тетродів

Особлива конструкція променевих тетродів, при якій крок витків екрануючої сітки такий, як і у управляючої сітки, не дозволяє зробити екрануючу сітку дуже густою. Тому променеві тетроди мають порівняно велику прохідну ємність C_{ac} (0,3—1 пФ) і застосовують їх, як і низькочастотні пентоди, для посилення потужності коливань низької частоти.

У потужних лампах при робочих режимах початкові ділянки анодних характеристик не використовуються, і динаatronний ефект не виявляється. Перевагою променевих тетродів є малий струм екрануючої сітки, що становить всього 7÷10% від анодного струму. Променеві тетроди мають невеликий коефіцієнт підсилення (100÷200), малий внутрішній опір (20÷100 кОм) і велику крутизну характеристики (2÷10 мА/В).

У підсилювачах звуковідтворюючої апаратури застосовуються для посилення потужності променеві тетроди типу 6ПЗС. На високих частотах вони використовуються в основному в широкосмугових підсилювачах, де посилення обмежується не прохідною ємністю, а необхідною смугою частот. У широкосмугових тетроду, які мають підвищену крутизну, застосовується управляюча сітка з дрібною структурою, яка має дуже малий крок. Розподіл катодного струму в цих лампах виходить значно гіршим, оскільки виконати екрануючу сітку з таким же кроком немає можливості. Оскільки широкосмугові тетроди працюють при високій густині катодного струму, густина просторового заряду в них опиняється достатньою для створення необхідного мінімуму потенціалу. Тому у них часто не роблять променетворних електродів, а лише віддаляють анод від екрануючої сітки. Усунення променетворних електродів

спрощує конструкцію лампи і зменшує вихідну ємність, що також підвищує вищу робочу частоту лампи.

У лампах циліндрової конструкції не вдається за допомогою просторового заряду створити достатній для усунення динатронного ефекту мінімум потенціалу у аноду, оскільки при збільшенні відстані анод - екрануюча сітка густина просторового заряду не росте, як у разі плоскопаралельної конструкції, а падає, оскільки електрони рухаються за траєкторіями, що розходяться. У таких лампах додатковою мірою зменшення динатронного ефекту є застосування камерного аноду. Він виконується у вигляді циліндру, з прорізаними у внутрішній його поверхні глибокими пазами (камерами), які діють як пастки вторинних електронів. Вдаються також до нанесення на поверхню аноду спеціальних покриттів, що мають невеликий коефіцієнт вторинної емісії. Сукупність перерахованих заходів застосована у вихідному тетроді 6ПЗ7Н, що має металокерамічну конструкцію типу нувістор. Ця лампа, що має крутизну 20 ма/в і вихідну потужність 20 вт , призначена для роботи як на низьких, так і на високих частотах (до 120 МГц).

Останніми роками досягнуті значні успіхи в конструюванні потужних променевих тетродів для підсилення в діапазоні високих частот. Розроблені для даних цілей лампи мають вихідну потужність до 250 кВт і характеризуються значно більшим, ніж у тріодів, коефіцієнтом підсилення.

Застосування ефективних плетених катодів з розвиненою поверхнею забезпечує створення в цих лампах великої крутизни (до 150 ма/в). Розміщення сіток в створі, забезпечує хороший розподіл струмів між електродами, а можливість роботи без сіткових струмів робить їх особливо придатними для тих випадків, коли необхідна висока лінійність підсилення (наприклад, в передавачах односмугового радіозв'язку). До цього типа ламп відноситься вітчизняний потужний тетрод ГУ43-Б (рис. 4.34).

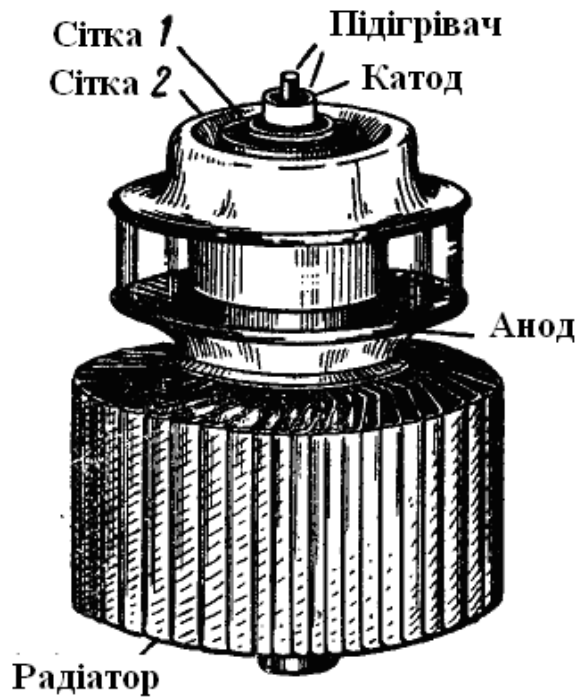


Рисунок 4.34 – Потужний тетрод ГУ-43Б

Тетрод ГУ-43Б з повітряним примусовим охолодженням аноду має наступні параметри: $U_H = 12,6 \text{ в}$, $I_H = 6,6 \text{ а}$, $U_a = 3 \text{ Кв}$, $S = 45 \text{ мА/в}$, $P_{a \text{ max.}} = 1 \text{ кВт}$, $U_{c2} = 350 \text{ В}$, $P_{c1} = 5 \text{ Вт}$, $P_{c2} = 28 \text{ Вт}$, $f_{\text{пред}} = 70 \text{ МГц}$.

4.4 Електровакуумний пентод

Для послаблення динаatronного ефекту і подальшого зниження величини прохідної ємності (C_{ac}), в конструкцію електровакуумних приладів введено ще одну сітку, яка розташовується між екрануючою сіткою і анодом, і має назву *захисної* або *антидинаatronної* сітки. Як правило, антидинаatronна сітка знаходиться під потенціалом катоду і з'єднується з ним в середині лампи. Дуже рідко вивід антидинаatronної сітки не з'єднується з катодом усередині лампи і виводиться назовні через її цоколь.

Електровакуумний прилад з трьома сітками: управляючою, екрануючою і антидинаatronною, називається *пентодом*.

4.4.1 Конструкція і схема включення пентоду

Будова пентоду і його умовно-графічне зображення на принципових схемах представлений на рис 4.35.

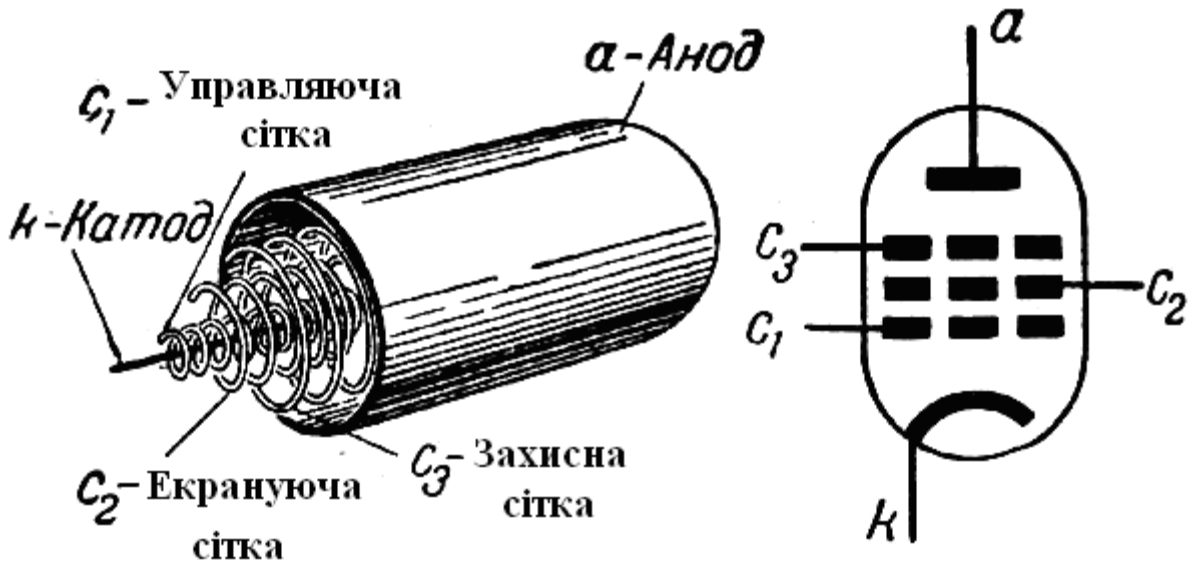


Рисунок 4.35 – Будова пентоду і його умовно-графічне зображення

Схема включення пентоду (рис. 4.36) аналогічна схемі включення тетроду.

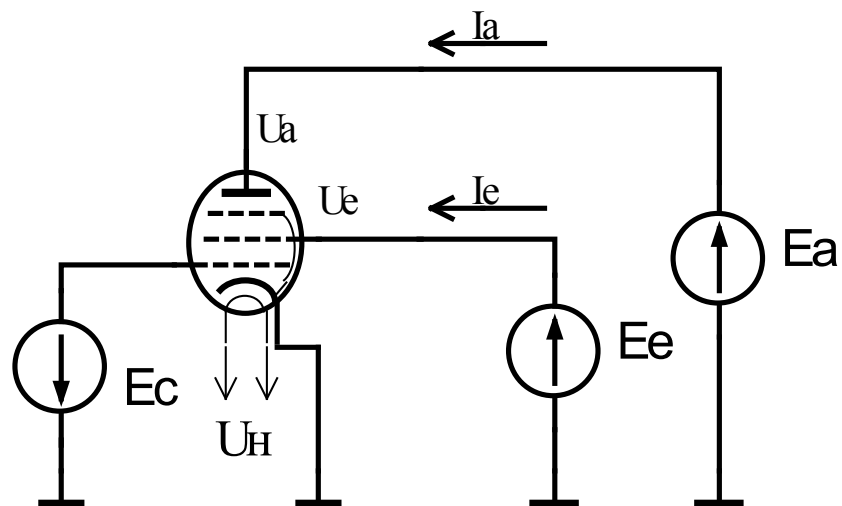


Рисунок 4.36 - Схема включення пентоду

Потенціал захисної сітки дорівнює нулю, тобто потенціалу катоду, тому навіть при дуже малій напрузі на аноді в просторі анод - захисна сітка електричне поле направлене від аноду до захисної сітки. Таке поле перешкоджає руху вторинних електронів вибитих з аноду до екрануючої сітки, оскільки до захисної сітки прикладена велика негативна напруга по відношенню до аноду. Його величина дорівнює напрузі джерела живлення анодного ланцюга. В результаті дії цього гальмуючого поля вторинні електрони повертаються на анод (рис. 4.37) і тому динаatronний ефект в пентоді не виникає.

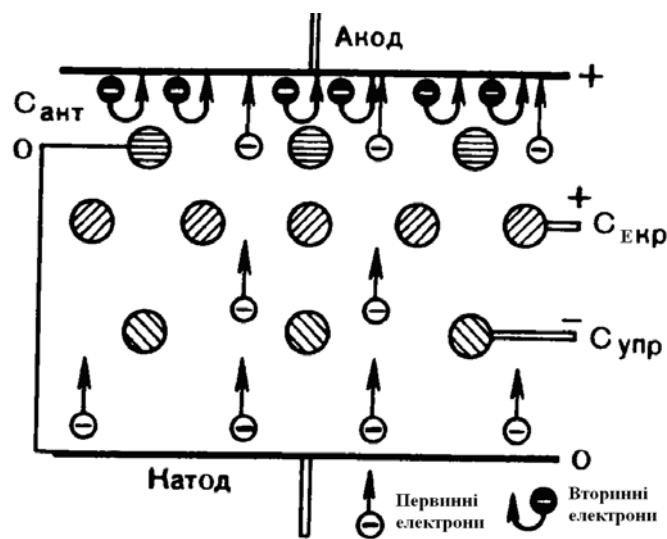


Рисунок 4.37 – Усунення динаatronного ефекту за допомогою захисної сітки

На екрануючу сітку пентоду подається позитивна напруга (як у тетроді). Оскільки захисна сітка сполучена з катодом, то різниця потенціалів між екрануючою і захисною сітками рівна напрузі джерела, яке живить ланцюг екрануючої сітки. За рахунок цієї різниці потенціалів між екрануючою і захисною сітками виникає електричне поле, направлене від екрануючої до захисної сітки. Напруженість цього поля велика, оскільки відстань між сітками мала, а різниця потенціалів між сітками велика унаслідок великого значення напруги джерела живлення екранної сітки. У цьому ж просторі діє поле аноду, проте напруженість його між цими сітками мала. Тому результуюче поле

направлене від екрануючої сітки до захисної сітки і є для електронного потоку гальмуючим. Це поле затримує електрони, які мають невеликі швидкості, і повертає їх на екрануючу сітку. Напруженість гальмуючого поля між сітками при зміні напруги на аноді змінюється. Чим вище напруга на аноді, тим більше напруженість поля аноду і тим менше напруженість гальмуючого поля. Режим, при якому частина електронів з простору між сітками повертається на екрануючу сітку, називається **режимом повернення**. Режим повернення електронів має місце при малих значеннях напруги на аноді.

Напруженість гальмуючого поля між екрануючою і захисною сітками залежить також від потенціалу захисної сітки, тому її в деяких випадках використовують як другу управляючу сітку. Якщо на захисну сітку подати негативну щодо катоду напругу, то різниця потенціалів між екрануючою і захисною сітками зростає, і напруженість гальмуючого поля між цими сітками збільшується. Це означає, що, зміна негативної напруги на захисній сітці, дає можливість управляти електронним потоком лампи. При використанні захисної сітки як управляючої на ній потрібно змінювати напругу не на одиниці, а на десятки вольт, так створюється режим повернення електронів на екрануючу сітку.

Захисна сітка пентоду додатково екранує анод від інших електродів. Тому у пентоду значення ємності анод - управляюча сітка C_{ac} , дуже мале і складає тисячні долі пікофаради.

4.4.2 Струм катоду в пентоді

Визначимо величину катодного струму пентоду в режимі просторового заряду і залежність її від напруги електродів. Як і в тріоді, це завдання може бути вирішене шляхом зведення лампи до еквівалентного діоду, струм якого обчислюється за законом ступеню «трьох других».

Для визначення діючої напруги скористаємося співвідношенням, виведеним для тріоду:

$$U_{\bar{a}} = \frac{U_c + DU_a + D'U_K}{1 + \chi D}. \quad (4.50)$$

З метою спрощення обчислень при визначенні діючої напруги другої і третьої сіток вважатимемо, що знаменник у цьому виразі рівний одиниці.

Позначивши пряму проникність захисної сітки D_3 , а зворотну D'_3 , запишемо вираз для діючої напруги захисної сітки:

$$U_{\bar{a}3} = U_{c3} + D_3 U_a + D'_3 U_{c2}. \quad (4.51)$$

Проникності екрануючої сітки позначимо D_2 і D'_2 . Тоді діюча напруга екрануючої сітки

$$U_{\bar{a}2} = U_{c2} + D_2 U_{\bar{a}3} + D'_2 U_{\bar{a}1} \approx U_{c2} + D_2 U_{\bar{a}3},$$

оскільки звичайно $D'_2 \ll U_{c2}$.

Використовуючи (4.51), одержимо наступний наближений вираз для діючої напруги екрануючої сітки:

$$U_{\bar{a}2} = U_{c2} + D_2 U_{\bar{a}3} + D_2 D'_3 U_a \quad (D'_2 D_3 < 1). \quad (4.52)$$

Позначивши проникність управляючої сітки D_1 , запишемо вираз для діючої напруги управляючої сітки:

$$U_{\bar{a}1} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{\bar{a}2}}{1 + \chi_1 D_1} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_{c3} + D_1 D_2 D'_3 U_a}{1 + \chi_1 D_1}. \quad (4.53)$$

Застосувавши до еквівалентного діоду закон ступеню «трьох других», визначимо катодний струм пентоду:

$$I_K = g_{\bar{I}} (U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_{c3} + D_1 D_2 D_3 U_a)^{3/2}, \quad (4.54)$$

де для площинної і циліндрової конструкцій відповідно:

$$g_{\bar{I}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\ddot{I}_{\bar{a}}}{d_{c1}^2 (1 + \chi_1 D_1)^{3/2}},$$

і

$$g_{\bar{I}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\ddot{I}_{c1}}{r_{c1}^2 \beta_{c1}^2 (1 + \chi_1 D_1)^{3/2}}.$$

З одержаних співвідношень, виходить, що анодна напруга входить у вираз для діючої напруги U_{d1} помноженням на значення $D = D_1 D_2 D_3$, що характеризує загальну проникність сіток пентоду і яка є чисельно малою величиною, тому вплив анодної напруги на діючу напругу U_{d1} , а отже, і на катодний струм в пентоді незначний. Також незначним є вплив на катодний струм і напруги захисної сітки, оскільки проникність густої екрануючої сітки D_2 також незначна і поле захисної сітки біля катода близько до нуля. Основний вплив на величину катодного струму в пентоді роблять напруги управляючої і екрануючої сіток, тому у багатьох випадках для визначення катодного струму можна користуватися наступним спрощеним виразом:

$$I_K = g_{\bar{I}} (U_{c1} + D_1 U_{c2})^{3/2}. \quad (4.55)$$

Залежність катодного струму від напруги на управляючій сітці, відповідно до (4.54) і (4.55) виражається напівкубічною параболою, як і у тріоді. Практично внаслідок впливу ряду причин, що мають значення і для

тріоду, залежність визначається ступенем вище $3/2$, тобто реальні характеристики більш криволінійні, чим теоретичні.

4.4.3 Розподіл струмів в пентоді

При негативний напрузі на управляючий сітці, і нульовій напрузі захисної сітки, що відповідає типовому робочому режиму пентоду, катодний струм розподіляється між екрануючою сіткою і анодом і, отже, є сумою струмів екрануючої сітки й аноду:

$$I_k = I_a + I_{c2}$$

Залежність цих струмів від напруги аноду при постійній напрузі екрануючої сітки показана на рис. 4.38. Як і в тріоді, тут можна вказати два характерні режими розподілу струму катоду:

- режим прямого перехоплення електронів екрануючою сіткою (при $U_a > 0,1 \div 0,5 U_{c2}$)
- режим повернення електронів до екрануючої сітки (при $U_a < 0,1 \div 0,5 U_{c2}$).

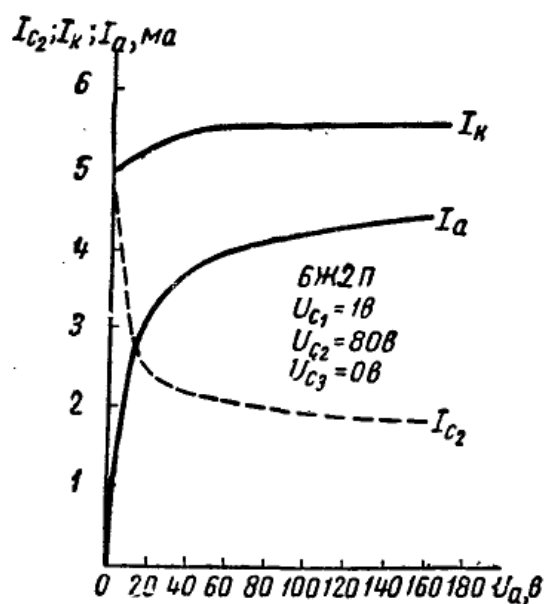


Рисунок 4.38 - Залежність струмів пентоду від анодної напруги

Режим прямого перехоплення електронів

При великій анодній напрузі ($U_a > 0,1 \div 0,5 U_{c2}$) струм екрануючої сітки утворюється електронами, які перехоплюються витками сітки із загального потоку, що йде на анод. Струм перехоплення мало залежить від анодної напруги, оскільки поле аноду крізь екрануючу сітку проникає дуже слабо і на траєкторії електронів, рухомих від катоду до екрануючої сітки, майже не впливає.

Відповідно до загальної закономірності розподілу струму катоду відношення струмів аноду і екрануючої сітки (I_a/I_{c2}) залежить лише від відношення напруги електродів, перш за все від (U_a/U_{c2}), і не залежить від абсолютної величини цих напружень.

Коефіцієнт розподілу струму в цьому режимі порівняно слабо залежить і від величини катодного струму, що свідчить про малий вплив просторового заряду на розподіл потенціалу в лампі. Струми в режимі прямого перехоплення зв'язані майже лінійною залежністю і коефіцієнт розподілу струмів пентоду може бути визначений наступною емпіричною залежністю;

$$\frac{I_a}{I_{c2}} = a + b \frac{U_a}{U_{c2}}. \quad (4.56)$$

Коефіцієнти a і b для даного типу лампи є практично постійними величинами, мало залежними від її режиму роботи.

Режим повернення електронів

При малій анодній напрузі ($U_a < 0,1 \div 0,5 U_{c2}$) неоднорідне поле витків екрануючої сітки істотно скривлює траєкторії електронів і зменшує компоненту їх швидкості, направлену до аноду, настільки, що вона виявляється

недостатньою для подолання гальмуючого поля аноду. В результаті цього, такі електрони повертаються назад на екрануючу сітку. Чим менша анодна напруга, тим більша частина електронів повертається на екрануючу сітку, тим сильніше зростає її струм і падає струм аноду (рис. 4.38).

У режимі повернення спостерігається сильніша залежність анодного струму від напруги аноду, чим в режимі прямого перехоплення, оскільки анодне поле, що впливає на електрони повернення, не ослабляється на цій ділянці екрануючою сіткою. Спостерігається і підвищений вплив анодної напруги на катодний струм, що обумовлено дією електронів повернення, які проникають в область управляючої сітки, і змінюють величину результуючого поля у катоду, що визначає катодний струм.

У режимі повернення густина просторового заряду на ділянці екрануюча сітка - анод різко зростає. В результаті цього з'являється значна залежність коефіцієнта розподілу струмів від величини катодного струму. При великій густині просторового заряду в області між захисною і екрануючою сітками виникає віртуальний катод, повернення електронів до екрануючої сітки збільшується, і коефіцієнт розподілу струмів падає. У зв'язку з появою віртуального катоду анодний струм пентоду в режимі повернення електронів із зростанням напруги управляючої сітки, досягнувши деякого максимального значення, починає зменшуватися.

4.4.4 Статичні характеристики пентоду

Перш за все, розглянемо залежність струмів аноду і екрануючої сітки від напруги на управляючій сітці, при постійній напрузі на інших електродах.

Для цього використаємо закон ступеню «трьох других» для катодного струму (4.54) і аналогічні співвідношення та залежності (4.18):

$$I_a = \frac{\kappa}{\kappa + 1} I_K$$

$$I_{c2} = \frac{1}{\kappa + 1} I_K$$

Було встановлено, що коефіцієнт розподілу струму катоду κ в режимі прямого перехоплення практично не залежить від катодного струму. Тому при зміні напруги управляючої сітки, і при постійній напрузі аноду і екрануючої сітки струми аноду і екрануючої сітки складають певну постійну частку від струму катоду. Отже, характеристики $I_a = f(U_{c1})$ і $I_{c2} = f(U_{c1})$ мають такий же вигляд як характеристики $I_K = f(U_{c1})$ (рис. 4.39).

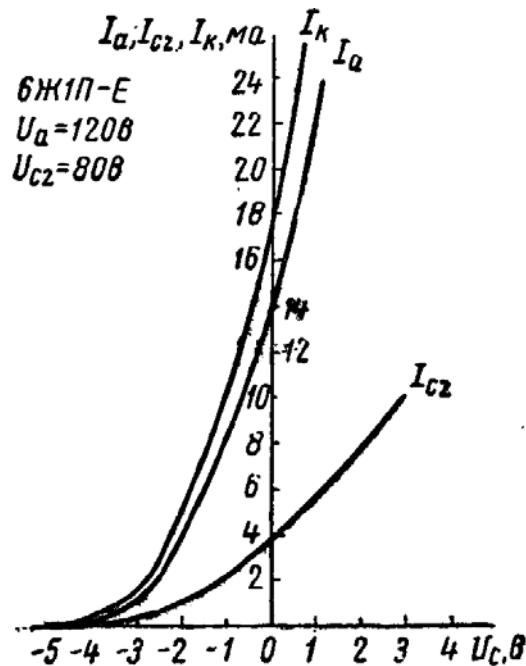


Рисунок 4.39 - Залежність струмів пентоду від напруги на управляючій сітці

Напругу закриття лампи по управляючій сітці знайдемо із співвідношення (4.54), прирівнявши нулю діючу напругу U_{d1} . При $U_{c3} = 0$ одержимо, що напруга закриття першої сітки дорівнює

$$U_{c10} = -(D_1 U_{c2} + D U_a). \quad (4.57)$$

Враховуючи малу величину загальної проникності сіток $D = D_1 D_2 D_3$, напруга закриття майже не залежить від анодної напруги, а визначається напругою екрануючої сітки. Таким чином, змінюючи напругу екрануючої сітки, можна регулювати зрушення анодно-сіткової характеристики пентоду в область негативної напруги управляючої сітки. Отже, пентод, маючи високий статичний коефіцієнт підсилення, може одночасно мати ліві анодно-сіткові характеристики, що дуже важливо при використанні його як підсилювача, що працює без сіткових струмів. Подібною властивістю володіє і тетрод.

На рис. 4.40 показано, як змінюються розглянуті характеристики при зміні напруги аноду і екрануючої сітки.

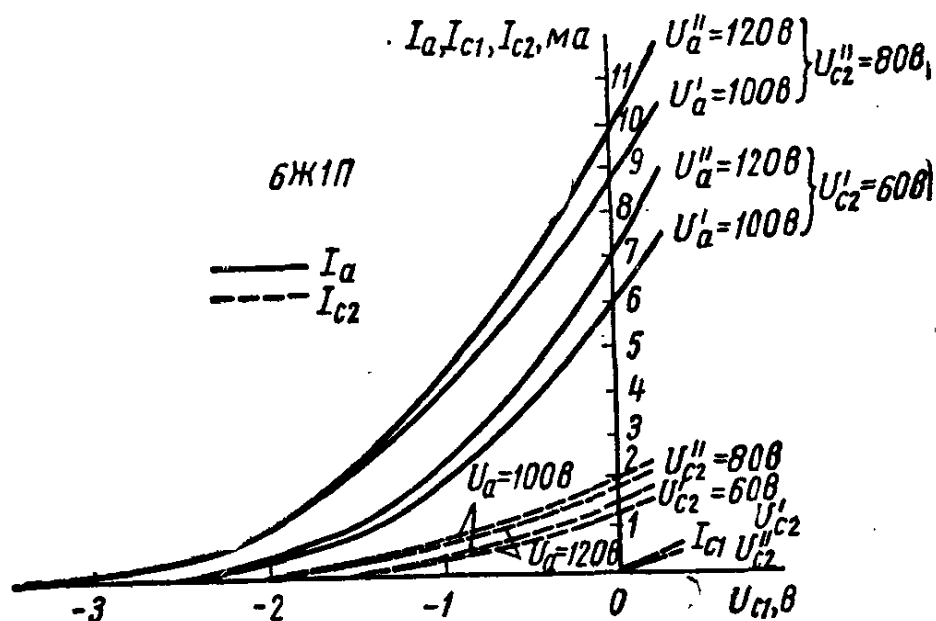


Рисунок 4.40 - Вплив напруги аноду і екрануючої сітки на анодно-сіткові характеристики пентоду

При збільшенні напруги аноду (від U'_a до U''_a) зростає крутизна характеристики анодного струму $I_a = f(U_{c1})$, оскільки стає більшим відповідно до співвідношення (4.56) коефіцієнт розподілення струму κ . Зрушення характеристик при зміні анодної напруги, як випливає з (4.57), практично не змінюється. Якщо ж збільшується напруга екрануючої сітки (від U'_{c2} до U''_{c2}),

то анодно-сіткові характеристики помітно зрушуються вліво. Відповідно змінюються і характеристики струму екрануючої сітки.

На рис. 4.40 показані також характеристики струму управляючої сітки, $I_{c1} = I(U_{c1})$ який відповідно до загальних законів розподілення струму зменшується при збільшенні напруги екрануючої сітки і аноду. Для практичних розрахунків звичайно використовують сімейство характеристик $I_a = f(U_a)$ при $U_{c2} = \text{const}$ і різних U_{c1} , наведених в довідниках (рис. 4.41).

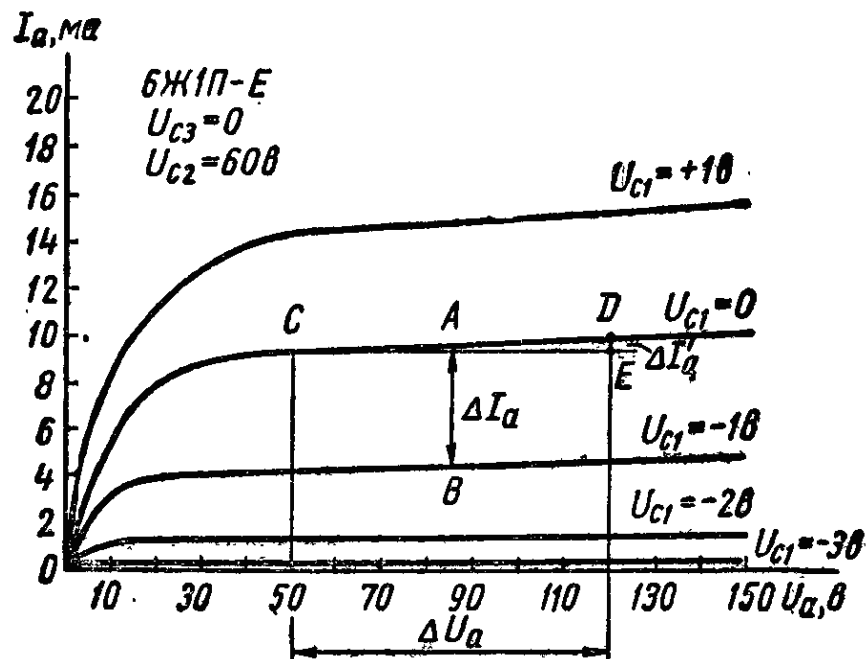


Рисунок 4.41 - Анодні характеристики пентоду при $U_{c2} = \text{const}$

За цим сімейством можна зробити розрахунок робочого режиму пентоду при даній напрузі екрануючої сітки таким же чином, як для триоду.

4.4.5 Параметри тетродів і пентодів

Основні параметри тетродів і пентодів, як і триодів, - це крутизна характеристики S , внутрішній опір змінному струму Ri і коефіцієнт підсилення μ :

$$— S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \text{ при } U_a = \text{const і } U_{c2} = \text{const};$$

$$— R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \text{ при } U_c = \text{const і } U_{c2} = \text{const};$$

$$— \mu = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \text{ при } I_a = \text{const і } U_{c2} = \text{const}.$$

Введення третьої сітки зменшує вплив напруги аноду на його струм у пентоді (ще більше, ніж в тетроді), тому коефіцієнт підсилення і внутрішній опір пентоду дуже великі, а крутизна характеристики приблизно така ж, як у тріодів. Третя сітка додатково екранує управляючу сітку і катод від дії анодного поля, тому прохідна ємність між електродами C_{ac} зменшується до тисячних пікофаради.

У тетродух і пентодух всі параметри залежать не тільки від конструкції електродів, але і від розподілу струмів між анодом і екрануючою сіткою. Тому в тетродух і пентодух коефіцієнт підсилення менше за цю величину, зворотну проникності:

$$\mu < -\frac{1}{D}$$

Рівняння параметрів лампи, справедливе для тріоду, залишається справедливим і для цих ламп:

$$\mu = SR_i$$

Параметри пентодів визначають за сімейством анодних характеристик, але не у такий спосіб, як для тріодів, оскільки характеристики пентоду йдуть дуже полого. Для визначення параметрів в крапці **A** поступають таким чином (рис. 4.41).

Обчислюють:

1) крутизну характеристики:

$$S = \frac{\Delta I'_a}{\Delta U_c} = \frac{AB}{U_{c1} - U_{c2}};$$

2) внутрішній опір змінному струму

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I'_a} = \frac{CD}{ED}.$$

визначаючи Ia'' як різницю струмів, відповідних точкам A і C , лежачим на одній і тій же характеристиці, і ΔU_a — як різниця напруги аноду для цих точок;

3) коефіцієнт підсилення, користуючись рівнянням параметрів лампи:

$$\mu = SR_i.$$

Безпосереднє обчислення коефіцієнта підсилення μ за характеристиками, як у тріоді, в даному випадку неможливо, оскільки внаслідок великої величини μ приріст ΔU_d виходить значно меншим, ніж різниця сіткової напруги для двох сусідніх характеристик.

4.4.6 Залежність статичних параметрів лампи від конструкції і режиму роботи

Наявність екрануючої сітки істотно змінює величину параметрів пентоду в порівнянні з тріодом і характер залежності їх від режиму. Оскільки в режимі підсилення пентод звичайно має негативну напругу зсуву на управляючий сітці,

і його вхідна і прохідна провідність може вважатися рівною нулю, розглянемо лише параметри анодного ланцюга пентоду: крутизну анодно-сіткової характеристики S , внутрішній опір змінному струму R_t і коефіцієнт підсилення μ .

Крутизна анодно-сіткової характеристики

Виразимо крутизну анодно-сіткової характеристики пентоду через катодний струм з метою порівняння її з крутизною анодно-сіткової характеристики тріоду:

$$S = \frac{dI_a}{dU_{cl}} = \frac{d}{dU_{cl}} \left(\frac{\hat{e}}{\hat{e} + 1} I_K \right) = \frac{\hat{e}}{\hat{e} + 1} \cdot \frac{dI_K}{dU_{cl}} = \frac{\hat{e}}{\hat{e} + 1} \cdot S_K$$

Звідси витікає, що у пентоду крутизна анодно-сіткової характеристики менше, ніж у тріоду, що має такий же катодно-сітковий вузол. Звичайно коефіцієнт розподілу струму $\kappa = 4 \div 5$, отже, $S = (0,8 \div 0,83) S_K$. При невдалому виборі режиму крутизна анодно-сіткової характеристики може сильно зменшитися за рахунок нераціонального розподілу струму катоду.

Із закону ступеню «трьох других» (4.54) для крутизни характеристики може бути одержано наступний вираз:

$$S = \frac{\hat{e}}{\hat{e} + 1} \cdot \frac{3}{2} g_{\bar{r}} (U_{cl} + D_1 U_{c2} + D U_a)^{1/2} \quad (4.58)$$

з якого витікає залежність крутизни анодно-сіткової характеристики від напруги аноду, екрануючої та управляючої сіток.

Невелике зростання крутизни при збільшенні анодної напруги пов'язане, головним чином, із збільшенням коефіцієнта розподілу струму, який в режимі прямого перехоплення визначається співвідношенням (4.56). Зростання

крутизни при збільшенні напруги екрануючої сітки викликається збільшенням катодного струму. Проте при значному збільшенні напруги екрануючої сітки крутизна починає падати тому що погіршується розподіл струмів, який викликаний переходом в режим повернення електронів. При зменшенні негативної напруги управляючої сітки, крутизна росте за рахунок збільшення катодного струму.

Коефіцієнт підсилення

Коефіцієнт підсилення пентоду порівнює дію напруги аноду і управляючої сітки, на анодний струм і є відношенням приростів dU_a і dU_{c1} , рівноцінних за дією на анодний струм при постійній напрузі інших електродів. Як і в тріоді (4.26), коефіцієнт підсилення пентоду

$$\mu = - \left. \frac{dU_a}{dU_{c1}} \right|_{I_a = \text{const}} = - \frac{dU_a}{dU_{c1}}$$

Зв'язок між параметрами анодного ланцюга визначається співвідношенням:

$$\mu = SR_i$$

Використовуючи його, можна встановити залежність μ від режиму лампи. Оскільки у пентоду

$$R_s = \frac{R_{iK} \cdot R_{iD}}{R_{iK} + R_{iD}}$$

то в пентоді

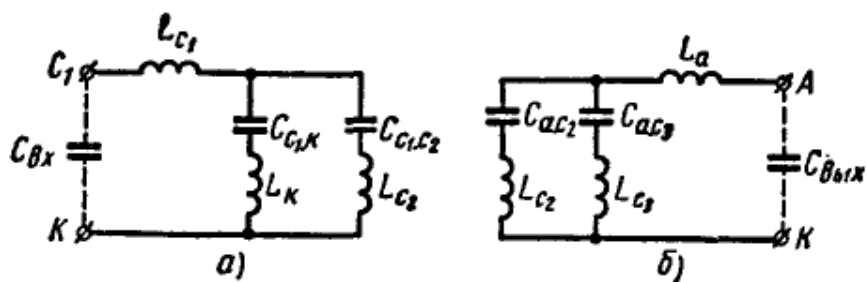
$$\mu = \frac{S \cdot R_{iK}}{1 + \frac{R_{iK}}{R_{iD}}} \neq \frac{1}{D}. \quad (4.59)$$

З виразу (4.59) виходить, що в лампах з густою екрануючою сіткою статичний коефіцієнт підсилення μ визначається в основному процесами розподілу струмів.

4.4.7 Залежність параметрів пентоду від частоти

При значному збільшенні частоти змінної напруги управляючої сітки на властивості пентоду впливатимуть такі чинники, як час прольоту електронів в лампі і індуктивність виводів електродів. Залежно від розмірів і конструкції лампи вплив часу прольоту електронів і індуктивності виводів електродів починає позначатися на частотах від 10 МГц - в потужних лампах і до декількох десятків мегагерц - в малопотужних. Так, наприклад, в пентоді 6Ж9П внаслідок перерахованих причин вже на частоті 50 МГц з'являється активна вхідна провідність, яка дорівнює 0,2 мСим., тобто активний вхідний опір лампи дорівнює 5 ком. Тому на вказаній частоті всі провідності лампи повинні обчислюватися з урахуванням впливу часу прольоту електронів та індуктивності виводів, а не тільки ємностей між електродами.

Слід мати на увазі, що вплив індуктивності виводів, ємностей $C_{вх}$ і $C_{вих}$ із зростанням частоти може збільшуватися. Елементи, що зумовлюють частотну залежність лампи, показані на схемах заміщення вхідного і вихідного ланцюгів (рис. 4.42).



а — вхідний ланцюг; б — вихідний ланцюг

Рисунок 4.42 - Схеми заміщення пентоду

Прохідна провідність тетродів і пентодів на високих частотах може істотно змінитися внаслідок впливу індуктивності виводу екрануючої сітки L_{c2} .

На рис. 4.43 показана схема заміщення прохідного ланцюга тетроду, з якого видно, що індуктивність виводу екрануючої сітки L_{c2} грає роль додаткового елементу зв'язку між вхідним і вихідним ланцюгами лампи.

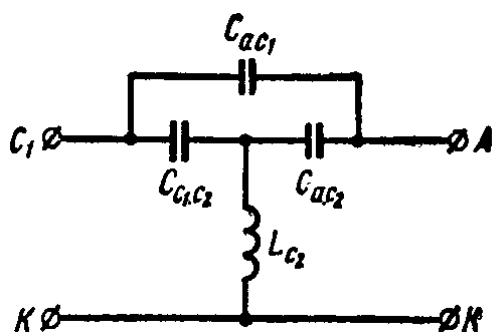


Рисунок 4.43 – Схема заміщення прохідного ланцюга тетроду

4.4.8 Типи пентодів

Пентод одержав в техніці широке застосування. Існує ряд їх різновидів, основними з яких є:

- малопотужні високочастотні пентоди - вузькосмугові і широкосмугові, пентоди змінної крутизни (варемю);
- вихідні пентоди для відеосигналу;
- вихідні пентоди для звукових частот;
- потужні (генераторні) пентоди.

Малопотужні високочастотні пентоди

Пентоди цього типа застосовуються для підсилення сигналів високочастотних коливань малої потужності, наприклад, в радіоприймальних пристроях, для попереднього підсилення сигналу, що поступає з антени, для посилення перетвореного по частоті сигналу і т.і.

Проста схема підсилювача високої частоти представлена на рис. 4.44.

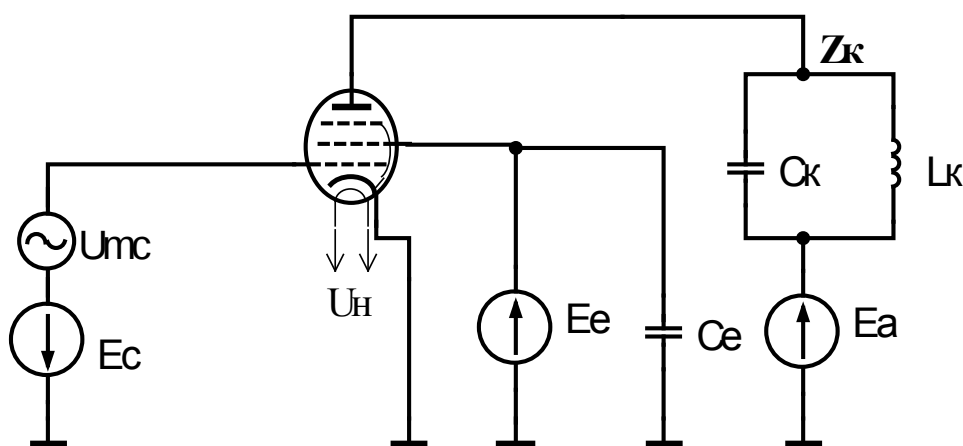


Рисунок 4.44 - Схема підсилювача високої частоти

Вона відрізняється від раніше розглянутої тим, що в даному випадку навантаженням лампи є паралельний коливальний контур, і тому коефіцієнт підсилення істотно залежить від частоти (рис. 4.45).

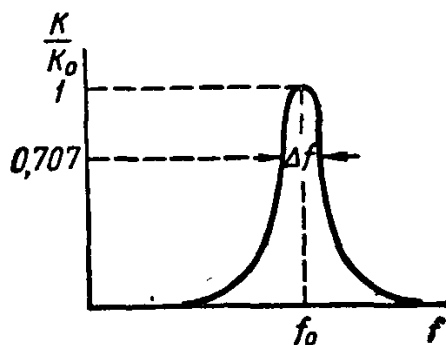


Рисунок 4.45 - Залежність коефіцієнта підсилення від частоти

Оскільки сигнал, який підсилюють, лежить в діапазоні високих частот, на роботу лампи впливають її міжелектродні ємності і індуктивності виводів електродів.

Коефіцієнт підсилення такого каскаду залежить від величини комплексного опору коливального контуру змінному струму і крутизни вольт - амперної анодно-сіткової характеристики використаного пентоду

$$\hat{E} = SZ = \frac{SR}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}}. \quad (4.60)$$

Максимальне підсилення каскаду має місце на резонансній частоті

$$\hat{E}_0 = SR = \frac{SR_K}{1 + \frac{R_K}{R_i}}. \quad (4.61)$$

Для смуги частот Δf , із співвідношення (4.12) отримуємо

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q} = \frac{1}{2\pi CR}, \quad (4.62)$$

підсилення сигналу при цьому має величину не менше 0,707 от K_0 .

Завдяки наявності зворотного зв'язку через прохідну ємність лампи C_{ac} можливе підсилення обмежується умовами стійкості і граничний коефіцієнт посилення дорівнює

$$K_{\max} = 0.42 \sqrt{\frac{S}{\omega C_{ac1}}}. \quad (4.63)$$

Вузькосмугові пентоди

У багатьох випадках потрібно, щоб смуга пропускання підсилювача Δf була невеликою: порядку кількох відсотків від резонансної частоти f_0 . Для цього, як видно із співвідношення (4.62), контур повинен мати високу добротність, а внутрішній опір лампи повинен бути значно вище, ніж опір коливального контуру ($R_t \gg R_K$).

Для створення значного допустимого підсилення лампа відповідно до (4.63) повинна мати велику величину відношення S/Cac , тобто малу прохідну ємність Cac (звичайно не більше декількох тисячних доль пікофаради). З цією ж метою, а також для створення, згідно (4.32), значного фактичного підсилення необхідно забезпечити велику крутизну лампи.

Щоб задовольнити перерахованим вимогам, у високочастотних пентодах застосовують густу екрануючу сітку і спеціальні екрани, що забезпечують зменшення ємності між виводами електродів і усунення крайового поля аноду. Ретельне екранування і оптимальний розподіл струму катоду забезпечують створення високого внутрішнього опору R_i , що досягає в деяких лампах $2 \div 3$ $M\Omega$. Крутизна характеристики звичайно складає $5 \div 8$ ma/v , що дозволяє одержати достатньо велике підсилення сигналу.

До пентодів даного типу відносяться лампи 6Ж1П, 6Ж1Б, 6Ж45Б, 2Ж48Б і др.

Широкосмугові пентоди

У телебаченні, радіорелейного зв'язку і у ряді інших областей застосування електронної техніки потрібні підсилювачі, що мають широку відносну смугу пропускання $\frac{\Delta f}{f_0}$ (близько десяти відсотків). Для забезпечення такої смуги добротність навантаження підсилювача повинна бути дуже низькою, оскільки $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q}$. Резонансний опір контуру при цьому повинен бути також дуже низьким.

$$R_k = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{1}{2\pi C \Delta f}$$

Оскільки коефіцієнт підсилення підсилювача

$$K = S R_k = \frac{S}{2\pi C \Delta f}, \quad (4.64)$$

звідси витікає, що результат множення коефіцієнта посилення на ширину смуги частот які підсилюються дорівнює

$$K \Delta f = \frac{S}{2\pi C}. \quad (4.65)$$

Ємність коливальної системи C складається з ємності контуру (і ємності монтажу) C_k , вихідної ємності лампи $C_{\text{вих}}$ і вхідної ємності аналогічної лампи наступного каскаду підсилення $C_{\text{вх}}$:

$$C = C_k + C_{\text{вих}} + C_{\text{вх}}. \quad (4.66)$$

Результат множення $K \Delta f$ максимальний при нульовий ємності контуру C_k :

$$\gamma = K \Delta f = \frac{S}{2\pi(C_{\text{вих}} + C_{\text{вх}})}. \quad (4.67)$$

Ця величина, що визначається лише параметрами лампи – (крутизною, вхідною і вихідною ємностями), носить назву коефіцієнта *широкосмуговості* і лампи. Чисельно коефіцієнт широкосмуговості дорівнює смузі частот які

підсилюються при коефіцієнті підсилення, рівному одиниці, і при $C_k = 0$. Чим більший коефіцієнт широкосмуговості, тим більше посилення забезпечує лампа в заданій смузі частот Δf , або тим більшу смугу забезпечує - при заданому підсиленні K .

Оскільки сумарна ємність коливальної системи широкосмугового підсилювача C визначається не тільки ємностями лампи і не може бути зроблена дуже малою, то при конструюванні широкосмугових ламп розширюють смугу підсилюваних частот, в першу чергу за рахунок збільшення крутизни. Згідно (4.10) крутизна пентоду

$$S = \frac{\kappa}{\kappa + 1} \cdot \frac{3}{2} \frac{2,33 \cdot 10^{-6} P_a}{d_{c1}^2 (1 + \chi_1 D_1)^{3/2}} (U_{c1} + D_1 U_{c2} + D U_a)^{1/2}$$

і її збільшення можна досягти трьома способами:

- 1) підвищенням напруги живлення,
- 2) поліпшенням розподілу струмів
- 3) зменшенням відстані від управляючої сітки, до катоду.

Найбільш ефективним з них є третій. Збільшення поверхні електродів істотних результатів не дає, тому що при цьому пропорційно зростають ємності лампи. При наближенні ж управляючої сітки до катоду вхідна ємність хоч і зростає, але у меншій мірі, чим крутизна, тому відношення $\frac{S}{C}$ росте.

У сучасних підсилювальних лампах управляюча сітка розташована дуже близько від катоду і подальше зменшення цієї відстані зв'язане з великими технологічними труднощами, оскільки сітку, щоб уникнути втрати управляючої дії, доводиться робити з дуже тонкого дроту і з малим кроком намотування. Складним є питання забезпечення механічної міцності конструкції і зниження струму емісії сітки, розташованої в безпосередній близькості від нагрітого катоду. Не дивлячись на вказані труднощі, техніка електронних ламп продовжує розвиватися у напрямі подальшого зменшення відстані від управляючої сітки до катоду.

Типовим представником вітчизняних широкосмугових високочастотних пентодів є лампа 6Ж9П. Конструкція її електродів показана на рис. 4.46.

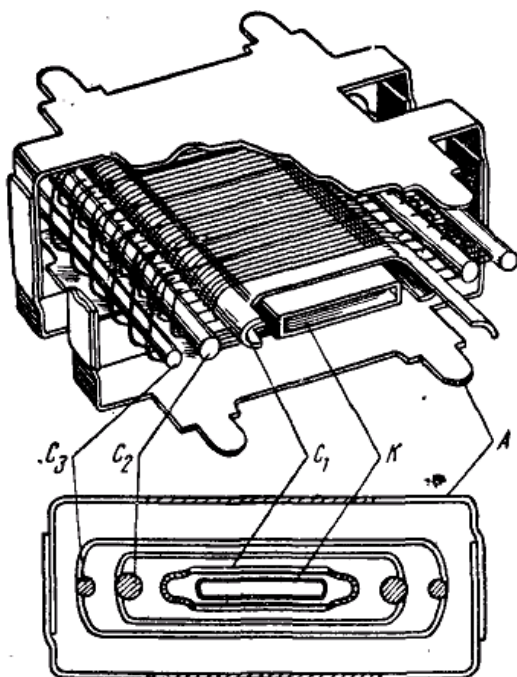


Рисунок 4.46 – Система електродів широкосмугового пентоду

У цій лампі застосована управляюча сітка, з дрібною структурою, яка виконана з дроту діаметром 8 мкм з кроком намотування 17 витків на 1 мм. Відстань від сітки до катоду складає 40 мкм. Для зниження струму емісії сітки вона виконана позолоченою. Оксидний катод має спеціальне дрібнозернисте гладке покриття і знижену температуру, це сприяє зниженню струму емісії сітки і підвищенню довговічності лампи. Екрануюча сітка для поліпшення розподілу струмів виконана з дроту діаметром 40 мкм, з кроком намотування 3 витка на 1 мм. При такій рідкій екрануючій сітці прохідна ємність виходить відносно великою, проте для широкосмугових ламп це не є недоліком, оскільки величина підсилення у них обмежується не відношенням $\frac{S}{C_{ac}}$, а відношенням $\frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}$.

У лампи 6Ж9П крутизна $S = 17,5 \text{ ма/в}$ і коефіцієнт широкосмуговості $\gamma = 175 \text{ МГц}$.

Унаслідок того, що виробництво широкосмугових ламп є складним технічним завданням, вони відрізняються від звичайних пентодів вищою вартістю.

Пентоди змінної крутизни (варемю)

У ряді випадків потрібні високочастотні пентоди, що мають анодно-сіткову характеристику, яка складається з короткої ділянки *A*, яка має велику крутизну і пологої ділянки великої протяжності *B* (рис. 4.50).

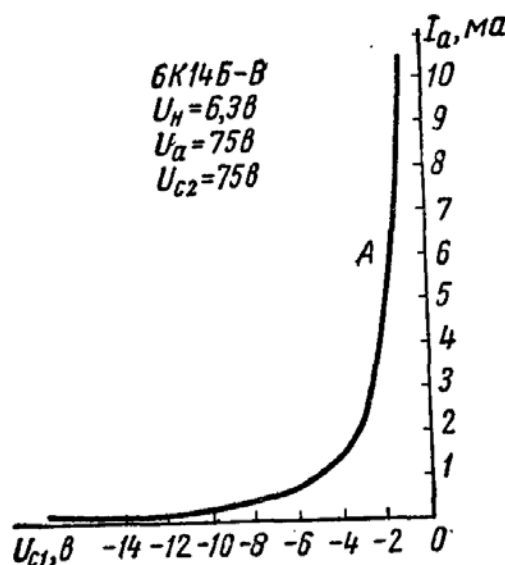


Рисунок 4.47 – Анодно-сіткова характеристика пентоду змінної крутизни

Лампи такого типу застосовуються для регулювання підсилення залежно від величини сигналу, що приходить. При прийомі слабких сигналів робочу точку встановлюють на ділянці з великою крутизною анодно-сіткової характеристики, де підсилення має найбільшу величину, а сильні сигнали приймають на протяжній пологій ділянці, де вони підсилюються у меншій мірі і практично без спотворень; таким чином, згладжуються зміни напруги на виході при зміні вхідної напруги.

Для створення анодно-сіткової характеристики такої форми управляючу сітку, за пропозицією В. И. Волинкіна, роблять із змінним кроком, тобто із

змінною проникністю уздовж сітки, для чого, наприклад, видаляють в середній частині один два витки (рис. 4.51).

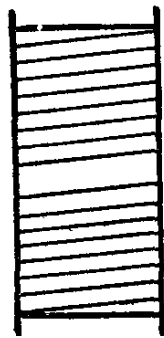


Рисунок 4.48 – Конструкція управляючої сітки пентоду змінної крутизни

При невеликій негативній напрузі на управляючій сітці, електронний потік проходить через всю поверхню сітки, при цьому крутизна характеристики максимальна. При збільшенні негативної напруги ділянки управляючої сітки з густою сіткою закриваються, і електронний потік проходить лише через малу за площею ділянку, де сітка більш рідка. На цій ділянці крутизна характеристики виходить невеликою, і закриваюча напруга виявляється значною.

Приведемо для прикладу дані пентоду змінної крутизни 6К4П-В: $U_H = 6,3$ в, $I_H = 300$ ма, $U_a = 250$ в, $I_a = 10$ ма, $U_{C2} = 100$ в, $S_{1B} = 4,5$ ма/в, $S_{2B} = 40$ мка/в.

Випускаються також широкосмугові високочастотні пентоди змінної крутизни. Сучасним представником цієї групи ламп є пентод 6К13П, що має крутизну $S_{2B} = 12,5$ ма/в і $S_{1B} = 0,04$ ма/в.

Пентоди для відеочастот

Ці пентоди застосовуються в телебаченні для посилення сигналів зображення, які займають широку смугу частот (від десятків герц до декількох мегагерц), що обумовлює ряд специфічних вимог до їх параметрів. При роботі на активне навантаження $R < Ri$, яке використовується в цьому випадку, коефіцієнт посилення у області низьких частот дорівнює

$$K=SR. \quad (4.68)$$

На високих частотах на величину опору навантаження впливає підключена до неї паралельно ємність C , що складається з вихідної ємності лампи $C_{\text{вих}}$, вхідної ємності подальшої лампи $C_{\text{вх}}$ і ємності монтажу $C_{\text{монт}}$. Повний опір навантаження, визначається виразом

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}, \quad (4.69)$$

який із зростанням частоти падає. Приймаючи, що на найвищій частоті ω_e вхідного сигналу підсилювання падає в 1,41 разів в порівнянні з низькими частотами, знайдемо необхідну величину повного опору навантаження на цій частоті:

$$|Z_B| = \frac{R}{\sqrt{2}}.$$

Визначивши необхідний активний опір навантаження $R = (\omega_e C)^{-1}$, знаходимо, що коефіцієнт посилення широкосмугового підсилювача

$$K = \frac{S}{\omega_B C}$$

Оскільки ємність $C \approx C_{\text{вх}} + C_{\text{вих}}$, то і в даному випадку смуга частот які підсилюються визначається коефіцієнтом широкосмуговості

$$\gamma = \frac{S}{2\pi(C_{\text{вх}} + C_{\text{вих}})}$$

тобто, головним чином, крутизною.

Для вихідних відеопідсилювачів важливим параметром є максимальна величина вихідної напруги, яка залежить від допустимого струму лампи $I_{a \max}$ і вихідної ємності $C_{\text{вих}}$.

Як і високочастотні широкосмугові пентоди, лампи для відеопідсилювачів мають рамкову дрібноструктурну управляючу сітку, близько розташовану від катоду. Для забезпечення необхідної величини $I_{a \max}$ катод у них робиться більш потужним. Типовим представником цієї групи ламп є пентод 6П15П, що має крутизну характеристики $S = 15 \text{ ма/в}$ і коефіцієнт широкосмуговості $\gamma = 120 \text{ МГц}$. Найбільшим коефіцієнтом широкосмуговості $\gamma = 420 \text{ МГц}$ при крутизні $S = 55 \text{ ма/в}$ має пентод 6Ж52П.

Вихідні низькочастотні пентоди

Завдяки великому коефіцієнту підсилення μ пентод дозволяє одержати необхідну вихідну потужність при меншій вхідній напрузі, чим тріод, тому пентоди широко застосовуються не тільки на високій частоті, але і для підсилення низької частоти. Велика «ліва» ділянка анодно-сіткової характеристики, необхідна для підсилення без сіткових струмів, може бути одержана в пентоді за рахунок застосування більш рідкої управляючої сітки, і шляхом підвищення напруги екрануючої сітки, оскільки згідно з (4.65) $U_{c10} = -D_1 U_{c2}$. Проте пентод має більш криволінійні характеристики, ніж тріод, що обумовлює великі спотворення сигналу і не дозволяє повністю реалізувати підсилювальні можливості лампи. Із-за криволінійності характеристик пентод критичний до величини опору навантаження R : спотворення мінімальні лише при певній величині відношення $\frac{R}{R_1} = \frac{1}{8} \div \frac{1}{10}$. Цим пентод невігідно відрізняється від тріоду.

Конструктивно низькочастотні пентоди простіші, чим високочастотні, оскільки не потребують такого ретельного екранування. Екрануюча сітка у них менш густа, тому коефіцієнт підсилення і внутрішній опір у декілька разів нижчі, ніж у високочастотних пентодів: звичайно $\mu = 150 \div 600$, а $R_i < 100 \text{ ком}$.

Вихідні низькочастотні пентоди для забезпечення необхідної вихідної потужності мають значну допустиму потужність розсіювання на аноді і екрануючій сітці, висока анодна напруга і потужний катод, що дозволяє одержати необхідний анодний струм. Типовим представником цієї групи ламп є пентод 6ПЗП.

Пентоди можуть бути також використані і в тріодному включенні. З цією метою звичайно захисна і екрануюча сітки з'єднуються з анодом лампи, утворюючи загальний анод. При необхідності зменшити вихідну місткість при тріодному включенні рекомендується як анод використовувати лише екрануючу сітку, а третю сітку і анод заземлити через великий (близько 10 кОм) резистор, який стабілізує потенціал цих електродів.

Високочастотні пентоди великої потужності

Завдяки малій прохідній ємності і високому коефіцієнту підсилення пентод є ефективним типом генераторної лампи малої і середньої потужності. Труднощі з відведенням тепла від сіток істотно обмежують вихідну потужність пентодів, хоча вже відомі конструкції, розраховані на потужність в сотні кіловат. Відсутність динаatronного ефекту і хороший розподіл струмів дозволяють одержувати вихідну змінну напругу, що досягає $90 \div 95\%$ від напруги живлення E_a , що забезпечує вищий коефіцієнт корисної дії, ніж у тріодух, де коефіцієнт використання анодної напруги не перевершує 80% .

Промисловістю випускається декілька типів високочастотних генераторних пентодів з вихідною потужністю від одиниць ватів до одного кіловата. Один з пентодів цього типа – є лампа ГУ-81, що має наступні дані: U_n

$= 12,6 \text{ в}, I_n = 10,5 \text{ а}, U_a = 2000 \text{ в}, I_a = 200 \text{ ма}, U_{C2} = 600 \text{ в}, S = 5,5 \text{ ма/в}, P_{a \text{ max}} = 450 \text{ вт}, P_{\text{вых}} = 750 \text{ вт}.$

Останніми роками у зв'язку з широким розвитком односмугового радіозв'язку постало завдання посилення високочастотних потужних сигналів з дуже малими спотвореннями. Для цієї мети розроблені спеціальні лампи, наприклад пентод ГУ-46, що має в режимі лінійного підсилення вихідну потужність $P_{\text{вых}} = 750 \text{ вт}.$

4.4.9 Багатосіткові лампи для перетворення частоти

Наразі промисловістю випускається значна кількість електронних ламп, що мають вузькоспеціальне призначення, що дозволяє краще використовувати можливості електронної техніки. До них відносяться, зокрема, лампи для перетворення частоти.

У техніці передачі і прийому інформації широко застосовуються модульовані коливання, що є високочастотними гармонійними коливаннями, амплітуда (фаза або частота) яких, змінюється за певним законом відповідно до низькочастотного сигналу який передається. Наприклад, при амплітудній модуляції амплітуда високочастотного (що несе інформацію) коливання, (несуча), змінюється в часі таким же чином, як і модулюючий сигнал (інформаційний сигнал, або сигнал який огинає) (рис. 4.59).

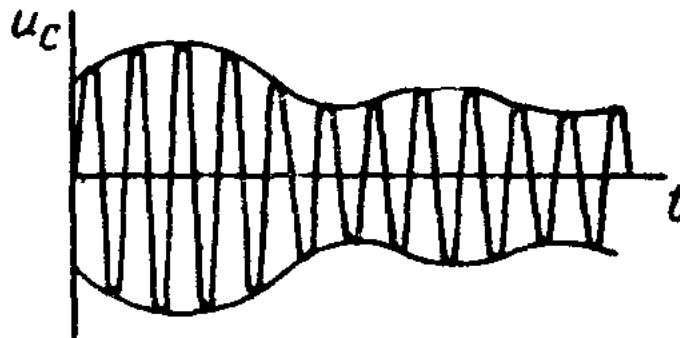


Рисунок 4.49 – Амплітудно-модульоване коливання

Однієї з поширених операцій, які робляться над модульованими коливаннями в процесі передачі і прийому інформації, є перетворення частоти, тобто в заміні несучої частоти модульованого коливання іншою частотою (нижчою або вищою), при збереженні форми і частоти огибаючого сигналу (рис. 4.50).

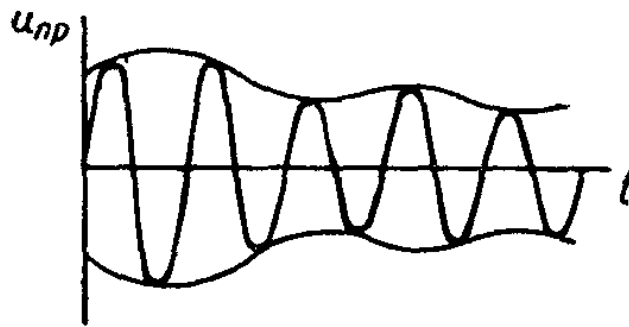


Рисунок 4.50 – Перетворене за несучою частотою амплітудно-модульоване коливання

У теорії електричних ланцюгів показується, що для перетворення частоти деякої напруги U_1 необхідно виробити нову напругу U_{np} , пропорційну добутку величин початкового U_1 і допоміжної синусоїдальної напруги U_2 .

$$U_{np} = aU_1 U_2.$$

Ця операція може бути здійснена за допомогою будь-якої з відомих вже електронних ламп від діоду до пентоду, але у ряді випадків кращі результати виходять при використанні спеціальних ламп для перетворення частоти, найбільш поширеним з яких є *гепт од.* У цієї лампи (рис. 4.51) сім електродів («гепта» по-грецьки сім): катод, анод і п'ять сіток.

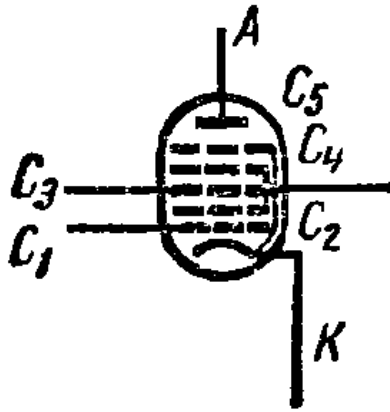


Рисунок 4.51 – Умовно-графічне позначення гептоду

Перша C_1 і третя C_3 сітки є управляючими, друга C_2 і четверта C_4 — екрануючими, п'ята C_5 — захисною. Таким чином, гептод є лампою з подвійним управлінням. Він вигідно відрізняється від пентоду, який має дві управляючі сітки, тим, що у нього друга управляюча сітка C_3 , відокремлена від аноду екрануючою сіткою, а це істотно на високих частотах для зменшення зв'язку між другим входним і вихідним ланцюгами лампи. Принцип дії другої управляючої сітки такий, як і в пентоді.

Схема електродної системи гептоду показаний на рис. 4.53.

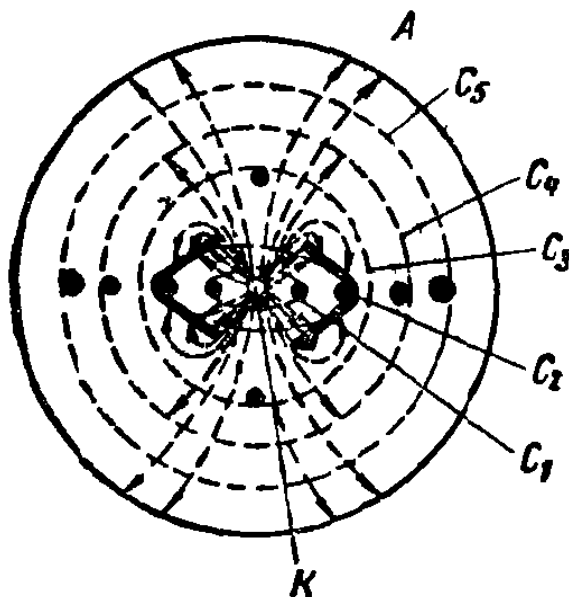


Рисунок 4.52 – Електродна схема гептоду

Можна вважати, що гептод складається з двох послідовно включених ламп - тріоду і пентоду, причому анод тріоду - екрануюча сітка C_2 — є катодом пентоду. Для усунення повернення загальмованих перед третьою сіткою електронів до біля катодного простіру, що приводить до появи небажаного зв'язку між ланцюгами третьої і першої сіток через електронний потік, сітка C_2 робиться частково суцільною, а траверси управляючої сітки, C_3 повертаються на 90° по відношенню до інших. При такій конструкції траєкторії електронів (показані на рис. 4.52 пунктирними лініями із стрілкою) відхиляються траверсою сітки C_3 , що стоїть на їх шляху, вбік від прямолінійного напрямку, і електрони, що повертаються від сітки C_3 , перехоплюються суцільною частиною екрануючої сітки C_2 , чим усувається проникнення їх до біля катодного простіру.

Анодні характеристики гептоду мають такий же вигляд, як характеристики високочастотного пентоду, а характеристики подвійного управління такі ж, як у пентоду з двома управляючими сітками.

Гептод характеризується диференційними параметрами:

$$S_1 = \frac{dI_a}{dU_{c1}}; S_3 = \frac{dI_a}{dU_{c3}}; R_i = \frac{dU_a}{dI_a}; \mu_1 = \frac{dU_a}{dU_{c1}}; \mu_3 = \frac{dU_a}{dU_{c3}},$$

які визначають зв'язок між малими змінами струмів і напруги в лампі.

Схема включення гептоду для перетворення частоти показана на рис. 4.53.

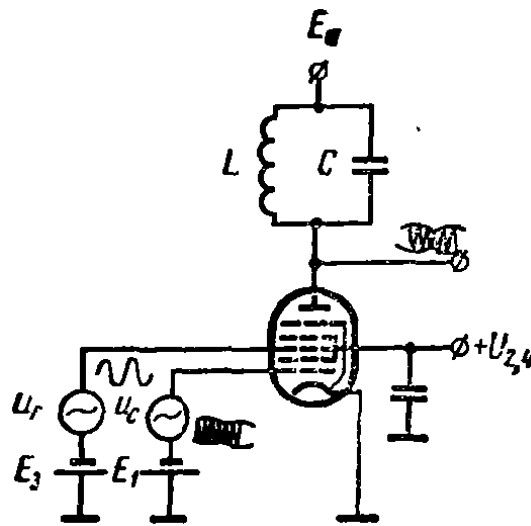


Рисунок 4.53 - Схема включення гептоду для перетворення частоти

Напруга сигналу u_c , частота якого повинна бути перетворена, подається на сітку C_1 . На другу управляючу сітку C_3 надходить допоміжна синусоїдальна напруга u_2 частоти f_2 від спеціального малопотужного генератора, званого гетеродина («гетерос» по-грецьки інший). У ланцюг аноду включається коливальний контур LC , налаштований на перетворену частоту f_{np} і характеризується на цій частоті опором R .

На коливальному контурі LC , включеному в анодний ланцюг, виділяється напруга необхідної частоти. Звичайно контур настроюють на частоту f_{np} , нижчою, ніж частота сигналу f_c :

$$f_{np} = f_c - f_{\Gamma}.$$

У загальному випадку, коли зв'язок між крутизною і напругою третьої сітки нелінійний, в анодному струмі, як показує аналіз, присутня велика кількість різних за частотою складових (комбінаційних частот) вигляду $mf_f \pm nf_c$, де m і n — будь-які цілі числа. Комбінаційні частоти можуть лежати в смузі пропускання коливального контуру анодного навантаження і створювати на виході каскаду небажані ефекти — інтерференційні свисти. Тому при

конструюванні ламп для перетворення частоти прагнуть підвищити лінійність залежності крутизни S_1 від напруги третьої сітки U_{c3} .

Амплітуда анодного струму проміжної частоти визначається за формулою

$$I_{a.пр} = \frac{K_{ДВ} U_{m\Gamma}}{2} = S_{ПП} U_{mc}, \quad (4.70)$$

де величина

$$S_{ПП} = \frac{1}{2} K_{ДЗ} U_{m\Gamma} \quad (4.71)$$

називається **крут изною перет ворення**. Вона визначає амплітуду складової анодного струму проміжної частоти, яка виникає при подачі на першу сітку напруги сигналу несучої частоти.

Крутизна перетворення залежить від параметрів лампи і від напруги гетеродина. Для з'ясування цієї залежності припустимо, що зв'язок між S_1 і U_{c3} лінійний, і вважаючи, що при подачі змінної напруги U_2 на третю сітку крутизна S_1 змінюється від S_{1min} до S_{1max} , з (4.32) знайдемо, що

$$K_{ДЗ} = \frac{\Delta S_1}{\Delta U_{C1}} = \frac{S_{1max} - S_{1msn}}{2U_{m\Gamma}},$$

а крутизна перетворення

$$S_{ПП} = \frac{S_{1max} - S_{1msn}}{4}.$$

Максимальну величину крутизна перетворення має при такій напрузі гетеродина, при якому величина S_{1min} дорівнює нулю; тоді

$$S_{III\max} = \frac{S_{I\max}}{4}.$$

З останнього витікає, що для підвищення ефективності перетворення лампа повинна мати велику крутизну за першою сіткою. У сучасних гептодах вона досягає 16 *ма/в*, що дає високе значення крутизни перетворення — до 4 *ма/в*. Для прикладу приведені параметри гептоду 6А4П: $U_H = 6,3$ в, $U_a = 200$ в, $U_{C2} = 100$ в, $S_1 = 16$ *ма/в*, $I_H = 0,44$ а, $I_a = 34$ ма, $S_3 = 5,5$ *ма/в*.

Необхідна для роботи перетворювача допоміжна змінна напруга може бути одержана також у цій же лампі, для чого катод і сітки C_1 , C_2 використовують як електроди тріоду в схемі гетеродина, а напругу сигналу подають на третю сітку.

4.5 Електровакуумні прилади спеціальних конструкцій

Умови експлуатації електровакуумних приладів можуть значною мірою відрізнятися внаслідок того, що апаратура, побудована з їх використанням, може піддаватися в процесі експлуатації кліматичним, механічним, радіаційним і т.д. впливам. Для забезпечення необхідного рівня надійності виробів побудованих із застосуванням електровакуумних приладів в конкретних умовах експлуатації застосовують лампи спеціальних конструкцій. Так електровакуумні прилади в більшості випадків застосовують в стаціонарних приладах (це пов'язано з великою споживаною потужністю ланцюгами нагріву катоду) в даний час ведуться розробки конструкцій ламп, які через свою економічність і компактність могли застосовуватися у портативній переносній апаратурі.

4.5.1 Стрижньові лампи

До електронних ламп, що використовуються в переносній апаратурі, які працюють від акумуляторів або сухих батарей і мають обмежений запас живлення, пред'являються серйозні вимоги відносно економічності. *Економічність підсилювальної лампи E* характеризується відношенням крутизни S , що визначає підсилювальний ефект, до повної потужності, що підводиться до лампи P_{Σ}

$$E = \frac{S}{P_{\Sigma}} \quad (4.72)$$

Оскільки потужність, що підводиться до лампи визначається як

$$P_{\Sigma} = E_H \cdot I_H + E_{C2} \cdot I_{C2} + E_a \cdot I_a$$

отримаємо співвідношення для економічності лампи

$$\dot{A} = \frac{1}{\frac{\dot{A}_i I_i}{I_a} + \frac{\dot{A}_{C2} I_{C2}}{I_a} + E_a} \cdot \frac{S}{I_a}$$

Таким чином для підвищення економічності слід збільшувати ефективність катоду (зменшувати величину $\frac{\dot{A}_i I_i}{I_a}$), покращувати розподіл струму катоду, знижувати напруги, які живлять екрануючу сітку (E_{C2}) і анод (E_a), а також збільшувати відношення крутизни до анодного струму $\frac{S}{I_a}$.

У економічних електронних лампах застосовуються оксидні катоди прямого нагріву, які мають найбільшу ефективність. Проте невисока механічна міцність таких катодів не дозволяє в лампах звичайної конструкції розташувати

сітку, що управляє, достатньо близько від катоду, щоб досягти високого значення крутизни. Не вдається одержати і хороший розподіл струму катоду. Кращі результати в цьому відношенні отримані в лампах стрижньової конструкції (рис. 4.54), розроблених Н. Авдєєвим.

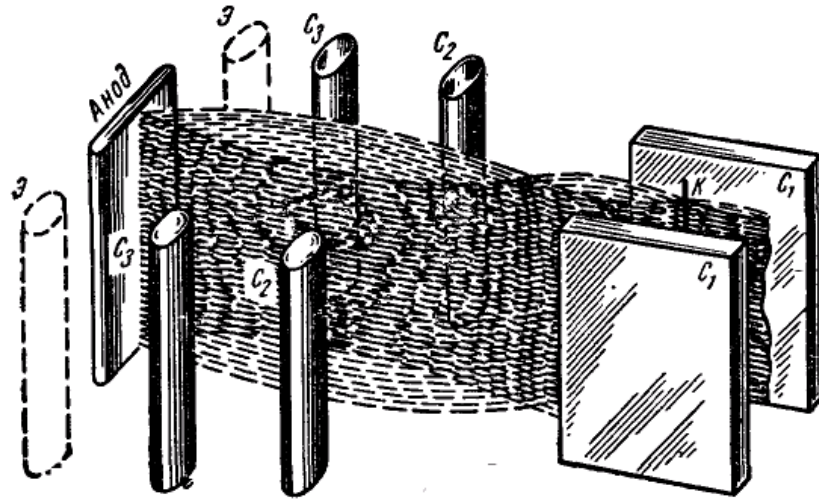


Рисунок 4.54 - Конструкція стрижньової лампи

У стрижньовій лампі немає звичайних навитих сіток. Роль управляючої сітки, виконують два пластинчасті електроди C_1 які симетрично розміщених на невеликій відстані від ниткоподібного оксидного катоду K , роль екрануючої сітки виконують дві пари стрижнів C_2 , роль захисної сітки — дві пари стрижнів C_3 . Анод виконаний у вигляді двох пластин (на рисунку показана одна половина лампи). Для зменшення прохідної ємності з боків аноду можуть бути розміщені екрануючі стрижні $Э$, сполучені з катодом.

Характеристика електричного поля між катодом і пластинами управляючої сітки C_1 зображена на рис. 4.55.

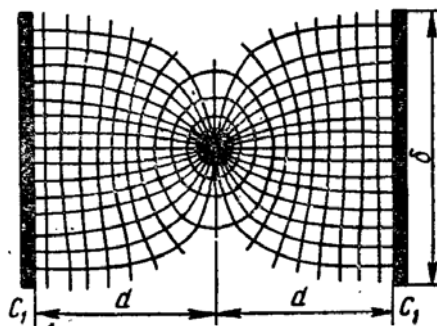


Рисунок 4.55 - Електричне поле біля катоду стрижньової лампи

Якщо ширина управляючих пластин, δ достатньо велика, а саме в $(6 \div 10)$ раз перевершує діаметр катоду δ_K , їх відстань a пластин від катоду достатньо мало ($2d < \delta$), то поле пластин охоплює всю поверхню катоду і ефективно управляє електронним потоком, який рухається від катоду. Механізм управління електронним потоком в стрижньових лампах не такий, як в звичайних електровакуумних приладах. Поле біля катоду тут неоднорідне і при відкриванні лампи відбір струму починається з найбільш близької до аноду частини катоду. При подальшому зменшенні негативної напруги управляючої сітки поверхня катоду, з якою відводяться електрони, збільшується, і катодний струм внаслідок цього росте. Таким чином, управління катодним струмом в стрижньовій лампі відбувається не тільки за рахунок зміни величини гальмуючого поля біля катоду, як в звичайних лампах, але і за рахунок зміни величини поверхні, з якою відводяться електрони. Нерівномірний відбір струму погіршує умови роботи катоду і призводить до зниження його довговічності.

Траєкторії електронів в стрижньовій лампі показані на рис. 4.56.

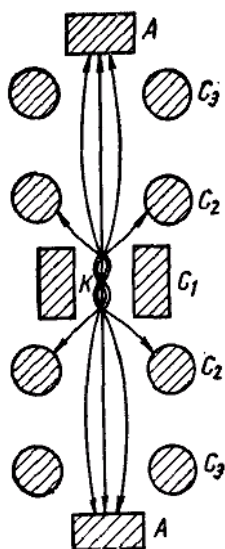


Рисунок 4.56 - Траєкторії електронів у стрижньовій лампі

Конфігурація електричного поля така, що електронний потік фокусується у вузький направлений промінь. Це забезпечує хороший розподіл струму катоду, при якому на екрануючу сітку потрапляє не більше 5— 10% електронів.

У зв'язку з тим, що розподіл струму катоду в стрижньових лампах залежить від якості фокусування електронного потоку, закономірності розподілу струмів тут дещо інші, чим в звичайних лампах.

Управляюча сітка стрижньової лампи, діє на анодний струм тільки у області негативної напруги, оскільки при позитивній напрузі весь потік спрямовується в основному на управляючу сітку, і в її ланцюзі виникає великий струм. Управління за допомогою третьої сітки в цих лампах неефективно.

На рис. 4.57 показані анодні характеристики стрижньової лампи. Вони мають звичайний «пентодний» характер, але межа режиму повернення лежить при відносно низькій напрузі аноду, це забезпечує високе значення к. к. д.

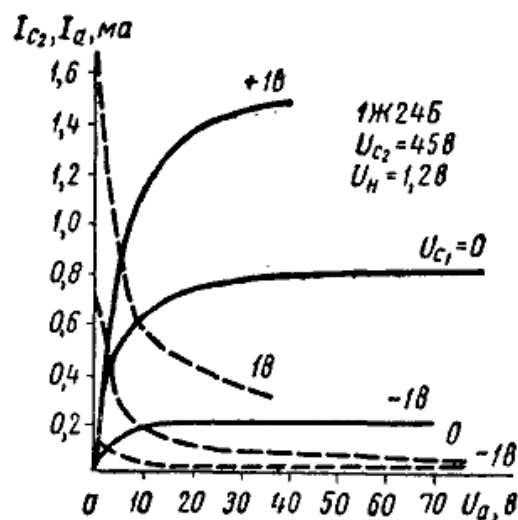


Рисунок 4.57 - Анодні характеристики стрижньового пентоду

Вигідною особливістю стрижньових ламп є низький рівень шумів і великий вхідний опір на високих частотах.

4.5.2 Нувістори

Приймально-підсилювальні лампи звичайно випускаються в скляних балонах. За конструктивним оформленням вони підрозділяються на мініатюрні (або пальчикові) лампи, у яких балон має діаметр 19 мм, і на надмініатюрні лампи, що мають балон діаметром 10; 8,5; 7 і 4 мм.

Останнім часом набули широкого поширення металокерамічні приймально-підсилювальні лампи, так звані *нувістори* (рис. 4.61).

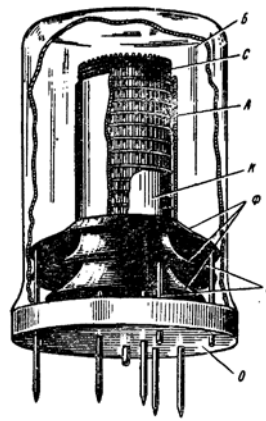


Рисунок 4.58 - Нувістор (конструкція)

Лампа має циліндрові електроди, які за допомогою перехідних конічних фланців Φ закріплені на молібденових виводах B , впаяних в керамічну підставу O . Катод непрямого нагріву K у вигляді трубки, покритої оксидом, укріплений на тонкостінному утримувачі з матеріалу з низькою теплопровідністю, всередині якого знаходиться біфілярний нагрівач. Завдяки такій конструкції, що має знижену тепловіддачу, забезпечується вища, ніж у звичайних ламп, економічність катоду.

Сітка C складається з великого числа тонких (21 мкм) молібденових траверс, що скріплюють зовнішньою навівкою, припаяною до траверсів високотемпературним мідно-нікелевим припоєм. Велике число траверс сприяє підвищенню її теплопровідності і зниженню робочої температури. Жорстка конструкція сітки дозволяє встановити дуже малу відстань від неї до катоду (35 мк). Анод лампи L — циліндричний, виконаний з фланцем як одне ціле. У

тетродух анод утворює частину балона **Б** і ізолюваний від нього кільцем з кераміки.

Збірка лампи здійснюється за допомогою спеціального устаткування. Всі з'єднання електродів проводяться за допомогою паяння високотемпературним мідним припоєм в атмосфері сухого водню. В процесі паяння одночасно відбувається додаткове очищення деталей від органічних забруднень і віддаляються окисні плівки з поверхні електродів. Зібрані лампи вакуумуються в автоматичній печі, після чого шляхом короткочасного підвищення температури розплавляється припій між металевим балоном і керамічною підставою і здійснюється герметизація лампи.

Простота конструкції нувісторів дозволяє здійснити широку механізацію і автоматизацію процесу їх виготовлення і застосувати високопродуктивне устаткування. Цим забезпечуються висока якість і однорідність продукції, знижується її собівартість.

Лампи нувісторної серії призначені для роботи в діапазоні частот до 2 Гц. До складу цієї серії входять високочастотний тетрод з крутизною 11 *ма/в*; тріоди з високим і середнім коефіцієнтом підсилення, тріод СВЧ, і тетрод для частот до 120 МГц, що має крутизну 20 *ма/в* і потужність 20 *вт*.

Своєю економічністю, механічною міцністю, температурною стійкістю і мініатюрністю нувістори перевершують звичайні лампи, за електричними параметрами, довговічністю і надійністю знаходяться на рівні кращих зразків. У даний час випускають типи нувісторів, розрахованих на роботу при анодній напрузі 80÷120 *в*. Окрім цього, випускається серія низьковольтних нувісторів для анодної напруги 27 *в*. Широка номенклатура нувісторів і високий рівень їх параметрів дозволяють створювати на цих лампах надійну, довговічну і високоефективну радіоелектронну апаратуру різного призначення.

4.5.3 Низьковольтні електровакуумні прилади

У апаратурі, що має низьковольтні джерела живлення (менш 27В), доцільно застосовувати лампи зі зниженою напругою аноду і екрануючої сітки, що допускає живлення безпосередньо від первинного джерела без перетворення його напруги у напругу більш високу.

Розробка ламп зі зниженою напругою живлення є складним завданням, оскільки при низькій напрузі аноду і екрануючої сітки різко зростає вплив просторового заряду на роботу лампи, внаслідок чого стає важко забезпечити оптимальний розподіл струму катоду. Крутизна характеристики, визначається співвідношенням

$$S = \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa + 1} g_{II} (U_{c1} + D_1 U_{c2} + D U_a)^{1/2},$$

і при зниженій напрузі U_{c2} і U_a у звичайних лампах стає дуже малою.

Щоб забезпечити прийнятну величину крутизни, вдаються до значного зменшення відстаней між електродами і до збільшення проникності управляючої сітки D_1 . Для створення необхідної вихідної потужності при зниженій напрузі необхідно мати великі струми, тобто потужний катод.

Перші зразки низьковольтних ламп були розроблені в 1940 р. С.А.Зусмановським, Я.А.Кацманом і С.М.Мошковічем. В даний час промисловістю випускається ряд низьковольтних приймально-підсилювальних ламп, що мають прийнятні параметри. До них відносяться подвійний тріод 6Н27П, високочастотний пентод 6К8П і універсальний пентод 6Ж40П.

Подвійний тріод 6Н27П призначений для посилення, перетворення і генерування високочастотних сигналів. Його крутизна складає $S = 8 \text{ ма/в}$, при напрузі аноду $U_a = 26 \text{ в}$ і анодному струмі 8 ма . Навіть при $U_a = 6,3 \text{ в}$ крутизна залишається високою ($S = 2,8 \text{ ма/в}$ при $I_a = 0,9 \text{ ма}$). Крутизна перетворення цієї лампи досягає 2 ма/в . Анодні характеристики її приведені на рис. 4.59.

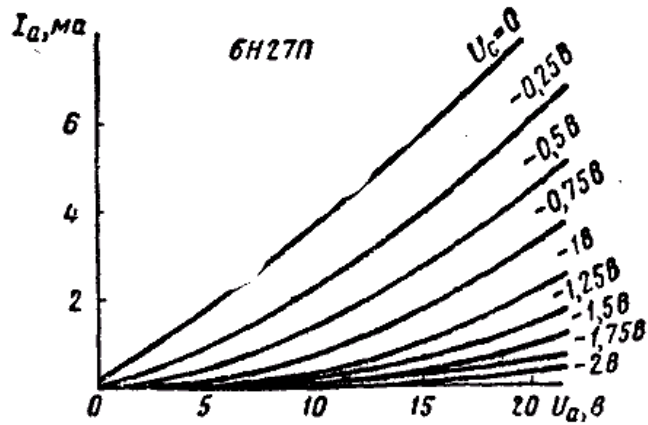


Рисунок 4.59 - Анодні характеристики низьковольтного тріоду 6Н27П

Пентод змінної крутизни 6К8П також призначений для посилення, перетворення і генерування високочастотних сигналів. Він має крутизну $S = 1.1 - 2.1 \text{ ма/в}$ при $U_a = 25 \text{ в}$ н $U_{c2} = 6.3 \text{ в}$. Коефіцієнт підсилення $\mu = 190\text{—}75$. На рис. 4.60 приведені її анодні характеристики.

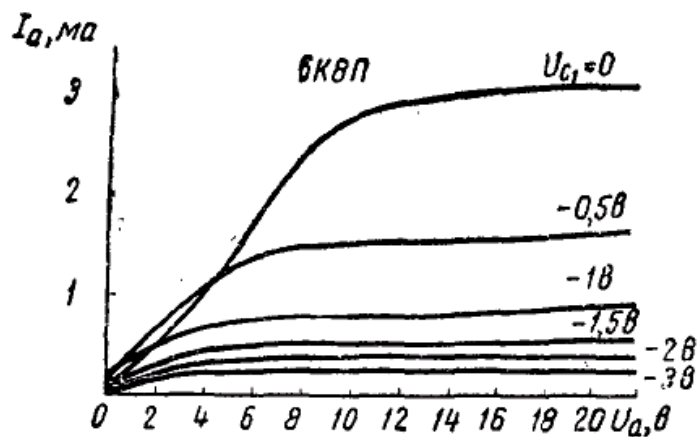


Рисунок 4.60. - Анодні характеристики низьковольтного пентоду 6К8П

Розроблена також серія, низьковольтних нувісторів, що мають кращі значення параметрів (тріод 3-58 і високочастотні тетроди Н-59, Н-60).

4.6 Шуми електровакуумних приладів

Навіть при ідеально постійній напрузі електродів струми в ланцюгах електронної лампи не можуть бути строго постійними, вони завжди схильні до малих за величиною випадкових коливань - *флуктуації*. Основною причиною флуктуації струму є тепловий рух електронів.

Хаотичність теплового руху електронів в катоді лампи призводить до того, що в кожен момент часу кількість електронів, що мають енергією, достатньою для подолання потенційного бар'єру на межі катод - вакуум, чи знаходяться близько від цієї межі, виявляється різною. В результаті виникають флуктуації струму емісії - *дробовий ефект*. Тепловий рух електронів, що летять до сіток і аноду, обумовлює малі безладні зміни їх траєкторій, а це приводить до флуктуацій розподілу струму. За наявності динаatronного ефекту із-за хаотичності процесу вторинної емісії флуктуації підсилюються. У лампах з недостатньо високим вакуумом помітні флуктуації струмів можуть виникати за рахунок процесів іонізації і рекомбінації молекул залишкового газу, що мають випадковий характер.

Значні флуктуації анодного струму спостерігаються в області низьких частот, що зумовлюється хаотичними локальними змінами роботи виходу електронів з катоду, під впливом фізико-хімічних процесів, міграції і дифузії атомів, які протікають на його поверхні. Це явище носить назву поверхневого ефекту флуктуації або *мерехтіння* катоду. Флуктуації струмів лампи при значному підсиленні прослуховуються на виході гучномовця або телефону як рівномірний шум, тому їх прийнято називати власними шумами електронної лампи. Власні шуми визначають мінімальні (порогові) величини вхідного сигналу, при яких він ще може бути відтворений (підсилений) без спотворень або виявлений на рівні шумів. Підвищення порогу чутливості приймальних пристроїв, а також інші чинники визначають дальність передачі інформації.

Оскільки це є однією з основних проблем сучасної техніки, тому питання про власні шуми електронних ламп, про методи їх зменшення є важливим і актуальним завданням електроніки.

4.6.1 Шумові параметри електронних ламп

Шумовий струм

Флуктуації можна розглядати як змінну складову струму лампи, яку називають *шумовим струмом*. Оскільки флуктуації є випадковим процесом, форма шумового струму безперервно міняється і не є визначеною. Тому шумовий струм характеризують квадратом діючого значення шумового струму I_m^2 — величиною, яка пропорційна потужності флуктуації.

У діоді, що знаходиться в режимі насичення, основним джерелом шуму є дробовий ефект. Як показав Шоткі, квадрат діючого значення шумового струму діоду в цьому випадку визначається співвідношенням;

$$I_{\text{ш.д}}^2 = 2eI_e\Delta f, \quad (4.73)$$

де I_e — середнє значення струму емісії;

Δf — смуга частот, в якій вимірюється потужність шуму.

Ця формула справедлива в діапазоні частот, для яких період коливань значно більше, чим час прольоту електронів в лампі. З неї виходить, що енергія шуму дробового ефекту, рівномірно розподілена за частотним спектром і потужність шуму прямо пропорційна смузі частот, в якій цей шум вимірюється.

Формула (4.73) має, як показали численні дослідження, високу точність, тому діоди в режимі насичення широко використовуються як еталонні генератори шуму. Застосовані для цієї мети лампи (2Д2С) називаються

шумовими діодими. Ці лампи характеризуються достатньо вираженим насиченням, а анод, здатний розсіяти значну потужність. У режимі просторового заряду його поле обмежує зміни анодного струму і вони мають меншу величину, ніж зміни струму емісії (рис. 4.61).

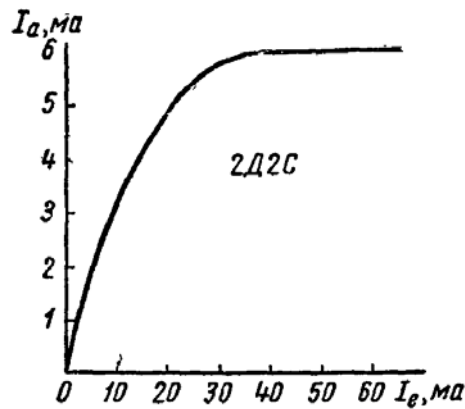


Рисунок 4.61 – Залежність анодного струму від струму емісії

Припустимо що в короткий відрізок часу число електронів, що вилетіли з катоду, зросло в порівнянні з середнім значенням. При цьому збільшаться просторовий заряд і мінімум потенціалу біля катоду, в результаті лише частина електронів, що додатково вилетіли, подолає мінімум потенціалу і потрапить на анод, а інші повернуться на катод. Отже, збільшення анодного струму буде меншим, ніж збільшення струму емісії. Якщо ж з катоду вилетить менша кількість електронів, то мінімум потенціалу і просторовий заряд знизяться, і велика частина електронів, що вилетіли, пролетить на анод. Зменшення анодного струму виявиться меншим, ніж зменшення струму емісії. Таким чином, в режимі просторового заряду флуктуації анодного струму опиняються меншими, ніж флуктуації струму емісії, тобто шуми діоду в порівнянні з режимом насичення знижуються:

$$I_{\varnothing .A}^2 = 2\alpha I_a \Delta f \tilde{A}^2. \quad (4.74)$$

Величина $\Gamma^2 = \left(\frac{\partial I_a}{\partial I_e}\right)^2$ носить назву коефіцієнта депресії шуму і звичайно лежить в межах від 0,05 до 0,15. Вона визначається співвідношенням:

$$\tilde{A}^2 = 1,29 \frac{kT}{e} \cdot \frac{S}{I_A}. \quad (4.75)$$

При температурі катоду $T = 1000^\circ \text{ K}$ коефіцієнт депресії шуму має таке значення

$$\tilde{A}^2 = 0,11 \frac{S}{I_A} \quad (S \text{ в } \hat{A}, I_A \text{ в } \hat{A}).$$

Власні шуми підсилювальних ламп можна характеризувати величиною шумового струму в анодному ланцюзі. Зокрема, в тріоді, що працює без сіткового струму, тобто при негативній напрузі сітки, основною причиною шумів є, як і в діоді, дробовий ефект, і величина шумового струму визначається виразом (4.74).

У лампах з екрануючою сіткою шумовий струм виникає також унаслідок флуктуації розподілу струму. Величина його визначається наступним виразом:

$$I_{\emptyset .D}^2 = 2\alpha \frac{I_A I_{C2}}{I_A + I_{C2}} \Delta f. \quad (4.76)$$

На низьких частотах в лампах з'являється шумовий струм, обумовлений поверхневим флуктуаційним ефектом - мерехтінням катоду. Його величина визначається наступним емпіричним співвідношенням:

$$I_{ш.М}^2 = M \frac{I_a^m}{f^n} \Delta f$$

де $m = 0 \div 2$, $n \approx 1$, M — константа, яка визначається експериментально.

Шуми мерехтіння на низьких частотах значно вищі за дрібні шуми, і шуми розподілу струму, найбільшу величину вони мають у ламп з оксидним катодом.

4.6.2 Шумова напруга

Для практичних цілей зручно перераховувати шуми підсилювальних ламп у ланцюг управляючої сітки, оскільки при цьому їх можна безпосередньо порівнювати з напругою сигналу, що подається на сітку. При перерахунку шумів лампи з анодного ланцюга в сітковий звичайно вважають, що шумовий струм в анодному ланцюзі $I_{ш.а}$ викликається шумовою напругою $U_{ш.с}$, яка діє в ланцюзі управляючої сітки:

$$I_{ш.а} = S \cdot U_{ш.с}$$

Величина

$$U_{ш.с} = \frac{I_{ш.а}}{S} \quad (4.77)$$

називається шумовою напругою лампи, приведеною до сітки. Чим вища крутизна S , тим менше шумова напруга $U_{ш.с}$, і тим вище чутливість лампи.

Для тріоду, що працює без сіткового струму, на підставі виразу (4.74), одержимо:

$$U_{ш.с} = \frac{\sqrt{2aI_A \Delta f \tilde{A}^2}}{S}. \quad (4.78)$$

Таким чином, шумова напруга неоднозначно характеризує властивості лампи, оскільки воно залежить від смуги частот Δf , в якій вимірюється шум.

Тому для оцінки шумових властивостей лампи застосовують питому шумову напругу:

$$U'_{\varnothing \cdot \tilde{N}} = \frac{U_{\varnothing \cdot \tilde{N}}}{\sqrt{\Delta f}}, \quad (4.79)$$

яке, як визначається з (4.78), не залежить від смуги частот Δf . У тріодах, що працюють без сіткового струму, $U'_{ш \cdot c} = 0,03 \div 0,25 \text{ мкВ/кгЦ}^{1/2}$, а в пентодах $U'_{ш \cdot c} = 0,06 \div 0,45 \text{ мкВ/кгЦ}^{1/2}$, тобто вище, ніж у тріодах, що пояснюється наявністю в пентодах шумів розподілу струмів катоду. Ще вище рівень шумів в тетродах із-за наявності динаatronного ефекту.

У лампах для перетворення частоти напруга шуму доходить до $8 \div 10 \text{ мкВ/кгЦ}^{1/2}$ внаслідок вищих шумів розподілу струмів (дві екрануючі сітки), а також внаслідок того, що перерахована в ланцюг сітки напруга шуму в даному випадку визначається крутизною перетворення S_{np} , яка завжди менше крутизни S .

4.6.3 Шумовий опір

Хаотичний тепловий рух електронів у провідниках обумовлює постійне існування флуктуаційної напруги на затисках будь-якого активного опору R . Величина цієї шумової напруги визначається формулою Найквіста:

$$U_{\varnothing R}^2 = 4kTR\Delta f. \quad (4.80)$$

Енергія теплових шумів резисторів має рівномірний розподіл за частотним діапазон, як і шуми дробового ефекту. Тому шуми підсилювальних ламп часто характеризують величиною опору $R_{ш}$, що має напругу шумів $U_{шR}$, яка дорівнює напрузі шумів лампи $U_{шR} = U_{шc}$, тобто

$$U_{\emptyset \cdot \tilde{N}}^2 = 4kTR_{\emptyset} \Delta f . \quad (4.81)$$

Величина $R_{ш}$ носить назву **шумового опору** лампи. Будучи включеним, в ланцюг управляючої сітки ідеальної (що не шумить) лампи, він створює на виході її такий же шум, як в реальній лампі.

Вважається, що шумовий опір лампи $R_{ш}$ має температуру $T = 293^\circ \text{ К}$. Тоді з (4.81) одержимо:

$$R_{\emptyset} = \frac{U_{\emptyset \cdot \tilde{N}}^2}{4kT\Delta f} = 64(U_{\emptyset \cdot \tilde{N}}')^2, \quad (4.82)$$

де $R_{ш}$ вимірюється в *ком*, а $U_{ш.с}$ — в $\text{мкв/кгц}^{1/2}$.

Шумовий опір вітчизняних тріодів лежить в межах від 0,1 до 3,5 *ком*, а пентодів — від 0,25 до 12 *ком*.

4.6.4 Коефіцієнт шуму

Шумові властивості лампи можуть характеризуватися коефіцієнтом шуму:

$$N_{\emptyset} = \frac{D_{\emptyset \cdot \hat{A} \hat{E} \hat{O}}}{\hat{E}_{\hat{D}} D_{\emptyset \cdot \hat{A}}}, \quad (4.83)$$

який є відношенням повної потужності шумів на виході лампи $P_{ш \cdot \text{вих}}$ до потужності підсилених лампою шумів генератора вхідного сигналу **$Kp_{ш.г}$** (**Kp** — коефіцієнт підсилення лампи за потужністю).

Коефіцієнт шуму вимірюють або у відносних одиницях або в децибелах. Ідеальна лампа (яка не шумить), має коефіцієнт шуму, рівний одиниці або нулю

децибел, оскільки у неї власних шумів немає, і шуми на виході обумовлені тільки генератором сигналу. Реальні лампи мають звичайно коефіцієнт шуму не менше 3 — 4 дб.

Знайдемо залежність між коефіцієнтом шуму і первинними шумовими параметрами лампи $K_{ш}$, $G_{ш}$ и $Y_{нор}$. Відмітимо, що величина $\frac{P_{ш.вых}}{K_p}$ є потужністю шуму лампи, перерахованою до входу $P_{ш.вх}$. Тому вираз для коефіцієнта шуму можна записати в наступному вигляді:

$$N_{\emptyset} = \frac{D_{\emptyset . \dot{A} \dot{O}}}{D_{\emptyset . \dot{A}}} = \frac{I_{\emptyset . \dot{A} \dot{O}}^2}{I_{\emptyset . \dot{A}}^2} = \frac{I_{\emptyset . \dot{A}}^2 + I_{\emptyset . C}'' + U_{\emptyset . C}^2 (Y_{\dot{A}} + Y_{ffD})^2}{I_{\emptyset . \dot{A}}^2}$$

Оскільки $I_{шс}'' = 4kTG_m \Delta f$, $U_{шс}^2 = 4kTR_m \Delta f$ а $I_{шг}^2 = 4kTG_r \Delta f$, тоді коефіцієнт шуму лампи дорівнює

$$N_{\emptyset} = 1 + \frac{G_{\emptyset} + R_{\emptyset} (Y_{\dot{A}} + Y_{ffD})^2}{G_{\dot{A}}} \quad (4.84)$$

і величина його тим нижче, чим менше значення $G_{ш}$, $R_{ш}$ і $Y_{нор}$.

4.6.5 Особливості побудови і режими ламп з низьким рівнем шуму

Лампи з низьким рівнем шуму використовуються, перш за все, у вхідних каскадах високочутливих підсилювачів і радіоприймальних пристроїв, тому що саме тут, на вході, належний підсиленню сигнал має мінімальну величину і найлегше може бути замаскований шумами. Особливо необхідні лампи з низьким рівнем шуму в широкосмугових підсилювачах, оскільки рівень шумів росте пропорційно ширині смуги пропускання підсилювача.

З виразів (4.79) і (4.81) знайдемо, що шумовий опір тріоду, що працює без сіткових струмів,

$$R_{\varnothing} = \frac{U_{c.\varnothing}^2}{4kT\Delta f} = \frac{2a}{4kT} \left(\frac{\ddot{a}I_A}{\ddot{a}I_a} \right)^2 \frac{I_A}{S^2}. \quad (4.85)$$

Підставивши сюди вираз (4.75) для коефіцієнта депресії шуму і прийнявши для оксидного катоду $T = 1000^\circ \text{ K}$, знайдемо, що шумовий опір тріоду

$$R_{\varnothing} \approx \frac{2,5}{S} \hat{e} \hat{n} \quad (S \hat{a} \hat{i} \hat{a} / \hat{a}). \quad (4.86)$$

Звідси витікає, що **основний спосіб зменшення шумового опору т тріоду — це підвищення його крут изни**. Прикладом тріоду, що має низький рівень шуму і особливо придатного для роботи у вхідних ланцюгах високочутливих підсилювачів, є лампа 6С45П-Е. Її крутизна $S = 45 \text{ ма/в}$ і шумовий опір, а $R_{ш}$ не перевершує 0,1 ком.

Шумовий опір пентоду визначається наступною залежністю:

$$R_{\varnothing} = \frac{2,5}{S} \frac{I_A}{I_K} + 20 \frac{I_A I_{C2}}{I_K S^2} = \frac{2,5}{S} \cdot \frac{I_A}{I_K} \left(1 + \frac{8}{\frac{I_A}{I_{C2}} \cdot \frac{S}{I_A}} \right) \hat{e} \hat{n} \quad (I \hat{a} \hat{i} \hat{a}, S \hat{a} \hat{i} \hat{a} / \hat{a}). \quad (4.87)$$

Перший компонент цього виразу визначає шуми дробового ефекту, другий - шуми розподілу струму катоду.

Оскільки коефіцієнт розподілу струму $\kappa = \frac{I_a}{I_{c2}}$ звичайно має величину від 3 до 5, а $\frac{S}{I_a} = 0,5—1$, то друга компонента, що визначає шуми розподілу струму, лежить в межах 1,5÷5, тобто віна у декілька разів більше першого, що характеризує дробові шуми. Таким чином **для пент одів ефект ивною мірою**

зниження їх шумового опору є не тільки збільшення крутизни S , але і поліпшення розподілу струму катоду (при $I_{c2} = 0$ шуми розподілу струму відсутні).

Кращі пентоди з малими шумами (6Ж39Г, 6Ж43П-Е) мають крутизну $S = 30 \text{ ма/в}$, $\frac{I_a}{I_{c2}} = 3$, $\frac{S}{I_a} = 1$. Шумовий опір у них невеликий: $R_{ш} < 0,25 \text{ ком}$, проте він все ж таки значно вищий, ніж у кращих тріодів. На рис. 4.62 показані залежності величини шумового опору пентоду від напруги електродів.

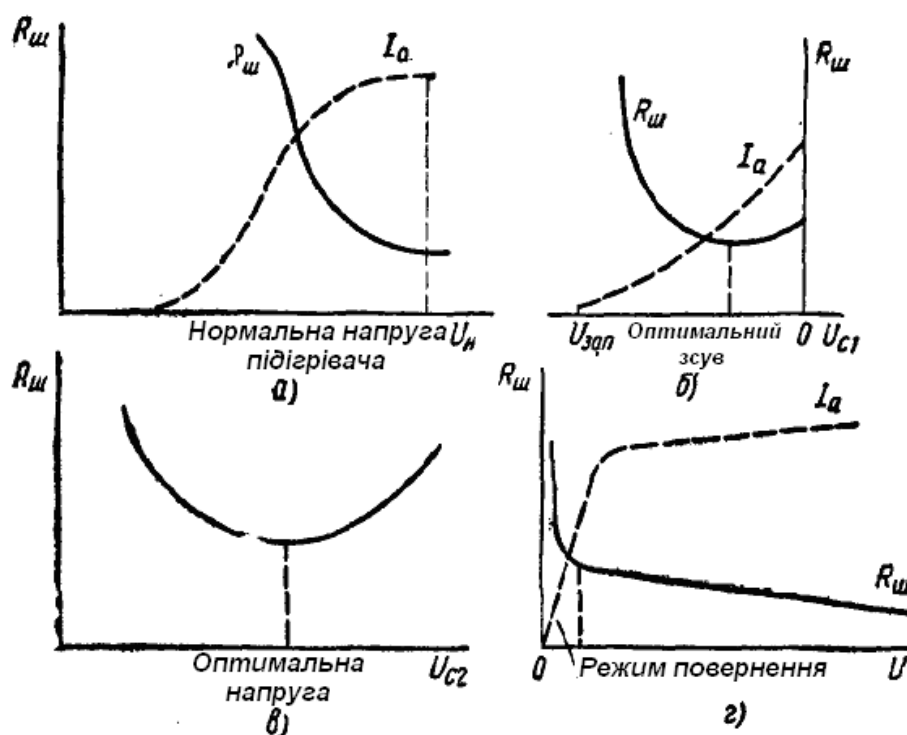


Рисунок 4.62. Залежність еквівалентного опору шумів пентоду від напруги електродів

З залежностей представлених на рис. 4.62, виходить, що рівень шумів підсилювальної лампи може бути знижений раціональним вибором її режиму. Перш за все, відзначимо необхідність роботи при нормальній напрузі нагріву катоду, оскільки при значному його зниженні лампа переходить в режим насичення, унаслідок чого різко зростають шуми дробового ефекту.

Шуми мають мінімум при певній напрузі екрануючої сітки. При збільшенні цієї напруги внаслідок збільшення діючої напруги управляючої

сітки U_{a1} спочатку росте крутизна і шумовий опір зменшується. Потім із-за погіршення розподілу струму катоду крутизна падає і росте струм екрануючої сітки, що приводить до збільшення шумового опору.

При збільшенні негативної напруги управляючої сітки, шумовий опір росте із-за зменшення крутизни. Від анодної напруги в пентоду шумовий опір залежить дуже мало, так само як і крутизна.

Власні шуми електронних ламп різко зростають при зменшенні частоти (від одиниць кілогерц до одиниць герц). Встановлено, що причиною цих шумів є нестабільність емісійної здатності окремих ділянок поверхні катоду, що приводить до флуктуацій струму емісії. Ці шуми, (шуми мерехтіння), мають найбільшу величину у оксидних катодів.

Шуми мерехтіння дуже важливі для високочутливих підсилювачів низьких частот, наприклад для запису, і відтворення звуку. При розробці і виготовленні ламп з малим рівнем шумів цього діапазону частот велика увага звертається на підвищення однорідності катоду, сприяючої зменшенню шумів мерехтіння.

Для низькочастотних ламп істотне значення можуть мати шуми гудіння, обумовлені недосконалістю ізоляції нагрівача від катоду (металевої гільзи, на яку нанесено оксидне покриття). Наявність помітної провідності між нагрівачем і катодом призводить до того, що при живленні нагрівача змінним струмом в ланцюзі катоду також виникає змінний струм, який має частоту 50 Гц та її гармоніки. Якщо в ланцюзі катоду є опір зсуву R_K (рис. 4.19, б), то на цьому опорі з'являється змінна напруга, яка одночасно діє і в ланцюзі сітки, викликаючи появу фону змінного струму (гудіння) на виході лампи.

Величина провідності ділянки нагрівач - катод значною мірою визначається термоелектронною емісією нагрівача і внутрішньої поверхні гільзи катоду. Внаслідок того, що температура нагрівача і гільзи різна, провідність ділянки нагрівач - катод виявляється несиметричною. Подаючи позитивну напругу зсуву на нагрівач щодо холоднішої гільзи, можна істотно

зменшити шуми гудіння. У відповідальних випадках для зменшення цих шумів вдаються до живлення напруження вхідної лампи постійним струмом.

Шуми можуть викликатися також вторинною емісією із слюдяних ізоляторів і з скляної поверхні балона. Зниженню цих шумів сприяє покриття внутрішньої поверхні балона графітом, що перешкоджає накопиченню зарядів на склі.

При високому внутрішньому опорі джерела сигналу у вхідному ланцюзі лампи великого значення набувають шуми, обумовлені флуктуаціями зворотного струму сітки. В цьому випадку найкращі результати дають спеціальні лампи, що мають малий зворотний струм ($<10^{-12}$ а).

Лампою з малими шумами діапазону низьких частот, наприклад, є пентод 6Ж32П, що має середню напругу шуму в смузі частот $20 \text{ Гц} \div 20 \text{ кГц}$, приведену до входу, не більше 3 мкВ. Ще кращі параметри має спеціальна лампа з малими шумами - нувістор 6С62Н, у якого середня напруга шуму у вказаній смузі частот не перевершує 0,8 мкВ.

4.7 Надійність електровакуумних приладів

Одним з показників якості електронних ламп є ступінь відхилення параметрів окремих екземплярів від середнього значення або розкид параметрів. Чим менша величина розкиду, тим легше може бути виконано найважливішу вимогу масового виробництва і експлуатації - забезпечення нормальної роботи апаратури на будь-яких працездатних лампах даного типа без якого-небудь підбору їх і без підстроювання апаратури.

Сучасні лампи мають досить великий розкид параметрів. Так, наприклад, у приймально-підсилювальних ламп допустимий розкид за струмом підігрівача згідно технічним умовам може доходити до 10%, за струмом аноду - до 40%, за крутизною - до 30%, за ємностями між електродами - до 20%, за імпульсним струмом - до 100%.

Розподіл ламп за величинами параметрів залежить від налагодженості виробництва і не є строго визначеним. Розкид параметрів ламп і розподіл їх за величиною параметрів обумовлюється цілим рядом причин, найважливішими з яких є: неоднорідність матеріалів, застосованих при виготовленні ламп; неточність виготовлення деталей і збірки електродної системи, що приводить до зміни геометричних розмірів лампи; нестабільність технологічного процесу вакуумування і тренування ламп.

При добре налагодженому виробництві, коли відхилення у величині параметрів ламп, що виготовляються, виникають під впливом великої кількості випадкових і незначних окремо чинників, розподіл їх наближається до *нормального* або *гаусового закону*.

Таким чином, *розкид параметрів електронних ламп визначається рівнем виробництва* і у міру вдосконалення останнього має тенденцію до зменшення. Оскільки значне зменшення розкиду зв'язане з істотним збільшенням вартості лампи, при проектуванні апаратури повинні вживатися заходи, що забезпечують її працездатність при використанні будь-якого комплексу ламп даного типу з урахуванням допустимого за технічними умовами розкиду параметрів.

4.7.1 Види відмов електровакуумних приладів

У практиці експлуатації електронної апаратури часто стикаються з фактами втрати працездатності електровакуумних приладів – їх відмовами. Відмова електронної лампи виникає внаслідок такої зміни її параметрів, яка приводить до порушення нормальної дії апаратури, що працює на її основі. Розрізняють два види відмов електронних ламп: *повні* і *часткові*.

Повна відмова виникає звичайно унаслідок обриву катоду або нагрівача, обривів або коротких замикань електродів, тріщин балона, пошкоджень цоколя

і робить неможливим подальше використання лампи за призначенням. Повні відмови звичайно наступають раптово.

Часткова відмова характеризується виходом параметрів електровакуумного приладу за межі норм обумовлених технічними умовами. Оскільки величина змін параметрів лампи, що викликає відмову апаратури, залежить від схеми пристрою, в якому працює електровакуумний прилад, відмови такого роду залишають можливість часткового його використання.

У технічних умовах на електровакуумні прилади вказуються критерії часткових відмов. У правильно спроектованій апаратурі критерій часткової відмови лампи завжди менш жорсткий, чим передбачені технічними умовами на цю лампу. Інакше кажучи, допустима зміна параметрів лампи в апаратурі повинна бути більше, ніж дозволена технічними умовами зміна параметрів лампи. В цьому випадку апаратура менш критична до зміни параметрів.

Часткові відмови електронних ламп виникають в результаті деградації параметрів, обумовленої процесами старіння лампи, і наступають, як правило, поступово. До цього типа відмов відносяться:

- неприпустиме зменшення крутизни, обумовлене погіршенням емісійних властивостей катода;
- надмірне зростання зворотного струму сітки, викликане погіршенням вакууму в лампі і запиленням активуючим речовин з катода на сітку;
- неприпустиме збільшення власних шумів лампи і т. ін.

Зміна параметрів електронної лампи внаслідок старіння має випадковий характер і його закономірності вивчені ще недостатньо. Для більшості ламп характерне зростання зворотного струму сітки, струму нагрівача, вхідних і вихідних опорів, власних шумів. Такі ж параметри, як крутизна, вихідна потужність, струми катода, аноду і екрануючої сітки, опір ізоляції з часом зменшуються.

4.7.2 Параметри надійності електровакуумних приладів

Оскільки відмова електровакуумного приладу може відбутися в самий невідповідний час і привести до непоправних наслідків, **найважливішим показником якості ламп є їх здатність безвідмовної роботи.**

Характерною особливістю цього показника є те, що для окремого екземпляра ламп він не може бути визначений наперед і стає відомим лише, після того, як лампа вийшла з ладу, тобто надто пізно.

Тому для кількісної оцінки їх безвідмовності застосовуються статистичні методи, що характеризують їх відмову як випадкове явище. Для набору статистичних даних поставимо на тривалу експлуатацію велику партію N електронних ламп одного типа і відзначатимемо кількість ламп n , що залишилися справними до часу t . За цими даними може бути побудований графік залежності кількості (або відсотка) справних ламп, що залишилися, від тривалості експлуатації (рис. 4.63).

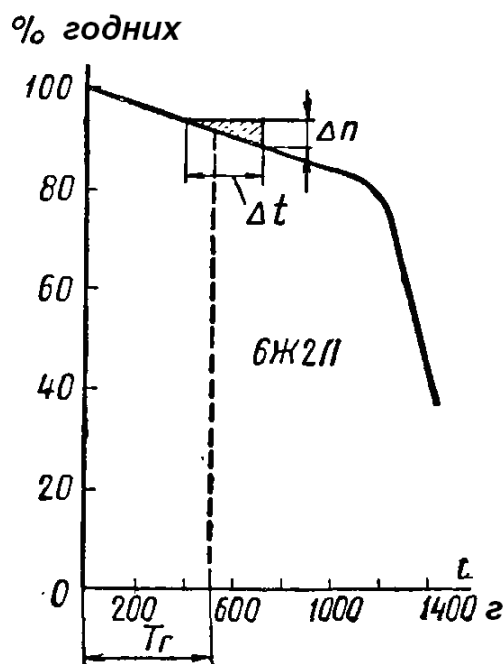


Рисунок 4.63 – Залежність відсотка справних електровакуумних приладів від тривалості експлуатації

При достатній кількості електровакуумних приладів за якими ведеться спостереження ця крива характеризує вірогідність безвідмовної роботи $p(t)$ лампи даного типу протягом часу t :

$$p(t) = \frac{n}{N}. \quad (4.88)$$

З рис. 4.63 видно, що чим більше t , тим менше вірогідність безвідмовної роботи електровакуумного приладу.

Другим параметром, що характеризує безвідмовність електронної лампи, є *ІНТЕНСИВНІСТЬ ВІДМОВ*.

$$\lambda = -\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt}, \quad (4.89)$$

яка є відносною кількістю ламп, що відмовили в одиницю часу.

З виразу (4.89) знайдемо, що

$$\frac{dn}{n} = -\lambda dt,$$

або

$$n = Ne^{-\int_0^t \lambda dt}$$

оскільки при $t = 0$ число справних ламп $n = N$.

Таким чином, наступне співвідношення зв'язує інтенсивність відмов і вірогідність безвідмовної роботи:

$$p(t) = e^{-\int_0^t \lambda dt}. \quad (4.90)$$

При $\lambda = \text{const}$

$$p(t) = e^{-\lambda t} \quad (4.91)$$

і при $\lambda t \ll 1$

$$p(t) \approx 1 - \lambda t. \quad (4.92)$$

Інтенсивність відмов також може бути визначена із залежності (рис. 4.63), для чого потрібно знайти приріст кількості справних ламп Δn за час Δt і середнє число справних ламп у цьому інтервалі $n_{\text{ср}}$, а потім обчислити інтенсивність відмов за формулою яка витікає з (4.89)

$$\lambda = -\frac{1}{n_{\text{ср}}} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta t}. \quad (4.93)$$

Типова залежність інтенсивності відмов λ від часу експлуатації (λ -характеристика) приведена на рис. 4.64.

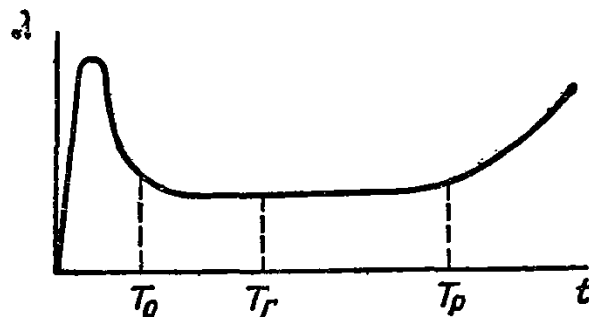


Рисунок 4.64 - Залежність інтенсивності відмов електронних ламп від часу експлуатації (λ - характеристика)

Підвищена інтенсивність відмов на початковій ділянці λ -характеристики (до T_0) пов'язана з проявом прихованих виробничих дефектів, які в основному, приводять до повних відмов.

Цей інтервал часу звичайно складає $100 \div 500$ ч. Далі йде час нормальної експлуатації, при якому інтенсивність відмов практично постійна. Потім інтенсивність відмов знов різко зростає, оскільки починає позначатися знос ламп (спостерігаються зниження емісійної здатності, що приводить до зменшення крутизни і падіння вихідної потужності, зростання зворотного струму сітки і т. д.). На даному етапі λ -характеристики (ділянка старіння) переважаючими є часткові відмови.

Крім параметрів, що характеризують безвідмовність лампи, для експлуатації важлива її довговічність, що кількісно характеризується *ресурсом*, тобто часом роботи до відмови. Вимоги до довговічності електронних ламп істотно залежать від типу апаратури. У деяких типів апаратури разової дії необхідний ресурс іноді складає лише декілька годин, а в апаратурі зв'язку за допомогою підводних кабелів він досягає 100000 ч. У багатьох випадках прийнятний ресурс ламп порядку $1000 \div 5000$ ч.

З графіка залежності відсотка справних ламп від тривалості експлуатації (рис. 4.63) видно, що індивідуальний ресурс ламп різний за визначенням. Тому на практиці користуються статистичними оцінками довговічності. Однієї з них, найбільш поширеної, є гамма - процентний ресурс, який визначається як мінімальний час, який може безвідмовно пропрацювати заданий відсоток ламп γ з партії, яку випробовують. Інакше кажучи, гамма - процентний ресурс t_γ , — це час, протягом якого вірогідність безвідмовної роботи зберігається на рівні не нижче заданого: $P_T = \frac{\gamma}{100}$. З виразу (4.91) знайдемо, що

$$t_\gamma = -\frac{1}{\lambda} \ln \frac{\gamma}{100}.$$

Наприклад,

$$t_{90} = \frac{0,105}{\lambda}; t_{95} = \frac{0,051}{\lambda}; t_{99} = \frac{0,010}{\lambda}.$$

Гарантований виробником гамма - процентний ресурс t_γ є гарантійним напрацюванням (гарантійна довговічність).

Величина гарантійного напрацювання (рис. 4.63 і 4.64) звичайно знаходиться на початку горизонтальної ділянки λ -характеристики, тому лампа ще тривалий час має низьку інтенсивність відмов і у ряді випадків може нормально експлуатуватися в апаратурі на протязі $(1,5 \div 3,7) T_r$.

Знання ресурсу електронних ламп має велике практичне значення, зокрема воно дозволяє правильно розрахувати можливу витрату ламп при експлуатації.

4.7.3 Вплив режиму роботи електронних ламп на їх надійність

Надійність електронних ламп істотно залежить від їх електричного, теплового і механічного навантажень, а також від кліматичних дій навколишнього середовища, зокрема від атмосферного тиску та температури.

Електричний режим

На надійність лампи впливає величина напруги на її електродах. При надмірно великій анодно-екранній напрузі можливо небажана зміна траєкторій електронів у лампі, внаслідок чого частина електронів потраплятиме на поверхню ізоляторів і незаземлені металеві деталі лампи, створюючи на них електричні заряди. Під дією цих зарядів в лампі з'являються додаткові електричні поля, що приводять до зміни її параметрів. Електронне бомбардування електродів і ізоляторів приводить до посиленого виділення з

них газу, що знижує вакуум, викликає зміну параметрів лампи і погіршення емісійних властивостей катоду.

Збільшення інтенсивності відмов приймально-підсилювальних ламп при підвищенні напруги аноду і екрануючої сітки може бути оцінено за допомогою емпіричного співвідношення

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{U}{U_0} \right)^{1,5...2}, \quad (4.94)$$

де λ_0 — інтенсивність відмов при номінальній напрузі аноду або екрануючої сітки U_0 . Показник ступеню виразу 4.94 що дорівнює 2 відноситься до вихідних ламп.

Небезпечним для лампи є надмірне підвищення напруги між катодом і нагрівачем, що викликає збільшення струму витоку і пробій ізоляції нагрівача.

Інтенсивність відмов лампи істотно залежить від напруги ланцюга нагріву катоду. При перегріві оксидного катоду зростає швидкість випаровування активної речовини, в результаті швидше зменшуються емісія катоду, струм аноду і крутизна ВАХ. Речовини, що випарувалися з катоду, осідаючи на поверхні електродів і ізоляторів, змінюють ємності між електродами, збільшують струми термоелектронної емісії управляючої сітки і змінюють контактну різницю потенціалів між електродами, що приводить до зміни характеристик лампи.

Залежність інтенсивності відмов від напруги нагріву катоду U_n при $U_n > 0,95U_{n0}$ може бути оцінена наступним емпіричним співвідношенням (рис. 4.65, α):

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{U_f}{U_{f0}} \right)^9, \quad (4.95)$$

де U_{n0} — номінальна напруга ланцюга нагріву катоду.

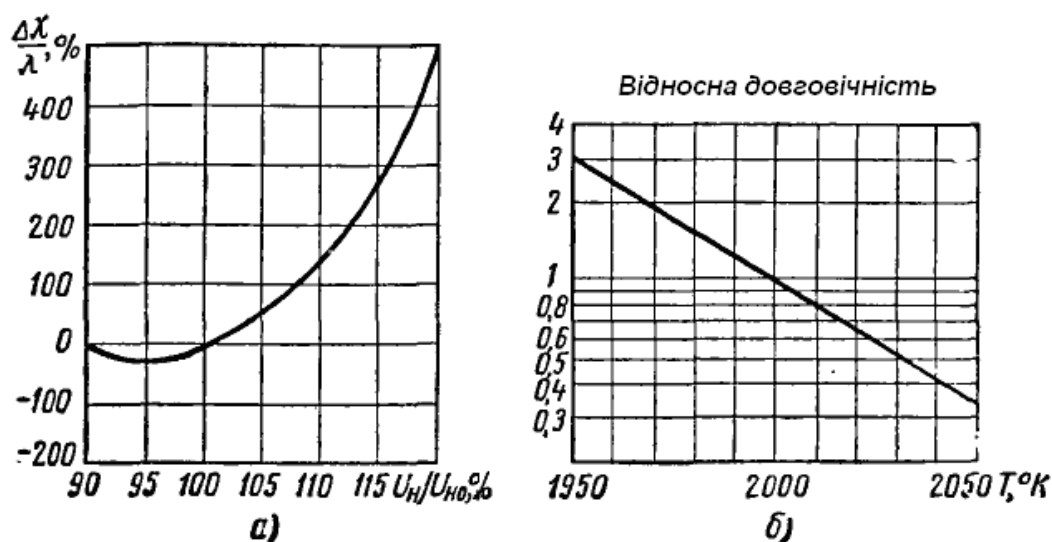


Рисунок 4.65 - Вплив напруги ланцюга нагріву катоду на інтенсивність відмов оксидного катоду (а) і на довговічність карбідованного катоду (б)

Слабкий нагрів оксидного катоду ($U_H < 0,95U_{H0}$) уповільнює процес його активування, який протікає під час роботи, що при великому катодному струмі і роботі в імпульсному режимі приводить до прискореного падіння емісії катоду, струму аноду і крутизни ВАХ лампи. У ламп з карбідованим вольфрамовим катодом при зниженні його температури довговічність різко зростає (рис. 4.65, б).

В технічних умовах на електронні лампи завжди указуються граничні і номінальні напруги електродів. Проте при проектуванні електронної апаратури робочі напруги аноду і екрануючої сітки, з викладених причин, прагнуть вибирати нижче, ніж номінальні. Значне зниження напруги небажано, оскільки це приводить до істотного погіршення параметрів лампи, до падіння крутизни ВАХ і вихідної потужності, до зростання шумів і т.ін. Напругу ланцюга нагріву катоду рекомендується встановлювати номінальною, а в деяких випадках дещо зниженою. Граничні напруги, які вказані в технічних умовах, дозволяється перевищувати лише короткочасно, в деяких особливих режимах, і не більше ніж удвічі.

Надійність лампи мало залежить від величини катодного струму в межах, що допускаються технічними умовами, проте бажаною є робота при менших

струмах, оскільки в цьому випадку зростає відносний запас емісії катоду і зменшується його теплове навантаження.

Іноді лампи працюють у так званому режимі підготовки (черговому режимі) — при нагрітому катоді, але без відбору струму. Деякі лампи з оксидним катодом в цьому режимі виходять з ладу значно швидше, ніж у режимі з відбором струму, внаслідок інтенсивного утворення проміжного шару на межі оксидного покриття з керном, що складається головним чином з ортосилікату барію Ba_2SiO_4 , що має опір від 100 до 200 *ом*. Проміжний шар фактично включений між сіткою і катодом і тому грає роль опору зворотного зв'язку, що знижує крутизну ВАХ лампи. Додаткове зменшення крутизни виникає через те, що падіння напруги на опорі проміжного шару зміщує робочу точку на більш пологий ділянку анодно-сіткової характеристики. У черговому режимі спостерігається прискорена втрата емісії катодом через відсутність електролітичного активування катоду.

При експлуатації ламп в черговому режимі рекомендується значно знижувати напругу ланцюга нагріву катоду, що сприяє, як показує досвід, підвищенню їх довговічності (рис. 4.66).

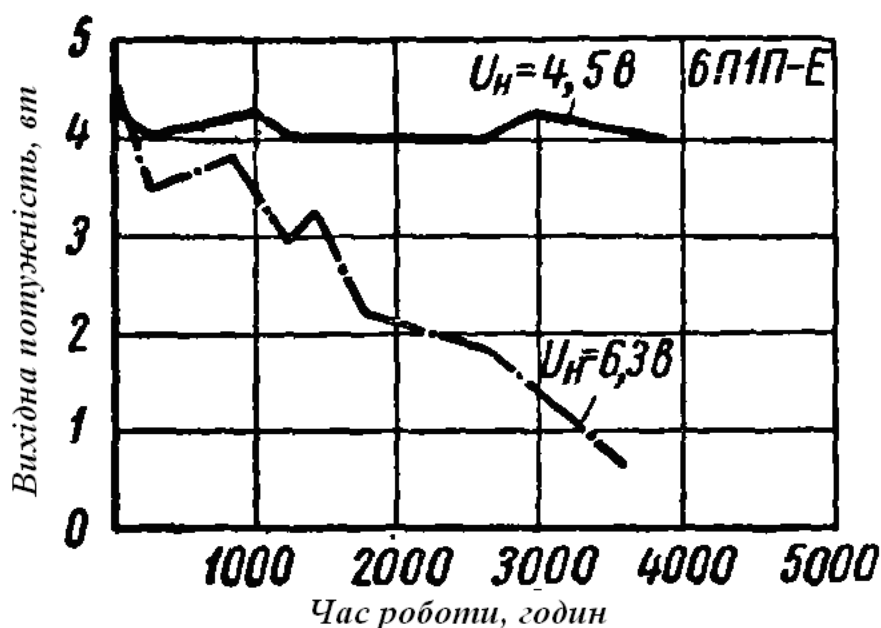


Рисунок 4.66 - Підвищення довговічності ламп, що працюють в черговому режимі при зниженій напрузі ланцюга нагріву катоду

Для ряду сучасних ламп підвищеної надійності черговий режим при номінальній напрузі ланцюга нагріву катоду не є небезпечним.

Температурний режим

Надійність електронної лампи істотно залежить від температури її електродів і балона. При підвищеній температурі посилюється газовідділення і погіршується вакуум у лампі, що призводить до зниження емісії катоду, падіння анодного струму, крутизни ВАХ і вихідної потужності. При надмірному підвищенні температури порушується нормальна робота газопоглинача, виникає електроліз скла, зростають струми витоку - все це знижує надійність лампи. Збільшення інтенсивності відмов лампи при підвищенні температури навколишнього середовища T може бути оцінено за допомогою емпіричної залежності

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{\dot{O}}{\dot{O}_0} \right)^{5,5}. \quad (4.96)$$

Знижена температура навколишнього середовища (до -60°C) не погіршує надійність ламп.

Температурний режим лампи визначається потужністю, що розсіюється в ній, температурою навколишнього середовища і умовами відведення тепла. На рис. 4.67 показано, як змінюється інтенсивність відмов лампи при зміні температури навколишнього середовища і потужності яка розсіюється на аноді електровакуумного приладу.

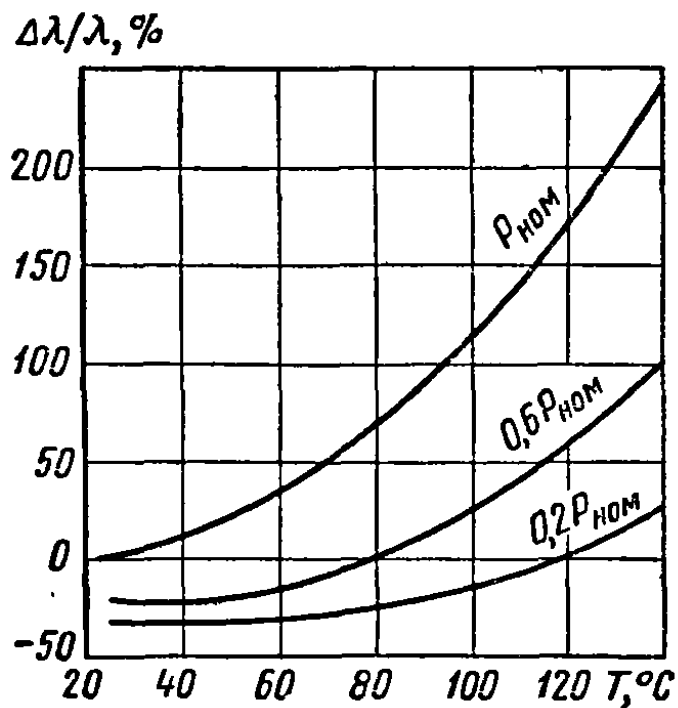


Рисунок 4.67 - Залежність інтенсивності відмов від теплового навантаження

Можна бачити, що для підвищення надійності лампи слід ставити її в розвантажений режим і, якщо можливо, експлуатувати при нормальній температурі навколишнього середовища.

Механічний режим

На надійність електронних ламп виключно сильний вплив роблять механічні дії - трясіння, вібрації та удари. Під впливом вібрацій виникають механічні коливання деталей лампи, змінюються відстані між електродами, це приводить до появи змінної складової анодного струму, що створює змінну напругу на навантаженні, так звану напругу **віброшумів**. Дослідження показують, що при прискореннях до $10 \div 12 g$ напруга віброшумів сучасних малопотужних ламп лінійно залежить від величини прискорення (рис. 4.68).

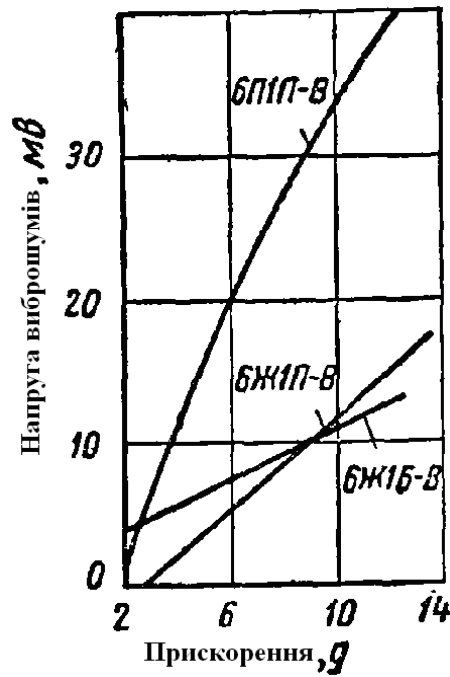


Рисунок 4.68 - Залежність напруги віброшумів від величини прискорення

Частотний спектр віброшумів показаний на рис. 4.69, з якого видно, що на деяких частотах віброшуми зростають, що пов'язано з наявністю власних резонансних частот у деталей лампи.

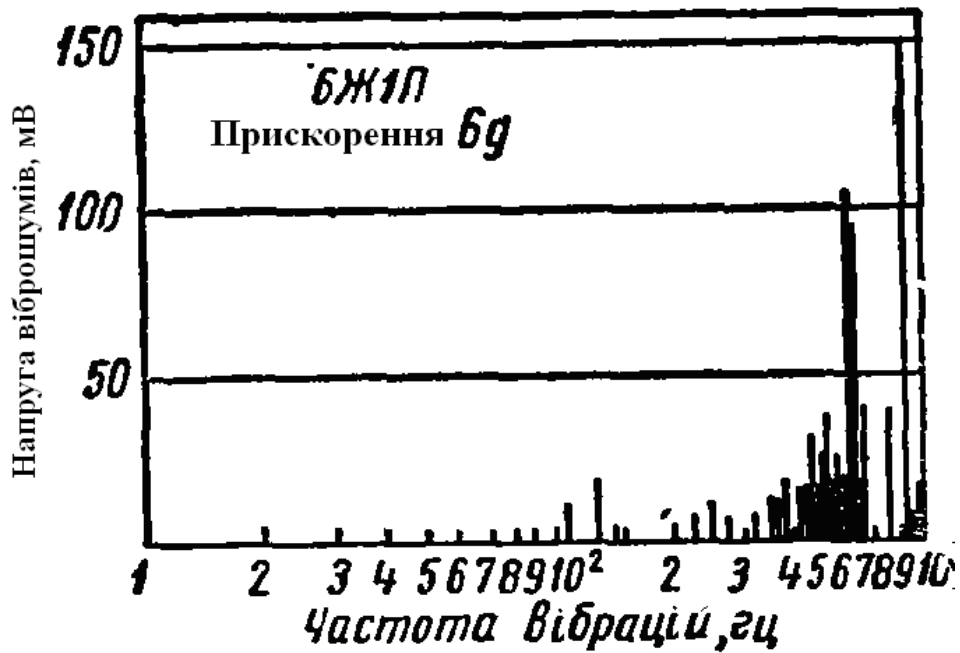


Рисунок 4.69 - Спектральна залежність напруги віброшумів

Величина віброшумів залежить від положення лампи (горизонтальне або вертикальне) і її режиму, зокрема від величини опору навантаження.

Здатність лампи працювати в умовах вібрацій називається вібростійкістю. Вібростійкість характеризується величиною прискорення, при якому віброшуми мають ще допустимий рівень, що не порушує працездатності лампи, а також діапазоном частот механічних коливань, в якому відсутні резонансні явища.

Шуми при роботі лампи можуть виникати під впливом ударів. Здатність лампи працювати в умовах дії ударів називається *ударною стійкістю*. Оскільки дотепер не створена об'єктивна методика вимірювання цих шумів, ударна стійкість електронних ламп, як правило, не нормується.

Тривалі вібрації і удари, що повторюються, розхитуючи електродну систему, поступово приводять до виходу лампи з ладу. На рис. 4.70 показана залежність інтенсивності відмов лампи від часу при роботі в умовах вібрації.

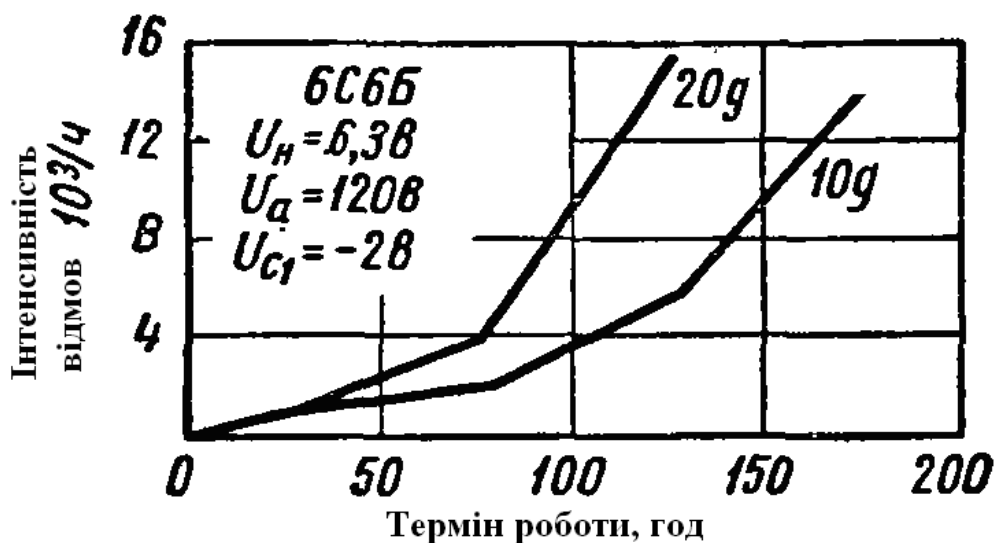


Рисунок 4.70 - Вплив вібрації на інтенсивність відмов

З діаграм рис.4.70 видно, що із збільшенням вібраційних прискорень інтенсивність відмов різко зростає. Надмірні механічні навантаження можуть викликати негайне пошкодження лампи або привести до залишкових деформацій, що приводять до значної зміни її параметрів. Здатність лампи

витримувати без залишкових явищ механічні дії називається механічною міцністю або стійкістю. Розрізняють **віброміцність**, яка вимірюється величиною вібраційного прискорення, яке лампа витримує впродовж певного часу (100 год), і ударну міцність (стійкість), що характеризується числом ударів певної сили, які витримуються лампою (наприклад, 20000 ударів з прискоренням 10 g або 4000 ударів з прискоренням 150 g).

Надійність лампи також залежить від механічної міцності її цоколя і виводів електродів, від якості установки лампи в ламповій панелі.

Вплив проникаючої радіації

Розвиток атомної енергетики, космічних досліджень і військової техніки зробив істотним питання про вплив проникаючої радіації на електронну апаратуру і її елементи.

Проникаюча радіація, що виникає при ядерних реакціях і вибухах, є в основному потоком нейтронів і гамма-променів. При значних дозах вона робить вплив на електровакуумні прилади. Нейтронні потоки викликають розтріскування скла корпусів, посилене газовідділення, «отруєння» катоду, зростання витоків між електродами, що особливо небезпечно для високовольтних ламп, оскільки це може привести до пробою.

За зарубіжними даними металокерамічні лампи витримують потоки нейтронів до 10^{18} нейтрон/см² без помітної зміни параметрів. У скляних ламп ця величина на 2÷3 порядки менше.

4.7.4 Лампи підвищеної надійності

Підвищення надійності електронних ламп має велике практичне значення, оскільки дозволяє збільшити міжремонтні терміни служби апаратури і понизити вартість її експлуатації. Особливо необхідна висока надійність

електронних ламп для відповідальної апаратури, відмова якої під час роботи недопустима. Промисловістю досягнуті значні успіхи в області підвищення надійності більшості ламп, що випускаються. Разом з цим розроблений і випускається ряд серій спеціальних ламп, що відрізняються підвищеною довговічністю і надійністю, наприклад серія **Е** — лампи з підвищеною довговічністю; **В** — лампи з підвищеною надійністю і **К** — лампи з підвищеною вібростійкістю.

До серії **Е** входять лампи 6Ж1П-Е, 6Ж2П-Е, 6Ж9П-Е, 6ЖПП-Е, 6К4П-Е, 6Н1П-Е, 6Н2П-Е, 6Н3П-Е, 6П1П-Е, 6Х2П-Е і ряд інших. Електричні параметри цих ламп мають таку ж величину, як і у відповідних прототипів (з тим же позначенням, але без букви **Е** в кінці). Гарантійне напрацювання їх при температурі навколишнього середовища 40°C складає 5000÷10000 год при $\gamma = 85\div 95\%$. Лампи мають вібростійкість до 10 g у діапазоні від 20 до 600 гц. Механічна міцність ламп характеризується наступними даними: лампи витримують 10 ударів з прискоренням у 500 g і вібрації з прискоренням 6 g впродовж 100 год. При температурі навколишнього середовища 90°C гарантійне напрацювання дорівнює 500 год при $\gamma = 95\%$.

Збільшення довговічності і надійності ламп серії **Е** досягнуте шляхом підвищення механічної міцності їх конструкції і, головним чином, поліпшенням технології виробництва:

- застосуванням для виготовлення ламп надчистих і однорідних матеріалів;
- введенням ряду додаткових операцій в технологічний процес; високоякісним виконанням всіх технологічних операцій, особливо на збірці, відкачуванні, вакуумуванні і заварці;
- всебічним і безперервним *конт ролям якості* на всіх стадіях виробництва;
- введенням тривалого (до 72 ч) тренування готових ламп перед остаточною перевіркою і передачею споживачу.

Важливим чинником підвищення надійності є застосування полегшених режимів роботи ламп в апаратурі.

Лампи серії **В** мають, в основному, таку ж механічну міцність і стійкість, як лампи серії **Е**, але відрізняються меншим терміном гарантійного напрацювання, який складає у них 500 год при $\gamma = 98\div 99\%$. У серію **В** входять лампи 6ЖШ-В, 6Ж2П-В, 6Ж1Б-В, 6Ж2Б-В, 6Н1П-В, 6Н2П-В і ряд інших. Величина електричних параметрів у них та ж, що і у відповідних прототипів.

У ряду ламп підвищеної довговічності і надійності, що не має звичайних прототипів, індекс **В** або **Е** в позначенні відсутній (Щ24Б, Щ29Б і ін.).

Лампи серії **К** відрізняються від ламп серії **В** розширеним діапазоном частот механічних коливань, в якому відсутній резонанс (до 4000 гц замість 600), підвищеною величиною вібраційних прискорень (до 15 g) і зниженою напругою віброшумів (10 мв замість 100 — 180 мв у ламп серії В).

На рівні кращих зразків мініатюрних ламп по надійності і довговічності знаходяться нувістори. Гарантійне напрацювання у них складає 2000 год при $\gamma = 98\%$. Ці лампи відрізняються високою механічною міцністю і температурною стійкістю. При температурі навколишнього середовища 200° С ці лампи мають гарантійне напрацювання 500 год при $\gamma = 98\%$, тоді як для скляних мініатюрних ламп в подібних умовах ресурс опиняється раз в десять меншим.

Промисловістю випускається особливо довговічний пентод 13Ж41С для підводних підсилювачів телекомунікації. Ця лампа, розроблена С. Я. Кухтіним, відрізняється рядом особливостей. Висока механічна міцність конструкції і спеціальна технологія її виробництва зводять до мінімуму вірогідність як повних відмов, викликаних обривом нагрівача катоду і обривом або замиканням електродів, так і часткових відмов, обумовлених поступовим погіршенням параметрів. Лампа має ресурс більше 100000 год.

Кращі сучасні електронні лампи характеризуються інтенсивністю відмов порядку 10^{-7} год⁻¹, проте в цілому лампи істотно поступаються за надійністю напівпровідниковим приладам. Це з'явилося однією з найважливіших причин широкого впровадження в радіоелектроніку напівпровідників, що значною

мірою витіснили лампи з цілого ряду галузей їх технічного застосування. Проте в деяких галузях електронна техніка (апаратура для космічних досліджень, радіаційно-стійка апаратура, апаратура НВЧ та потужні радіопередавачі) до теперішнього часу виконується із застосуванням електровакуумних приладів.

4.8 Маркування електровакуумних приладів

Залежно від принципу роботи, призначення і конструктивних особливостей різні типи електронних приладів позначаються (маркуються) відповідно до системи умовних позначень, передбаченої стандартом ГОСТ 2.731-81 (табл. 1.1 – 1.5).

До позначень ламп, призначених для роботи в імпульсному режимі, додається через дефіс буква «И», наприклад 6Н1П-И.

У ламп для електрометрії першими двома елементами є букви «ЕМ», третім число, що позначає порядковий номер типу приладу.

Таблиця 4.1 - Перший елемент позначення електровакуумних приладів

Група приладів	Умовне позначення
Лампи генераторні довгохвильові і короткохвильові (з граничною частотою до 25 МГц)	ГК
Лампи генераторні ультракороткохвильові (з граничною частотою від 25 до 600 МГц)	ГУ
Лампи генераторні імпульсні	ГИ
Кенотрони	В
Стабілізатори напруги (стабілітрони)	СГ
Стабілізатори струму (бареттери)	СТ
Лампи модуляторні імпульсні	ГМИ

Продовження таблиці 4.1

Лампи приймально-підсилювальні і малопотужні кенотрони	Число, яке показує заокруглено напругу ланцюга нагріву катода у вольтах
Електронно-променеві трубки	Число, що показує величину діаметру або діагоналі екрану в сантиметрах
Діоди високовольтні імпульсні	ВИ
Потенціалоскопи	ЛН
Тиратрони газонаповнені імпульсні	ТГИ

Таблиця 4.2 - Другий елемент позначення електровакуумних приладів

Група приладів	Умовне позначення
Діоди	Д
Подвійні діоди	Х
Тріоди	С
Тетроди	Э
Пентоди низької частоти і променеві тетроди	П
Пентоди низької частоти і променеві тетроди з короткою характеристикою	Ж
Пентоди низької частоти і променеві тетроди з подовженою характеристикою	К
Лампи для перетворення частоти з двома управляючими сітками	А
Тріоди з одним або двома діодуми	Г
Пентоди з одним або двома діодуми	Б
Подвійні тріоди	Н
Тріод - пентоди	Ф
Тріод - гексоди і тріод - гептоди	И

Продовження таблиці 4.2

Індикатори настройки	Е
Осцилографічні трубки і кінескопи з електростатичним відхиленням променю	ЛО
Осцилографічні трубки з електромагнітним відхиленням променю	ЛМ
Кінескопи з електромагнітним відхиленням променю	ЛК
Кенотрони малопотужні	Ц
Кенотрони високовольтні Стабілізатори напруги Потенціалоскопи	Число, яке вказує порядковий номер типу приладу

Таблиця 4.3 - Третій елемент позначення електровакуумних приладів

Група приладів	Умовне позначення
Лампи генераторні всіх діапазонів Електронно-променеві трубки всіх типів Приймально-підсилювальні лампи і малопотужні кенотрони	Число, яке вказує порядковий номер типу приладу

Таблиця 4.4 - Четвертий елемент позначення електровакуумних приладів

Група приладів	Умовне позначення
Лампи приймально-підсилювальні і малопотужні кенотрони:	
У металевій оболонці	Не мають
У скляній оболонці	С
У керамічній оболонці	К
Типу «жолудь»	Ж
Мініатюрні (пальчикові) діаметром 19 і 22,5 мм	П
Мініатюрні діаметром більш 10 мм	Г
Мініатюрні діаметром 10 мм	Б
Мініатюрні діаметром 6 мм	А
Із замком у ключі	Л
З дисковими спаями	Д

Таблиця 4.5 - П'ятий елемент позначення електровакуумних приладів

Група приладів	Умовне позначення
Лампи підвищеної надійності і механічної міцності	В
Лампи особливо довговічні (з гарантованою довговічністю 10 тис. годин і більш)	Д
Лампи підвищеної довговічності (5 тис. годин і більш)	Е
Лампи, призначені для роботи в імпульсному режимі	И

Для високовольтних кенотронів, газотронів і тиратронів четвертим елементом позначення є дріб: чисельник дробу - середній або імпульсний струм в амперах; знаменник - допустима зворотна напруга в кіловольтах.

Приклади позначень:

1. 6Н1П-Е: «6» — напруга ланцюга нагріву кат оду 6,3 В ; «Н» — подвійний т ріод; «1» — порядковий номер т ипу; «П» — мініат юрне оформлення («пальчикова» лампа); «Е» — довговічний прилад (т ермін служ би 5000 год).

2. 45ЛМ1В: «45» — діамет р екрану біля 45 см; «ЛМ» — осцилографічна т рубка з елект ромагніт ним відхиленням променя; «1» — порядковий номер т ипу; «В» — екран двошаровий, свічення біле, післясвічення ж овт е, т ривале (див. основні парамет ри елект ронно-променевих т рубок).

3. ТГИ1-700/25: «ТГИ» — т ират рон газонаповнений, імпульсний; «1» — порядковий номер т ипу; «700/25» — анодний ст ру м в імпульсі 700 А і максимальна анодна напруга 25 кВ.

Питання для самоконтролю і підготовки до тестування

1. Пояснить принцип дії електровакуумного діоду. Пояснить поняття відкритого та закритого стану лампи.
2. Які характеристики та параметри має електровакуумний діод.

3. Чому параметри електровакуумного діоду розподілені на статичні та динамічні?
4. Які області має вольт-амперна характеристика електровакуумного діоду.
5. Як розподіляються статичні параметри електровакуумного діоду залежно від режиму роботи?
6. Як залежать статичні параметри електровакуумного діоду від площі його електродів?
7. Які параметри електровакуумного діоду відносяться до параметрів гранично - допустимих режимів?
8. Від яких геометричних розмірів конструкції залежить максимальна зворотна напруга електровакуумного діоду?
9. Який вид емісії обмежує максимальну зворотну напругу електровакуумного діоду?
10. Як залежить величина максимально – допустимого струму електровакуумного діоду від площі його електродів?
11. Які фізичні явища впливають на роботу електровакуумного діоду в діапазоні НВЧ?
12. Сформулюйте поняття часу та кута прольоту електронів в електровакуумному діоді?
13. Як впливають індуктивність виводів та ємність між електродами на роботу електровакуумного діоду в діапазоні НВЧ?
14. Пояснить принцип дії та конструкцію електровакуумного тріоду .
15. Які сили діють в електровакуумному тріоді на емітовані електрони коли вони знаходяться між сіткою та катодом при різній (по знаку) напрузі на сітці?
16. Які характеристики має електровакуумний тріод?
17. Приведіть перелік основних параметрів електровакуумного тріоду.
18. Сформулюйте визначення анодної характеристики електровакуумного тріоду.

19. Сформулюйте визначення анодної напруги зрушення і як вона залежить від напруги на управляючій сітці тріоду?
20. Сформулюйте визначення анодно-сіткової характеристики електровакуумного тріоду.
21. Сформулюйте визначення сіткової напруги закриття і як вона залежить від напруги на аноді тріоду?
22. Сформулюйте визначення крутизни вольт-амперної характеристики тріоду яким чином вона зв'язана з коефіцієнтом підсилення?
23. Як залежить крутизна вольт-амперної характеристики тріоду від відстані між катодом і управляючою сіткою?
24. Пояснить яким чином визначаються параметри тріоду по його вольт-амперних характеристиках?
25. Запишіть основне рівняння електровакуумного тріоду.
26. Перелічіть які ланцюги тріоду є вхідними, а які - вихідними?
27. Пояснить принцип роботи підсилювального каскаду на електровакуумному тріоді.
28. Визначте поняття «робочої точки» тріоду підсилювального каскаду та якими параметрами тріоду вона характеризується?
29. Визначте поняття напруги зсуву «робочої точки» тріоду, та як вона визначається за характеристиками тріоду?
30. Визначить поняття «клас роботи» підсилювального каскаду.
31. Як залежить положення «робочої точки» тріоду підсилювального каскаду від «класу роботи» підсилювального каскаду?
32. Якими методами зміщують «робочу точку» тріоду в підсилювального каскаду для отримання того або іншого «класу роботи»?
33. Чому в підсилювальних каскадах які працюють в режимі класу «А» положення робочої точки каскаду отримують за допомогою РС – ланцюга в катодному колі тріоду?
34. Як залежать характеристики та параметри підсилювального каскаду від опору навантаження?

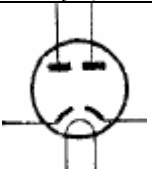
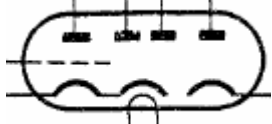
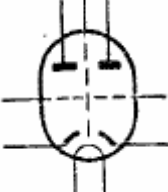
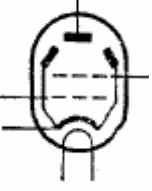
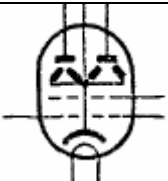
35. Перелічите ємності між електродами які мають місто в тріоді?
36. Яка ємність між електродами має найбільший вплив на роботу підсилювального каскаду на високої частоті?
37. Як розподіляються тріоди за конструкційними ознаками?
38. Які конструктивні заходи застосовують для охолодження анодів?
39. Пояснить принцип дії та конструкцію електровакуумного тетроду.
40. З якою метою в составі тетроду встановлена екрануюча сітка?
41. Яку по величині та знаку напругу подають на екрануючу сітку?
42. Приведіть поняття дінатроного ефекту і за рахунок якого виду емісії він з'являється?
43. На яких ділянках вольт-амперних характеристик тетроду проявляється дія дінатроного ефекту?
44. Якими шляхами зменшується вплив дії дінатроного ефекту в тетроді?
45. Пояснить принцип дії променевого тетроду.
46. Який зсув мають вольт-амперні характеристики тетроду порівняно з характеристикою тріоду?
47. Пояснить чому смуга робочих частот тетроду значно віще ніж у тріоду?
48. Пояснить принцип дії пентоду, та опишіть його конструкцію?
49. Яке призначення третьої сітки пентоду?
50. Як за допомогою третьої сітки усувається дінатроний ефект в пентоді?
51. Як змінюється проникність пентоду порівняно з тетродом?
52. Пояснить чому робочі частоти пентоду значно віще ніж у тетроду.
53. Як розподіляються пентоди за призначенням?
54. Опишіть принцип дії та конструкцію ламп спецпризначення «гептод» та «октод». Яке основне призначення багатосіткових ламп?
55. Опишіть конструкцію та область призначення стрижньових ламп та нувісторів?
56. Наведіть визначення флуктуації, дробового ефекту та причини їх виникнення.

57. Якими шумовими параметрами характеризуються електровакуумні прилади?
58. Перерахуйте шляхи зниження коефіцієнта шуму електровакуумних приладів.
59. Перерахуйте види відмов електровакуумних приладів.
60. Якими параметрами надійності характеризується безвідмовна робота електровакуумних приладів.
61. Як залежить інтенсивність відмов електронних ламп від часу експлуатації?
62. Як залежить інтенсивність відмов електронних ламп від величини напруги на аноді та на екрануючий сітці?
63. Як залежить інтенсивність відмов електронних ламп від величини напруги нагрівача катоду ?
64. Пояснить суть чергового режиму роботи електронних ламп і з якою метою він використовується?
65. Яким чином температура навколишнього середовища впливає на інтенсивність відмов електронних ламп?
66. Яким чином механічні впливи впливають на інтенсивність відмов електронних ламп?
67. Які механічні впливи найбільш впливають на інтенсивність відмов електронних ламп і чому?
68. Сформулюйте поняття вібраційної міцності та ударної міцності як параметрів надійності.
69. Як впливає проникаюча радіація на роботу електронних ламп?
70. Перелічить шляхи за допомогою яких збільшують якісні показники електронних ламп.

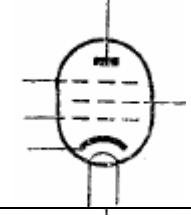
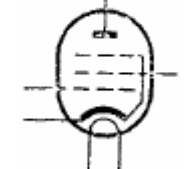
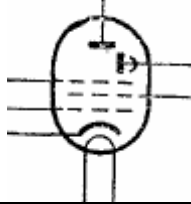
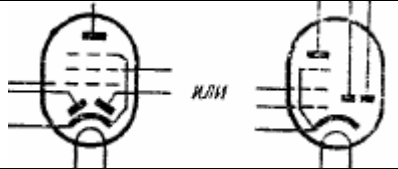
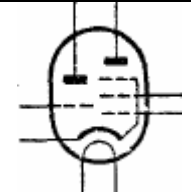
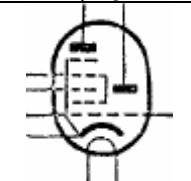
Рекомендована література

1. П.А.Дотепников, "Михайло Олександрович Бонч-Бруєвіч", Связьиздат, 1953.
2. Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1964.
3. Эшбах Г. Л., Практические сведения по вакуумной технике, М.—Л., 1966.
4. Измерение давления в вакуумных системах, пер. с англ., М., 1966
5. Востров Г. А., Розанов Л. Н., Вакуумметры, Л., 1967
6. Рейман А. Л., Термоионная эмиссия, пер. с англ., М.— Л., 1940
7. Гапонов В. И., Электроника, т. 1, М., 1960; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966
8. Херинг К., Николье М., Термоэлектронная эмиссия, пер. с англ., М., 1950
9. Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, К., 1970
- 10.Елинсон М. И., Васильев Г. Ф., Автоэлектронная эмиссия, М., 1958
- 11.Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971
- 12.Фогель Я. М., Вторичная ионная эмиссия, «Успехи физических наук», 1967, т. 91, в. 1, с. 75
- 13.Ненакаливаемые катоды, под ред. М. И. Елинсона, М., 1974
- 14.Брюининг Г., Физика и применение вторичной электронной эмиссии, пер. с англ., М., 1958
- 15.Соммер А., Фотоэмиссионные материалы, пер. с англ., М., 1973.
- 16.Соболева Н. А., Новый класс электронных эмиттеров, «Успехи физических наук», 1973, т. III, в. 2, с. 331–53.
- 17.Батушев В.А., Электронные приборы М., 1969.
- 18.Москатов Е. А., Электронная техника, Таганрог, 2004.

Додаток А - Умовно - графічні позначення (УГП) електровакуумних приладів

Тип приладу	УГП
Діод з катодом прямого нагріву	
Діод з катодом не прямого нагріву	
Діод подвійний з загальним катодом	
Діод подвійний з роздільними катодами	
Тріод	
Діод потрійний - тріод	
Тріод подвійний з роздільними катодами з внутрішнім розділовим екраном і відводом від нього	
Тетрод променевий	
Тетрод променевий подвійний	

Продовження додатку А

Пентод з виводом від кожної сітки	
Пентод (третя сітка з'єднана з катодом)	
Пентод з вторинною емісією	
Подвійний діод - пентод	
Тріод - пентод	
Тріод – гептод	

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА

ЧАСТИНА I

ЕЛЕКТРОВАКУУМНІ ПРИЛАДИ

Навчально-методичний посібник

*для студентів спеціальності 6.090804
“Фізична та біомедична електроніка”*

*Швець Євген Якович, к.т.н., професор
Юдачов Андрій Валерійович, ст. викладач
Турба Микола Миколайович, к.ф.м.н., професор*

Підписано до друку 27. 02. 2009р. Формат 60х84 1/32.

Папір офсетний.

Умовн.14.4 Наклад 35 прим.

Замовлення № 22/09 Б

Віддруковано друкарнею

Запорізької державної інженерної академії

3 комп'ютерного оригінал-макету

69006, м. Запоріжжя, пр. Леніна, 226

РВВ ЗДІА, тел. 223 8 240