

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

І. В. Мельник, С. Б. Тугай, О. В. Богдан

Електронно– променеві технології

Підручник

Затверджено Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як підручник для здобувачів ступеня магістра за спеціальності G5 Електроніка, електронні
комунікації, приладобудування та радіотехніка

Електронне мережеве навчальне видання

Київ
КПІ ім. ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО
2026

УДК 004.942:537.525

B19

Автори:

Мельник Ігор Віталійович, д-р. техн. наук, проф,
Тугай Сергій Борисович, канд. техн. наук, доц.
Богдан Олександр Володимирович, канд. техн. наук, ст. наук. співр.

Рецензенти:

Жовтянський В.А., чл.-кор. НАН України д-р фізико-математичних наук,
професор, завідувач відділу плазмових процесів і технологій інституту газу
НАН України
Скришевський В.А., д-р фізико-математичних наук, професор, завідувачий
кафедрою нанофізики конденсованих середовищ Інституту високих технологій
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Відповідальний
редактор:

Смірнов І.В., д-р техн. наук, проф.

*Гриф надано Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 4 від 6 квітня 2026 р)
за поданням вченої ради факультету
(протокол № 02/2026 від 23.02.2026 р.)*

Мельник І.В.

B19

Електронно-променеві технології. [Електронний ресурс]: підручник для здобувачів ступеня магістра за освіт. програмою «Електронні пристрої та системи» спец. G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка / І.В. Мельник, С.Б. Тугай, О.В. Богдан.; КПІ ім. Ігоря Сікорського.– Електрон. текст. дані (1 файл). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2026. – 253 с.

Підручник містить матеріали, присвячені методам проектування електронних гармат та основам електронно-променевих технологій. Розглянуто історія та сучасний стан розвитку електронно-променевих технологій, типи електронних гармат та особливості їх застосування, основи електродинаміки та методи розрахунку траєкторій заряджених частинок в електричних та магнітних полях, основи електронної оптики, особливості транспортування електронних пучків та проектування систем сканування, а також основні процеси взаємодії електронного пучка з речовиною. Наведені контрольні питання для закріплення вивченого матеріалу. Для студентів та аспірантів, які навчаються за спеціальністю G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка. Книга може бути корисною для підготовки магістрів та аспірантів інших спеціальностей та для широкого кола спеціалістів, які займаються розробкою електронно-променевого технологічного обладнання.

УДК 004.942:537.525

Реєстр. № НП **XX/XX-XXX**. Обсяг 10,5 авт. арк.

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Берестейський, 37, м. Київ, 03056
<https://kpi.ua>

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів
і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

© І.В. Мельник, С.Б. Тугай, О.В. Богдан, 2026

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2026

ЗМІСТ

Відомості про авторів.....	10
Передмова.....	13
Вступ.....	16
Розділ 1. Історія розвитку електронно-променевих технологій.....	24
1.1. Перший етап, кінець ХІХ – середина ХХ століття.....	24
1.2. Другий етап, середина ХХ – початок ХХІ століття	
Контрольні питання до розділу 1.....	42
Розділ 2. Електронні гармати та можливості їхнього використання в промисловості.....	44
2.1. Загальні вимоги до електронних гармат технологічного застосування та параметри електронних пучків.....	44
2.2. Класифікація електронних гармат за принципом роботи.....	46
2.2.1. Електронні гармати з розжареними катодами.....	46
2.2.2. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду.....	49
2.2.2.1. Загальні основи фізики високовольтного тліючого розряду.....	49
2.2.2.2. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду, які формують електронні пучки з точковим фокусом.....	54
2.2.2.3. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду, які формують профільні електронні пучки.....	55
2.2.3. Плазмові електронні гармати.....	59
2.3. Оцінка можливості використання електронних гармат різного типу для виконання різноманітних технологічних операцій.....	61
2.4. Процеси електронно-променевої обробки та узагальнені структурні схеми технологічного устаткування.....	62
2.4.1. Узагальнена структурна схема електронно-променевого	

установлення різного технологічного призначення.....	62
2.4.2. Зварювальне електронно-променеве установлення.....	69
2.4.3. Електронно-променеве установлення для нанесення покриттів та основні закономірності процесу випаровування.....	72
2.4.4. Електронно-променеве установлення для плавлення тугоплавких металів та діелектричних матеріалів з метою їхнього очищення.....	80
2.4.5. Електронно-променева літографія.....	83
Контрольні питання до розділу 2.....	89
Розділ 3. Методи моделювання електронних гармат.....	93
3.1. Узагальнені системи диференціальних рівнянь для розрахунку траєкторій та потоків заряджених частинок в електричних та магнітних полях.....	93
3.1.1. Рівняння руху заряджених частинок в формі Ньютона.....	93
3.1.2 Диференціальні рівняння для описання потоків заряджених частинок.....	94
3.1.3. Рівняння електродинаміки Максвелла.....	104
3.1.3.1. Рівняння Максвелла в диференціальній формі.....	102
3.1.3.2. Рівняння Максвелла в інтегральній формі.....	110
3.1.4. Варіаційний принцип та рівняння руху заряджених частинок в формі Лагранжа та Гамільтона.....	116
3.1.5. Електронно-оптичне рівняння.....	123
3.1.6. Теорема Буша.....	126
3.2. Прості аналітичні розрахунки параметрів електронних гармат....	128
3.2.1. Синтез аксіально-симетричної електродної системи гармати з розжареним катодом.....	128
3.2.2. Розрахунок вольт-амперної характеристики електронних гармат високовольтного тліючого розряду.....	133

3.3. Числові методи розв'язування рівнянь електрофізики.....	137
3.3.1. Метод скінченних різниць.....	137
3.3.2. Метод скінченних елементів.....	141
3.3.3. Метод інтегральних рівнянь.....	143
3.3.4. Методи траєкторного аналізу.....	144
3.3.5. Метод трубок струму.....	145
3.3.6. Метод великих частинок.....	150
Контрольні питання до розділу 3.....	153
Розділ 4. Електростатичні та магнітні лінзи як елементи конструкцій електронних гармат.....	156
4.1. Закони геометричної оптики та способи побудови зображень в тонких та товстих лінзах.....	156
4.2. Електростатичні лінзи.....	160
4.2.1. Окрема діафрагма.....	160
4.2.2. Одиночна лінза.....	163
4.2.3. Імерсійна лінза.....	165
4.2.3.1. Головні поняття теорії імерсійних лінз та їхні конструктивні особливості.....	165
4.2.3.2. Фокальні параметри імерсійної лінзи з двох діафрагм.....	167
4.2.3.3. Фокальні параметри імерсійної лінзи з двох циліндрів.....	168
4.2.4. Імерсійний об'єктив.....	170
4.2.5. Електронне дзеркало.....	171
4.2.6. Теоретичне обґрунтування аналогії між світловою та електронною оптикою.....	172
4.2.7. Матричні методи обчислення параметрів електростатичних лінз.....	173
4.3. Головні типи аберацій електростатичних лінз та способи їх розрахунку.....	174

4.3.1. Теоретичне обґрунтування можливості виникнення аберацій в електронних лінзах.....	174
4.3.2. Сферичні аберації.....	177
4.3.3. Аберація кома.....	177
4.3.4. Астигматизм.....	178
4.3.5. Дисторсія.....	179
4.3.6. Хроматична аберація.....	180
4.4. Магнітні лінзи.....	183
4.4.1. Типи магнітних лінз, їхні конструкції та параметри.....	183
4.4.1.1. Проста магнітна лінза без феромагнітного панцира.....	183
4.4.1.2. Симетрична магнітна лінза з феромагнітним панциром.....	186
4.4.2. Аберації магнітних лінз.....	187
Контрольні питання до розділу 4.....	188
Розділ 5. Транспортування електронних пучків та системи відхилення.....	191
5.1. Необхідність аналізу процесів іонізації залишкового газу в області проходження електронного пучка та використання систем його відхилення в промислових електронно-променевих установках.....	191
5.2. Особливості транспортування електронних пучків в умовах вільного дрейфу в технологічній камері.....	193
5.2.1. Оцінка швидкості утворювання іонів.....	193
5.2.2. Іонне фокусування електронного пучка.....	195
5.2.3. Розсіювання електронів пучка на молекулах залишкового газу.....	196
5.3. Особливості транспортування електронних пучків в еквіпотенціальному каналі.....	199
5.3.1. Загальні фізичні припущення, які слід враховувати під час формування математичних моделей транспортування	

електронного пучка в еквіпотенціальному каналі зі зміною тиску газу.....	199
5.3.2. Визначення розподілу тиску вздовж довжини каналу транспортування з використанням рівнянь вакуумної техніки.....	200
5.3.3. Моделювання граничної траєкторії електронного пучка в каналі транспортування з урахуванням процесу іонного фокусування та розсіювання електронів на атомах залишкового газу.....	202
5.3.4. Розрахунок втрат струму електронного пучка в каналі транспортування.....	204
5.4. Системи відхилення електронного пучка.....	205
5.4.1. Необхідність використання систем відхилення в електронно-променевому технологічному обладнанні.....	205
5.4.2. Електростатичні системи відхилення.....	207
5.4.2.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини.....	207
5.4.2.2. Електростатичні системи з плоскопаралельними пластинами для відхилення електронних пучків за двома координатами.....	210
5.4.3. Магнітні системи відхилення.....	211
5.4.3.1. Загальний принцип роботи та параметри систем магнітного відхилення електронного пучка.....	211
5.4.3.2. Магнітні системи відхилення на великі кути із довгим соленоїдом та феромагнітними полюсниками.....	213
Контрольні питання до розділу 5.....	215
Розділ 6. Фізичні основи взаємодії електронного променя з речовиною та відповідні оцінки для процесів електронно-променевих технологій.....	217
6.1. Узагальнені оцінки взаємодії електронного променя із кристалевою ґраткою.....	217
6.1.1. Основні фізичні процеси, пов'язані з взаємодією	

електронного променю із кришталевою ґраткою, та їх аналітичне описання.....	217
6.1.2. Визначення просторового розподілу енергії, яку поглинає речовина від електронного променю.....	220
6.1.3. Вторинна електронна емісія та ефект накопичення заряду в процесі електронно-променевої обробки діелектричних та напівпровідникових матеріалів.....	221
6.1.3.1. Загальна теорія вторинної електронної емісії.....	221
6.1.3.2. Вторинна електронна емісія з діелектриків та напівпровідникових матеріалів та ефект накопичення заряду в процесі обробки речовини електронним променем.....	223
6.1.3.3. Аномальна вторинна електронна емісія та ефект Молтера.....	226
6.1.3.4. Вторинна іонно-електронна емісія.....	227
6.2. Теплові ефекти, які виникають в процесі опромінювання матеріалів електронним пучком.....	229
6.2.1. Аналіз розподілу температури на поверхні та в об'ємі речовини, яку нагрівають електронним пучком.....	229
6.2.2. Аналіз процесів плавлення та випаровування речовини, яку нагрівають електронним пучком, через розв'язування рівняння теплового балансу.....	229
6.2.3. Аналіз процесу випаровування у вакуумі за умови низького тиску.....	231
6.3. Фізичні процеси електронно-променевого зварювання та математичне моделювання геометрії зварювального шва.....	233
6.3.1. Узагальнені теоретичні оцінки геометричних параметрів зварювального шва за умови невеликої потужності електронного променю.....	233
6.3.2. Аналіз фізичних процесів у зварювальній ванні за	

умови великої потужності електронного променю та режиму кинджального проплавлення.....	234
6.4. Моделювання процесу електронно-променевого плавлення та випаровування металів.....	238
Контрольні питання до розділу 6.....	241
Післямова.....	244
Перелік посилань.....	247

Мельник Ігор Віталійович



Доктор технічних наук, професор кафедри електронних пристроїв та систем факультету електроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського». Народився у 1966 р. у м. Києві. У 1983 р. закінчив середню школу та вступив до Київського політехнічного інституту, який закінчив у 1989 р. за фахом «Інженер електронної техніки». З 1989 року і дотепер працює у Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» на посадах аспіранта, асистента, старшого викладача, доцента, докторанта та професора. Після закінчення аспірантури у 1994 р. захистив кандидатську дисертацію. З 2005 по 2008 рік навчався у докторантурі Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». З 2004 по 2009 рік, за сумісництвом, доцент кафедри комп'ютерної інженерії Відкритого міжнародного університету розвитку людини «Україна», а з 2009 р. і до сьогодні – професор цієї кафедри. У 2009 р. захистив докторську дисертацію на тему «Теоретичні та експериментальні основи проектування технологічних електронних гармат високовольтного тліючого розряду». Був науковим керівником кандидатської дисертації з вакуумної, плазмової та квантової електроніки. Має аспірантів. Член експертної комісії МОН України з експертизи науково-технічних проектів за фахом «Енергетика та енергозбереження».

Як науковець зробив внесок у розвиток теорії високовольтного тліючого розряду, розробив методи комп'ютерного розрахунку та проектування технологічних газорозрядних електронних гармат.

Має понад 300 наукових праць, серед яких більше 80 опубліковано за кордоном, зокрема 10 авторських свідоцтв, 5 патентів України та 15 навчальних посібників, 80 праць індексуються в базі даних Scopus. Брав участь у роботі багатьох національних та міжнародних конференцій. Член організаційних комітетів міжнародних конференцій «Elnano» та «UkrMiCo». Член редакційної колегії журналу «Прикладні питання математичного моделювання». Член спеціалізованої вченої ради із захисту кандидатських та докторських дисертацій. У 2023 – 2025 роках був редактором збірок видавництва Springer із систем штучного інтелекту та алгоритмів оброблення даних.

Коло наукових інтересів: комп'ютерне моделювання фізичних процесів та явищ у газорозрядних електронних приладах, комп'ютерне моделювання технологічних процесів, методи математичного моделювання електронних пристроїв та систем, комп'ютерні мережі та INTERNET.

Тугай Сергій Борисович



Кандидат технічних наук, доцент кафедри електронних пристроїв та систем факультету електроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського». Народився у 1979 р у м. Києві. У 1996 р. закінчив Технічний ліцей КПІ та вступив до Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», який закінчив у 2002 р. за фахом «Інженер-електронік». Із 2010 року і дотепер працює у Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» на посадах аспіранта, асистента, доцента. Після закінчення аспірантури у 2013 р. захистив кандидатську дисертацію. Має аспірантів.

Як науковець зробив внесок у розвиток електронно-променевих приладів та пристроїв на основі високовольтного тліючого розряду. Досліджує фізичні процеси в технологічних електронних гарматах на основі високовольтного тліючого розряду та методи керування ними.

Має понад 50 наукових праць, серед яких більше 25 опубліковано за кордоном, а також 8 патентів України, 24 праці індексуються в базі даних Scopus. Брав участь у роботі багатьох національних та міжнародних конференцій. Член організаційних комітетів міжнародних конференцій «Elnano» та «UkrMiCo».

Коло наукових інтересів: електронно-променеві технології, газорозрядні електронні прилади, комп'ютерне моделювання технологічних процесів, методи керування технологічними електронними пристроями та системами.

Богдан Олександр Володимирович



Закінчив Київський політехнічний інститут у 1983 році. Працював інженером і науковим співробітником Національного технічного університету України “Київський політехнічний інституту імені Ігоря Сікорського”. Брав участь у виконанні 52 НДР і госпдоговорів, був керівником і відповідальним виконавцем 36 НДР, зокрема проекту Національного фонду досліджень України в рамках конкурсу «Наука для зміцнення обороноздатності України», трьох проектів державних науково-технічних програм та 4 науково-технічних розробок за державним замовленням. Приймав участь у виконанні 3 міжнародних грантів. Автор понад 130 наукових і навчально-методичних праць, зокрема трьох підручників та сьомі монографій, 12 патентів на винаходи, робив доповіді на 32 науково-технічних конференціях і семінарах. Фахівець у галузі мікро- та наноелектроніки, мікросистемної техніки, функціональних матеріалів і пристроїв електроніки, зокрема п’єзокерамічних моторів і актюаторів, та мікроелектромеханічних систем (МЕМС).

ПЕРЕДМОВА

Підручник, який пропонують автори, присвячений актуальним та сучасним питанням промислової реалізації електронно-променевих технологій. На основі фактів з історії розвитку науки і техніки автори показують, що електронно-променеві технології, починаючи з кінця XIX – початку XX століття, суттєво впливають на рівень розвитку промисловості та на загальний рівень суспільних потреб.

Як відмінну рису підручника слід відмітити його комплексний характер. Автори розглядають різні типи електронних гармат, зокрема гармати з розжареними катодами, електронні гармати високовольтного тліючого розряду, гармати з плазмовим емітером електронів та гармати з автоемісійними катодами. Розглянуті також конструктивні особливості електронно-променевого обладнання різного технологічного призначення, зокрема, зварювального, обладнання для нанесення металевих та керамічних покриттів, плавильного, обладнання для розмірної обробки матеріалів, обладнання для хімічної обробки речовин, а також основи сучасної електронно-променевої літографії.

Велика увага в підручнику приділена сучасним методам моделювання електронних гармат та оптимізації їхньої конструкції. Питання моделювання електронних гармат розглядається змістовно та обґрунтовано, через вивчення відповідних фізичних закономірностей. Зокрема, розглянуті питання електрофізики та руху заряджених частинок в електричних та магнітних полях. Наведені основні рівняння для розрахунку потоків заряджених частинок. З теоретичної точки зору цікавим є те, що автори розглядають різні існуючі підходи до аналізу електромагнітних полів та законів руху заряджених частинок в них. Зокрема, наведено система рівнянь електродинаміки Максвелла в диференціальній та інтегральній формі, рівняння руху Ньютона, методи аналізу потоків частинок, основані на розгляді ламінарних потоків та на рівнянні неперервності потоку, рівняння дифузії, а також варіаційні підходи, основані на формалізмі Лагранжа та Гамільтона.

Окремо в підручнику розглянуто способи фокусування електронних пучків та основи електронної оптики. Надані найважливіші поняття геометричної оптики, такі, як слабка лінза, сильна лінза, фокусна відстань лінзи, оптична сила

лінзи, збиральна лінза та розсіювальна лінза. Наведені узагальнені схеми оптичних систем та пояснені способи розрахунку їх параметрів, зокрема, фокусної відстані, оптичної сили та коефіцієнту підсилення зображення. Надалі розглянуто системи з електростатичними та магнітними лінзами та показано, в чому полягає принцип аналогії між геометричною та світловою оптикою. Розглянуті також ефекти спотворення зображення внаслідок аберацій електронних лінз та можливості зменшення величини аберацій. Електростатичні та магнітні фокусувальні лінзи розглянуті як важливі конструктивні елементи електронних гармат.

Також розглянуто процес транспортування електронних пучків від електронної гармати до виробів, які оброблюють в технологічній камері. Як головний фізичний процес, яким супроводжується транспортування електронного пучка в технологічній камері, розглянуто взаємодія електронного пучка з залишковий газом. Також окремо розглянуто питання транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі з метою забезпечення необхідного перепаду тиску між електронною гарматою та технологічною камерою. Для комп'ютерного моделювання транспортування електронних пучків за різних фізичних умов використано оригінальний програмний комплекс ЕВТІЕА, розроблений на кафедрі електронних пристроїв та систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського».

Показано та обґрунтовано, що для забезпечення високої якості виробів електронно-променевих технологій часто необхідним є сканування електронного пучка по поверхні виробу. Тому електростатичні та магнітні системи сканування електронних пучків, як один з важливих елементів електронно-променевого технологічного обладнання, а також їхні конструктивні параметри, розглянуті в підручнику окремо.

Також розглянуті основи взаємодії електронного пучка з речовиною та відповідні теплові ефекти, які виникають в металах та діелектричних матеріалах під дією електронного пучка. Окремо, на основі законів квантової фізики, розглянуті фізичні ефекти, які виникають в процесі взаємодії прискорених електронів пучка з кристалевою ґраткою. Розглянуто також важливий процес

вторинної емісії електронів із металів та діелектриків під дією високоенергетичних електронів пучка та проаналізовані основні фізичні процеси, які супроводжують вторинну електронну емісію. На основі загальних законів термодинаміки розглянуті математичні моделі взаємодії електронного пучка з речовиною в реальних технологічних процесах електронно-променевого зварювання, плавлення металів та випаровування. Наведена класифікація існуючих математичних моделей зварювального шва та показані особливості практичного використання різного типу таких моделей.

Тобто, авторами запропонований комплексний підхід до вивчення процесів електронно-променевих технологій, оснований на вивченні законів електродинаміки, електронної оптики та термодинаміки.

Автори вважають, що публікація підручника є доцільною та корисною для вивчення студентами спеціальності G5 «Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка» курсу «Електронно-променеві технології» за напрямком «Електронні компоненти, пристрої та системи». Підручник може бути корисним для студентів інших спеціальностей, зокрема, «Інформаційно-вимірювальні технології», «Мікро- та наносистемна техніка», «Інженерія програмного забезпечення», «Комп'ютерні науки», «Системний аналіз», «Матеріалознавство», «Галузеве машинобудування», «Металургія», «Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка», «Теплоенергетика», «Хімічні технології та інженерія», «Автоматизація, комп'ютерно-інтегровані технології та робототехніка». Враховуючи широке коло охоплених питань та високий теоретичний рівень викладання матеріалу книга, яка пропонується, також може бути корисною для аспірантів, викладачів та науковців відповідних спеціальностей.

Автори:

Ігор МЕЛЬНИК

Сергій ТУГАЙ

Олександр БОГДАН

ВСТУП

Підручник, якій пропонується, присвячено описанню сучасного рівня розвитку електронно-променевих технологій, зокрема, методів розробки електронних гармат та дії електронного пучка на речовину. Слід відзначити, що в останні роки, особливо великого значення набули електрофізичні методи обробки матеріалів, основані на технологічному застосуванні електронних та іонних потоків та низькотемпературної плазми. Зокрема, для електрофізичної обробки матеріалів використовують електронні та іонні потоки та різні форми електричного розряду, як-то іскровий, дуговий та тліючий [1 – 5]. Також широке промислове застосування знаходять випромінювання квантових генераторів та інші способів електрофізичної дії на речовину, яку обробляють. Це, насамперед, пов'язано із поширенням застосування матеріалів зі спеціальними фізико-хімічними властивостями та підвищеними вимогами щодо точності виготовлення деталей машин та апаратів в машинобудуванні, приладобудуванні та електронній промисловості [6 – 8].

У зв'язку з цим, широке застосування знаходять різноманітні фізичні процеси, в основі яких лежить використання прискорених потоків електронів, які генерують електронні гармати. Електронно-променеве нагрівання виробів у вакуумі, відмінними рисами якого є висока загальна та питома потужність електронного пучка, універсальність та високий коефіцієнт корисної дії, забезпечує проведення низки технологічних операцій, виконання яких, у разі використання інших способів нагрівання речовини, є неможливим. Також електронно-променеве нагрівання є дуже економічним, що дозволяє, у деяких випадках, не лише замінити традиційні способи обробки речовини, але й спростити виробництво та зробити його більш економічним [9 – 18]. Крім цього, через можливість сканування електронних потоків по поверхні речовини за заданим законом, виникає можливість отримувати нові матеріали та сплави з наперед заданими фізико-хімічними властивостями. Тому сьогодні область застосування електронно-променевих технологій постійно розширюється і зараз є вкрай широкою, від електроніки та приладобудування до важкого машинобудування. Останніми роками спостерігається швидке зростання потужності електронно-променевого технологічного обладнання промислового призначення, одночасно удосконалюють конструкції електронних гармат та покращують, таким чином, технологічні та експлуатаційні характеристики

електронно-променевого устаткування [9, 18]. Проте, для подальшого розвитку сучасних електронно-променевих технологій, виникає необхідність глибокого вивчення існуючих методів генерації електронних потоків, їх формування та транспортування, а також фізичних процесів взаємодії електронного пучка з речовиною [9 – 18].

Підручник, який пропонується, присвячений описанню стану розвитку сучасних електронно-променевих технологій та особливостей використання електронного пучка, як технологічного інструмента, для виконання різноманітних технологічних операцій, пов'язаних із його тепловою дією на речовину.

Головною відмінною рисою підручника є його комплексний характер. Зокрема, описана історія та сучасний стан розвитку електронно-променевих технологій [9 – 22], типи електронних гармат та особливості їх використання в електронно-променевому технологічному обладнанні [9 – 18], математичні методи розрахунку траєкторій заряджених частинок та їх потоків у вакуумі [12 – 15]. Як окремий розділ, тісно пов'язаний з методами формування електронних пучків малого діаметру, розглянуті основи електронної оптики та методи фокусування електронних потоків в електричних та магнітних полях [11 – 13, 18, 23]. Також окремо розглянуті важливі питання, пов'язані з транспортуванням електронного пучка від області його формування до виробів, які обробляють в технологічній камері [10, 11, 24 – 26]. Зокрема, розглянуто наявні способи сканування електронного пучка по поверхні виробів за заданим законом з метою покращення їхньої якості [10, 11]. В підручнику також розглянуті конструкції наявних електростатичних та магнітних систем сканування електронного пучка та наведені їх технічні параметри та характеристики [9, 12, 13, 23]. Розглянуті також способи формування електричних сигналів на пластинах систем електростатичного відхилення.

Окремо розглянуті важливі питання фізичних основ взаємодії електронного пучка з речовиною. Зокрема, на основі законів квантової фізики розглядаються питання взаємодії прискорених потоків електронів із атомами кристалічної ґратки. Також окремо розглянуто важливе питання вторинної емісії електронів із металів та діелектриків. Надалі розглядаються особливості теплової дії електронних потоків на матеріали, які оброблюють, з точки зору законів термодинаміки [24, 25]. Зокрема, розглянуті термодинамічні моделі процесів електронно-променевого зварювання, плавлення та

випаровування металів. Основу цих моделей становлять отримані аналітичні та числові розв'язки диференціального рівняння теплопровідності та рівняння теплового балансу [36, 37].

Підручник, який пропонується, має таку загальну структуру.

В першому розгляді розглянута історія розвитку електронно-променевих технологій, від кінця XIX століття до сьогодення [20 – 22]. Показано, що на початковому етапі розвитку фундаментальні дослідження видатних вчених та винахідників в області способів формування електронних пучків, таких, як В. Крукс, І.П. Пуллой та М. Перані, не знаходили підтримки серед промисловців, оскільки такі технології вважали вкрай складними та неефективними [20 – 22]. Надалі показано, як розвиток електронно-променевих технологій пов'язаний із розвитком вакуумної техніки, квантової фізики та цифрової електроніки у XX столітті [20, 21]. Історія розвитку електронно-променевих технологій розглядається на конкретних прикладах розвитку кількох всесвітньо відомих корпорацій, зокрема, таких як Bell Telephone Laboratories, IBM, Fairchild Semiconductors, Intel та інших [20 – 23].

У другому розділі підручника розглянуті типи електронних гармат та особливості їхнього промислового застосування в електронно-променевому технологічному обладнанні. Зокрема, розглянуті конструктивні особливості електронних гармат з розжареними катодами [9, 18, 23], електронних гармат високовольтного тліючого розряду (ВТР) [6 – 8] та плазмових електронних гармат [26 – 28]. Окремо розглянуті можливості та особливості використання електронних гармат різного типу в зварювальному електронно-променевому обладнанні [9 – 18], обладнанні для нанесення металевих та керамічних покриттів методом електронно-променевого випаровування та в електронно-променевій літографії [23]. Показано, що, загалом, рівень використання електронно-променевих технологій є одним з основних чинників подальшого розвитку сучасної електронної промисловості, приладобудування та матеріалознавства.

У третьому розділі підручника розглянуті методи розрахунку траєкторій руху заряджених частинок та параметрів їх потоків в електричних та магнітних полях. Розглядається рівняння руху зарядженої частинки в формі Ньютона та відомі

аналітичні та числові способи його розв'язування [29 – 31]. Аналіз ламінарних потоків заряджених частинок проведений на основі базових рівнянь гідродинаміки, зокрема, закону збереження енергії, закону збереження імпульсу та рівняння безперервності потоку [32]. Окремо розглянуто умови формування дифузійних потоків заряджених частинок та способи аналітичного розв'язування рівняння дифузії [32].

Для вивчення способів розрахунку електричних та магнітних полів розглянуто система рівнянь електродинаміки Максвелла, записаних в диференціальній та інтегральній формі [33, 34]. Як окремі випадки рівнянь електродинаміки Максвелла розглядаються закони електростатики та стаціонарного магнітного поля. Зокрема, розглянуті диференціальне рівняння Пуассона, закон Кулона, закон Біо – Савара – Лапласа, закон Ампера, закон електромагнітної індукції Фарадея та теорема Гауса для потоку електричного та магнітного поля [33, 34]. На основі наведених теоретичних відомостей розглянуті способи розв'язування простих задач, пов'язаних з рухом заряджених частинок та провідників з током в електричних та магнітних полях.

Окремо розглянуті прості способи розрахунків параметрів електронних гармат на прикладах синтезу гармати Пірса з розжареним катодом [10, 11, 18, 19] та отримання вольт-амперної характеристики (ВАХ) гармат ВТР [15, 35, 36].

Також у третьому розділі підручника велика увага приділена використанню відомих методів варіаційного аналізу для розрахунку параметрів потоків заряджених частинок в електричних та магнітних полях [13, 33, 34]. Розглядаються варіаційні рівняння, записані в формі Лагранжа та Гамільтона, та особливості їх аналітичного розв'язування [13]. Через розв'язування рівняння Ньютона для параксіального електронного пучка з малим кутом збіжності, з використанням теореми Гауса для електростатичного поля та закону збереження енергії, отримане диференціальне електронно-оптичне рівняння руху електронів [11, 12, 18, 19]. Головною перевагою використання цього рівняння є відсутність в ньому часу як явного параметру траєкторного аналізу, що значно спрощує його розв'язування з використанням аналітичних або числових методів та алгоритмів.

У третьому розділі підручника також досконало розглянуто методи числового

моделювання розподілу електричного поля та траєкторій заряджених частинок в електродних системах електронних гармат. Для розрахунку розподілу електричного поля в електродній системі запропоновано використовувати метод скінченних різниць (МСК), метод скінченних елементів (МСЕ), або метод інтегральних рівнянь [37, 38]. Показано, що метод скінченних різниць є ефективним та точним у разі необхідності описання нескладної границі без викривлень, елементи якої легко підлягає аналітичному описанню та можуть бути описаними з використанням теорії предикатів та алгебри Буля через арифметико-логічні вирази (АЛВ). Також показано, що, у разі використання арифметико-логічних виразів, граничні умови можна легко описати з використанням сучасних засобів матричного програмування (МП) [39 – 44]. Сьогодні засоби матричного програмування найбільш розвинені в системі науково-технічних розрахунків MATLAB [39 – 41]. Для підвищення ефективності та швидкості розрахунків з використанням методу скінченних різниць запропоновано використовувати метод послідовної верхньої релаксації [37, 38]. Показано та обґрунтовано, що у разі описання складних граничних умов із викривленими границями метод скінченних елементів зазвичай є більш ефективним та економічним з обчислювальної точки зору, ніж метод скінченних різниць [37, 38]. Обґрунтовані основні ітераційні скінченно-різницеві співвідношення для методу скінченних елементів. Розрахунок траєкторій заряджених частинок в електричному та магнітному полі запропоновано робити через розв'язування диференціального електронно-оптичного рівняння з використанням методу Рунге – Кутта четвертого порядку [37, 38]. Показано, що для розв'язування електронно-оптичного рівняння методом Рунге – Кутта також можна використовувати методи матричного програмування та арифметико-логічні вирази. Метод інтегральних рівнянь та аналіз функцій Гріна є ефективним для розрахунку коротких електродних систем із складними умовами на границях, проте такі граничні умови зазвичай не відповідають електродним системам електродних гармат. Для аналізу електродних систем електронних гармат з урахуванням просторового заряду запропоновано використання методу великих частинок або методу трубок струму [45]. Показано, що метод великих частинок пов'язаний з кінетичним підходом до аналізу потоків частинок із великою кількістю зіткнень між ними, а метод трубок струму – з гідродинамічним підходом [45]. Теоретично

обґрунтовано, що у разі аналізу ламінарних потоків, навіть із великою кількістю зіткнень електронів із атомами залишкового газу та іонізацією газу, метод трубок струму є більш ефективним з обчислювальної точки зору. Наведені результати моделювання електродних систем гармат високовольтного тліючого розряду, отримані з використанням методу трубок струму.

У четвертому розділі підручника розглянуті способи фокусування електронних пучків та загальні теоретичні основи геометричної оптики заряджених частинок, зокрема, електронної та іонної оптики [12, 13, 18, 23]. На початку четвертого розділу наведені основні поняття світлової геометричної оптики. Наведені визначення найважливіших понять геометричної оптики, таких, як слабка лінза, сильна лінза, фокусна відстань лінзи, оптична сила лінзи, збиральна лінза та розсіювальна лінза. Розглянуті способи розрахунку параметрів оптичних систем на основі законів геометричної оптики та визначення фокусної відстані оптичної системи, її оптичної сили та коефіцієнту підсилення зображення [23, 46, 47]. На основі цих теоретичних відомостей обґрунтовано принцип аналогії між світловою та електронною оптикою та показано, що в полі електростатичних та магнітних лінз завжди виконуються закони геометричної оптики, зокрема, закон синусів Аббе для заломлення траєкторій електронного променя [12, 13, 18, 19]. Розглянуті параметри одиночної діафрагми, одиночної лінзи, імерсійної лінзи та імерсійного об'єктиву як електростатичних фокусувальних систем, визначені параметри цих електронно-оптичних систем [23].

Окремо, в четвертому розділі, розглянуто можливі спотворення зображень та типи аберацій електростатичних та магнітних лінз, зокрема, проаналізовані сферична аберація, аберація кома, астигматизм, дисторсія та хроматична аберація. Надані прості аналітичні співвідношення для розрахунку параметрів спотвореного зображення в електростатичних та магнітних лінзах у разі виникнення аберацій [23]. Окремо розглянуті матричні методи розрахунку параметрів електростатичних та магнітних лінз [18, 46].

Із магнітних лінз розглянуті простий соленоїд та магнітна лінза з феромагнітним панциром, наведені методи розрахунку параметрів таких лінз з

використанням відомих математичних моделей осьового розподілу магнітного поля [12, 13, 18, 23]. Зокрема, наведені та проаналізовані прості аналітичні моделі інтерполяції осьового розподілу індукції магнітного поля за Глазером.

У п'ятому розділі підручника розглянуті особливості транспортування електронного пучка з області його формування до зони обробки виробів в технологічній камері. Показано, що транспортування електронного пучка в технологічній камері слід розглядати з урахуванням впливу процесів іонізації залишкового газу в технологічній камері та компенсації просторового заряду електронів пучка іонами залишкового газу [10 – 12, 18, 24 – 26]. Окремо розглянута важлива задача транспортування електронного пучка в екіпотенціальному каналі з метою забезпечення необхідного перепаду тиску між областю формування електронного пучка та технологічною камерою. Показано, що ця задача має вкрай важливе практичне значення для промислового електронно-променевого обладнання. З метою проведення електронного пучка в екіпотенціальному каналі з мінімальними втратами струму забезпечують його додаткове фокусування з використанням електростатичних та магнітних лінз, розглянутих у четвертому розділі підручника. Розрахунок розподілу тиску вздовж каналу транспортування електронного пучка проводився з використанням рівнянь вакуумної техніки. Окремо, в п'ятому розділі підручника, розглянуті методи сканування електронного пучка по поверхні виробу. Показано, що, з практичної точки зору, сканування електронного пучка по поверхні виробу за заданим законом дозволяє значно повисити якість виробів через отримання відповідного, наперед заданого, розподілу теплової потужності. Обґрунтовано, що можливість сканування електронного пучка по поверхні виробу із високою швидкістю є однією з суттєвих переваг сучасних електронно-променевих технологій. Надалі, у п'ятому розділі, описані електростатичні та магнітні системи сканування електронного пучка та проведений їх порівняльний аналіз. Показано, що електростатичні системи є більш точними та можуть бути використані для прецизійної обробки виробів в системах розмірної обробки та в електронно-променевої літографії, але магнітні системи сканування пучка працюють більш стабільно та дозволяють відхиляти електронний пучок на

більший кут. Також, у п'ятому розділі підручника, розглянуті способи формування електричних сигналів на пластинах електростатичного відхилення електронного пучка.

У шостому розділі підручника розглянуті фізичні основи взаємодії електронного пучка з речовиною. Зокрема, з використанням рівнянь квантової фізики обґрунтовані закономірності взаємодії прискорених електронів з атомами кристалеві ґратки. На основі проведеного аналізу показано, що нагрівання речовини є основним фізичним процесом, пов'язаним із дією на неї потужних електронних пучків. Окремо розглянуто вторинна емісія електронів із металів та діелектриків під дією прискорених електронів пучка та проаналізовані основні фізичні процеси, які супроводжують вторинну електронну емісію. Показано, як процес вторинної електронної емісії може сприяти зарядженню діелектриків під дією електронного пучка, та як можна запобігти цього в промислових електронно-променевих технологіях.

Також, у шостому розділі підручника, на основі загальних законів термодинаміки, розглянуті математичні моделі взаємодії електронного пучка з речовиною в реальних технологічних процесах електронно-променевого устаткування [9, 18]. Через розгляд рівнянь теплопровідності та теплового балансу на поверхні речовини виведені основні математичні співвідношення для процесів нагрівання, плавлення, випаровування та випромінювання. На основі аналізу цих співвідношень побудовані математичні моделі процесів електронно-променевого зварювання, плавлення та випаровування.

Автори хочуть висловити велику подяку кандидату технічних наук, старшому викладачеві кафедри вищої математики Інституту прикладної математики і фундаментальних наук Національного університету «Львівська Політехніка» Ользі Пантеліївні Дем'янченко за її суттєву та щирю допомогу у формуванні задач з електродинаміки для третього розділу підручника та у пошуку для них аналітичних розв'язків.

РОЗДІЛ 1. ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ

1.1. Перший етап, кінець XIX – середина XX століття

Вперше формування електронних потоків було досліджено в середині XIX століття в електричних розрядах між холодними електродами у газах низького тиску, які характеризуються високою напругою горіння та малою густиною струму [1 – 5, 20 – 22]. Тобто, теорія та експериментальне дослідження високовольтного тліючого розряду (ВТР) розвивається ще з XIX століття, коли фізики почали спостерігати форми пучкового розряду у газових трубках. Відповідні теоретичні відомості будуть наведені у другому розділі підручника. Потоки електронів у таких трубках вони назвали катодними променями, оскільки досконало природу цих потоків вони ще не зовсім розуміли. Першими з фізиків, хто спостерігав досліджував катодні промені в газових трубках, були німці Ю. Плюккер та Й.В. Гітторф, англієць В. Крукс [20 – 22], та видатний український фізик І.П. Пулюй, який працював наприкінці XIX та на початку XX століття у Віденському Університеті та в Чеському Технічному Університеті в Празі [20 – 22]. Іншим видатним німецьким фізиком та винахідником, який вперше, з використанням газорозрядних трубок, які формують катодні промені, дослідив наприкінці XIX століття властивості рентгенівського випромінювання, був В. Рентген [20 – 22].

У 1907 році німецький фізик М. Пірані [20 – 22] отримав патент на електронно-променеву піч для плавлення металів та впровадив її у виробництво. Для генерації електронного потоку в печах Пірані було використано гармату на основі ВТР [48]. Перші дослідження використання цього типу розряду для генерації катодних променів провели В. Крукс та І.В. Пулюй [20 – 22, 104, 105].

Іншим видатним вченим, який широко використовував газові трубки ВТР для рентгенівського аналізу, був А. Хаддінг [20 – 22]. Він, як геолог та металург, вперше, у 1922 році, дослідив склад різних хімічних сполук із використанням рентгенівських променів. Загальні основи фізики роботи електронних гармат ВТР будуть описані у підрозділі 2.2.2. Видатним німецьким фізиком, який зробив значний внесок у теорію газового розряду, зокрема, вперше, наприкінці XIX століття дослідив залежність струму розряду від напруги його горіння, від тиску та від відстані між електродами, був Л. Пашен [20 – 22].

Тобто, без перебільшення можна сказати, що ще в середині XIX та на початку XX століття піонерські роботи інженерів та винахідників В. Крукса, М. Пірані та А. Хаддінга поклали початок розвитку сучасних електронно-променевих технологій. Проте слід відзначити, що тоді ці технології не знаходять широкого промислового впровадження. Запатентовані у 1907 р. плавильні пічки М. Пірані працювали ненадійно, а ціни на них були досить високими. Конкретних промислових завдань щодо впровадження електронно-променевого переплаву для отримання чистих металів на початку XX століття також не існувало [20 – 22].

Загалом, з точки зору історії розвитку науки та техніки, головні причини, за якими електронно-променеві технології не знайшли широкого промислового застосування на початку XX століття, можна сформулювати наступним чином [20 – 22].

1. Ні вакуумна, ні електронно-променева техніка, ні системи автоматизації технологічних процесів не дістали ще відповідного рівня розвитку.

2. Низький рівень розвитку промисловості не викликав потреби щодо використання передових, на той час, електронно-променевих технологій.

Як це часто буває в історії розвитку науки та техніки, без перебільшення можна сказати, що передові ідеї В. Крукса, І.П. Пулюя та М. Пірані дещо випереджали свій час [20 – 22].

Тому розвиток електронно-променевих технологій та електроніки, зокрема інформаційної, на початку XX століття йшов дещо в іншому напрямку [20 – 22]. Відповідна історична інформація буде наведена у наступному підрозділі підручника.

Початком ери розвитку електроніки вважають 1903 р., коли видатний американський вчений та винахідник Л. де Форест розробив першу тріодну електронну лампу [20 – 22]. Для отримання електронного потоку в лампі була використана термоелектронна емісія з розжареної спіралі.

Проводячи багаторазові дослідження щодо удосконалення радіоприймача Г. Марконі, Л. де Форест одного разу обгорнув скляний балон лампи розжарення металевою фольгою, яка була з'єднана з антеною. Л. де Форест побачив, що за такої умови приймач став більш чутливим. Саме у той момент він зрозумів, що

ефективність лампи може бути збільшена, якщо третій електрод помістити всередину між ниткою розжарення та циліндром. Коли експериментатор це зробив, якість прийому радіосигналу помітно зросла [20–22]. Фотографія першої тріодної електронної лампи наведена на рис. 1.1.

Найбільш вдалою виявилась конструкція, у якій роль одного електрода виконувала нитка розжарення лампочки, поміщена в інший електрод у вигляді циліндра. Між ними винахідник розташував третій електрод, виконаний у вигляді дротової спіралі. Саме такий вигляд й мала перша у світі тріодна електронна лампа Л. де Фореста [20 – 22].

Зрозуміло, що в основі роботи тріодної електронної лампи Л. де Фореста лежить закон термоелектронної емісії, відкритий О.В. Річардсоном. Цей ефект також називають ефектом Річардсона – Дешмана. Відповідні теоретичні відомості щодо фізичних основ цього ефекту та аналітичні співвідношення, які його описують, будуть наведені у підрозділі 3.2.5. Збільшена фотографія нитки розжарення електронної лампи наведена на рис. 1.2 [20 – 22].



Рис. 1.1. Фотографія першої тріодної електронної лампи Лі де Фореста [110]

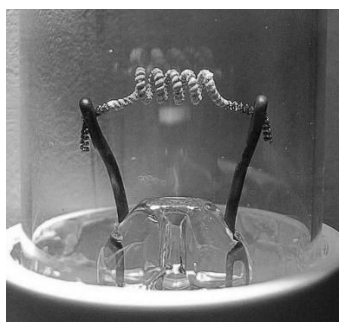


Рис. 1.2. Ілюстрація ефекту термоелектронної емісії, фотографія нитки розжарення електронної лампи [20 – 22, 110]

Слід відзначити, що термоелектронна емісія – це інший тип генерації електронних потоків, ніж їх отримання із ВТР. Порівняльний аналіз цих двох

способів генерації електронних потоків розглядатиметься у другому розділі підручника.

Із вивченням процесу термоелектронної емісії та законів формування електронних потоків у вакуумі з'явилася можливість розробляти електронно-променеві пристрої для збереження та відображення інформації. Таким чином, стали розробляти електронно-променеві трубки для відображення інформації, насамперед осцилографічні електронно-променеві трубки.

Розробником першої електронно-променевої трубки, призначеної для спостереження електричних сигналів, став відомий німецький фізик та інженер К.Ф. Браун. Нині аналогом цього електронного приладу вважають відкачену до високого вакууму трубку з горизонтальними і вертикальними системами відхилення електронного променя [23]. Перший варіант електронно-променевої трубки, розробленої в 1897 р. К.Ф. Брауном в Карлсруе, ще не був таким досконалим. У трубці було розташовано холодний катод, катодні промені формували в ВТР, а вакуум у трубці був помірний, що вимагало використання прискорювальної напруги в 100 кВ, щоб можна було спостерігати світловий слід від відхиленого магнітним полем катодного променя. Магнітне відхилення було зроблено лише в одному напрямку. Другий напрямок розгортався за допомогою дзеркала, яке оберталося і було розміщене перед кулею, що світилася. Фізики та інженери дуже зацікавились відкриттям К.Ф. Брауна і стали розробляти покращені нові варіанти електронних трубок, призначених для спостереження електричних сигналів. Вже в 1899 р. учень К.Ф. Брауна, німецький фізик та інженер Д. Ценнек [113], використав у трубці К.Ф. Брауна магнітне вертикальне відхилення катодних променів. В Україні одну з перших у світі електронно-променевих трубок, призначених для спостереження електричних сигналів, розробив видатний вчений та інженер Б.П. Грабовський.

У подальших конструкціях електронно-променевих трубок, замість ВТР, інженери та дослідники стали використовувати розжарений катод та формувати електронний пучок малої товщини у високому вакуумі. Після цього електронно-променеві трубки, призначені для спостереження та відображення графічної інформації, стали застосовуватися не лише для систем спостереження сигналів

та осцилографів. Вони стали основним пристроєм телевізійних приймачів відеосигналу, виробництво яких розпочалося з 1934 р. Перший електронний телевізор було виготовлено в Німеччині корпорацією Telefunken [20 – 22]. Зовнішній вигляд осцилографічної електронної трубки та першого електронного телевізора [20 – 22] показано на рис. 1.3.



а)



б)

Рис. 1.3. Осцилографічна електронно-променева трубка (а) та перший промисловий електронний телевізор фірми Telefunken (б)

Більш досконало сучасні системи відхилення електронних пучків, які сьогодні використовують в електронно-променевому технологічному обладнанні, будуть описані у підрозділі 5.4.

Подальший розвиток електронно-променевих технологічних та інформаційних систем у двадцяті-тридцяті роки ХХ століття, зокрема вивчення законів електронної оптики, безпосередньо був пов'язаний з розвитком засобів отримання високого вакууму, вакуумної техніки та вакуумної електроніки. Ці дослідження, загалом, дещо змінили на наступні 20 – 30 років напрямок подальшого розвитку електронно-променевих технологій. Як було відмічено в підрозділі 1.1, фундаментальні дослідження В. Крукса, І.П. Пулюя, а також інженерні дослідження та винаходи М. Пірані щодо формування потужних електронних променів у ВТР, були піонерськими та не знайшли широкого промислового застосування, насамперед, із-за дороговизни та нестабільної роботи електронних гармат. Проте, вже було відомо про можливість використання для створення електронних потоків явища термоелектронної емісії, яке Л. де Форест використав у своїй тріодній електронній лампі.

Електронні гармати з термоелектронною емісією до початку двадцятих років ХХ століття не розробляли лише з однієї технічної причини. Експериментальні дослідження показали, що, з точки зору фізики процесу термоелектронної емісії, такі гармати потребують використання потужних засобів відкачування для отримання в області формування електронного пучка високого вакууму, який має бути в діапазоні $10^{-2} - 10^{-5}$ Па [9, 18]. У протилежному, випадку спостерігають ефект отруєння нагрітої до високої температури спіралі, з якої проходить емісія електронів, залишками активних газів, які, або не були відкачені, або створюються в ході технологічного процесу нагрівання металу електронним пучком [9, 18].

У двадцяті роки ХХ століття отримання вакууму порядку $10^{-2} - 10^{-5}$ Па, навіть у великому зімкненому об'ємі, за рахунок можливостей використання потужних засобів відкачки, перестало бути серйозною технічною проблемою. Насамперед, це було пов'язано з роботами таких видатних вчених, як С. Дешман та М. Кнудсен, які розробили загальні теоретичні основи вакуумної техніки. Сьогодні цю теорію вкрай широко використовують для проектування та розробки вакуумного електронно-променевого обладнання, відповідні теоретичні відомості будуть наведені в підрозділах 5.3.2 та 6.2.3.

Подальші експериментальні дослідження показали, що, у разі виконання умови отримання високого вакууму, джерела електронів на основі термоелектронної емісії з розжареного катоду працюють значно більш стабільно та надійно, ніж джерела на основі ВТР. Тому, починаючи з двадцятих років ХХ століття до шістдесятих років, саме цей напрямок розвитку джерел електронів для електронно-променевих технологій та для вимірювальних систем стає найбільш пріоритетним.

Також у двадцятих-тридцятих роках ХХ століття були досліджені відповідні закони електронної оптики та показана її аналогія зі світловою. Були доведені відповідні теореми та твердження, сформувані закони електронної оптики, та розроблені відповідні електронно-оптичні елементи, зокрема електростатичні та магнітні лінзи. Тут найбільш важливими були дослідження Г. Буша та В. Глазера [13, 20 – 22]. Відповідні теоретичні відомості будуть наведені у третьому та четвертому розділах підручника. Саме завдяки цим теоретичним дослідженням німецькими інженерами Е. Руской та М. Кнолем у 1931 р. було розроблено перший

у світі електронний мікроскоп, фотографія якого наведена на рис. 1.4 [20]. Подальші дослідження в області промислового застосування електронно-променевих технологій у тридцяті роки ХХ століття зробив видатний німецький фізик та інженер М. фон Арденне [20 – 22].



Рис. 1.4. Перший у світі електронний мікроскоп

Зрозуміло, що, з іншого боку, подальший розвиток електронно-променевих технологій та їх впровадження у виробництво у значній мірі сприяв розвитку електроніки. Нові електронно-променеві вакуумні установки у тридцяті роки ХХ століття стали ефективно використовувати для виробництва вакуумних електронних ламп, які, на той час, склали основу елементної бази електроніки. На основі нових теоретичних досліджень в області теорії множин та дискретної математики була створена нова область математики, яка називається теорією скінченних автоматів. Саме ця теорія склала основу сучасної цифрової електроніки та обчислювальної техніки. Першим відомим вченим, який заснував та розвинув теорію скінченних автоматів, був видатний англійський математик та інженер А. Тюрінг. На основі цих досліджень видатні американські вчені та інженери Д. фон Нейман та Дж. Моклі розробили у 1945 р. першу у світі електронно-обчислювальну машину [20 – 22].

Відкриття електронно-обчислювальної машини у 1945 р. цілком змінило подальший розвиток електроніки, як галузі промисловості, а також електронних технологій. З одного боку, тепер саме удосконалення комп'ютерів стає основним стимулом для розвитку елементної бази електроніки, тобто, майже всі електронні компоненти поступово стають цифровими. З іншого боку, тепер з'явилась можливість моделювання та проектування, з використанням комп'ютерної техніки, електронних компонент та технологій їхнього виробництва, що, починаючи з шістдесятих років XX століття, у значній мірі прискорило розвиток елементної бази цифрової електроніки. Тобто, можна без перебільшення сказати, що саме відкриття ЕОМ стало однією з найвизначніших подій науково-технічної революції XX століття, і ця подія суттєво вплинула на загальний хід та подальші напрямки розвитку всіх наукових та інженерних досліджень [20 – 22].

Наступним етапом розвитку компонентної бази електронної техніки стала епоха напівпровідникової електроніки. Можливість використання напівпровідникових компонент в електронних схемах вчені та дослідники аналізували ще з середини двадцятих років XX століття, коли Л. де Бройлем, Е. Шредінгером та В. Гейзенбергом було створено теоретичні основи квантової механіки [20 – 22].

Зважаючи на те, що ще у 1906 р. видатний американський винахідник та інженер Г. Пікард відкрив та дослідив детекторні властивості кристалів, фізики стали цікавитися тим, чи не можна на основі кристалів з відповідними властивостями зробити підсилювальний пристрій, аналогічний вакуумному триоду Л. де Фореста. Слід відзначити вагомий внесок в теорію напівпровідникових кристалів у двадцяті–тридцяті роки XX століття відомих українських фізиків, зокрема Ю.Е. Лілієнфельда, який працював в Німеччині та в США, та в 1925 р. подав першу патентну заявку на твердотільний підсилювач, який складався із шарів металу та напівпровідника [20 – 22].

Також вагомий внесок в розвиток загальної теорії напівпровідникових підсилювальних пристроїв зробив відомий український фізик В.Є. Лашкар'юв. Починаючи з тридцятих років XX століття теорією напівпровідникових кристалів активно займався американський фізик В. Шоклі, який, на протязі довгого, часу активно працював у всесвітньовідомій компанії Bell Telephone Laboratories [20 – 22].

З 1941 по 1945 р., під час другої світової війни, В. Шоклі перервав роботу з Bell Telephone Laboratories, тому що він був директором дослідницької групи, яка

займалася питаннями боротьби з підводними човнами, а потім служив експертом у військовому міністерстві. Тому дослідження з фізики напівпровідникових підсилювачів в Bell Telephone Laboratories були поновлені, з поверненням В. Шоклі, у 1946 р. Тоді він стає керівником цих робіт [20 – 22]. Тобто, в розпорядженні фізика-теоретика В. Шоклі тепер були члени невеликої дослідницької групи, Д. Бардін та В. Браттейн, які, до цього моменту, серйозно займалися експериментальними дослідженнями щодо вимірювань поверхневої провідності германію. Зрозуміло, що всі дослідження цієї нової групи вчених компанії Bell Telephone Laboratories були безпосередньо спрямовані на інженерну розробку та виготовлення реального напівпровідникового підсилювального елемента, аналогічного вакуумній триодній лампі. Перший біполярний транзистор, який можна було використовувати як підсилювальний елемент, було розроблено В. Шоклі, Д. Бардіним та В. Браттейном наприкінці 1947 р. в лабораторії Bell Telephone Laboratories. В основу роботи цього пристрою була покладена теорія р-n переходу. Транзистор був зроблений на основі германію, але потім основним елементом напівпровідникової електроніки стає кремній. Фотографії першого розробленого транзистора та колективу співробітників Bell Telephone Laboratories, який над ним працює, показані на рис. 1.5 [20].



а)



б)

Рис. 1.5. Фотографії першого розробленого біполярного транзистора (а) та його розробників В. Шоклі, Д. Бардіна та В. Браттейна за роботою (б)

Саме так, з відкриття біполярного транзистора у 1947 р., почалася нова ера напівпровідникової електроніки. В аналоговій електроніці транзистори стали

використовувати для підсилення електронних сигналів, а в цифровій – як нелінійні елементи, які спроможні формувати та зчитувати послідовності імпульсів. Оскільки струм через транзистор залежить від напруги на керуючому електроді, за дуже короткий час цей напівпровідниковий прилад цілком замінив вакуумні триоди як в аналогових, так і в цифрових електронних схемах. Масове виробництво транзисторів в Європі та в США почалося в 1949 – 1950 роках.

Оскільки в електроніці поступово вся елементна база стала напівпровідниковою, спочатку вважали, що тепер вакуумні технології виробництва електронних приладів, зокрема електронно-променеві, вже не матимуть такого важливого значення. Але, як виявилось, це була хибна думка, навпаки, вакуумна техніка стала більш складною та потребувала суттєвого вдосконалення для виконання технологічних операцій напівпровідникової електроніки. Це, насамперед, були такі технологічні операції.

1. Отримання напівпровідникових кристалів високої чистоти електронно-променевим переплавленням.

2. Лігування напівпровідників домішками в умовах середнього та високого вакууму. Для цього використовують такі складні технологічні процеси, як дифузія та молекулярна епітаксія [11, 12].

3. Нанесення тонких металевих та керамічних плівок у вакуумі.

Історично, перші теоретичні та експериментальні дослідження щодо технології виготовлення напівпровідників, лігованих домішками, провів відомий американський вчений та інженер Р. Ол [20]. Він працював із технологіями виготовлення кремнієвих детекторів досить довго та плідно, ще з двадцятих років ХХ століття. Вважаючи, що головною причиною нестабільної поведінки напівпровідникових елементів є недостатнє очищення від домішок, Р. Ол, з часом, зосередив всі свої дослідження на технологіях очищення і плавлення кремнію.

У серпні 1939 року він, із групою своїх колег, виконав перше в світі плавлення кремнію в атмосфері гелію, як інертного газу. Зразки детекторів, виготовлені з полікристалічного кремнію, очищеного до 99,8 %, працювали досить стабільно. Проте частина з них проводила струм в одному напрямку, а частина – в іншому, та полярність конкретного екземпляра можна було визначити

лише дослідним шляхом.

У 1939 р. Р. Ол, таким чином, дослідив залежність провідності зразків кремнію від освітленості та обґрунтував можливість його подальшого використання для фотоелементів. Він дослідив також залежність провідності кремнію від температури та вологості.

Тоді ж, у 1939 р., Р. Ол продемонстрував результати своїх досліджень В. Браттейну. Нарешті Р. Ол буквально побачив та зміг зрозуміти, чому нібито чисті кристали кремнію мають різну провідність через їх травлення азотною кислотою. Поступово Р. Ол прийшли до розуміння того, що тип провідності кремнію загалом залежить не від його чистоти, а, навпаки, від наявності характерних домішок. Легші елементи підгрупи бору повинні були зосереджуватися у верхньому шарі розплаву, важчі елементи підгрупи азоту – в центрі. Таким чином, Р. Ол вперше розробив теорію легованого домішками кремнію, якою безпосередньо скористалися співробітники групи В. Шоклі під час розробки біполярного транзистора. Для отримання з чистих кристалів кремнію зразків з провідністю n- та p- типу було використано процеси дифузії та молекулярної епітаксії в вакуумі.

У зв'язку з цим слід відзначити, що, незважаючи на те, що винахід біполярного транзистора в 1947 р. групою вчених під керівництвом В. Шоклі, є, насправді, епохальною подією в розвитку електроніки, розробка простих та ефективних технологій його виготовлення для масового промислового виробництва стала вкрай складною науковою та інженерною проблемою, яку вирішували поступово [20]. Як потім стало зрозуміло, сутність цієї проблеми полягала в тому, що, як правильно з'ясував у своїх дослідженнях Р. Ол, параметри легованого бором або фосфором кремнію вкрай сильно залежать від випадкових факторів технологічного процесу, зокрема, від температури, тиску, складу газового середовища, вологості, освітленості тощо. Тому, якщо помістити велику кількість кристалів кремнію до технологічної камери та проводити процес дифузії або епітаксії, ці випадкові фактори, у значній мірі, впливають на хід технологічного процесу за рахунок різного розташування кристалів у просторі. Вчені та інженери, протягом довгого часу, ніяк не могли розв'язати цю складну

та важливу технологічну проблему.

У 1955 році оригінальне та просте конструктивне рішення цієї проблеми запропонував молодий інженер Р. Нойс, який працював у групі компанії Bell Telephone Laboratories разом з В. Шоклі [20 – 22]. Дуже цікава та нестандартна, на перший погляд – парадоксальна, ідея Р. Нойса полягала в тому, щоб навчитися суміщати декілька транзисторів на невеликій площині одного кристалу кремнію. Слід відзначити, що, насамперед, Р. Нойс звернувся зі своєю пропозицією до В. Шоклі, але тут стався той самий випадок, який є частим в історії науки та техніки. Знаний у всьому світі фізик та керівник, один з розробників біполярного транзистора, не зміг зрозуміти парадоксальну, новаторську ідею свого молодого підлеглого. В. Шоклі міркував так: транзистори, суміщені на одному кристалі, не будуть працювати, оскільки зараз інженери та технологи, навіть для окремих транзисторів, не можуть добитися ідентичності їхніх параметрів. Якщо розташувати кілька транзисторів на одній підкладці – тоді, такий прилад, на думку В. Шоклі, має відразу вийти з ладу через несумісність параметрів виготовлених транзисторів [20 – 22].

Але Р. Нойс, коли ретельно проаналізував аргументи В. Шоклі, прийшов до іншого висновку. Він добре зрозумів причину, за якої одиночні транзистори, які виготовляли співробітники Bell Telephone Laboratories, мали великий розкид електричних параметрів. За думкою Р. Нойса, цією причиною був саме просторовий розподіл підкладок, на які робили дифузію в технологічній камері. Тобто, в різних точках камери були різні параметри технологічного процесу: за температурою, за тиском, за вологістю, за освітленістю тощо. Саме тому співробітникам Bell Telephone Laboratories й не вдавалося досягти ідентичності параметрів транзисторів, зважаючи на те, що ефективних електронних систем вимірювання та контролю всіх параметрів технологічного процесу ще не існувало. А тоді, за думкою Р. Нойса, саме суміщення кількох транзисторів на одному кристалі невеликого розміру має не зменшити, а, навпаки, значно повисити їх ідентичних, через менший розкид параметрів.

Через цю ідею видатного інженера Р. Нойса саме 1955 р. сьогодні вважають

початком ери інтегрованої електроніки. Оскільки керівник групи В. Шоклі відмовив йому в можливості перевірити свою оригінальну ідею, амбітний інженер та дослідник Р. Нойс вирішує діяти сам. Спочатку він і деякі інші співробітники Bell Telephone Laboratories, які вже стали його однодумцями, переходять працювати до відомої американської фірми Fairchild Semiconductors. Але тепер ідея створити власну корпорацію, саме з виробництва інтегрованих напівпровідникових електронних компонент, не залишає Р. Нойса.

Проте,⁺ тут треба сказати, що такий крок був занадто ризикованим. Хоча Р. Нойс вже й був впевнений, та, безперечно, вірив у правильність своєї ідеї, але він не міг сам точно оцінити, наскільки вона буде ефективною. Йому треба було мати консультацію з професіональним економістом, який зміг би зробити об'єктивні, серйозні та досконалі оцінки щодо можливої ефективності цього рішення. Без відповідного економічного підґрунтя брати великий кредит на те, щоб заснувати свою, власну велику корпорацію, було б вкрай ризиковано.

Саме таку економічну оцінку спромігся зробити один з членів вже створеної, нової групи Р. Нойса, який разом з ним працював ще в лабораторії Bell Telephone Laboratories, Г. Мур. Провівши відповідні дослідження щодо тенденцій та темпів розвитку напівпровідникової індустрії в США, він у 1965 р. встановив та опублікував відомий економічний закон, згідно з яким, за його думкою, кількість транзисторів у напівпровідникових кристалах буде подвоюватися через кожні два роки [20 – 22].

Зважаючи на такий вельми оптимістичний економічний прогноз, Р. Нойс та Г. Мур у 1968 р. створюють власну корпорацію Intel (аббревіатура англійського словосполучення INtegrated TEchnoLogies). Саме ця корпорація, розміри якої, як з фінансової точки зору, так і за потужністю її виробництва, вже з початку сімдесятих років ХХ століття стали просто величезними, і сьогодні залишається основним розробником та постачальником інтегрованих мікросхем для комп'ютерної техніки, насамперед, мікропроцесорів, оперативної пам'яті, мікросхем керування для материнських плат та інших. Починаючи з сімдесятих років ХХ століття й до сьогодні марку Intel користувачі комп'ютерів завжди вважали та вважають безперечною гарантією надвисокої якості відповідних напівпровідникових електронних компонент.

Щодо економічного закону Г. Мура – безперечно, можна сказати, що темпи розвитку сучасної напівпровідникової індустрії підтвердили його справедливість, тому економісти та інженери, які розробляють інтегровані мікросхеми цифрової електроніки, вважають його правильним і сьогодні [20 – 22]. Зважаючи на те, що було сказано вище, не підлягає сумніву, що такі, вкрай високі темпи розвитку напівпровідникової індустрії насамперед пов'язані із бурхливим розвитком сучасного вакуумного технологічного обладнання, призначеного для виробництва електронних компонент, зокрема вакуумного та електронно-променевого [20 – 22]. Головні тенденції цього розвитку розглядатимуться у наступному підрозділі підручника.

1.3. Другий етап, середина ХХ – початок ХІХ століття

Розвиток вакуумних та електронно-променевих технологій для виробництва електронної техніки наприкінці ХХ та на початку ХІХ століття головним чином іде за наступними трьома напрямками [20 – 22].

1. Вивчення потреб електронної промисловості, приладобудування та інших галузей, де необхідно застосування вакуумної та електронно-променевої обробки матеріалів, з метою розробки необхідного технологічного електронно-променевого обладнання. За рахунок цього з'являються нові можливості ефективного використання в сучасних технологіях електронного променю як технологічного інструменту.

2. Удосконалення електронно-променевого обладнання за рахунок використання сучасних електронних засобів контролю параметрів технологічного процесу. Сьогодні, зазвичай, ці засоби є цифровими та програмованими. За такої умови важливим фактором є комплексний контроль параметрів технологічного процесу, що дозволяє значно повисити ідентичність виробів електронної промисловості та приладобудування за електричними параметрами. Проте, за такої умови, звісно, зростає і вартість такого технологічного обладнання. За оцінками фахівців, у вісімдесятих роках ХХ століття лише 10 % промислового електронно-променевого обладнання, за

вартістю та за затратами праці, складали джерела електронів та вакуумна технологічна камера, а інші 90 % інженери-проектувальники вкладали в розробку комплексної системи вимірювання та контролю параметрів технологічного процесу. І такі рішення, з економічної точки зору, є вкрай ефективними, оскільки, за такої умови, у значній мірі зростає якість виробів в масовому виробництві електронної техніки. Зрозуміло, що такі складні системи керування неможливо зробити без використання засобів сучасної комп'ютерної техніки, та саме комп'ютерне керування технологічним процесом сьогодні є їх основною відмінною рисою.

3. Пошук нових та удосконалення відомих методів комп'ютерного моделювання складних фізичних процесів, пов'язаних з формуванням електронного променя та його взаємодією з речовиною, яку обробляють. Загалом цей науковий пошук спрямований на виявлення нових можливостей використання електронно-променевих технологій в сучасній промисловості та на поліпшення параметрів електронно-променевого технологічного устаткування.

Щодо можливостей використання електронно-променевих технологій в сучасній електронній промисловості та приладобудуванні, загалом вони є наступними [45].

1. Високоякісне електронно-променево зварювання корпусів та контактів напівпровідникових електронних приладів [12, 13].

2. Технології вакуумного електронно-променевого очищення кремнію та тугоплавких металів від шкідливих домішок [48].

3. Нанесення високоякісних металевих та керамічних тонких плівок методом електронно-променевого випаровування [17].

Загалом стабільний подальший розвиток електронно-променевих технологій та їх впровадження в промисловості, починаючи з шістдесятих років ХХ століття, був забезпечений завдяки роботам таких видатних вчених, як Б.Є. Патон, О.К. Назаренко, Б.О. Мовчан, В.Г. Мельник, Н.Н. Рикалін, З. Шиллер, Д. Добенек, Г. Младенов та Р. Бакіш. Головними центрами розвитку електронно-променевих технологій в цей період стали Інститут

електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України, Інститут фон Арденне (Німеччина), корпорація Pro-Beam (Німеччина), Інститут Електроніки (Болгарія), та Bakish Materials Corporation (США) [13, 20 – 22].

До подальшого розвитку теоретичних основ фізики електронних пучків та методів їх комп'ютерного моделювання значний внесок зробили такі видатні вчені, як В.П. Ільїн, В.М. Свешніков, С.І. Молоковський, С.Я. Явор, І.В. Мельник, М. Сілады, Р. Хокні, Дж. Іствуд, М. Андретта, Е. Каспер, та П. Хокс. Головним чином ці дослідження були зосереджені в провідних університетах світу, зокрема в Оксфордському університеті (Великобританія), Тюбінгенському університеті (Німеччина), університеті Болоньї (Італія), CRNS Laboratory of Electron Optics (Франція), університеті Аризони (США), Сумському державному університеті (Україна) та в Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» [13, 20 – 22].

Слід відзначити, що електронні гармати з розжареними катодами розробники, як і раніше, продовжують ефективно використовувати як джерела електронів технологічного обладнання. Проте, із розвитком засобів автоматизації та комплексних електронних систем керування технологічним обладнанням, розробників електронно-променевого технологічного устаткування знову зацікавили електронні гармати ВТР.

У шістдесятих-сімдесятих роках ХХ століття промислового використанню гармат ВТР в нових умовах виробництва була присвячена велика кількість наукових публікацій. На цьому, новому етапі розвитку, проблемами подальшого ефективного промислового використання гармат ВТР займалися такі провідні вчені, як Р.А. Дуглал (Великобританія), А.А. Новіков та В.Г. Мельник (Україна), М. Балакану (Румунія), Я. Фелба (Польща), та М. Рокка (США).

Несумлінними перевагами технологічних електронних гармат ВТР над гарматами з розжареним катодом, які, починаючи з сімдесятих років ХХ століття, сприяли їхньому подальшому використанню в сучасній електронній промисловості та приладобудуванні, є наступні [13 – 19].

1. Відносна дешевизна та простота конструкції гармат ВТР.

2. Робота в низькому вакуумі, в наслідок чого відпадає необхідність використання дорогих засобів відкачки для забезпечення стабільної роботи гармат ВТР.

3. Простота керування струмом гармат ВТР зміною тиску в розрядній камері або з використанням допоміжних типів низковольтних розрядів.

У зв'язки з вищезазначеними перевагами, сьогодні основними галузями застосування електронних гармат ВТР в електронній промисловості та приладобудуванні, є наступні технологічні процеси [14, 15].

1. Високопродуктивне зварювання виробів невеликої товщини.

2. Нанесення металевих та керамічних тонких плівок в середовищі інертних та активних газів.

3. Плавлення тугоплавких металів та кремнію у низькому вакуумі з метою їхнього очищення від домішок.

4. Сучасні адитивні технології тривимірного друку по металу.

Найбільш відомими прикладами успішного використання гармат ВТР у сучасній електронній промисловості, є наступні.

1. Прецизійне високопродуктивне зварювання корпусів та контактів електронних приладів, зокрема транзисторів та мікросхем.

2. Електронно-променево переплавлення кремнію з метою його очищення від шкідливих домішок.

3. Електронно-променево переплавлення ніобію та інших металів з метою їх очищення від шкідливих домішок для подальшого використання в електронній промисловості.

4. Нанесення високоякісних діелектричних плівок високої добротності у виробництві електричних конденсаторів методом електронно-променевого випаровування.

5. Нанесення високоякісних діелектричних плівок у виробництві компонент сучасної електроніки, зокрема, рідинно-кришталевих екранів великого розміру, методом електронно-променевого випаровування.

6. Нанесення високоякісних відбиваючих та просвітлюючих оптичних покриттів методом електронно-променевого випаровування.

7. Виготовлення складних деталей сучасних механічних приладів та виконавчих механізмів з використанням технологій тривимірного друку по металу.

Слід відзначити, що розвиток електронно-променевих технологій продовжується й сьогодні, і можливим є пошук інших галузей їх використання в технологічних процесах сучасної електронної промисловості.

Аналізу особливостей роботи джерел електронів, а також методам їхнього моделювання та проектування, присвячено цей підручник. Загальні основи фізики роботи джерел електронів у складі електронно-променевого технологічного обладнання розглядатимуться у другому розділі. У третьому розділі будуть розглянуті сучасні комп'ютерні методи розрахунку траєкторій заряджених частинок в електричних та магнітних полях. У четвертому розділі підручника розглядатимуться основи електронної оптики та особливості використання законів електронної оптики для проектування електронно-променевого технологічного обладнання. У п'ятому розділі розглядатимуться основи фізики електронних пучків з точки зору їх транспортування від джерела електронів до виробів, які підлягають впливу електронного пучка, як технологічного інструмента. Розглянуто як модель вільного дрейфу електронів пучка в технологічній камері, так і транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі з метою забезпечення перепаду тиску між джерелом електронів та технологічною камерою. Також у п'ятому розділі підручника розглянуто системи просторового сканування електронного пучка, які використовують у сучасному електронно-променевому технологічному обладнанні. У шостому розділі підручника наведено теоретичний матеріал щодо взаємодії електронного пучка з речовиною, яку обробляють. Зокрема, розглянуто фізику процесів поглинання електронного пучка атомами кристалевої ґратки та теплової дії електронного пучка на речовину, яка обробляється. Наведено математичні моделі зварювального шва та процесу електронно-променевого

випаровування металів. Наведений теоретичний матеріал підтверджено результатами аналітичних розрахунків та, загалом, орієнтований на підвищення ефективності засобів проектування сучасного електронно-променевого технологічного обладнання.

Контрольні питання до розділу 1

П1.1. Як та за допомогою яких приладів фізики в середині XIX століття отримували та вивчали властивості електронних потоків?

П1.2. Коли й ким був відкритий електрон як елементарна частинка?

П1.3. Який внесок до вивчення теорії формування електронних потоків зробили В. Крукс, І.П. Пулюй, В. Рентген, М. Пірані та А. Хаддінг?

П1.4. Який внесок до розвитку загальної теорії газових розрядів зробив Л. Пашен?

П1.5. Чому на початку XX століття електронно-променеві технології ще не знайшли широкого промислового застосування?

П1.6. Який внесок у розвиток електроніки зробив Л. де Форест?

П1.7. Що являє собою процес термоелектронної емісії?

П1.8. Що являє собою осцилографічна електронно-променева трубка, призначена для відображення електричних сигналів?

П1.9. Що являє собою телевізійна електронно-променева трубка?

П1.10. Які видатні вчені зробили внесок у розвиток вакуумної техніки у двадцятих роках XX століття?

П1.11. Електронні гармати якого типу знайшли найбільше застосування в електронно-променевих технологіях з двадцятих до шістдесятих років XX століття й чому?

П1.12. Що являє собою теорія скінченних автоматів?

П1.13. Які фундаментальні наукові дослідження, проведені в двадцятих роках XX століття, склали теоретичне підґрунтя для розвитку напівпровідникової електроніки?

П1.14. Хто й коли вперше дослідив деректорні властивості кристалів?

П1.15. Який внесок до розвитку напівпровідникової електроніки зробив В.Є. Лашкар'єв?

П1.16. Хто й коли винайшов перший біполярний транзистор?

П1.17. Яка теорія була покладена в основу роботи біполярного транзистора?

П1.18. Як перехід електроніки на напівпровідникову елементну базу сприяв розвитку вакуумних та електронно-променевих технологій?

П1.19. Які технологічні операції напівпровідникової електроніки виконують з використанням вакуумних та електронно-променевих технологій?

П1.20. Що являє собою отримання напівпровідникових кристалів високої чистоти електронно-променевим переплавленням?

П1.21. Що являє собою лігування напівпровідників домішками в умовах середнього та високого вакууму?

П1.22. Які технологічні процеси використовують для лігування напівпровідників домішками?

П1.23. Що являє собою технологічний процес нанесення тонких керамічних плівок у вакуумі?

П1.24. Чому кристали очищеного кремнію можуть проводити струм в різному напрямку?

П1.25. Чи може бути використаний для очищення кремнію процес електронно-променевого переплавлення?

П1.26. Чому ідея об'єднання декількох транзисторів на одному кристалі не зразу була підтримана?

П1.27. Що являє собою закон Мура?

П1.28. За якими напрямками йде розвиток сучасних вакуумних та електронно-променевих технологій для виробництва електронної техніки?

РОЗДІЛ 2. ЕЛЕКТРОННІ ГАРМАТИ ТА МОЖЛИВОСТІ ЇХНЬОГО ВИКОРИСТАННЯ В ПРОМИСЛОВОСТІ

2.1. Загальні вимоги до електронних гармат технологічного застосування та параметри електронних пучків

Під час здійснення процесів електронно-променевих технологій електронні пучки використовують як носій потенціальної та кінетичної енергії електронів. Це, відповідним чином, впливає на матеріал, який оброблюють. За таких фізичних умов основними параметрами електронних пучків є наступні.

1. Прискорювальна напруга $U_{\text{пр}}$.
2. Струм пучка $I_{\text{п}}$.
3. Діаметр поперечного перетину пучка у фокусі $d_{\text{п}}$.
4. Питома потужність електронного пучка у фокусі $j_{\text{п}}$.
5. Кут збіжності електронного пучка α .
6. Робоча відстань $D_{\text{ел}}$ від положення центру фокусувальної системи електронної гармати до поверхні, яку оброблюють.

Параметрами, що характеризують той або інший технологічний процес електронно-променевих технологій, в першу чергу, є наступні.

1. Потужність електронного пучка P_0 .
2. Питома поверхнева потужність пучка $P_{\text{пит}}$ на об'єкті, який оброблюють.
3. Діаметр пучка в місці його дії на об'єкт $d_{\text{п}}$.
4. Прискорювальна напруга $U_{\text{пр}}$.

Через діаметр пучка $d_{\text{п}}$ із загальною потужністю $P_0 = U_{\text{пр}} \cdot I_{\text{п}}$ обчислюють значення питомої поверхневої потужності пучка [9 – 12, 18]:

$$P_{\text{пит}} = \frac{U_{\text{пр}} \cdot I_{\text{п}}}{F_{\text{п}}} = \frac{4 \cdot U_{\text{пр}} \cdot I_{\text{п}}}{\pi d_{\text{п}}^2} = U_{\text{пр}} \cdot j_{\text{п}}. \quad (2.1)$$

Через різноманіття та суттєву відмінність процесів електронно-променевих технологій параметри технологічних електронних пучків охоплюють дуже широкий діапазон величин. У таблиці 2.1 наведено найбільш поширені термічні процеси, що відрізняють за діапазонами використовуваної загальної і питомої потужності електронного пучка [9 – 12, 18].

З числових даних, наведених у таблиці 2.1, видно, що весь діапазон потужності, використовуваної для процесів електронно-променевих технологій, займає кілька порядків величин. За таких умов діаметр електронних пучків, що використовують, сягає від нанометрів до десятків міліметрів. Таке велике різноманіття вимог до параметрів електронних пучків, що використовують в процесах електронно-променевих технологій, загалом обумовлює велику різноманітність технічних рішень щодо пристроїв формування електронних пучків – електронних гармат [9 – 12, 18]. Електронні гармати різної складності

конструкцій використовують залежно від вимог, що пред'являють до електронних пучків, які вони генерують.

Таблиця 2.1. Термічні процеси електронно-променевих технологій та відповідні параметри електронних пучків

Технологічний процес	Параметри				
	$U_{пр}$, кВ	$I_{п}$, А	$d_{п}$, мм	P_0 , Вт	$P_{пит}$, Вт/см ²
Плавка	15 – 40	1 – 40	10 – 50	$10^4 - 10^7$	$10^3 - 10^4$
Зварювання	15 – 175	0,01 – 1	0,1 – 5	$10^2 - 10^5$	$10^5 - 10^7$
Випаровування	10 – 40	0,1 – 10	3 – 30	$5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^5$	$10^3 - 10^4$
Термічна обробка	20 – 150	0,001 – 0,01	0,005 – 0,1	$10 - 10^3$	$10^5 - 10^9$

Серед основних вимог, які висувають до електронних гармат технологічного призначення, можна виділити наступні [9 – 12, 18].

1. Гармати повинні формувати пучки електронів заданої геометричної форми і розмірів з різко окресленими межами.

2. Гармати повинні забезпечувати необхідну загальну та питому потужність електронного пучка за умови заданої прискорювальної напруги.

3. Струм осідання на електроди гармати під час проведення електронного пучка повинен бути мінімальним.

4. Емісійна система гармати має забезпечувати досить високу та стабільну густину струму емісії.

5. Катод гармати має бути стійким до несприятливих умов експлуатації в технологічних установках, за можливістю простим у виготовленні та мати великий термін служби.

6. Гармата має забезпечувати певну компресію електронного пучка, що зменшує струмове навантаження на катод.

7. Форма електродів гармати та відстань між ними мають забезпечувати необхідну електричну міцність, з урахуванням величини прискорювальної напруги.

8. У гарматі має бути забезпечене досить гнучке керування параметрами електронного пучка, зокрема струмом пучка, енергією електронів, фокусною відстанню та іншими параметрами.

9. Гармата має бути досить довговічною, відносно простою та зручною в налагодженні та експлуатації.

10. Матеріали, з яких виготовляють елементи гармати, повинні мати хороші вакуумні властивості і забезпечувати стійку їх роботу в електричних полях високої напруженості.

11. Під час проектування гармати слід враховувати конструктивні особливості електронно-променевої установки, призначеної для конкретних технологічних процесів.

Відносне значення кожної з вище сформульованих вимог залежить від особливостей технологічних процесів та умов роботи гармат під час їх проведення.

У наступних підрозділах буде наведена узагальнена класифікація електронних гармат за фізичним принципом їхньої роботи та проведений аналіз можливостей їхнього використання згідно з параметрами технологічних процесів, які наведені у таблиці 2.1

2.2. Класифікація електронних гармат за принципом роботи

2.2.1. Електронні гармати з розжареними катодами

На даний час розроблено багато різних типів конструкцій електронних гармат, що використовують в електронно-променевих технологіях. Найбільш широкого застосування набули електронні гармати з розжареними катодами, з яких універсальною вважають аксіально-симетричну електронну гармату Пірса [10 – 12, 18, 65]. Відповідні теоретичні відомості щодо способу формування електродної системи таких гармат будуть наведені у підрозділі 3.2.5. Застосовують також довгофокусні гармати з метою отримання електронного променя мінімального діаметра, гармати з кільцевим катодом, магнетронні та інші типи гармат [10 – 12, 18]. Головною особливістю всіх цих типів електронних гармат є те, що в них використовують емісію електронів з розжареного катода у високому вакуумі [10 – 12, 18]. Більш досконалою є схема електронно-променевого устаткування з гарматами з

розжареним катодом розглянуто в монографії [9]. Принцип роботи електронних гармат з розжареним катодом наочно показано на рис. 2.1.

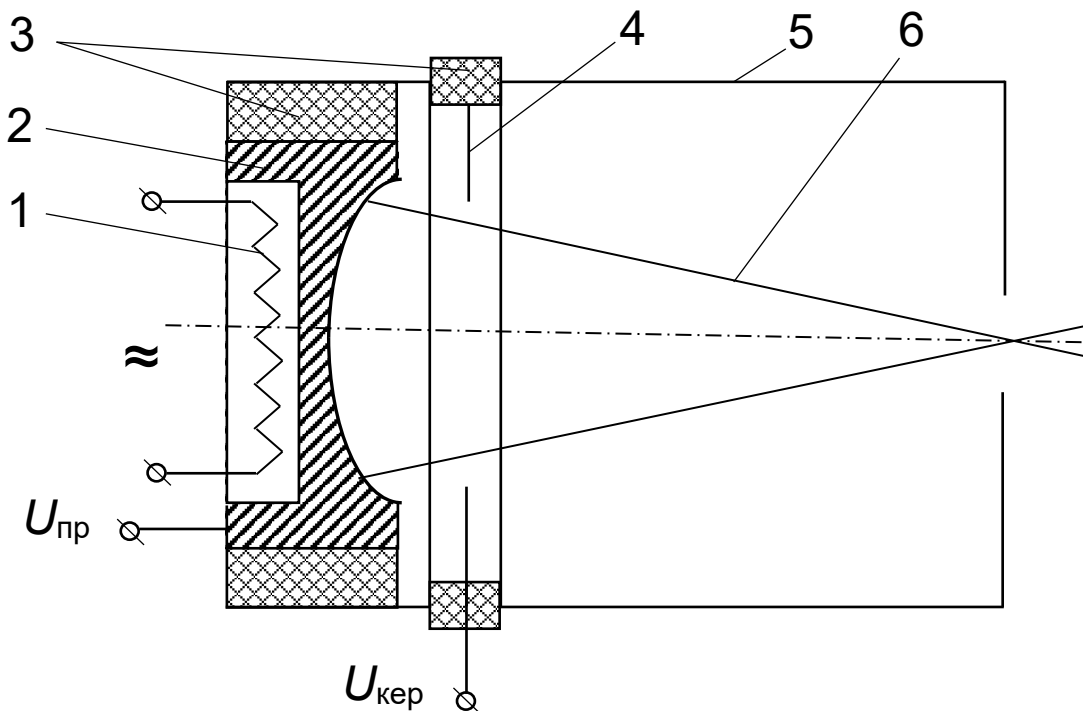


Рис. 2.1. Узагальнена конструктивна схема електронної гармати з розжареним катодом. 1 – нитка розжарення, 2 – катод, 3 – ізолятори, 4 – керуючий електрод, 5 – анод, 6 – електронний пучок

Як було відмічено в підрозділі 2.1, електронні гармати з розжареними катодами розрізняють за величиною їхньої потужності. Тут головними параметрами є загальна потужність електронного пучка P_0 , прискорювальна напруга $U_{пр}$, питома потужність електронного пучка в фокусі $P_{пит}$ та його фокальний діаметр $d_{п.}$. Відповідна класифікація технологічних електронних гармат з розжареними катодами наведено в таблиці 2.2 [10 – 12, 18].

Слід відзначити, що особливість технологічних процесів плавлення, випаровування та термічної обробки виробів полягає в тому, що, на відміну від зварювання, для них немає необхідності використовувати електронні пучки великої питомої потужності.

Таблиця 2.2. Класифікація технологічних електронних гармат з розжареними катодами

Тип гармати за потужністю	Область застосування	Параметри			
		P_0 , кВт	$U_{пр}$, кВ	$P_{пит}, \frac{Вт}{см^2}$	$d_{п}$, мм
Мала	Нетермічна обробка та мікрозварювання	$10^{-2} - 1$	20 – 150	$10^5 - 10^9$	$0,1 - 10^{-3}$
Середня	Зварювання	1 – 100	10 – 100	$10^5 - 10^7$	$1 - 10^{-2}$
Велика	Плавлення, випаровування та термічна обробка	10 – 1200	10 – 40	$10^3 - 10^5$	1 – 100

Окремим випадком застосування потужних, зокрема релятивістських електронних пучків, є високі технології хімічної промисловості та радіаційно-фізична обробка матеріалів та речовин. Тут зазвичай використовують релятивістські пучки високих енергій та з вкрай великим струмом. Такі електронні пучки, з вельми великим струмом, сканують по поверхні виробу, який обробляють [10, 14].

Більш досконало оцінки потужності електронних пучків, необхідної для проведення різних технологічних операцій, будуть проведені у розділі 6. Зокрема, оцінки потужності електронного пучка для технології зварювання будуть наведені у підрозділі 6.3.2, а для технології випаровування – у підрозділі 6.4.

Слід відзначити, що через високу робочу температуру розжареного катода гармати такого типу не завжди задовольняють вимогам технологічного процесу, який необхідно виконувати. Їх основними недоліками технологи вважають малий термін служби розжареного катода та його низьку надійність під час роботи у складних

вакуумних умовах технологічного обладнання. Часто у вакуумних камерах технологічних електронно-променевих установок атмосфера залишкових газів і парів містить хімічно активні газові компоненти, які вкрай негативно впливають на емісійні властивості розжарених катодів, зокрема такі, як пари масл, води, кисень, сірку, галогени [9, 18]. Крім цього, на катод можуть попадати пари матеріалів, які випаровують під час нагрівання високоенергетичними електронами пучка [9, 18]. На поверхні розжареного катода вони можуть утворювати легкоплавкі евтектичні плівки, що, через певний термін часу, призводять до руйнування катода. Крім цього, катоди технологічних гармат часто стикаються з атмосферою повітря під час розкриття камери для завантаження або вивантаження оброблюваних виробів [9, 18].

Для поліпшення умов роботи катода в умовах технологічного електронно-променевого обладнання застосовують різні заходи, основними з яких є розташування катода поза прямою видимістю від зони термообробки та забезпечення достатньо високого вакууму в зоні генерації та формування електронного пучка. Тому фізичні умови, які необхідні для забезпечення стабільної роботи розжарених катодів, завжди виконані у разі проведення технологічних процесів, які потребують високого вакууму в зоні обробки.

2.2.2. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду

2.2.2.1. Загальні основи фізики високовольтного тліючого розряду

Однак, в багатьох інших випадках, з міркувань використовуваної технології або ефективності технологічного процесу, фахівці виявляють доцільним підтримання в робочих камерах тиску в діапазоні від 10^{-1} до 10 Па. А такі процеси, як, наприклад, синтез тугоплавких з'єднань, здійснюють за умови підвищеного тиску з використанням активних газів [9, 18]. За таких фізичних умов використання гармат з розжареними катодами вимагає застосування складних систем роздільного відкачування зони формування електронного пучка та робочої камери, що значно ускладнює технологічне електронно-променеове обладнання, знижує його техніко-економічну ефективність та звужує галузі його застосування. Описання фізики процесу транспортування електронних пучків в еквіпотенціальному каналі та відповідних математичних моделей буде наведено у підрозділі 5.3 цього підручника.

У зв'язку з цим, доцільним є використання в діапазоні підвищених тисків

електронних гармат з холодним катодом на основі ВТР, робочий тиск яких лежить в діапазоні одиниць Па. Умови роботи таких гармат та особливості технологічних процесів, які проводять в діапазоні тиску $10^{-2} - 1$ Па, легко погоджують. Електронні гармати ВТР з холодним катодом, у разі їх використання для процесів, які проводять в умовах низького та середнього вакууму в середовищі активних газів, найбільш повно відповідають наведеним вище вимогам до гармат технологічного призначення [14, 15]. Принцип роботи електронної гармати ВТР наочно показаний на рис. 2.2.

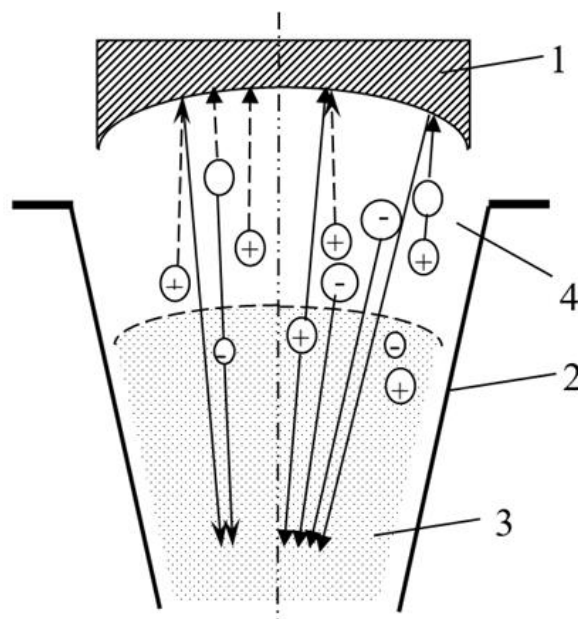


Рис. 2.2. Узагальнена структурна схема електронної гармати ВТР.

1 – катод, 2 – анод, 3 – анодна плазма, 4 – область катодного падіння потенціалу,

⊕ – іони, ⊖ – електрони, ○ – нейтральні частинки

Згідно з рис. 2.2, принцип роботи електронної гармати ВТР можна пояснити наступним чином. ВТР запалюють між катодом гармати, який виконаний у вигляді сегмента сфери, та порожнистим анодом, який, зазвичай, має форму циліндра, з отвором у дні, або конуса [14, 15, 67 – 69]. За умови, якщо тиск газу в міжелектродному проміжку складає одиниці Па, а від’ємна прискорювальна напруга на катоді – від 5 до 40 кВ, між електродами запалюють високовольтний тліючий розряд, який, за таких фізичних умов, є досить стабільним.

Розглянемо фізику горіння ВТР з точки зору закону Пашена. Відомо, що аналітичне співвідношення для закону Пашена записують у наступному вигляді [1 – 3]:

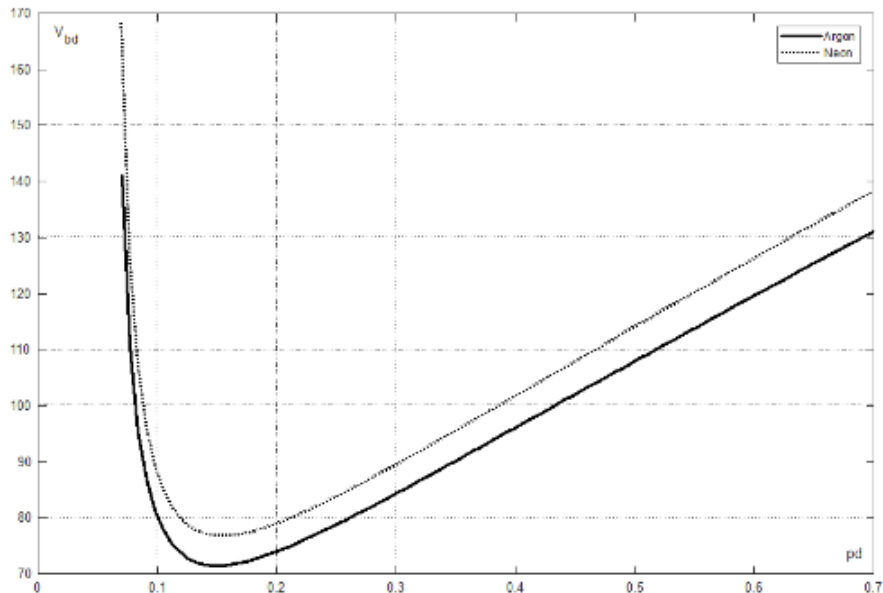
$$U_{\text{проб}} = \frac{B p_{\Gamma} d_{\text{ка}}}{\ln \left(\frac{A p_{\Gamma} d_{\text{ка}}}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)}, \quad (2.2)$$

де $U_{\text{проб}}$ – напруга пробою міжелектродного проміжку, p_{Γ} – робочий тиск між електродами гармати, $d_{\text{ка}}$ – відстань між катодом та анодом, γ – коефіцієнт вторинної емісії для відповідного металу як катодного матеріалу та використаного газу, A, B – напівемпіричні константи.

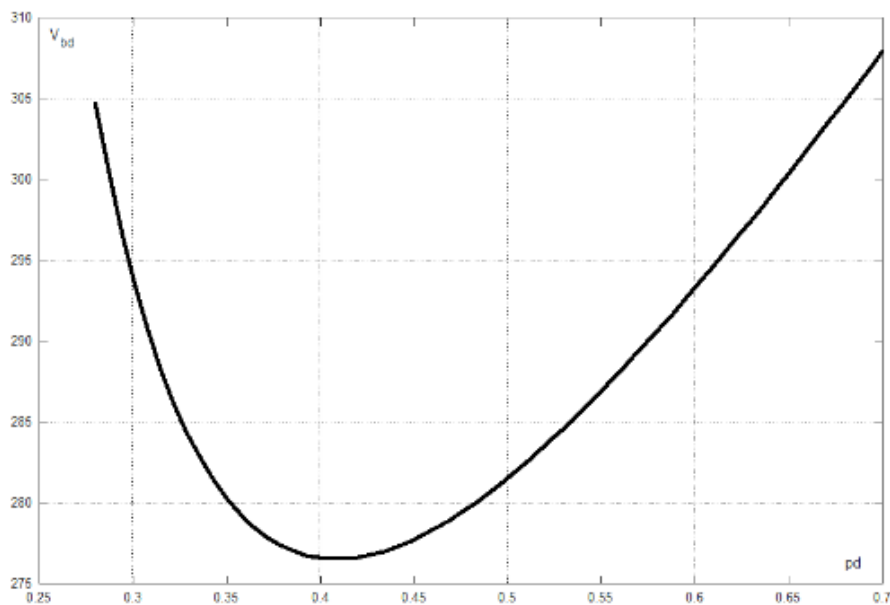
Наприклад, для аргону, неону та водню, а також для заліза, платини та нікелю, як матеріалів катода, відповідні числові значення цих коефіцієнтів наведено в таблиці 2.3 [1 – 3]. Результати розрахунку напруги пробою $U_{\text{проб}}$ з використанням співвідношення (2.2) для платинового катода та різного типу газу наведені у графічному вигляді на рис. 2.3. Графічні залежності, наведені на рис. 2.3, отримані з використанням засобів програмування та графічних засобів системи науково-технічних розрахунків MATLAB [39 – 41].

Таблиця 2.3. Значення коефіцієнтів формули (2.2) A, B та γ для різних металів та газів

Гази	$A, \frac{1}{\text{м} \times \text{Па}}$	$B, \frac{1}{\text{м} \times \text{Па}}$	Метали, γ		
			Fe	Pt	Ni
Ar	18,088	312,55	0,058	0,03	0,058
Ne	17,556	325,85	0,022	0,023	0,031
H ₂	6,65	172,9	0,061	0,031	0,053



а)



б)

Рис. 2.3. Криві Пашена для неону, аргону (а) та водню (б), матеріал катода – платина

Область значень $U_{\text{проб}}(p_{\Gamma}d_{\text{ка}})$ для умов горіння ВТР відповідає лівій гілці кривої Пашена [1 – 3].

Згідно із конструктивною схемою гармати ВТР, яка наведена на рис. 2.2, розглянемо особливості її роботи та принцип формування потоку електронів. У разі подання на катод негативного потенціалу – 5 – 40 кВ у проміжку між катодом та анодом виникає ВТР. Особливостями горіння цього розряду є наступні [14, 15].

1. Наявність двох яскраво виражених областей горіння розряду: області катодного падіння потенціалу (КПП) та області анодної плазми (АП). Прискорення заряджених частинок здійснюється в області катодного падіння потенціалу. Між цими двома областями ВТР існує чітка границя, яку називають межею анодної плазми [14, 15].

2. Анодна плазма в ВТР відіграє подвійну роль. Вона є джерелом іонів, які прискорюються в напрямку до катоду, а її межа може бути розглянута як електрод із фіксованим потенціалом [14, 15]. Ці особливості ВТР є важливими для моделювання електродних систем для технологічних гармат на його основі. Відповідні математичні моделі розглядатимуться в підрозділі 3.3.

Враховуючи вказані особливості існування ВТР, формування електронного пучка в електродній системі, наведеній на рис. 2.2, здійснюється наступним чином. Іони залишкового газу, які знаходяться з поверхні анодної плазми, прискорюються в полі катодного падіння потенціалу та рухаються в напрямку до сферичної поверхні катоду. Оскільки швидкість іонів є досить високою, можливим є процес їхнього резонансного перезарядження на атомах залишкового газу, що суттєво впливає на розподіл просторового заряду в розрядному проміжку [14, 15]. Відповідні теоретичні відомості та математичні моделі розглядатимуться в підрозділі 3.3.5.

З фізичної точки зору спосіб генерації сфокусованого електронного потоку в ВТР полягає в тому, що іони та нейтральні атоми газу, прискорені в області катодного падіння потенціалу, бомбардують поверхню холодного катоду ВТР та, тим самим, викликають процес вторинної іонно-електронної емісії. Відповідні теоретичні відомості щодо фізики процесу емісії електронів з металевої поверхні будуть наведені під час розгляду особливостей генерації електронних потоків у підрозділі 6.1.4.

2.2.2.2. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду, які формують електронні пучки з точковим фокусом

Тепер зрозуміло, що якщо поверхня катоду виконана як сегмент сфери, у системі електродів ВТР, яка наведена на рис. 2.2, буде формуватися електронний потік, фокус якого розташовано в АП, біля анодного отвору. Загалом, для великих значень тиску в розрядній камері гармати та струму розряду, правильним є співвідношення $R_k \approx F$, де R_k – радіус сфери катода, F – положення фокусу електронного пучка відносно катода [14, 15].

Зрозуміло, що основними перевагами електронних гармат ВТР є відносно стабільна їх робота в атмосфері різних газів, зокрема активних, в умовах низького вакууму, що відповідає умовам проведення багатьох технологічних операцій. Крім цього, гармати ВТР, на відміну від гармат з розжареними катодами, мають досить просту конструкцію та не потребують для забезпечення своєї роботи коштовних засобів високовакуумної відкачки [14, 15]. Керування потужністю електронного пучка гармат ВТР здійснюють зміною струму розряду за умови постійної прискорювальної напруги двома способами: зміною тиску в розрядній камері та електричним способом, через запалювання допоміжного низьковольтного розряду в порожнині анода. Загалом струм розряду визначають вольт-амперною характеристикою (ВАХ) ВТР та її залежністю від тиску, відповідні теоретичні відомості будуть наведені в підрозділі 3.2.5.

Основними недоліками електронних гармат ВТР щодо їхнього промислового використання є наступні [14, 15].

1. Відносно низьке значення густини струму емісії з поверхні катода, максимальна величина цього параметра гармат ВТР складає $0,01 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. Через цю фізичну особливість гармат ВТР, для отримання потужності електронних пучків порядку сотень кВт в них використовують катода з розвинутою емісійною поверхнею, через що кут збіжності електронного пучка в області його формування є досить великим, порядку $20 - 30^\circ$ [14, 15].

2. З точки зору фізики горіння ВТР, існує певна ймовірність переходу тліючого розряду до дугового через накоплення позитивного заряду в оксидній плівці та поверхні катода. Відповідні теоретичні відомості будуть наведені у підрозділі 6.1.4. Ця особливість фізики горіння ВТР, без використання відповідних технічних засобів щодо гасіння дуг на рівні схемотехнічних рішень, у значній мірі знижує стабільність роботи гармат ВТР у складі промислового технологічного обладнання.

Особливості використання електронних гармат ВТР в технологічних процесах сучасної електронної промисловості розглянуті в роботах [35, 36].

2.2.2.3. Електронні гармати високовольтного тліючого розряду, які формують профільні електронні пучки

Як було відмічено у попередньому підрозділі, густина струму емісії з алюмінієвому катоду в електродних системах ВТР є досить невисокою та, в стаціонарному режимі, складає близько $0,01 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. З одного боку, це є недоліком гармат ВТР порівняно з традиційними гарматами із розжареним катодом, який не дозволяє отримувати електронні пучки з великою густиною потужності для зварювання конструкцій з стінками з товщиною кілька сантиметрів та більшою для тугоплавких металів, або проводити технологічний процес прецизійної розмірної обробки металевих та керамічних виробів [14, 15, 35, 36]. Основні галузі застосування електронних гармат ВТР розглядатимуться в підрозділі 2.3.

Проте, невелика густина струму з поверхні холодного катода також надає додаткові можливості щодо створення конструкцій газорозрядних електронних гармат різного типу. В гарматах ВТР з холодним катодом, що виготовляють методом механічної обробки, за умови відсутності в процесі їхньої роботи значних температурних навантажень на конструктивні елементи, можливо створювати досить протяжні електродні системи з достатньо високою точністю взаємного розташування електродів за периметром прискорювального проміжку, що забезпечує можливість формування профільних електронних пучків, зокрема дискових,

трубчатих, стрічкових та інших, з просторовими та часовими характеристиками, які дають можливість застосовувати такі пучки в сучасних електронно-променевих технологіях.

Головними перевагами електронних гармат ВТР, які формують профільні електронні пучки, є наступні [49].

1. Широкий діапазон потужності, від 10 кВт до 600 кВт, що дозволяє проектувати оптимальне обладнання для конкретного технологічного застосування.

2. Стабільна робота в широкому діапазоні вакууму, парціальний тиск газу може складати від 10^{-4} до 10^{-1} Па, в тому числі, в умовах динамічної зміни тиску в технологічній камері.

3. Гармати є компактними, мають невелику вагу, а також простими та надійними в експлуатації.

4. Холодні катоди гармат ВТР мають значний строк служби, до 100 годин і більше, залежно від струму електронного пучка.

Проте, електронно-оптичні властивості прискорювального проміжку, у значній мірі, залежать від параметрів анодної плазми, яка є емітером іонів, що бомбардують катод, визиваючи емісію електронів з його поверхні, а також виконує роль прозорого рухомого анода. Локальні збудження анодної плазми в процесі роботи гармати визивають порушення оптичних властивостей протяжного розрядного проміжку.

В гарматах ВТР, які формують профільні електронні пучки, процес термічної обробки виробів зазвичай проводять в області горіння ВТР, без забезпечення розділення області горіння розряду та зони термічної дії електронного пучка через канал транспортування [49 – 52]. За такої умови попадання пари та газу із розплавленого пучком матеріалу на катод може порушувати просторову однорідність пучка та фізичні умови його формування.

З урахуванням викладеного, було розроблено електродні системи ВТР які формують профільні електронні пучки технологічного призначення. Конструктивні схеми таких електродних систем ВТР наведено на рис. 2.4 та 2.5 [49].

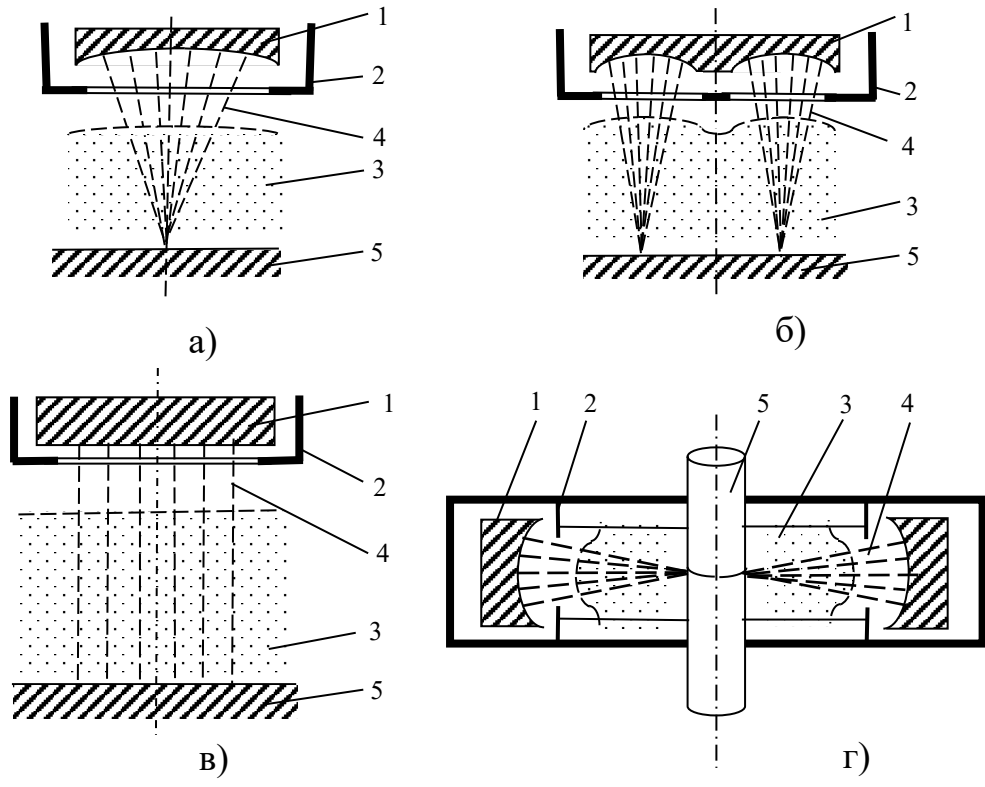


Рис. 2.4. Конструктивні схеми електродних систем гармат ВТР з холодним катодом, які формують профільні електронні пучки різної конфігурації.
 а) – пучок, який збігається, б) – трубчастий, в) – стрічковий, г) – радіальний.
 1 – катод, 2 – корпус гармати, 3 – анодна плазма, 4 – електронний пучок, 5 – виріб, який оброблюють

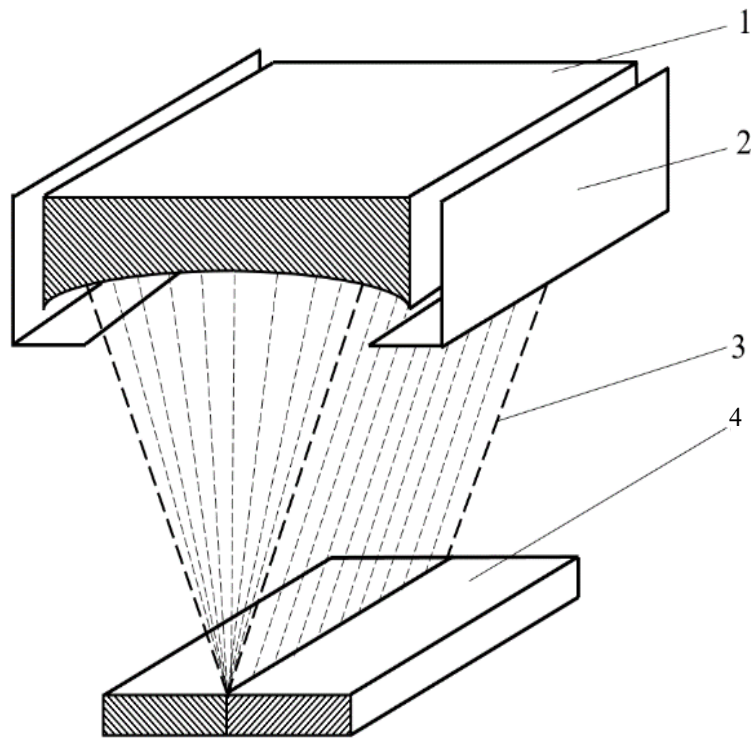


Рис. 2.5. Конструктивна схема електродної системи ВТР, яка формує електронний пучок з лінійним фокусом. 1 – катод, 2 – анод, 3 – електронний пучок, 4 – виріб, який оброблюють

Перевагою електронних пучків з кільцевим та лінійним фокусом, які формують в електродних системах ВТР, наведених на рис. 2.4 та 2.5, полягає в тому, що вони дозволяють миттєво і рівномірно нагрівати циліндричні вироби по всьому периметру без їх локального перегріву, що збільшує швидкість проведення технологічних операцій та підвищує якість оброблюваних виробів. Наприклад, такі пучки можуть бути ефективно використані для автоматичного імпульсного зварювання корпусів електронних приладів без перегріву напівпровідникових кристалів [36]. Газорозрядні електронні гармати, які формують пучки з кільцевим фокусом, сьогодні ефективно використовують в сучасних технологіях тривимірного друку по металу. На рис 2.6 наведена схема конструкції електродної системи гармати ВТР, призначеної для формування порожнистого конусного електронного пучка. Електронні гармати такого типу використовують в сучасних технологіях високошвидкісного зварювання та тривимірного друку по металу [36].

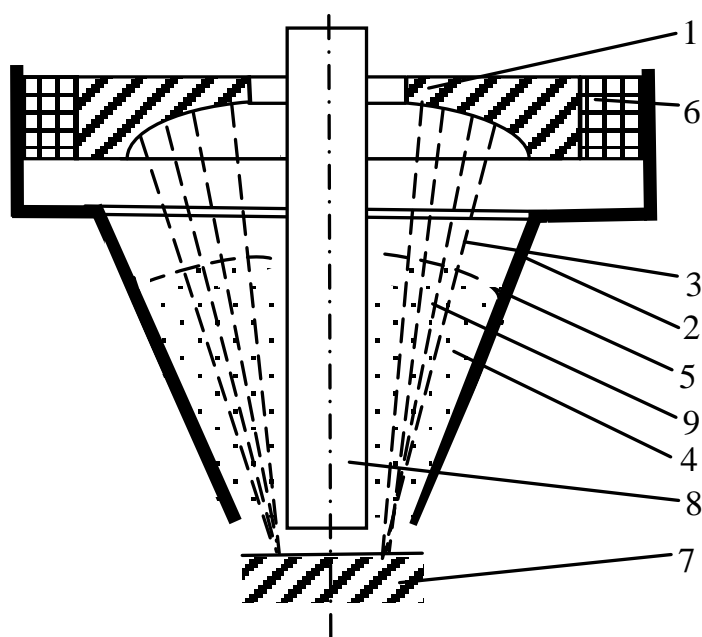


Рис. 2.6. Конструктивна схема аксіально-симетричної електродної системи ВТР, в якій формують порожнистий конусний електронний пучок.

1 – катод, 2 – анод, 3 – електронний пучок, 4 – анодна плазма, 5 – плазмова межа, 6 – високовольтний ізолятор, 7 – виріб, який обробляють, 8 – допоміжний циліндричний електрод

2.2.3. Плазмові електронні гармати

Іншим типом електронних гармат є гармати з плазмовим емітером електронів. Їх, як і гармати ВТР, відносять до типу газорозрядних гармат. Відмінність полягає в тому, що якщо в гарматах ВТР плазма є джерелом іонів, які, через бомбардування катоду, створюють електронний потік, в плазмових гарматах електронні потоки формують безпосередньо з іонізованої плазми [26 – 28].

Слід відзначити, що, як і в гарматах ВТР, в плазмових гарматах високу прискорювальну напругу подають на катод, а анод заземляють. Для запалення в області катоду низьковольтного розряду використовують дільники напруги [26 – 28]. Загалом використовують два типи розрядів для генерації плазми. Перший з них – це розряд з розжареним катодом, такі плазмові джерела електронів називають дуоплазматронами [18]. Іншим типом плазмових електронних гармат є гармати з холодним катодом на основі розряду Пеннінга. Як відомо, ефект Пеннінга, який був відкритий нідерландським фізиком Ф.М. Пеннінгом в 1928 р. [20 – 22], полягає у зниженні напруги запалювання розряду в газі з високою енергією збудження атомів у разі додавання невеликої кількості газу з меншим потенціалом іонізації атомів [1 – 3]. На основі ефекту Пеннінга побудована пастка Пеннінга. В цьому розрядному приладі використане сильне однорідне аксіальне магнітне поле, яке обмежує радіальний рух частинок, та квадрупольне електричне поле, що обмежує рух уздовж осі симетрії системи. Це дозволяє додатково зменшити потенціал іонізації газу [1 – 3]. Слід відзначити, що дослідження Ф.М. Пеннінга, у значній мірі, були продовженням експериментальних робіт з дослідження фізики газового розряду, які проводив Л. Пашен [20 – 22].

Сьогодні найбільш широке промислове застосування знаходять плазмові електронні гармати на основі розряду Пеннінга. Схема електродної системи такої гармати наведена на рис. 2.7 [26 – 28].

Дільник напруги в схемі, яка наведена на рис. 2.7, використано для підтримки різниці потенціалів у просторі циліндричного катоду гармати, де запалений розряд Пеннінга. Виведення частини електронів із розрядної плазми здійснено за допомогою видобувного електрода, який також називають екстрактором, через отвір, або повздовжню щілину в циліндрі. Циліндр, який є катодом гармати, також є анодом допоміжного розряду Пеннінга. Відомо, що

відмінною рисою розряду Пеннінга завжди є відносно велике співвідношення іонного струму до загального струму розряду [1 – 3].

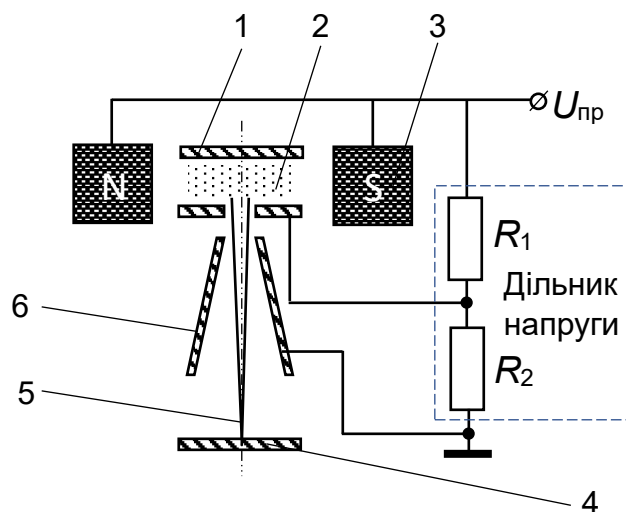


Рис. 2.7. Узагальнена структурна схема плазмової електронної гармати та схема її живлення. 1 – катод, 2 – область горіння розряду, 3 – електромагніт, 4 – виріб, який обробляють, 5 – електронний пучок, 6 – анод

Тому плазмові джерела електронів, які працюють в стаціонарному режимі, зазвичай розробляють в розрахунку на малий струм розряду. Як матеріали катоду розрядного проміжку використовують чисті метали, такі, як алюміній, магній, берилій, залізо. В імпульсному режимі роботи плазмових джерел електронів струм пучка може досягати 1 А, а густина струму з поверхні плазмового катоду досягає величини $100 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$, що на порядок перевищує відповідне значення для гармат із розжареними катодами [26 – 28].

Починаючи з шістдесятих-сімдесятих років ХХ століття проектувальники стали розробляти та впроваджувати в промисловість плазмові електронні гармати, які формують профільні електронні пучки. Конструкції таких гармат відрізняються тим, що електронний пучок виводять не через отвір у катодному циліндрі, а через щілину із досить великим поперечним розміром. Існує також одна важлива особливість роботи таких електронних гармат з точки зору фізичних процесів, які в них протікають. Вони мають дві яскраво виражені області плазми, які називають катодною та анодною плазмою [26 – 28].

2.3. Оцінка можливості використання електронних гармат різного типу для виконання різноманітних технологічних операцій

Систематизуємо дані щодо технічних параметрів електронних гармат різних типів, наведені у таблицях 2.2 та 2.3, та, згідно з таблицею 2.1, визначмо технологічні процеси, в яких вони можуть бути використані. Діапазон експлуатаційних параметрів електронних гармат різного типу, зокрема, прискорювальної напруги, струму пучка, робочого тиску та діаметру електронного пучка, згідно з таблицями 2.2 та 2.3, узагальнено в таблиці 2.4.

Таблиця 2.4. Експлуатаційні параметри електронних гармат різного типу

Тип гармати	Складність конструкції	Прискорювальна напруга	Струм	Робочий тиск	Діаметр електронного пучка
Гармати з розжареним катодом	Середня	Висока	Середній	Високий вакуум	Малий
Гармати ВТР	Прості	Середня	Великий	Низький вакуум	Середній та великий
Плазмові гармати	Складні	Низька та середня	Малий	Низький вакуум	Малий

Можливі області застосування електронних гармат різних типів, відповідно до вимог технологічних процесів, наведених у таблиці 2.1, та до технічних характеристик електронних гармат, наведених в таблицях 2.2 – 2.4, систематизовані в таблиці 2.5.

Таблиця 2.5. Можливі області застосування електронних гармат різних типів

Область застосування	Тип гармат			
	Гармати з розжареним катодом	Гармати ВТР	Плазмові гармати	Гармати з автоемісією
Зварювання	Так	Так	Так	Ні
Нанесення металевих плівок	Так	Ні	Ні	Ні
Нанесення керамічних плівок	Ні	Так	Ні	Ні
Плавка тугоплавких металів та кремнію	Так	Так	Ні	Ні
Термічна обробка	Так	Так	Так	Ні
Електронно-променева літографія	Так	Ні	Ні	Ні
Газові лазери	Ні	Ні	Так	Ні
Складна сильнотрумна електрофізична апаратура	Ні	Ні	Ні	Так

2.4. Процеси електронно-променевої обробки та узагальнені структурні схеми технологічного устаткування

2.4.1. Узагальнена структурна схема сучасного електронно-променевого устаткування різного технологічного призначення

Цілком зрозуміло, що електронні гармати різного типу, описані в підрозділі 2.2, є головним робочим вузлом електронно-променевих технологічних

установок. Як було відмічено в підрозділі 1.2, ще в тридцятих-п'ятдесятих роках ХХ століття саме стабільність роботи електронної гармати була головним чинником якості складного електронно-променевого устаткування та, головним чином, визначала його технологічні можливості. Саме з цієї причини, в цей період розвитку електронно-променевих технологій, в промисловості головним чином використовували електронні гармати з розжареними катодами, які стабільно та надійно працювали в умовах високого вакууму.

Проте, як було відмічено в підрозділі 1.3, із розвитком електронних та інформаційних засобів автоматизації, починаючи з шістдесятих років ХХ століття, в області розвитку електронно-променевих технологій ситуація також ретельно змінилася. Слід відзначити, що сучасне електронно-променеве технологічне обладнання завжди оснащено найскладнішими засобами автоматизації роботи електронної гармати та всього технологічного процесу. Якщо в шістдесятих-сімдесятих роках ХХ століття це ще були прості електронні пристрої автоматизації, якими керували досвідчені оператори електронно-променевого устаткування, то, починаючи з середини сімдесятих років ХХ століття, в промислових електронно-променевих установках все частіше починають використовувати найсучасніші засоби автоматизації технологічного процесу, більшість з яких вже є цифровими та програмованими електронними пристроями. Ці пристрої керування побудовані на базі мікроконтролерів, сигнальних процесорів, а базові функції щодо автоматизації електронно-променевого технологічного обладнання виконує комп'ютерна система керування. Головним чинником розвитку сучасного електронно-променевого технологічного обладнання є комплексна автоматизація всього технологічного процесу за головними параметрами, які суттєво впливають на якість виробів, зокрема, за потужністю електронного пучка, тиском, температурою, складом газового середовища в технологічній камері тощо [9, 18]. Тому, якщо в шістдесятих роках ХХ століття вартість простої електронно-променевої установки головним чином залежала від якості електронної гармати та стабільності її роботи в фізичних умовах технологічного устаткування, сьогодні більше 90 % вартості складного електронно-променевого технологічного

обладнання складає комплексна цифрова система автоматизації технологічного процесу з відповідною електронною апаратурою та програмним забезпеченням. Зрозуміло, що вартість такого складного технологічного обладнання є вкрай високою, але оскільки комплексна автоматизація технологічного процесу значно підвищує якість виробів та зменшує необхідну кількість кваліфікованого допоміжного персоналу, який має обслуговувати установку на належному рівні, такі витрати промисловці вважають цілком виправданими. Узагальнена структурна схема сучасної електронно-променевої технологічної установки наведена на рис. 2.8. З точки зору узагальненої класифікації сучасних електронних систем, такі системи розглядають як технологічні.

Зрозуміло, що, незважаючи на вказаний напрямок розвитку сучасних електронно-променевих технологій, пов'язаний із комплексною автоматизацією технологічного процесу з використанням засобів програмованої цифрової електроніки, розробка нових конструкцій електронних гармат, як технологічних інструментів, призначених для виконання конкретних операцій за вимогами замовника, залишається однією з основних задач, пов'язаних з подальшим розвитком та удосконаленням електронно-променевого устаткування. Тут головною вимогою до інженерів, які розробляють електронно-променеве обладнання, є те, що електронні гармати мають надійно працювати в фізичних умовах проведення відповідної технологічної операції, бути відносно дешевими, та повинні мати у своєму складі відповідні конструктивні елементи для забезпечення автоматизованого контролю потужності електронного пучка [9, 18].

Із узагальненої схеми електронно-променевої технологічної установки, яка наведена на рис. 2.8, видно, що комплексна система керування установкою умовно поділена на дві частини: систему керування параметрами електронного пучка та систему керування параметрами технологічного процесу. Розглянемо завдання контролю параметрів електронного пучка окремо. Загалом, це завдання зазвичай розділяють на дві окремі, вкрай складні задачі, а саме, задачу керування потужністю електронного пучка та задачу керування його просторовим положенням на поверхні виробу, який обробляють.

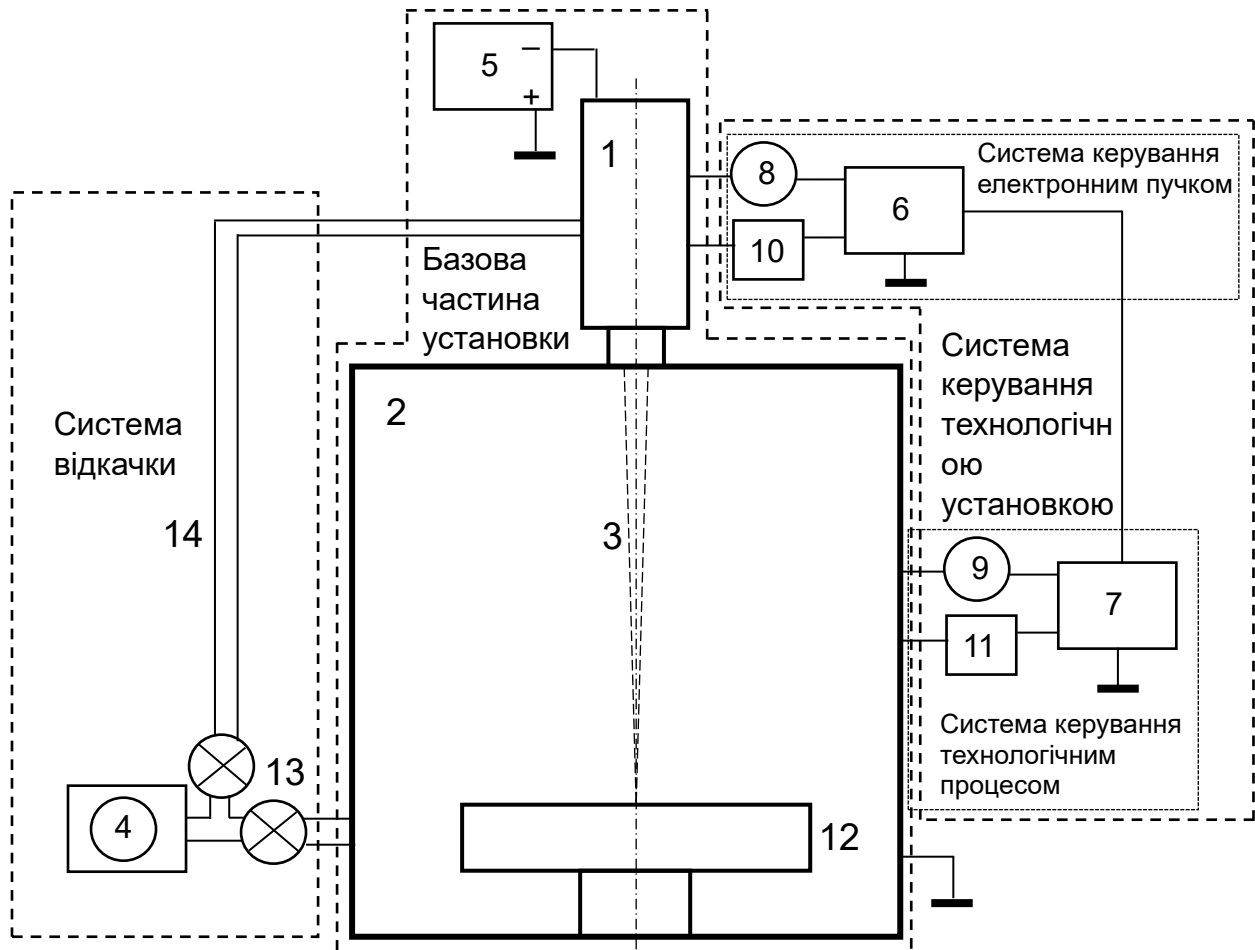


Рис. 2.8. Узагальнена структурна схема електронно-променевої технологічної установки. 1 – електронна гармата, 2 – технологічна камера, 3 – електронний пучок, 4 – система відкачки, 5 – високовольтне джерело живлення, 6 – система керування параметрами електронного пучка, 7 – система керування параметрами технологічного процесу, 8 – датчики параметрів електронного пучка, 9 – датчики параметрів технологічного процесу, 10 – виконавчі пристрої для керування параметрами електронного пучка, 11 – виконавчі пристрої для керування параметрами технологічного процесу, 12 – виріб, який оброблюють, 13 – вентилі, 14 – вакуумопровід

Для керування потужністю електронного пучка використовують різні методи, але всі вони ґрунтуються на регулюванні струму пучка за умови стабільного значення прискорювальної напруги. Стабілізація прискорювальної напруги є окремим завданням розробників високовольтного джерела живлення та вирішують її з використанням відомих засобів проектування високовольтної

техніки. У найпростішому випадку, як датчик струму гармати використовують резистор з опором малої величини, який включають до низьковольтного ланцюга схеми живлення електронної гармати. В загальному вигляді структура такої простої системи керування струмом електронної гармати наведена на рис. 2.9. Система керування містить резистор R з малим опором, який підключений до низьковольтного ланцюгу системи живлення електронної гармати.

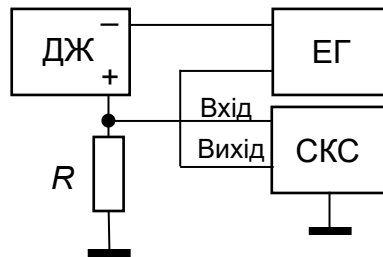


Рис. 2.9. Структура системи контролю струму електронної гармати із резистором малого опору R , який підключено до низьковольтного ланцюга схеми живлення гармати. ДЖ – джерело живлення, ЕГ – електронна гармата, СКС – система контролю струму гармати.

Окремим завданням є конструктивні рішення щодо регулювання струму електронних гармат. Однією з таких можливостей є використання допоміжних керуючих електродів, які розташовані симетрично відносно осі симетрії електродної системи за межами граничної траєкторії електронного пучка. За такої умови осідання струму на цих електродах є незначним, а керування струмом пучка досить ефективним [10 – 12]. Ще однією перевагою такого способу керування струмом електронного пучка є те, що таким способом також можна контролювати умови фокусування електронного пучка та його фокусну відстань [10 – 12]. Покращити умови фокусування електронного пучка можна або зміною напруги на фокусувальних електродах, або через зміну струму фокусувальних магнітних лінз. Ці способи фокусування електронних пучків ґрунтуються на фізиці потоків заряджених частинок та на основах електронної оптики, які будуть описані у четвертому розділі підручника.

В гарматах з розжареними катодами струм електронного пучка змінюють або зміною струму нитки розжарення, або зміною напруги на керуючому

електроді. Слід відзначити, що перший спосіб є вкрай інерційним, оскільки за умови зміни струму нитки розжарення температура катода змінюється не відразу через високу інерційність теплових процесів. Тобто, електричне керування струмом, через зміну напруги на відповідних електродах гармати, є значно більш ефективним.

В електронних гарматах ВТР та в плазмових гарматах широко використовують спосіб керування струмом електронного пучка зміною тиску в області горіння розряду, але таке, газодинамічне керування струмом електронного пучка також є вкрай повільним із-за високої інерційності процесу регулювання газового потоку. Основою такого способу керування, з точки зору фізики розряду, є залежність струму розряду від тиску, яку отримують через аналіз ВАХ розрядного проміжку. Відповідні теоретичні відомості щодо ВАХ ВТР будуть наведені у підрозділі 3.2.5. Для регулювання струму зміною тиску в електронних гарматах ВТР використовують спеціально розроблені натікачі газу. Сигнал на натікач надходить з системи керування струмом згідно із загальною схемою, наведеною на рис. 2.9.

Керування просторовим положенням електронного пучка на поверхні виробу, який обробляють, є вкрай складним процесом, який забезпечує поліпшення якості виробів та значно підвищує ефективність використання електронно-променевого обладнання. Просторове керування положенням електронного пучка відносно виробу здійснюють двома способами, а саме, через механічне переміщення виробу відносно нерухомого сфокусованого пучка та через використання систем сканування електронного пучка в електричному або магнітному полі [18, 23]. У разі отримання зварювальних з'єднань завдання керування зводять до механічного переміщення виробу відносно фокусу електронного пучка вздовж лінії шва, відповідні теоретичні відомості будуть наведені у підрозділі 6.3.2. Таке переміщення зазвичай є механічним та досить повільним, оскільки збільшення швидкості переміщення електронного пучка відносно виробу зазвичай призводить до погіршення зварювального з'єднання [43].

Для технологічних процесів плавлення та випаровування задача просторового керування параметрами електронного пучка дещо ускладнюється,

оскільки зазвичай виникає необхідність сканування одного або кількох електронних пучків по поверхні розплавленого металу з метою отримання необхідного розподілу температури. Відповідні теоретичні відомості щодо теплової дії електронного пучка на речовину будуть наведені в підрозділах 6.2.2 та 6.2.3, математична модель процесу електронно-променевого випаровування металу розглядатиметься в підрозділі 6.4. У зв'язку з цим, якщо задача керування струмом електронного пучка може бути розв'язана засобами аналогових електронних систем управління, у разі правильного вибору їхніх параметрів, то сучасні системи сканування електронного пучка завжди є програмованими пристроями. Загалом, перевагою аналогових систем є вкрай висока швидкодія, а цифрових – гнучкість керування та простота їхнього обслуговування. Відповідні теоретичні відомості щодо формування електричних сигналів в системах електростатичного та магнітного сканування електронного пучка будуть наведені у підрозділі 5.4.

Іншою, вкрай важливою функцією системи керування електронно-променевим технологічним обладнанням, є ввімкнення електронно-променевого устаткування та виведення його на визначений технологічний режим. Це також досить складний, багатосходинковий процес.

Зрозуміло, що оскільки процес роботи електронно-променевого технологічного устаткування є повністю алгоритмізованим, він може бути цілком автоматизованим з використанням сучасних цифрових, програмованих електронних засобів. Як вже було відмічено на початку цього підрозділу, сьогодні вартість та функціональні можливості електронно-променевого устаткування головним чином визначають не через функціональні можливості електронної гармати, а через складність та досконалість програмованої системи керування, яка виконує всі описані вище функції. Саме через досконалість комплексної системи керування параметрами технологічного процесу сьогодні забезпечують високе значення повторювальності параметрів технологічної операції та підвищують відсоток виходу якісних виробів майже до значення 100 %. Цей економічний чинник є вкрай важливим у сучасних технологіях точного приладобудування, мікроелектроніки та наноелектроніки. Проте, за таких умов, вирішальний фактором для забезпечення високої ефективності електронно-

променевих технологій є саме фізичні особливості електронного променя як технологічного інструменту, серед яких слід відзначити наступні.

1. Вкрай висока загальна та питома потужність електронного пучка.
2. Простота керування потужністю електронного пучка та його просторовим положенням з використанням електричних та магнітних полів.

Крім цього, в сучасному електронно-променевому технологічному обладнанні широке впровадження знаходять автоматизовані електронні системи відеоспостереження та комп'ютерного розпізнавання образів, які дозволяють здійснювати більш надійний контроль за параметрами технологічного процесу.

2.4.2. Зварювальне електронно-променеве устаткування

Несумлінною перевагою зварювального електронно-променевого обладнання є вкрай висока швидкість зварювання та висока якість зварювальних виробів. Таку високу якість зварювальних виробів забезпечують завдяки захисному вакуумному середовищу та дуже високій потужності електронного пучка. Параметри електронно-променевого зварювального обладнання наведені в таблиці 2.6.

Таблиця 2.6. Параметри зварювального електронно-променевого обладнання

Параметр		Значення
Прискорювальна напруга	Низька	До 30 кВ
	Середня	30 – 80 кВ
	Висока	До 175 кВ
Питома потужність електронного пучка в фокусі		$10^9 - 10^{11} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
Діаметр електронного пучка		0,1 – 5 мм
Потужність електронного пучка		1 – 100 кВт

За умови, якщо зварювання проводять в низькому вакуумі, коли тиск є близьким до атмосферного, необхідно розділяти електронну гармату та технологічну камеру та відкачувати їх окремо. Крім цього, в такому разі більш

доцільним є використання плазмових електронних гармат та гармат ВТР, які, згідно з інформацією, наведеною у підрозділі 2.2, працюють за умови більш високого тиску.

Зазвичай зварювання проводять за умови стабілізації положення фокусу електронного пучка, а деталь, яку зварюють, переміщують вздовж периметра шва. Перевага такої технології зварювання полягає в тому, що вона є простою та дозволяє забезпечити ідентичність параметрів шва через стабілізацію геометричних та енергетичних параметрів електронного пучка в ході проведення технологічної операції. У разі зварювання металів великої товщини часто, щоб запобігти нахилення поверхні шва, використовують відхилення пучка від осі симетрії електродної системи із заданою частотою, близько до одиниць кГц.

Оскільки однією з переваг електронно-променевого зварювального обладнання є його вкрай висока продуктивність, сьогодні технологи намагаються використовувати цю перевагу найбільш ефективно, зменшуючи до мінімуму час допоміжних операцій, як-то відкачка технологічної камери, завантаження виробів та інші. Проте, іноді ці вимоги мають суперечливо-компромісний характер. Наприклад, для зменшення часу відкачки вигідним є використання технологічних камер малого розміру, але, з іншого боку, саме в камерах великого розміру можна розташувати більший контейнер з виробами та через їх автоматичну подачу прискорити процес зварювання. За таких умов компромісним рішенням є використання, так званих, нульових камер. Вони являють собою циліндричну поверхню, яка охоплює деталь та щільно прилягає до її поверхні, залишаючи, тим самим, зовсім невеликий об'єм для відкачування. На таких установках час технологічного циклу зварювання складає близько 20 с, а, безпосередньо, час проведення процесу зварювання – близько 5 с. Іншим цікавим технічним рішенням є використання для зварювання стола, який обертається. У такому разі час, необхідний на відкачку, взагалі виключають із технологічного циклу. Через використання таких технічних рішень у сучасному

електронно-променевого технологічного обладнанні досягають вкрай високої швидкості зварювання, яка становить приблизно $5000 \frac{\text{Дет}}{\text{год}}$, а іноді є вищою [43].

Часто, з метою підвищення швидкості зварювання, використовують профільні електронні пучки, але тут необхідно забезпечувати високу однорідність густини струму пучка вздовж фокальної плями із складною геометрією.

Сьогодні вкрай перспективним, з точки зору підвищення ефективності процесу електронно-променевого зварювання, є використання плазмових електронних гармат та гармат ВТР, оскільки вони працюють за умови меншого тиску та не потребують високовакуумної відкачки [36]. Плазмові електронні гармати знайшли вкрай широке застосування для високопродуктивного зварювання виробів із тугоплавких металів, оскільки вони мають високу питому потужність електронного пучка в фокусі. З іншого боку, в технологіях локального зварювання тонкостінних виробів, наприклад, корпусів вакуумних та твердотільних електронних приладів, більш ефективним є використання гармат ВТР. Наприклад, гармати ВТР, які формують профільний електронний пучок з кільцевим фокусом, широко використовують для швидкісного моноімпульсного зварювання корпусів транзисторів та мікросхем, без суттєвого нагрівання кристалу.

Враховуючи вище сказане, на сьогодні основними промисловими галузями, де використовують сучасні технології електронно-променевого зварювання, є наступні.

1. Важке машинобудування, зокрема, верстатобудування, автомобілебудування, авіація, космічна промисловість та виробництво транспортних засобів.
2. Точне приладобудування та виробництво прецизійних приладів.
3. Високопродуктивне зварювання корпусів та контактів приладів в електронній промисловості.

Робочий цикл електронно-променевого зварювального обладнання

зазвичай є наступним.

1. Вивантаження з технологічної камери зварених виробів.
2. Завантаження нових заготовок.
3. Транспортування деталей в область проведення електронно-променевого зварювання.
4. Відкачка нульової камери та електронної гармати.
5. Проведення технологічного процесу електронно-променевого зварювання.
6. Розгерметизація технологічної камери.

Описання математичних моделей зварювального шва буде наведено в підрозділі 6.3 цього підручника.

2.4.3. Електронно-променеве устаткування для нанесення покриттів та основні закономірності процесу випаровування

Загалом переваги методу електронно-променевого випаровування, який використовують для нанесення тонких плівок та покриттів, є зрозумілими. Якщо в інших методах нанесення покриттів, зокрема в резистивному випаровуванні, тепла енергія надходить до поверхні матеріалу, який випаровують, через стінки тигля та через товстий шар матеріалу, що випаровують, то в електронно-променевих випарниках поверхню, з якої проводять випаровування речовини, нагрівають безпосередньо. Відповідно, енергетична ефективність електронно-променевих випарників є самою високою, а велика потужність електронного пучка дозволяє досягти досить високої швидкості випаровування матеріалу та осадження покриття, до сотень мікрометрів за секунду [9]. Сьогодні вкрай поширеною також є технологія магнетронного розпилення матеріалів, але її недоліком, порівняно з електронно-променевим випаровуванням, є низька швидкість осадження покриття. Таким чином, розробка та розвиток електронно-променевих методів нанесення тонких плівок та покриттів у значній мірі сприяли розвитку сучасної електроніки, приладобудування та машинобудування. Комплексне описання основних фізичних процесів, які протікають у разі

проведення електронно-променевого випаровування металів, буде наведено в підрозділах 6.2.2 та 6.2.3.

Узагальнена схема електронно-променевої установки, призначеної для нанесення покриттів, наведена на рис. 2.10.

Слід відзначити, що випаровування завжди проводять у вакуумі з метою створення потоки пари, спрямованого на підкладку. За таких фізичних умов використання засобів відкачки не створює додаткових витрат. Крім цього, не виникає потреби домагатися отримати сильно сфокусований електронний пучок, як для процесів зварювання виробів з великою товщиною. Фахівці вважають, що якщо діаметр електронного пучка лежить в межах кількох міліметрів, такий пучок є цілком прийнятним для використання в технології електронно-променевого випаровування.

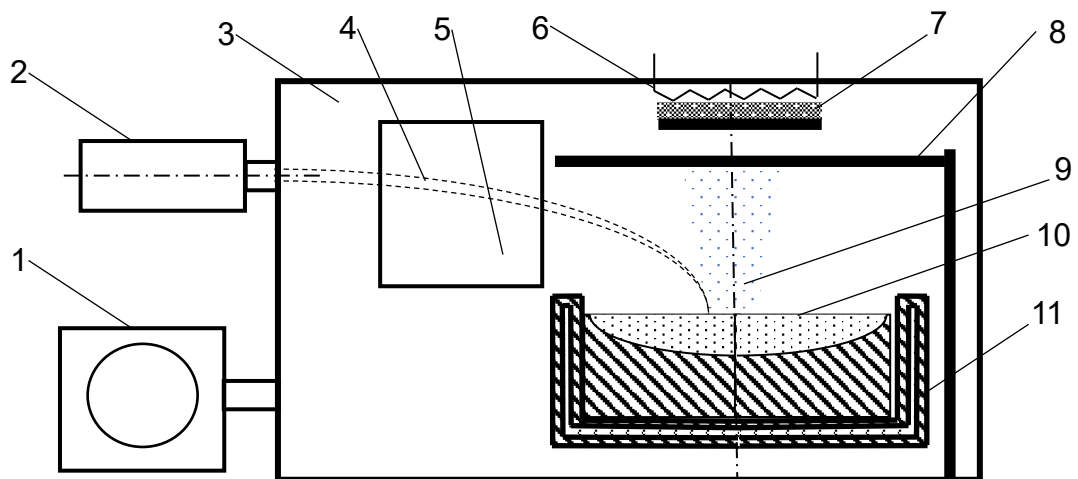


Рис. 2.10. Узагальнена схема електронно-променевої установки, призначеної для нанесення покриттів. 1 – система відкачки, 2 – електронна гармата, 3 – технологічна камера, 4 – електронний пучок, 5 – система відхилення, 6 – система нагріву підкладки, 7 – підкладка, 8 – засланка, 9 – пара, 10 – речовина, яку випаровують, 11 – тигель

Головні закономірності процесу випаровування, з точки зору його фізики, є наступними [9, 18].

1. Вплив тиску газу на процес випаровування.

Згідно з відомим з основ вакуумної техніки законом ослаблення потоку

пари у вакуумі, можна записати наступний аналітичний вираз:

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x), \quad (2.3)$$

де $N(x)$ – поточне значення концентрації частинок пари, N_0 – кількість частинок на поверхні випаровування, n – концентрація залишкового газу, σ – ефективний перетин взаємодії.

Ефективний перетин взаємодії має наступні складові [9, 18].

1.2 Параметр ефективного перетину взаємодії атомів пари з атомами залишкового газу, який розраховують наступним чином [9, 18]:

$$\sigma_{DG} = \pi(r_D + r_G)^2, \quad (2.4)$$

де r_D – радіус частинок пари, r_G – радіус частинок газу.

1.3 Параметр ефективного перетину взаємодії атомів пари між собою [9, 18]:

$$\sigma_{DG} = 4\sqrt{2}\pi r_G^2. \quad (2.5)$$

1.4 Співвідношення кількості зіткнень частинок пари та газу [9, 18]:

$$\frac{v_D}{v_G} = 5,55 \frac{M_D p_G}{\rho \alpha_k}. \quad (2.6)$$

де M_D – молекулярна маса пари, p_G – тиск газу, ρ – густина матеріалу, який випаровують, α_k – швидкість конденсації пари, $\frac{\text{нм}}{\text{с}}$.

За умови $p_G = 10^{-2}$ Па, співвідношення $\frac{v_D}{v_G}$ складає приблизно $10 - 10^{-1}$.

2. Закономірність процесу випаровування та закон Ленгмюра.

Згідно із законом Ленгмюра швидкість процесу випаровування визначають за співвідношенням [9, 18]:

$$\alpha_{в1} = \alpha_{в} 4,4 \cdot 10^{-4} k_1 \sqrt{\frac{M_D}{T_{\text{вип}}}} e^{-\frac{k_2}{T_{\text{в}}}}, \quad (2.7)$$

де $\alpha_{в}$ – коефіцієнт ефективності випаровування, який для ідеального випарника

складає 1, $\alpha_{в1}$ – швидкість випаровування, $\frac{\Gamma}{\text{см}^2 \text{с}}$, k_1 , k_2 – напівемпіричні

коефіцієнти, які залежать від матеріалу, який випаровують, та робочого газу,

$T_{\text{вип}}$ – температура випаровування. Більш досконало закон Лангмюра, разом з іншими законами термічного випаровування, буде розглянуто в підрозділі 6.2.3.

3. Закономірність поширення парового потоку.

Залежність густини парового потоку від кута його поширення α записують у вигляді такого простого аналітичного виразу [9, 18]:

$$\Phi(\alpha) = \Phi_0 \cos^n(\alpha), \quad (2.8)$$

де Φ_0 – потік пари на осі симетрії системи, $\Phi(\alpha)$ – потік пари під кутом α . Цей закон поширення пари є наслідком закону Ламберта для поширення потоків частинок у вакуумі. У загальній формі закон Ламберта буде розглянуто в підрозділі 3.3.6. Ілюстрація закону поширення потоки пари, який описаний співвідношенням (2.8), наочно показана на рис. 2.11.

Крім цього, над розплавленою речовиною може створюватися зона з високим тиском пари. За рахунок цього ефекту поверхня рідини, з якої випаровують метал, деформується, в наслідок чого густина пари у разі збільшення кута α різко знижується [9].

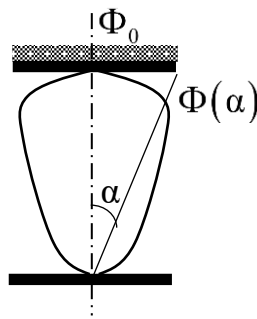


Рис. 2.11. Наочна ілюстрація закономірності поширення парового потоку в електронно-променевій системі випаровування

Розглянемо тепер більш складні, з технічної точки зору, системи випаровування, які сьогодні широко використовують у промисловості.

1. Випаровування з двох тиглів.

Такий метод випаровування завжди використовують для нанесення композитних плівок з різних матеріалів. За такої умови вкрай важливою є підтримка відповідного співвідношення концентрації речовин, які випаровують,

на підкладці, через обрання відповідної потужності електронних пучків [9]. Ілюстрація способу випаровування двох речовин з різних тиглів наочно показана на рис. 2.12.

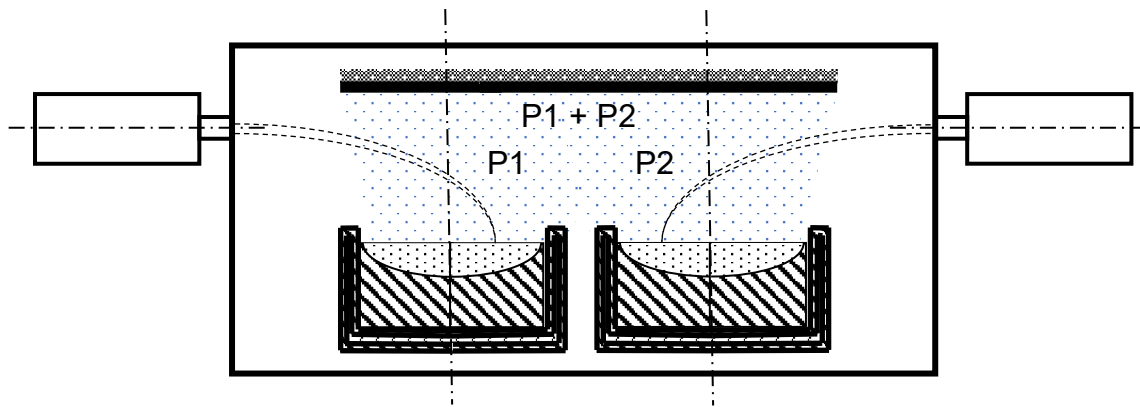


Рис. 2.12. Ілюстрація способу випаровування двох речовин з різних тиглів

2. Нанесення сплавів металів із одного тигля.

Взагалі, цей метод випаровування є більш складним, ніж перший, оскільки важко добитися однорідності парових потоків компонент різних речовин за умови різних температур їхнього випаровування. Для вирішення цієї складної технічної задачі використовують два способи. Перший з них полягає у зміні потужності електронного пучка за відповідним законом для неперервного режиму роботи електронної гармати, а другий – у використанні імпульсного режиму роботи гармати, який у даному випадку є більш ефективним.

3. Нанесення плівок з хімічних з'єднань та композитів.

Складність нанесення композитних плівок полягає в тому, що хімічні з'єднання, у разі термічного випаровування, частково або повністю розпадаються на окремі складові компоненти. Загалом задача нанесення композитних плівок, зокрема, оксидів, нітридів, карбідів, сульфідів, хлоридів, селенідів, телурідів та інших, полягає в тому, що для хімічного з'єднання A_xB_y , де x та y – концентрації компонентів A та B , необхідно домагатися дотримання закону стехіометричної концентрації, який має наступний математичний вигляд:

$$\frac{yN_A}{xN_B} \rightarrow 1. \quad (2.9)$$

У протилежному випадку хімічні та фізичні властивості матеріалу напиленого шару покриття буде сильно відрізнятися від властивості з'єднання A_xB_y .

Загалом проблему збереження стехіометричного складу покриття, яке наносять, вирішують наступним чином. До технологічної камери напускають газ-реагент, який підтримує стехіометричний склад парового потоку. За такої умови необхідним є строгий контроль тиску газу в технологічній камері та концентрації пари. Склад газу-реагенту залежить від типу покриття, яке наносять. Так, для отримання плівок оксидів металів в технологічну камеру напускають кисень, для отримання плівок нітридів – азот. Для отримання плівок карбідів найчастіше використовують вуглеводневі з'єднання, які вкрай легко розкладаються на вуглець та водень. Наприклад, для отримання зміцнюючих покриттів карбіду титану використовують таку хімічну реакцію:



Досить складно, з технологічної точки зору, отримувати сульфідні покриття, оскільки сірка у різних хімічних з'єднаннях має різну валентність. Наприклад, якщо використовувати газ H_2S , отримання з'єднань з чотиривалентної або шестивалентної сірки є вкрай ускладненим. Крім цього, використовувати більшість хімічних з'єднань сірки, зокрема такі, як H_2S , SO_2 , SO_3 , в умовах виробництва слід вельми обережно та дотримуючись відповідних правил техніки безпеки, оскільки ці гази є шкідливими.

Проте сьогодні отримання саме сульфідних плівок для датчиків та сонячних елементів є одним з основних завдань сучасної напівпровідникової електроніки, оскільки такі елементи мають покращені електричні характеристики та є вкрай довговічними [9]. Тому зараз технологи шукають ефективні рішення щодо отримання дешевих та високоякісних сульфідних плівок, і одним з таких цікавих рішень є створення виробництва електронних компонентів на основі сульфідних плівок біля теплових електростанцій та металургійних підприємств, які мають значну кількість викидів шкідливих сірчистих газів як відходів виробництва. Такі проекти сумісних підприємств, коли відходи одного підприємства стають сировиною для іншого, загалом

складають основу сучасних екологічно чистих технологій, які також називають зеленим виробництвом.

4. Підтримка реакції в дуговому розряді.

Часто звичайного напуску газу-реагенту в технологічну камеру недостатньо для підтримання хімічної реакції між парами металу та активним газом. За такої умови цю реакцію можна стимулювати через запалювання потужного дугового розряду в парах металу над поверхнею тигля. Для цього над тиглем встановлюють кільцевий електрод, на який подають позитивний потенціал 20 – 100 В, струм дуги складає кілька десятків Ампер. Тобто, катодом дугового розряду є поверхня випаровування [53].

Конструктивні параметри розглянутої системи випаровування є наступними.

4.1. Радіус поперечного перерізу кільцевого електрода r_r .

4.2. Внутрішній радіус кільця R_r .

4.3. Відстань $d_{тк}$ між тиглем та кільцевим електродом.

Відповідна конструктивна схема електродної системи, призначеної для запалення дугового розряду над тиглем, наведена на рис. 2.13.

Наприклад, з використанням стимуляції хімічної реакції в дуговому розряді наносять покриття нітриду та карбіду титану.

5. Параметри електронно-променевих випарників наведені у таблиці 2.7.

6. Галузі застосування електронно-променевих випарників.

6.1. Нанесення покриттів великої товщини на великі поверхні в металургії та машинобудуванні. Товщина покриття може складати до 10 мкм та більше, а площа поверхні, яку покривають, становить десятки – сотні см². У разі нанесення покриття на стрічку, яка рухається, площа поверхні, що покривають, є необмеженою. Такі покриття використовують як зміцнюючі та антикорозійні. Експериментальні дослідження показали, що покриття такого типу можуть в сотні – тисячі разів збільшити термін служби інструменту, який ріже, та деталей, які труться. Перевагами електронно-променевих технологій нанесення зміцнюючих та антикорозійних покриттів є висока продуктивність

технологічного обладнання та висока якість отримуваних виробів. Зазвичай як зміцнюючі та антикорозійні використовують покриття нітриду та карбіду титану, нанесені методом електронно-променевого випаровування в дуговому розряді.

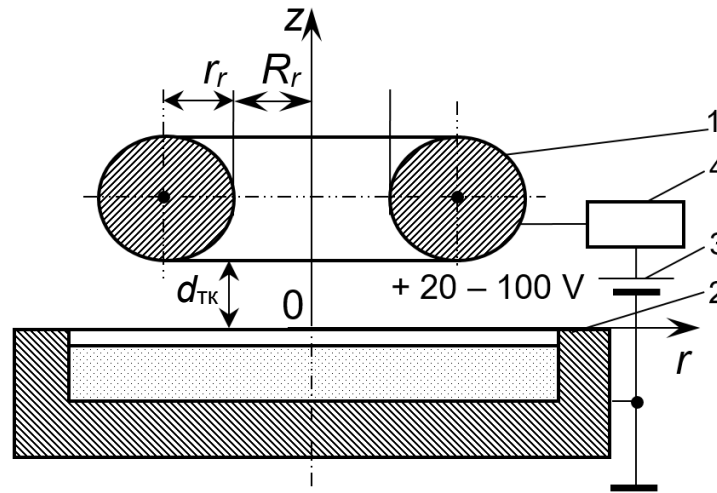


Рис. 2.13. Конструктивна схема електродної системи, призначеної для запалення дугового розряду над тиглем. 1 – кільцевий електрод, 2 – тигель, 3 – джерело живлення, 4 – електронна система керування струмом дугового розряду

6.2. Нанесення тонких плівок різного призначення в приладобудуванні та електронній промисловості. Призначення таких плівок може бути наступним.

6.2.1. Металеві провідні плівки.

6.2.2. Діелектричні керамічні плівки.

6.2.3. Композити з плівкових шарів, які мають певні фізичні властивості.

Прикладом таких плівок з оксидної кераміки є оптичні покриття, наприклад, просвітлюючі, та багат шарові діелектричні дзеркала. Найважливішою перевагою електронно-променевого методу нанесення таких покриттів є вкрай висока якість отримуваних виробів та високий відсоток виходу гідних виробів. Зрозуміло, що для отримання оксидних покриттів для оптичних приладів найбільш ефективним є використання гармат ВТР.

Таблиця 2.7. Експлуатаційні параметри електронно-променевих випарників

Параметр	Значення
Прискорювальна напруга	До 300 кВ
Потужність електронного пучка	30 кВт – 1,5 МВт
Тиск залишкового газу в технологічній камері	$1 - 10^{-2}$ Па
Час безперервної роботи з підживленням матеріалу в тиглі	До 100 годин
Діаметр електронного пучка	Одиниці мм
Теплова енергетична ефективність	Вище 50 %

2.4.4. Електронно-променеве устаткування для плавлення тугоплавких металів та діелектричних матеріалів з метою їхнього очищення

Загальновідомим є те, що фізичні та хімічні властивості будь-яких матеріалів визначають, насамперед, наявністю в них домішок, зокрема, газових. Тому сучасна металургія та електронна промисловість потребують отримання матеріалів вкрай високої чистоти. Чистоту матеріалу в інженерних дослідженнях визначають у відсотковому співвідношенні через кількість дев'яток після десяткової коми. За сучасними технологічними вимогами до очищених матеріалів їхня чистота має бути від п'яти до семи дев'яток.

Основними галузями застосування матеріалів надвисокої чистоти сьогодні є наступні.

1. В авіаційній та космічній промисловості широко використовують надвисокочистий титан.
2. Хімічна промисловість.
3. Машинобудування.

4. В електронній промисловості широко використовують такі надвисокочисті матеріали, як кремній, мідь, алюміній, ніобій та інші.

Тому слід відзначити, що в сучасній металургії технологів не задовольняє степінь очищення первинного металу, який отримують з природної руди. Проводять ще додаткове очищення до надвисокої чистоти, яке називають рафінуванням. Рафінування металів та неметалевих матеріалів проводять через їх переплавлення в вакуумі або в захисному газовому середовищі. Сьогодні основними промисловими технологіями рафінування матеріалів є наступні [48].

1. Вакуумування.

2. Індукційний переплав у вакуумі.

3. Вакуумно-дуговий переплав.

4. Електронно-променевий переплав.

5. Електропереплав в електричних пічках в атмосфері повітря.

6. Переплав у плазмі в захисному газовому середовищі за умови пониженого тиску.

Із всіх перелічених технологій найбільш сучасними та перспективними є індукційний переплав у вакуумі, електронно-променевий переплав та плазмовий переплав. Проте, безумовною перевагою електронно-променевого способу переплавлення металів та керамічних матеріалів з метою їхнього очищення є можливість отримання матеріалів надвисокої частоти, у тому числі тугоплавких та хімічно активних.

Головними особливостями електронно-променевого переплавлення металів та керамічних матеріалів є наступні [48].

1. Великі витрати електроенергії.

2. Складність реалізації та необхідність вкрай високого рівня розвитку науки та впровадження наукоємних, високих сучасних технологій у виробництво. Проте, незважаючи на це, а також завдяки наявності природних ресурсів та електроенергії, Україна сьогодні займає одне з перших місць у світовій економіці як по переплаву титана, так і по виробництву електронно-променевого обладнання для плавлення. В галузі переплаву титану для авіаційної та космічної промисловості Україна зараз займає третє місце у світі після США та Росії. Крім

цього, в Україні проводять серйозні наукові дослідження та інженерні розробки щодо електронно-променевого переплаву кремнію та ніобію. Основною галуззю застосування цих матеріалів є електронна промисловість, зокрема, виробництво мікросхем та сонячних елементів. Узагальнена структурна схема електронно-променевої плавильної печі наведена на рис. 2.14 [48].

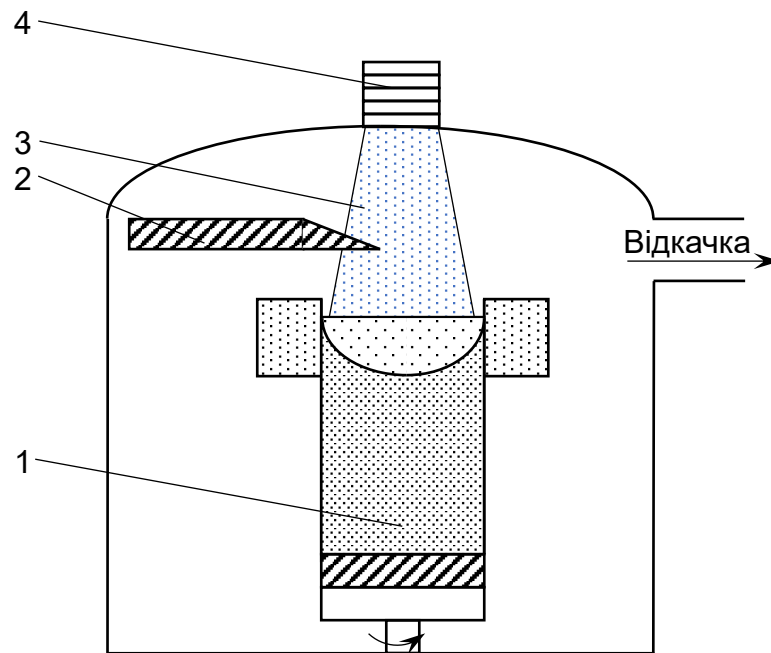


Рис. 2.14. Узагальнена схема електронно-променевої плавильної печі.

1 – кристалізатор, 2 – штабик, який плавлять, 3 – електронний промінь,
4 – електронна гармата

Різні види електронно-променевої обробки та сучасні засоби автоматизації дозволяють отримувати чисті матеріали не лише як злитки, але й також у вигляді стрічки, гранул, порошку, таблеток, вирощувати монокристали, наприклад, за методом Чохральського, а також відливати в формах вже готові вироби із заданою конфігурацією [48].

Слід відзначити, що процес плавлення металів та керамічних матеріалів, як і процес електронно-променевого випаровування, не потребує використання електронного пучка з малим діаметром в фокусі та високою питомою потужністю. Тому в електронно-променевому плавильному обладнанні зазвичай використовують електронні гармати з відносно невисокою прискорювальною

напругою. У такому разі потужність пучка, яка необхідна для плавлення, досягають через збільшення його струму [48]. Параметри електронно-променевих технологічних установок для плавлення металу наведені в таблиці 2.8.

Процес електронно-променевого плавлення зазвичай проводять в середовищі водню, тому тут вкрай ефективним є використання гармат ВТР. Для підвищення ефективності нагрівання злитків пучок сканують за заданою програмою.

Таблиця 2.8. Експлуатаційні параметри електронно-променевих установок для плавлення металу

Параметр	Значення
Прискорювальна напруга	До 30 – 35 кВ
Потужність електронного пучка	До 700 кВт
Діаметр електронного пучка	Одиниці – десятки мм
Тиск газу в технологічній камері	$1 - 10^{-3}$ Па
Маса злитків, які плавлять	До 20 тон
Чистота металів	До 9 дев'яток
Теплова енергетична ефективність	10 – 20 %

2.4.5. Електронно-променева літографія

В електронно-променевій літографії використовують спеціальні матеріали, електронорезисти. Загалом електронорезисти поділяють на позитивні та негативні. У позитивних електронорезистів під час їхнього проявлення видаляють ті зоні, які знаходились під дією електронного пучка, а в негативних –

ті, які не знаходились. Відмінність органічних речовин, з яких виготовляють позитивні та негативні електронорезисти полягає в способі хімічної дії електронного пучка на ці з'єднання. Така дія електронного пучка на органічну речовину може бути двох різних видів. Перша з них характеризується зшиванням, тобто, створенням складних полімерних структур з більш простих. Тоді таку дію електронного пучка використовують для створення негативних електронорезистів. Друга можлива дія електронного пучка пов'язана з дисоціацією, або розпадом органічних речовин на більш прості молекули. Тоді таку дію електронного пучка використовують для створення позитивних електронорезистів [17, 23].

Введемо відповідні позначення.

G_D – радіаційно-хімічний вихід деструкції.

G_Z – радіаційно-хімічний вихід зшивання.

Згідно зі сказаним вище є очевидним, що для позитивних електронорезистів завжди правильним є співвідношення $G_D \gg G_Z$, а для негативних – $G_D \ll G_Z$.

Основними матеріалами для виготовлення позитивних електронорезистів є поліметілметакрилат, поліметакріламід, полівінілхлорид та поліізобутилен. Основними матеріалами для виготовлення негативних електронорезистів є полістирол, полігліциділакрилат, поліетилен, поліефіри та поліаміди.

Основним технологічним параметром електронорезистів є доза опромінювання K , яку обчислюють наступним чином [17, 23]:

$$K = j\tau, \quad (2.11)$$

де j – густина струму електронного пучка, τ – час опромінювання електронорезиста.

Розрізняють порогову дозу опромінювання $K_{\text{пор}}$ та дозу повного перетворення полімеру K_0 . Порогова доза відповідає початку радіаційно-хімічних ефектів, а доза повного перетворення полімеру – повній деструктуризації речовини для позитивних електронорезистів та повній полімеризації для негативних. За такої умови вводять поняття контрастності

електронорезисту γ_k , яку обчислюють наступним чином [17, 23]:

$$\gamma_k = \frac{1}{\lg\left(\frac{K_0}{K_{\text{пор}}}\right)}. \quad (2.12)$$

Характеристичні криві травлення позитивних та негативних електронорезистів показані на рис. 2.15. Значення $\frac{d}{d_0}$ відповідає співвідношенню товщини шару електронорезисту d , який залишився, до його початкової товщини d_0 [17].

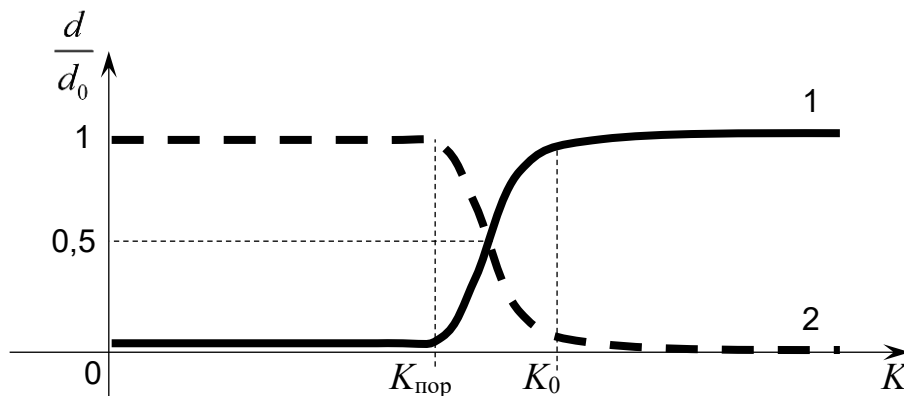


Рис. 2.15. Графічні залежності, які описують характерні криві травлення для негативного (1) позитивного (2) електронорезистів

Чутливість електронорезисту пов'язана з пороговою дозою опромінювання $K_{\text{пор}}$ та становить $K_{\text{пор}} \approx 10^{-5} - 10^{-7} \frac{\text{Кл}}{\text{см}^2}$, але зазвичай її визначають лише для заданих значень енергії електронів, приблизно 20 – 30 кеВ.

Введемо поняття порогового значення густини енергії, яку поглинає електронорезист. Концентрація радіаційно-хімічних перетворень в електронорезисті $C(r)$ пропорційна густині енергії $Q(r)$, яку він поглинає, тобто [17, 23]:

$$C(r) = G \frac{Q(r)}{100}. \quad (2.13)$$

За такої умови середнє значення зшитих ланцюгів молекул полімеру

визначають як [17, 23]:

$$\xi = 2V_n C(r), \quad V_n = \frac{M_{n0}}{N_A \rho}. \quad (2.14)$$

де M_{n0} – молекулярна маса полімеру, який не опромінений, ρ – питома вага полімеру, N_A – число Авогадро.

Зшитий полімер, який нерозчинений, називають гелем, а який розчинений – зоєм. Дано відповідні визначення [17, 23].

Визначення 2.1. Золями називають дисперсні системи, найдрібніші частинки будь-якої розчиненої речовини в рідкому, твердому чи газоподібному середовищі. Твердими золями називають дисперсні системи з розподіленими у твердій фазі тонкими частинками іншої твердої фази, у вигляді крапельок рідини, бульбашок повітря, або дрібних твердих частинок, розміром від 1 до 100 нм.

Визначення 2.2. Гелями називають драглеподібні дисперсні системи, з просторовою структурою, в яких дисперсна фаза утворює ґраткову порувату просторову структуру, заповнену рідким дисперсійним середовищем.

Енергію опромінювання електронорезисту, за умови якої створюється або руйнується гель, називають гель-точкою. Початок цього процесу відповідає значенню $\xi = 1$ та відповідне порогове значення енергії обчислюють наступним чином [17, 23]:

$$Q_{\text{пор}} = \frac{50}{GV_n}. \quad (2.15)$$

Стандартні параметри електронорезистів наведені в таблиці 2.9 [17, 23].

Зазвичай енергію електронів вибирають такою, щоб глибина їхнього пробігу була значно більшою за товщину шара електронорезисту. За такої умови рівняння балансу енергії записують у наступному вигляді [17, 23]:

$$Q(r, x_0) = Q_1(r, x_0) + Q_2(r, x_0) + Q_3(r, x_0) + Q_4(r, x_0), \quad (2.16)$$

де $Q_1(r, x_0)$ – енергія, яку виділяють первинні електрони, $Q_2(r, x_0)$ – енергія, яку виділяють електрони, що відчують зіткнення в електронорезисті, $Q_3(r, x_0)$ – енергія, яка виділяється на границі електронорезисту, $Q_4(r, x_0)$ – енергія, яка

виділяється у підкладці.

З урахуванням розсіювання електронів, струм електронного пучка становить [17, 23]:

$$j(x) = j_0 \left(1 - \frac{4\theta_{\text{сер}} x}{d_0} \right), \quad (2.17)$$

де $\theta_{\text{сер}}$ – середня енергія розсіювання електронів за моделлю Резерфорда.

Таблиця 2.9. Стандартні параметри електронорезистів

Параметр	Значення
Порогове значення енергії опромінювання	$1,5 \cdot 10^{22} \frac{\text{eV}}{\text{см}^3}$
Енергія розриву зв'язків	50 – 80 eV
Середня кількість створених або розірваних зв'язків	10^{20}см^{-3}
Кількість молекул	10^{18}см^{-3}
Середня кількість створених або розірваних зв'язків на одну молекулу	100

За такої умови можна ввести наступні позначення:

$$Q_{\text{прям}}(r, x_0) = Q_1(r, x_0) + Q_2(r, x_0); \quad Q_{\text{відб}}(r, x_0) = Q_3(r, x_0) + Q_4(r, x_0), \quad (2.18)$$

де $Q_{\text{прям}}(r, x_0)$ – енергія прямих електронів, $Q_{\text{відб}}(r, x_0)$ – енергія відбитих електронів.

Відповідні теоретичні відомості щодо моделі розсіювання електронів за Резерфордом будуть наведені в підрозділі 3.1.2.

Тоді для енергії, яку виділяють первинні електрони, можна записати

наступний аналітичний вираз [17, 23]:

$$Q_1(r, x_0) = \frac{Z^2 e^3 N_0 j_0 \tau}{2 \varepsilon_d (1 - a \delta)} \ln \left(\frac{4 E_0}{I} \right) \left(1 - \frac{4 \theta_{\text{сфер}} x}{d_0} \right), \quad (2.19)$$

де E_0 – енергія електронного пучка на підкладці, a – стала гальмування електронів, I – струм електронного пучка, ε_d – діелектрична проникність матеріалу електронорезиста,

$$\delta = \sqrt{(r_0 - r_1)^2 + (x_0 + x_1)^2}. \quad (2.20)$$

Мінімальну відстань між елементами електронорезиста, за умови струму електронного пучка I , його яскравості B та коефіцієнту сферичної аберації c_s , визначають за співвідношенням [17, 23]:

$$d_{\text{min}} = \left(\frac{16 I c_s^{3/2}}{3 \pi^2 B} \right)^{3/8}. \quad (2.21)$$

Теорія сферичних аберацій тісно пов'язана з загальними законами електронної оптики та буде розглянута в підрозділі 4.3.2.

Розрізняють променеві сканувальні, проєкційні та гібридні системи електронно-променевої літографії. В променевих сканувальних системах один або кілька електронних променів переміщують вздовж поверхні зразка, який опромінюють, за заданою програмою [17, 23]. Розрізняють растрові та векторні методи сканування. Растрові методи є більш точними, а векторні – більш швидкими.

Ще більш швидкодійними, ніж векторні, є системи проєкційної літографії. В таких системах на зразок, який опромінюють, накладають маску, та одночасно опромінюють його одним широким електронним пучком або кількома пучками з необхідною інтенсивністю та струмом. Проте, недоліком систем проєкційної електронної літографії є складність технології виготовлення масок.

Гібридні системи електронно-променевої літографії працюють наступним

чином. В них використовують швидкодійну векторну розгортку електронного променя для первинного розташування елементів топологічного рисунка в потрібному місці, а комп'ютерний керуючий пристрій досить швидко зчитує сформоване растрове зображення. Тоді, якщо елемент треба повторити багатократно, використовують його шаблон та переносять через растрову проекцію на фоторезист вже багатопроневим електронним потоком [17, 23]. Таким чином досягають і високої швидкодії електронно-променевої літографії, і точності розташування топологічних елементів. Для проведення процесу електронно-променевої літографії використовують електронні гармати з розжареними катодами. Параметри таких електронних гармат є близькими до параметрів гармат, призначених для розмірної обробки матеріалів.

Контрольні питання до розділу 2

П2.1. Як використовують електронні пучки під час здійснення процесів електронно-променевих технологій?

П2.2. Як впливають електронні пучки на матеріал, який ними оброблюють?

П2.3. Що являють собою прискорювальна напруга, струм електронного пучка, діаметр поперечного перетину пучка в фокусі, потужність електронного пучка в фокусі та кут збіжності електронів пучка?

П2.4. Як обчислюють значення питомої поверхневої потужності електронного пучка?

П2.5. Що являє собою співвідношення (2.1)?

П2.6. Чому параметри електронних пучків охоплюють вкрай широкий діапазон величин?

П2.7. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.1?

П2.8. Який діаметр на поверхні виробу можуть мати електронні пучки, якщо їх використовують в електронно-променевих технологіях?

П2.9. Чим обумовлено різноманіття технічних рішень щодо пристроїв, призначених для формування електронних пучків – електронних гармат?

П2.10. Які головні вимоги висувають до електронних гармат технологічного призначення?

- П2.11. У чому полягає узагальнена класифікація електронних гармат за фізичним принципом їхньої роботи?
- П2.12. Які різновиди електронних гармат із розжареними катодами вам відомі?
- П2.13. Що являє собою узагальнена конструктивна схема електронної гармати з розжареним катодом, яка наведена на рис. 2.1?
- П2.14. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.2?
- П2.15. В яких сучасних промислових електронно-променевих технологіях використовують релятивістські пучки високих енергій?
- П2.16. Чому електронні гармати з розжареними катодами не завжди відповідають вимогам технологічних процесів сучасних електронно-променевих технологій?
- П2.17. Які недоліки електронних гармат з розжареними катодами вам відомі?
- П2.18. Які технічні засоби використовують для поліпшення умов роботи розжарених катодів в умовах технологічного електронно-променевого обладнання?
- П2.19. Чому електронні гармати з розжареними катодами зазвичай відкачують окремо від технологічної камери?
- П2.20. Які технологічні операції електронно-променевих технологій проводять за умови тиску в технологічній камері 10^{-1} до 10 Па?
- П2.21. Що являє собою синтез тугоплавких з'єднань?
- П2.22. Чому у разі підвищеного тиску активних газів в технологічній камері доцільним є використання електронних гармат ВТР?
- П2.23. Які електронні гармати технологи сьогодні вважають найбільш придатними для проведення технологічних операцій в умовах низького та середнього вакууму в середовищі активних газів?
- П2.24. У чому полягають фізичні основи запалювання та горіння ВТР?
- П2.25. Що являє собою узагальнена структурна схема електронної гармати ВТР, яка наведена на рис. 2.2.
- П2.26*. Як умови горіння ВТР погоджуються з законом Пашена?
- П2.27. Що являє собою співвідношення (2.2)?
- П2.28*. Як залежать коефіцієнти A та B та коефіцієнт вторинної емісії у законі Пашена від матеріалу катода та робочого газу?
- П2.29. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.3?

- П2.30. Що являють собою графічні залежності, наведені на рис. 2.3, та яким чином вони отримані?
- П2.31. Що являє собою область катодного падіння потенціалу в гарматах ВТР?
- П2.32. Яку роль відіграє анодна плазма в гарматах ВТР?
- П2.33. Чи можна вважати анодну плазму в гарматах ВТР джерелом іонів та електродом із фіксованим потенціалом?
- П2.34. Катоди якої форми застосовують в гарматах ВТР, які формують електронні пучки з точковим фокусом, і чому?
- П2.35*. Що являє собою процес резонансного перезарядження іонів на атомах залишкового газу в гарматах ВТР?
- П2.36. Чи можуть електронні гармати ВТР стабільно працювати в умовах низького вакууму в атмосфері різних газів, зокрема активних?
- П2.37. Які способи керування потужністю електронних гармат ВТР вам відомі?
- П2.38. Які основні недоліки електронних гармат ВТР вам відомі?
- П2.39. Якою є максимальна величина значення густини струму емісії з поверхні катода в електронних гарматах ВТР?
- П2.40. Що являють собою катоди з розвиненою емісійною поверхнею?
- П2.41. Яким може бути кут збіжності потужного електронного пучка в області його формування для електронних гармат ВТР?
- П2.42*. Що являє собою можливість переходу тліючого розряду до дугового з точки зору фізики горіння ВТР?
- П2.43*. Які електродні процеси сприяють переходу тліючого розряду до дугового в електронних гарматах ВТР?
- П2.44*. Що являють собою протяжні електродні системи з достатньо високою точністю взаємного розташування електродів за периметром прискорювального проміжку?
- П2.45. Що являють собою профільні електронні пучки?
- П2.46. Як ви розумієте конструктивні схеми електродних систем гармат ВТР, які наведені на рис. 2.4, та яке вони можуть мати технологічне призначення?
- П2.47. Як ви розумієте конструктивну схему електродної системи гармат ВТР, яка наведена на рис. 2.5, та яке вона може мати технологічне призначення?
- П2.48. Як ви розумієте конструктивну схему електродної системи гармат ВТР, яка наведена на рис. 2.6, та яке вона може мати технологічне призначення?
- П2.49. Що являють собою електронні гармати з плазмовим емітером

електронів?

П2.50. Що являє собою розряд Пеннінга?

П2.51. Як ви розумієте конструктивну схему електронної гармати з плазмовим емітером, наведену на рис. 2.7?

П2.52. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.4?

П2.53. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.5?

П2.54. Як ви розумієте узагальнену структурну схему сучасної електронно-променевої технологічної установки, яка наведена на рис. 2.10?

П2.56. Що являє собою система керування параметрами електронного пучка?

П2.57. Що являє собою система керування параметрами технологічного процесу?

П2.58. Що може бути датчиком струму в системах регулювання потужності електронного пучка?

П2.59. Як ви розумієте структуру системи контролю струму електронного пучка, яка наведена на рис. 2.11?

П2.60. Як ви розумієте рис. 2.12 – 2.15?

П2.61. Що являють собою числові дані, які наведені в таблиці 2.9?

П2.62. Що являє собою процес рафінування металів?

П2.63. Як ви розумієте рис 2.16?

П2.64. Чи використовують сьогодні процес електронно-променевого переплаву для отримання кремнію високої чистоти з метою його застосування у сучасній електронній промисловості?

П2.65. Що являє собою процес електронно-променевої літографії?

П2.66. Чим суттєво відрізняються позитивні електронорезисти від негативних?

П2.67. Що являє собою сканувальні, проєкційні та гібридні системи електронно-променевої літографії?

РОЗДІЛ 3. МЕТОДИ МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ГАРМАТ

3.1. Узагальнені системи диференціальних рівнянь для розрахунку траєкторій та потоків заряджених частинок в електричних та магнітних полях

3.1.1. Рівняння руху заряджених частинок в формі Ньютона

Загалом методи описання траєкторій заряджених частинок в електричних та магнітних полях ґрунтуються на таких теоретичних засадах [29, 30, 33, 34].

1. Описання розподілу електричних та магнітних полів в електродній системі та пошук траєкторій заряджених частинок.

2. Для розрахунку траєкторій заряджених частинок використовують або диференціальне рівняння механіки Ньютона [29, 30], або рівняння траєкторій у формі Лагранжа або Гамільтона, які дозволяють відразу врахувати закон збереження енергії та закон збереження імпульсу та, таким чином, виключити з розгляду час як явний параметр траєкторного аналізу. Ці моделі траєкторій заряджених частинок є відомими з основ теоретичної механіки та електронної оптики [13, 23].

3. Рівняння електромагнітного поля Максвелла записують в інтегральній або диференціальній формі, вони є загальновідомими з теоретичних основ електродинаміки [33, 34].

У загальному випадку, релятивістське рівняння руху заряджених частинок в електричному та магнітному полях у формі Ньютона має вигляд [29, 30]:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.1)$$

де $\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{|\mathbf{v}|^2}{c^2}}}$ – релятивістський імпульс, m – маса покою частинки, q – її заряд,

\mathbf{v} – вектор швидкості частинки, \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля, \mathbf{B} – вектор індукції магнітного поля, c – швидкість світла у вакуумі. Урахування релятивістської складової є необхідним у разі аналізу потоків електронів та іонів, які спрямовані назустріч один одному. Також релятивістську складову обов'язково враховують для електронних пучків високої енергії, яка перевищує 500 кеВ [13, 14].

3.1.2 Диференціальні рівняння для описання потоків заряджених частинок

В іншому граничному випадку, коли можна вважати, що траєкторії частинок не перетинаються, розглядають узагальнену макромодель потоку заряджених частинок. За відсутності зіткнень у стаціонарному режимі щільність частинок у фазовому просторі $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ в околиці цієї частинки, згідно з теоремою Ліувілля [54 – 56], за весь час її руху не змінюється, тобто, $\frac{df}{dt} = 0$.

Із закону збереження щільності частинок потоку у фазовому просторі координат та швидкостей випливає рівняння Власова [54]. Це диференціальне рівняння з частковими похідними, яке є кінетичним рівнянням із самоузгодженим полем, що визначає стан середовища у стаціонарному режимі, без урахування зіткнень між частинками, яке записують у наступному вигляді [54 – 56]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \nabla_{\mathbf{v}} f = 0, \quad (3.2)$$

де f – функція розподілу щільності заряджених частинок, \mathbf{E} – напруженість самоузгодженого електричного поля, яке включає в себе і зовнішнє поле, і власне кулонівське частинок у потоці, \mathbf{B} – індукція магнітного поля.

Крім того, для повноти опису потоку, до рівняння (3.2) необхідно додати інтегральні співвідношення, що виражають густину об'ємного заряду і густину струму через фазову щільність заряджених частинок [54 – 56]:

$$\rho(x, y, z) = e \iiint f(x, y, z, v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{j}(x, y, z) = e \iiint \mathbf{v} f(x, y, z, v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z.$$

У разі руху заряджених частинок у статичних полях для побудови функції f використовують також інтеграл енергії, який є наслідком закону збереження енергії [54 – 56]:

$$\frac{m|\mathbf{v}|^2}{2} + qU = \text{const}, \quad (3.4)$$

де U – потенціал електричного поля у заданій точці.

У разі проходження пучка заряджених частинок через розріджене нейтральне середовище, наприклад, через газ або плазму, рівняння Власова перетворюють на кінетичне рівняння Больцмана [54], яке визначає вплив густини середовища на рух потоку частинок з урахуванням зіткнення частинок потоку з частинками середовища, що, зазвичай, може супроводжуватися зародженням нових частинок, які входять до потоку [52 – 55, 118, 119]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} = \mathbf{v}_s \text{grad}(f_s) + \frac{q_s \mathbf{E}}{m_s} \text{grad}_{\mathbf{v}_s}(f_s) = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (3.5)$$

де s – сорт частинок, f_s – функція розподілу частинок, q_s – заряд однієї частинки, m_s – її маса, \mathbf{v}_s – швидкість, \mathbf{E} – напруженість електричного поля.

Кінетичне рівняння (3.5) дозволяє також описувати потоки, в яких необхідно враховувати розкид заряджених частинок за швидкостями. За такої умови, у будь-якій точці простору, зайнятого потоком, є частинки з різними швидкостями як за величиною, так і за напрямком. Такий підхід до аналізу потоків заряджених часток називають кінетичним [54 – 56].

Однак, у загальному випадку, у разі переходу до координат та швидкостей, кінетичне рівняння (3.5), з урахуванням умови (3.3), являють собою вкрай складну систему інтегро-диференціальних рівнянь із частковими похідними, з сімома незалежними змінними, три з яких, а саме – компоненти швидкості, змінюються на нескінченному інтервалі. Крім цього, формули (3.3) для обчислення значень ρ та \mathbf{j} являють собою тривимірні інтеграли від функції розподілу $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ за нескінченним простором швидкостей. Зрозуміло, що за таких умов отримати аналітичне або числове рішення системи рівнянь (3.5, 3.3) вкрай складно, тому модель опису потоку з їхнім використанням застосовують лише в спрощених завданнях моделювання електронно-оптичних систем, коли кількість незалежних фазових змінних зводиться до двох. Саме такими є одномірні стаціонарні завдання. Одномірну модель розрядного проміжку ВТР, отриману в результаті числового розв'язування системи рівнянь (3.5), (3.3), розглядали в роботах [14, 15, 35].

Проте розгляд кінетичного підходу є вкрай важливим з теоретичної точки зору. По-перше, на його основі формують більш простий гідродинамічний опис потоків заряджених частинок. Крім того, кінетичний підхід використовують у разі побудови числових методів моделювання потоків заряджених частинок, зокрема методу макрочастинок і методу трубок струму. Зазвичай, на практиці, під час аналізу електронно-оптичних систем із різноспрямованими потоками заряджених частинок, переходять від кінетичних моделей до більш простих гідродинамічних, які розглядають як моделі макрорівня. Особливості числових методів аналізу потоків заряджених частинок розглядатимемо в підрозділі 3.3.

Зазвичай для розв'язування кінетичного рівняння (3.5) використовують метод узагальнених фазових характеристик [54 – 56]. За такої умови рішення рівняння (3.5), яке є рівнянням із частковими похідними гіперболічного типу, перетворюють, для нульового моменту, до рівняння безперервності потоку [54 – 56]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (3.6)$$

Тоді перше моментне рівняння для рівняння неперервності (3.6) являє собою рівняння руху елементарного об'єму зарядженої рідини в самоузгодженому електромагнітному полі, яке, за своєю формою, є аналогічним рівнянню руху окремої частинки (3.1) [54 – 56]. У разі використання рівняння неперервності (3.6) ,детальний опис розподілу заряджених частинок за швидкостями замінюють на середню гідродинамічну швидкість \bar{v} , а розкид швидкостей аналізують через температуру частинок T . Саме у такий спосіб фізики-теоретики та математики приходять до гідродинамічної моделі потоку заряджених частинок. У кожній точці такого потоку однозначно визначено вектор швидкості умовної рідини $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, що означає, відповідно з прийнятою у гідродинаміці класифікацією моделей потоків, відсутність перемішування шарів у потоці, який розглядають [54 – 56]. Отже, у разі гідродинамічного опису потік заряджених частинок, в цілому, в усьому об'ємі, вважають ламінарним [54 – 56].

Рух потоку частинок у гідродинамічному наближенні описують такою

системою диференціальних рівнянь.

1. Рівнянням руху елементарного об'єму зарядженої рідини, яке може бути записане у формі закону руху Ньютона (3.1).

2. Рівняннями стаціонарного самоузгодженого електромагнітного поля, які розглядатимуться у підрозділі 3.1.3.

Слід також мати на увазі, що самоузгоджене поле є суперпозицією полів зарядів окремих частинок, які входять до потоку, а також зарядів, індукованих ними на електродах. Тому, до рівняння (3.1) та рівнянь електродинаміки, необхідно додати рівняння безперервності (3.6), яке, у спрощеному вигляді, для стаціонарного ламінарного потоку зарядженої рідини записують наступним чином [54 – 56]:

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = \nabla(\rho\mathbf{v}) = 0. \quad (3.7)$$

Враховуючи відомий з векторного аналізу та з теоретичних основ гідродинаміки аналітичний вираз для поля швидкості [54 – 56]:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \frac{1}{2}\nabla(v^2) - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}), \quad (3.8)$$

а також рівняння руху (3.1) та закон збереження енергії (3.4), можна записати [54 – 56]:

$$\mathbf{v} \times \left(\operatorname{rot} \left(\mathbf{v} + \frac{e}{m} \mathbf{B} \right) \right) = \operatorname{grad} \left(\frac{v^2}{2} + \frac{e}{m} U \right). \quad (3.9)$$

Рівняння (3.9), за аналогією з рівнянням руху стаціонарного потоку зарядженої рідини (3.7), називають електромагнітним гідродинамічним рівнянням [54 – 56]. Оскільки для монохроматичних електронних пучків повну енергію заряджених частинок, що стоїть під градієнтом у співвідношенні (3.9), вважають однаковою, рівняння (3.9), для цього випадку, записують у спрощеному вигляді [54 – 56]:

$$\mathbf{v} \times \operatorname{rot}(\mathbf{P}) = 0, \quad \mathbf{P} = m\mathbf{v} + q\mathbf{A} \quad (3.10)$$

де \mathbf{P} – вектор Пойнтінга [33, 34], \mathbf{A} – векторний потенціал магнітного поля. Вектор Пойтінга, згідно зі співвідношенням (3.10), з фізичної точки зору розглядають як узагальнений імпульс зарядженої частинки.

В електростатичних полях потоки заряджених частинок є регулярними і безвихровими за полем швидкості, тобто [33, 34]:

$$m \mathbf{v} = \text{grad} (S) = \nabla S, \quad (3.11)$$

де $S = \int_0^t L dt$ – функція дії, або потенціал імпульсу, яка є загальною для всіх частинок, що становлять потік [29, 30].

У разі потенціальних потоків функцію дії записують наступним чином [54 – 56]:

$$S = \int_0^t \left(\frac{mv^2}{2} - eU \right) dt. \quad (3.12)$$

З урахуванням закону збереження енергії (3.4), рівняння (3.12) переписують у наступному вигляді [54 – 56]:

$$U = -\frac{1}{me} \frac{(\nabla S)^2}{2}. \quad (3.13)$$

Враховуючи отримане співвідношення (3.13) та систему рівнянь для розрахунку електромагнітного поля, густину просторового заряду обчислюють, розв'язуючи наступне диференціальне рівняння [54 – 56]:

$$\rho = \frac{\varepsilon_0}{2me} \nabla^2 (\nabla S)^2. \quad (3.14)$$

Підставляючи до рівняння неперервності потоку (3.7) отримані вирази (3.12) та (3.14), отримують диференціальне рівняння з частковими похідними для функції дії S , яке в електронній оптиці називають рівнянням Шпангенберга [54 – 56]:

$$\nabla \left[\nabla^2 \left[(\nabla S)^2 \nabla S \right] \right] = 0. \quad (3.15)$$

Всі інші методи моделювання потоків заряджених частинок займають проміжне положення між двома розглянутими вище граничними випадками: дискретною і безперервною, або кінетичною та гідродинамічною моделями. Кінетична модель відповідає опису потоків заряджених частинок на мікрорівні, а гідродинамічна – на макрорівні. До моделей проміжного типу відносять більшість числових методів аналізу потоків заряджених частинок, зокрема,

модель великих частинок і модель трубок струму [45], які буде розглянуто в підрозділі 3.3.

Як було відмічено, у разі використання гідродинамічної моделі потоку знаходять функцію $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, яка визначає залежність середньої швидкості елементарного об'єму умовної рідини від координати точки простору, що він займає. Режим течії такої умовної рідини вважають ламінарним. У цьому разі залежність $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ можна отримати або через розв'язування рівняння неперервності потоку (3.7), або через функцію дії S , згідно з формулами (3.12 – 3.15). Такий підхід є цілком правильним у стаціонарному електричному полі [54 – 56]. У нестаціонарному полі замість рівняння (3.12) використовують гідродинамічні рівняння для узагальненого імпульсу \mathbf{P} [54 – 56]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{P}) = \nabla \times [\mathbf{v} \times [\nabla \times \mathbf{P}]] . \quad (3.16)$$

Важливою умовою використання диференціальних рівнянь ламінарного потоку у вигляді (3.11 – 3.16) є оцінка довжини вільного пробігу частинок $\lambda_{\text{пр}}$ в області формування потоків заряджених частинок. Необхідною умовою збереження ламінарної течії потоку заряджених частинок є виконання співвідношення:

$$\lambda_{\text{пр}} \gg d, \quad (3.17)$$

де d – повздовжній розмір простору, в якому поширюється потік, $\lambda_{\text{пр}}$ – довжина вільного пробігу частинок [54 – 56]. Якщо для високовакуумних електронних гармат з розжареними катодами співвідношення (3.17) завжди, й безумовно, є правильним, то для гармат ВТР та для плазмових гармат, де тиск газу є вищим, його завжди необхідно перевіряти.

У тому випадку, коли довжина вільного пробігу заряджених частинок стає меншою за повздовжні розміри простору, де поширюється потік, рух частинок вже набуває дифузійного характеру. За такої умови замість рівнянь руху виду (3.11 – 3.16) використовують відоме дифузійне рівняння Фіка [54 – 56]:

$$\mathbf{v} = -\frac{D}{n} \nabla n + \mu \mathbf{E}, \quad (3.18)$$

де D – коефіцієнт дифузії, μ – коефіцієнт рухомості частинок, n – концентрація частинок.

У рівнянні (3.18) найбільш складно визначити коефіцієнт дифузії D . Це можна зробити із наступних теоретичних міркувань. Для розрядженого газу, згідно з молекулярно-кінетичною теорією речовини, вважають:

$$D = \frac{\lambda_{\text{пр}} \bar{v}}{3}, \quad (3.19)$$

де \bar{v} – середня швидкість частинок. Середню довжину пробігу частинок у газі, у разі розподілу їх швидкості за Максвеллом, оцінюють як [54 – 56]:

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{1}{2n\sigma_{\text{роз}}}; n = \frac{\pi N_A p l r^2}{p_{\text{атм}} kT}, \quad (3.20)$$

де $\sigma_{\text{роз}}$ – коефіцієнт розсіювання частинок, k – стала Больцмана, N_A – число Авогадро, p – тиск в об'ємі, $p_{\text{атм}}$ – атмосферний тиск, $l_{\text{ел}}$ – повздовжній розмір джерела електронів, r – поперечний радіус електродної системи, який для заданого струму електронного пучка обчислюють з урахуванням емісійних властивостей катоду [54 – 56]. Із співвідношень (3.19, 3.20) можна записати наступний аналітичний вираз для коефіцієнту дифузії:

$$D = \sqrt{\frac{2}{m_s}} \frac{\pi r^2 l p_{\text{атм}} q_s \left(\frac{U_{\text{пр}} x}{l_{\text{ел}}} \right)^{\frac{3}{2}}}{6 N_A p \sigma}, \quad (3.21)$$

де q_s – сорт частинок, m_s – їхня маса.

Оцінити коефіцієнт розсіювання частинок на атомах залишкового газу можна за моделлю пружних зіткнень, запропонованою Е. Резерфордом. Відповідні аналітичні вирази можна записати наступним чином [50 – 52]:

$$\begin{aligned} \text{tg} \left(\frac{\theta_{\text{min}}}{2} \right) &= \frac{10^{-4} Z_a^{4/3}}{2\gamma_p \beta^2}; & \text{tg} \left(\frac{\theta_{\text{max}}}{2} \right) &= \frac{Z_a^{3/2}}{2\gamma_p \beta^2}; & \sigma &= \sqrt{\frac{8\pi r_{\text{п}}^2 n Z_a^2 \lambda_{\text{пр}} \ln \left(\frac{\theta_{\text{max}}}{\theta_{\text{min}}} \right)}{\beta^4 \gamma_p^2}}; \\ \gamma_p &= \sqrt{1 - \beta^2}; & \beta &= \frac{v_s}{c}; & v_s &= \sqrt{\frac{2q_s U_{\text{пр}} x}{m_s l}}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

де θ_{\min} та θ_{\max} – мінімальний та максимальний кут розсіювання частинок відповідно, Z_a – заряд ядра атомів залишкового газу, n – концентрація атомів залишкового газу, r_{Π} – радіус потоку частинок, σ – середній кут розсіювання частинок, γ_p – релятивістський фактор, v_s – середня швидкість частинки. Більш досконало теорія розсіювання електронів пучка за моделлю Резерфорда буде розглянута у підрозділі 5.2.3.

Із отриманих співвідношень (3.20, 3.22), маємо:

$$C_p = \sqrt{\frac{8\pi r_{\Pi}^2 n Z_a^2}{\beta^4 \gamma_p^2} \ln\left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}\right)}; \quad \lambda_{\text{пр}} = \left(\frac{1}{2nC_p}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (3.23)$$

Оцінки значень довжини вільного пробігу електронів від λ та коефіцієнту дифузії D від довжини області прольоту електронів наведені на рис. 3.1. Оцінки проводилися для азоту за умови різного значення прискорювальної напруги $U_{\text{пр}}$ для циліндричної електродної системи. Повздовжній розмір електродного проміжку – 0,2 м, радіус анода – 0,01 м, тиск в області формування електронного пучка – 3 Па.

Наведені на рис. 3.1 розрахункові графічні залежності отримані з використанням засобів програмування та графічних засобів системи науково-технічних розрахунків MATLAB [39 – 41]. Із графічних залежностей, наведених на рис. 3.1, зрозуміло, що для потоку електронів умова (3.17) є правильною, оскільки значення λ значно перевищують розмір розрядного проміжку $l = 0,2$ м.

Загалом рівняння дифузії (3.18) ґрунтується на основах молекулярно-кінетичної теорії газів, загальні теоретичні основи якої будуть описані у підрозділі 6.2.3. Іншим способом визначення умови ламінарності потоку є обчислення значення числа Рейнольдса. Для узагальненого аналізу гідродинамічних ламінарних потоків використовують диференціальне рівняння з частковими похідними Нав'є – Стокса. Числові методи аналізу потоків заряджених частинок, оснований на розв'язуванні рівнянь ламінарного потоку газу (3.11 – 3.16), розглядатимуться в підрозділі 3.3.5.

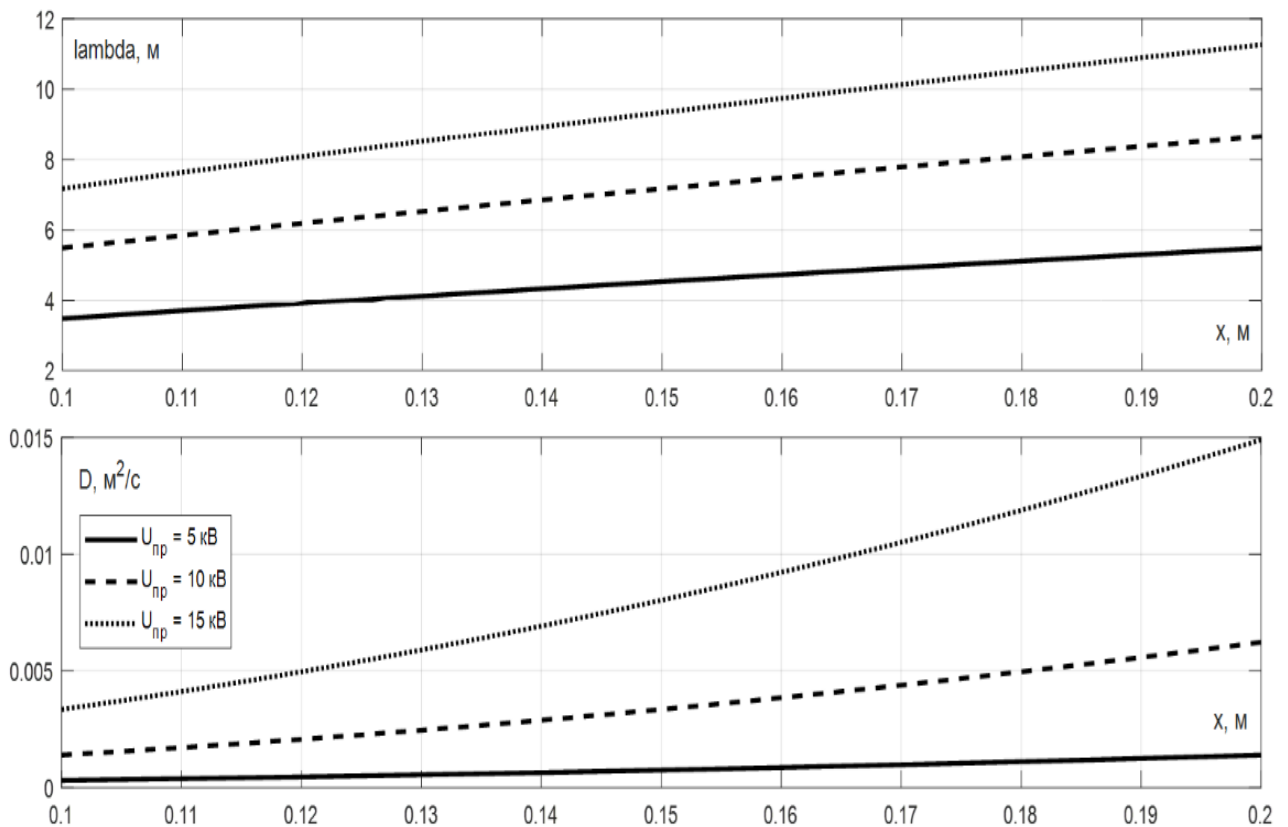


Рис. 3.1. Оцінки залежності довжини вільного пробігу електронів λ та коефіцієнту дифузії D від повздовжньої координати x , отримані з використанням співвідношень (3.19 – 3.23)

3.1.3. Рівняння електродинаміки Максвелла

3.1.3.1. Рівняння Максвелла в диференціальній формі

Розподіл електричного та магнітного поля в електродних системах у загальному випадку визначають через розв'язок системи рівнянь Максвелла, які є диференціальними рівняннями з частковими похідними [33, 34]. Розглянемо ці рівняння послідовно.

1. Рівняння Пуассона для розподілу електричного поля [33, 34]:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.24)$$

де ϵ_0 – діелектрична стала, $\epsilon_0 = 8,8541878176 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, ρ – об'ємна густина

зарядів, які створюють електричне поле, \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля.

2. Рівняння неперервності магнітного потоку через поверхню [33, 34]:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.25)$$

де \mathbf{B} – вектор індукції магнітного поля.

3. Рівняння, яке описує вплив зміни магнітного поля на електричне поле.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3.26)$$

4. Рівняння, яке описує вплив зміни електричного поля на магнітне поле [33, 34]:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right), \quad (3.27)$$

де \mathbf{j} – густина струму, який створює магнітне поле, ϵ_0 та μ_0 – електрична та магнітна сталі, $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6}$ Гн/м.

Фізичний зміст рівнянь Максвелла в диференціальній формі (3.24 – 3.27) є наступним.

Рівняння (3.24) являє собою закон розподілу електростатичного поля. Джерелом електростатичного поля є зовнішні заряди. У такому разі розподіл поля та сили, які діють на електричний заряд, визначає закон Кулона. Для сили, які діють між двома зарядами, закон Кулона записують у вигляді [33, 34]:

$$|\mathbf{F}| = \frac{|q_1 q_2|}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (3.28)$$

де \mathbf{F} – сила, яка діє між зарядами, q_1 та q_2 – величина зарядів, r – відстань між ними.

У векторній формі співвідношення (3.28) переписують наступним чином:

$$\mathbf{F} = \frac{q_1 q_2 \overline{\mathbf{r}_{12}}}{4\pi\epsilon_0 |\overline{\mathbf{r}_{12}}|^3}, \quad (3.29)$$

де $\overline{\mathbf{r}_{12}}$ – вектор, який визначає положення зарядів.

Наочна ілюстрація закону Кулона у векторній формі для зарядів q_1 та q_2

одного знаку показана на рис. 3.2. Із рис. 3.2 зрозуміло, що заряди одного знаку відштовхуються. Навпаки, заряди різних знаків притягуються.

Співвідношення (3.29) узагальнюють для системи зарядів на основі принципу суперпозиції. Цей принцип полягає в тому, що сила, яка діє на точковий заряд від системи інших точкових зарядів, є векторною сумою сил, що діють окремо на цей точковий заряд від кожного з інших зарядів [33, 34]. Тоді можна записати:

$$\mathbf{F}_s = \frac{q_s}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i \overline{\mathbf{r}_{si}}}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3}, \quad (3.30)$$

де N – кількість зарядів, крім поточного, для якого обчислюють силу за законом Кулона, q_s – величина поточного заряду, з урахуванням його знаку, q_i – величини інших зарядів, $\overline{\mathbf{r}_{si}}$ – вектори, які визначають положення заряду q_i відносно заряду q_s .

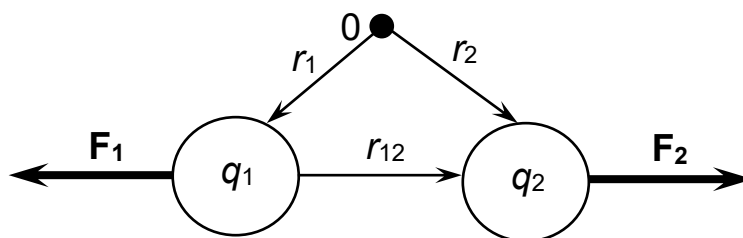


Рис. 3.2. Наочна ілюстрація взаємодії двох зарядів одного знаку за законом Кулона (3.29)

Принцип суперпозиції (3.30) не є чимось очевидним. Він не обґрунтований з теоретичної точки зору та є лише експериментально встановленим фактом. Якщо електричне поле у заданій точці залежить від повного заряду не лінійно, а за степеневим або експоненціальним законом, тоді треба також враховувати змішані добутки зарядів, оскільки $(q_s + q_i)^n \neq q_s^n + q_i^n$. Сьогодні відомо, що принцип суперпозиції не виконується в надсильних електричних полях, тобто, на досить малих відстанях від зарядів великої величини [33, 34].

Якщо вважати принцип суперпозиції (3.30) правильним, для обчислення сили, яка діє на заряджену частинку в неперервному потоці можна записати наступний аналітичний вираз:

$$\mathbf{F}_s = \frac{q_s}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\overline{\mathbf{r}_{si}}) \overline{\mathbf{r}_{si}} dV}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3}, \quad (3.31)$$

де V – об’єм, в якому аналізують рух заряджених частинок, $\rho(\overline{\mathbf{r}_{si}})$ – розподіл густини просторового заряду за координатами. Слід відзначити, що співвідношення (3.31) є досить універсальним та дозволяє аналізувати не лише рух окремих точкових зарядів, але й потоків заряджених частинок з використанням співвідношень (3.11 – 3.16). Для обчислення інтегралу в співвідношенні (3.31) використовують відомі числові методи інтегрування [37, 38].

Згідно із співвідношенням (3.30) розраховують напруженість електричного поля, яке діє на точковий заряд наступним чином:

$$\mathbf{F}_s = \frac{q_s}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i \overline{\mathbf{r}_{si}}}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3} = q_s \mathbf{E}_s = q_s \frac{\sum_{i=1}^N \frac{q_i \overline{\mathbf{r}_{si}}}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3}}{4\pi\epsilon_0},$$

тобто,

$$\mathbf{E}_s = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{q_i \overline{\mathbf{r}_{si}}}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3}}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.32)$$

Аналогічно, для неперервного розподілу заряду, на основі співвідношення (3.31), можна записати:

$$\mathbf{E}_s = \frac{\int_V \frac{\rho(\overline{\mathbf{r}_{si}}) \overline{\mathbf{r}_{si}} dV}{|\overline{\mathbf{r}_{si}}|^3}}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.33)$$

Потенціал у заданій точці s визначають згідно з диференціальним рівнянням Пуассона (3.24) як [33, 34]:

$$\mathbf{E}_s = -\Delta\varphi_s. \quad (3.34)$$

Після інтегрування рівняння (3.34), маємо:

$$\varphi_s = \frac{\int_V \frac{\rho(\bar{\mathbf{r}}_{si}) dV}{|\bar{\mathbf{r}}_{si}|}}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.35)$$

Числові методи розв'язування рівнянь, аналогічних рівнянню (3.35), розглядатимуться в підрозділі 3.2.3. За умови відомого потенціалу та сил, які діють на елементарну частинку, її траєкторію та координату можна розрахувати з використанням співвідношення (3.1).

2. Фізичну сутність рівняння неперервності магнітного потоку через поверхню (3.25) полягає в тому, що лінії стаціонарного магнітного поля завжди є зімкненими, оскільки в природі не існує магнітних зарядів.

3. За допомогою рівняння, яке описує вплив зміни магнітного поля на електричне поле (3.26), Максвелл пояснює явище електромагнітної індукції, яке вперше спостерігав та описав Майкл Фарадей. Суть цього явища полягає в тому, що будь-яка просторова зміна магнітного поля породжує електричне поле, та, відповідно, струм у провідниках, які розташовані у змінному магнітному полі. Наочна ілюстрація цього фізичного ефекту показана на рис. 3.3.

4. У рівнянні (3.27) враховані два головних фізичних процеси, які протікають в електричних та магнітних полях. Розглянемо їх послідовно. Спочатку перепишемо диференціальне рівняння (3.27) у спрощеному вигляді, без урахування зміни магнітного поля з часом:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (3.36)$$

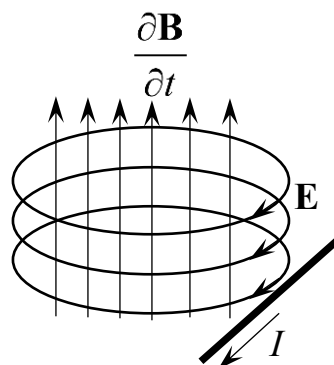


Рис. 3.3. Наочна ілюстрація фізичного ефекту електромагнітної індукції

Рівняння (3.36) описує магнітне поле, яке формують зовнішні джерела струму із заданою густиною струму \mathbf{j} . З фізичної точки зору це рівняння означає, що будь-який провідник, через який протікає електричний струм, формує навколо себе стаціонарне магнітне поле із вектором магнітної індукції \mathbf{B} . Вперше закон формування магнітного поля провідником, через який протікає електричний струм, сформулювали на початку XIX століття французькі фізики Жан-Батіст Біо та Фелікс Савар, а французький математик П'єр-Сімон Лаплас описав цю закономірність з математичної точки зору. Тому сьогодні закон, за яким формується магнітне поле навколо провідника із струмом, називають законом Біо – Савара – Лапласа. В математичній формі його записують наступним чином [33, 34]:

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_0 I}{8\pi r}, \quad (3.37)$$

де I – струм провідника, r – відстань від провідника до точки, де визначають магнітне поле. У векторній формі рівняння (3.37) переписують наступним чином:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 s \mathbf{j} \times \mathbf{r}}{8\pi |\mathbf{r}|^2}, \quad (3.38)$$

де \times – векторний добуток двох векторів.

Зрозуміло, що якщо площина, в якій розраховують магнітне поле, та провідник зі струмом не розташовані перпендикулярно, а нахилені під кутом α , замість співвідношення (3.37) треба записати:

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_0 I \sin(\alpha)}{8\pi r}. \quad (3.39)$$

Наочна ілюстрація закону Біо – Савара – Лапласа показана на рис. 3.4. Окремо, на рис. 3.4, а, показано випадок, коли вектори \mathbf{j} та \mathbf{r} розташовані перпендикулярно, а окремо, на рис. 3.4, б – коли під кутом α . Зазвичай в літературі спосіб обчислення векторного добутку векторів \mathbf{j} та \mathbf{r} називають правилом буравчика, або, точніше, правилом правого гвинта, чи, іноді, правої руки. Щодо співвідношення (3.39), воно є важливим, коли розраховують магнітне поле не для лінійного, а для криволінійного, наприклад, кільцевого провідника.

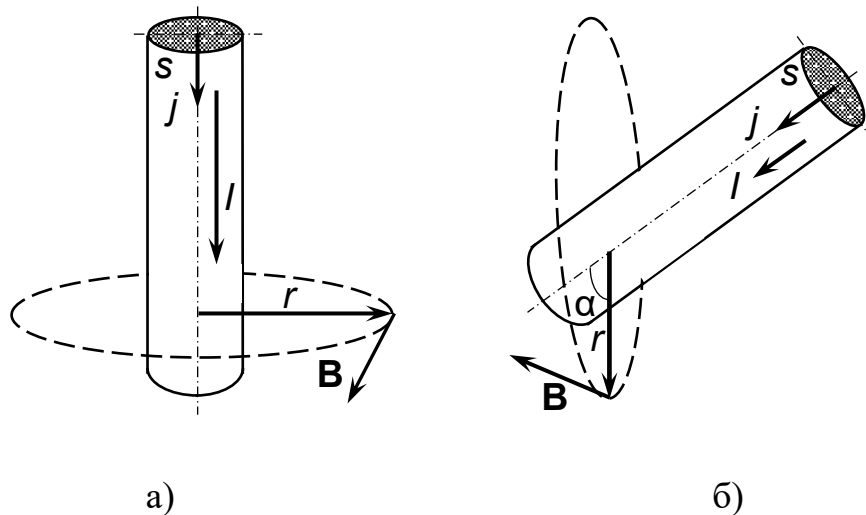


Рис. 3.4. Ілюстрація способу обчислення магнітного поля у разі, коли вектори \mathbf{j} та \mathbf{r} розташовані перпендикулярно (а) та під кутом α (б)

Наприклад, якщо провідник має форму кола з радіусом r , магнітну індукцію в центрі цього кола визначають наступним чином [33, 34]:

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_0 I}{2r}. \quad (3.40)$$

Для довгого соленоїда магнітне поле в точці, розташованій на його осі, розраховують за співвідношенням [33, 34]:

$$|\mathbf{B}| = \mu\mu_0 IN, \quad (3.41)$$

де μ – магнітна проникність середовища, N – кількість витків соленоїда.

Наприклад, за співвідношенням (3.41) визначають поле на осі довгих симетричних магнітних лінз. Відповідні теоретичні відомості щодо розрахунку конструкцій магнітних лінз та їх параметрів будуть наведені у підрозділі 4.4.

За умови відомого магнітного поля траєкторії заряджених частинок розраховують за співвідношенням (3.1). Прості способи розрахунків траєкторій заряджених частинок у постійному магнітному полі розглядатимуться в підрозділі 3.2.1. Існують також числові методи розв’язування електрофізичних задач, у яких співвідношення (3.39), разом з рівнянням (3.1), використовують безпосередньо [33, 34].

Але значно більш цікавою, з теоретичної точки зору, є друга складова правої частини четвертого рівняння Максвелла (3.27). Тому будемо вважати, що

зовнішніх струмів, які формують магнітне поле, не існує, та, за такої умови, перепишемо рівняння Максвелла (3.27) наступним чином:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.42)$$

Наочна інтерпретація цього фізичного процесу, який є ідентичним до явища електромагнітної індукції, але зворотним до нього, наведена на рис. 3.5.

Подальший розвиток електродинаміки показав, що такий зворотній процес в природі насправді існує, та з системи рівнянь Максвелла (3.24 – 3.27) випливає існування електромагнітних хвиль. Виведення диференціального рівняння хвиль із системи рівнянь (3.24 – 3.27) можливо на основі простих аналітичних перетворень, але виходить за рамки цього підручника. Його можна знайти в літературі з електродинаміки та з теорії зв'язку, наприклад, у підручниках [33, 34].

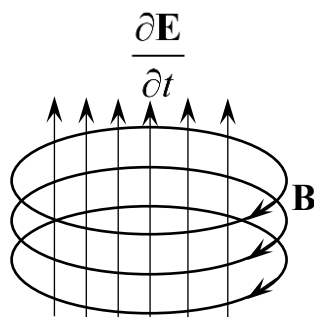


Рис. 3.5. Наочна ілюстрація зв'язку між змінним у часі електричним та магнітним полем за теорією Максвелла

Щодо проектування електронних гармат, рівняння (3.42) для цього використовують не часто, лише для описання високошвидкісних процесів перемикання струму в імпульсному режимі. В більшості випадків достатньо розглядати спрощену систему диференціальних рівнянь (3.24, 3.25, 3.36), яка описує стаціонарні процеси взаємодії електричних та магнітних полів з потоками заряджених частинок. Числові методи розв'язування таких систем диференціальних рівнянь електрофізики розглядатимуться в підрозділі 3.2.3. У наступному підрозділі буде розглянуто запис рівнянь Максвелла (3.24 – 3.27) в інтегральній формі, а також теоретичні особливості та головні переваги такого подання системи рівнянь електрофізики.

3.1.3.2. Рівняння Максвелла в інтегральній формі

Джеймс Клерк Максвелл записав систему рівнянь електродинаміки в двох різних формах, диференціальній та інтегральній. Можливість різної форми запису рівнянь електрофізики також має велике значення як з теоретичної, так і з практичної точки зору. Рівняння Максвелла в диференціальній формі (3.24 – 3.27) є корисними з точки зору глибокого аналізу локальних електродинамічних процесів у окремих точках однорідного середовища. Тому ці рівняння насамперед орієнтовані на рішення задач електродинаміки для гладких функцій без наявності стрибкоподібних змін, включаючи відсутність розривів першого та другого роду за теоремою Вейерштрасса. Тоді граничні умови для розв'язування диференціальних рівнянь з частковими похідними (3.24 – 3.27) задають за Діріхле для значень функції, або за Нейманом, для її похідної [37, 38]. У разі розв'язування задач електростатики та електродинаміки визначають потенціал або зміну потенціалу за координатами на границі системи. Такий підхід є правильним та корисним, з практичної точки зору, для проектування електронних гармат з розжареними катодами, де, за виключенням особливостей емісії електронів з металевої або діелектричної поверхні із заданим потенціалом, середовище поширення електронного пучка завжди є однорідним.

Але використання рівнянь електродинаміки в диференціальній формі (3.24 – 3.27) вкрай ускладнюється у разі аналізу складних електродних систем із неоднорідним середовищем або за умови аналізу процесів взаємодії потоків заряджених частинок із речовиною [45]. Оскільки, у цьому разі, на границі двох суміжних областей параметри середовища, де проводять числові розрахунки, є суттєво різними та їх зміна проходить стрибкоподібно, умови Вейерштрасса для нерозривності функції не виконуються, що часто веде до розбіжності використовуваних числових методів розв'язування диференціальних рівнянь [37, 38].

Сьогодні розроблені спеціальні числові методи для розв'язування диференціальних рівнянь в задачах із складними граничними умовами, із

стрибкоподібною зміною параметрів середовища на границі. Загалом їх сутність полягає в тому, що спочатку окремо шукають розв'язки для двох незалежних граничних областей, а потім, окремо, проводять процедуру зшивання отриманих розв'язків [37, 38]. Інший, більш простий підхід, полягає в тому, що спочатку середовище вважають однорідним з єдиним параметром ε_1 , а потім за межами границі, де цей параметр є іншим та дорівнює ε_2 , поступово змінюють його на малу величину $\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon$. Відповідний ітераційний процес наочно показаний на рис. 3.6.

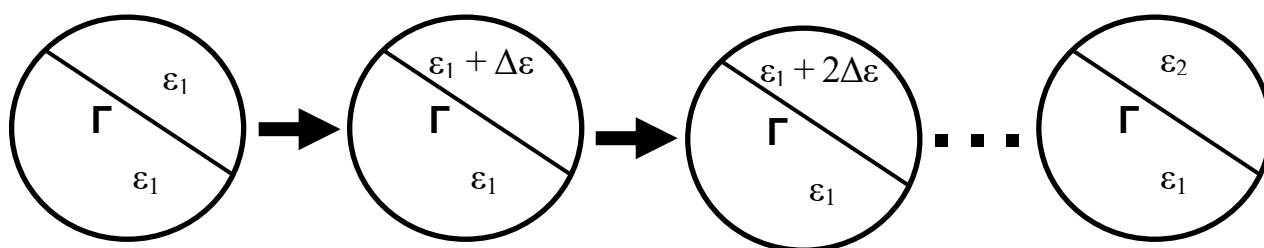


Рис. 3.6. Наочна ілюстрація принципу поступової ітераційної зміни параметру середовища для забезпечення стійкої збіжності методів розв'язування диференціальних рівнянь

Якщо система, для якої розв'язують електродинамічну задачу, є вкрай складною та має велику кількість границь, завдання моделювання ще більш ускладнюється, і це призводить до непомірного збільшення часу розрахунків.

Слід відзначити, що саме такими системами із складними граничними умовами є електродні системи електронних гармат на основі високовольтного тліючого розряду, де, з точки зору аналізу фізики високовольтного розряду, окремо виділяють область катодного падіння потенціалу, де формують електронний пучок у потужному електричному полі, та область анодної плазми. В електродних системах ВТР анодну плазму розглядають як джерело іонів та як рухомий електрод із заданим потенціалом. Тому зазвичай окремо розглядають область анодної плазми та область катодного падіння потенціалу, а потім проводять зшивання отриманих рішень за параметрами анодної плазми. Ітераційний процес поступової зміни параметру плазмового середовища є вкрай

складним і потребою значних обчислювальних витрат, як за часом розрахунку, так і за об'ємом оперативної пам'яті. Аналогічні задачі електродинаміки з використанням кластерних систем розв'язували протягом кількох днів [42 – 44].

З цієї точки зору рівняння електродинаміки в інтегральній формі, як з теоретичної, так і з практичної точки зору, є більш загальними та дозволяють розв'язувати більшу кількість реальних практичних задач із високою точністю обчислень. З їх допомогою можна досить просто описати й такі складні випадки, коли на границях умови фізичної постановки задачі стрибкоподібно змінюються. Головним недоліком такого подання є великий час розв'язування електрофізичних задач у повздовжніх електродних системах великої довжини. За таких умов, у разі суттєвого збільшення кроку інтегрування, похибка розв'язування задачі непомірно зростає, і тоді більш ефективними стають числові методи розв'язування диференціальних рівнянь [33, 34]. Далі числові методи розв'язування диференціальних рівнянь, призначені для вирішення задач електрофізики, розглядатимуться в підрозділах 3.3.1 та 3.3.2, а інтегральних рівнянь – в підрозділі 3.3.3.

Тому розглянемо рівняння електродинаміки Максвелла, записані в інтегральній формі, окремо. Введемо відповідні позначення [33, 34]:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}; \quad \mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad (3.43)$$

де σ – питома електрична провідність середовища, ε – діелектрична проникність, μ – магнітна проникність, \mathbf{D} – вектор електричної індукції, \mathbf{H} – напруженість магнітного поля.

Як бачимо з введених понять, хоча електричне поле визначають через розподіл зарядів, а магнітне, яке не має зарядів – через вектор магнітної індукції, для повноти описання електромагнітного поля додатково розглядають вектор електричної індукції та вектор напруженості магнітного поля. Ці умовні поняття також є важливими для описання електромагнітних процесів в формі інтегральних рівнянь.

1. Рівняння Максвелла в інтегральній формі для потоку вектору електричної індукції, або теорема Гаусса для електричного поля. Максвелл

узагальнив теорему Гаусса для потоку вектору електричної індукції. Він теоретично обґрунтував, що вона є правильною як для стаціонарного, так і для нестаціонарного електричного поля. Фізична сутність її полягає в тому, що потік вектору електричної індукції через зімкнену поверхню дорівнює сумі зарядів, які ця поверхня охоплює. Відповідні інтегральні співвідношення записують наступним чином. Для точкових дискретних зарядів [33, 34]:

$$\oiint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \sum_{i=1}^N q_i, \quad (3.44)$$

де $d\mathbf{S}$ – одиничний вектор для зімкненої поверхні, яку описують, i – номер заряду, N – кількість зарядів, які охоплює поверхня, q_i – значення величини зарядів.

Відповідно, для неперервного потоку заряджених частинок [33, 34]:

$$\oiint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV, \quad (3.45)$$

де ρ – густина просторового заряду.

2. Рівняння Максвелла в інтегральній формі для потоку вектору магнітної індукції, або теорема Гаусса для магнітного поля. Максвелл узагальнив теорему Гауса для потоку вектору магнітної індукції як для стаціонарного, так і нестаціонарного магнітного поля. Відповідне інтегральне співвідношення записують наступним чином [33, 34]:

$$\oiint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (3.46)$$

Фізична сутність інтегрального рівняння (3.46) полягає в тому, що лінії магнітного поля є зімкненими та неперервними, оскільки в природі не існує магнітних зарядів.

3. Рівняння Максвелла в інтегральній формі для циркуляції електричного поля вздовж зімкненого контуру. Це рівняння описує закон електромагнітної індукції Фарадея. Відповідне інтегральне співвідношення записують наступним чином [33, 34]:

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{L} = -\frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0} \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}, \quad (3.47)$$

де $d\mathbf{L}$ – вектор одиничного відрізка кривої L , вздовж якої проводять інтегрування.

4. Рівняння Максвелла в інтегральній формі для циркуляції магнітного поля вздовж зімкненого контуру. Це рівняння є аналогом диференціального рівняння (3.27) та об'єднує в собі два фізичних процеси: створення магнітного поля електричним струмом I , який протікає через контур L , та іншу складову магнітного поля, джерелом якої є зміна вектору індукції електричного поля \mathbf{D} . Відповідне інтегральне співвідношення записують наступним чином [33, 34]:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{L} = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0} \left(4\pi I + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} d\mathbf{S} \right). \quad (3.48)$$

Одним з наслідків інтегрального рівняння (3.48) є закон Ампера про взаємодію двох провідників зі струмом через дію магнітного поля, який встановив у 1820 році французький фізик Андре-Марі Ампер.

Силою Ампера називають силу, з якою магнітне поле діє на провідник зі струмом. Сила Ампера залежить від струму I , напрямку провідника $d\mathbf{l}$, кута між напрямком струму і напрямком ліній магнітного поля α та магнітної індукції \mathbf{B} . Закон Ампера записують наступним чином.

У скалярній формі:

$$|\mathbf{F}| = I |\mathbf{B}| \sin(\alpha).$$

У векторній формі:

$$\mathbf{F} = I |\mathbf{B} \times d\mathbf{l}|. \quad (3.49)$$

Зазвичай взаємодію за законом Ампера визначають для двох провідників зі струмом. Якщо провідники є паралельними та струм направлений в одному напрямку – тоді вони притягуються, а якщо в різних напрямках – відштовхуються. Наочна ілюстрація виконання закону Ампера для двох провідників, які розташовані паралельно, наведена на рис 3.7.

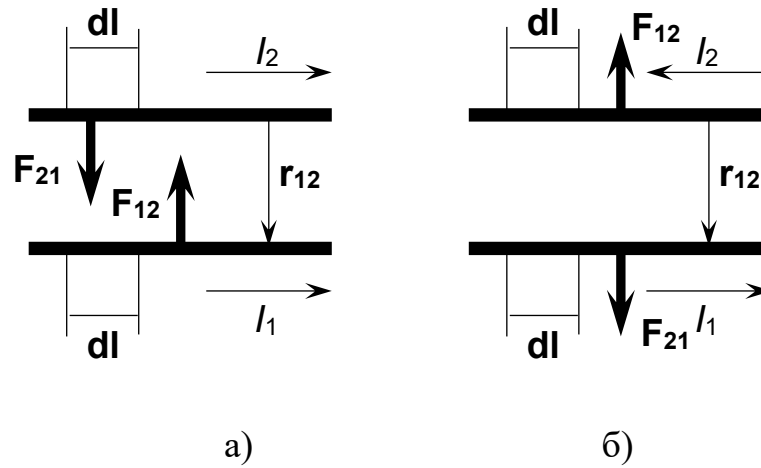


Рис 3.7. Наочна ілюстрація дії сил між двома паралельними провідниками струму за законом Ампера у випадку однакового (а) та протилежного (б) напрямку струмів

Закон Ампера для двох провідників зі струмом, які взаємодіють, записують в двох різних формах: диференціальній та інтегральній. Відповідно, в диференціальній формі [33, 34]:

$$d^2\mathbf{F}_{12} = I_2 d\mathbf{l}_2 \times d\mathbf{B}_1(\mathbf{r}_2) = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \cdot \frac{d\mathbf{l}_2 \times (d\mathbf{l}_1 \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1))}{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^3}. \quad (3.50)$$

В інтегральній формі [33, 34]:

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \cdot \oint_{C_1} \oint_{C_2} \frac{d\mathbf{r}_2 \times (d\mathbf{r}_1 \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1))}{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^3}, \quad (3.51)$$

де C_1 та C_2 – контури, за якими проводять інтегрування.

Закон взаємодії двох паралельних провідників з однаковим напрямком струму в диференціальній формі (3.50) використовують для описання потоків заряджених частинок з великим струмом в електронних гарматах. Проте ефект магнітного фокусування має суттєве значення лише для описання релятивістських потоків електронів із енергією, більшою за 500 кеВ. Особливості моделювання процесу транспортування електронних у вакуумі з урахуванням магнітного фокусування розглядатимуться в підрозділі 5.1. Безпосередньо диференціальне рівняння (3.50) для моделювання електронних пучків та електронних гармат не використовують.

Різні форми запису рівнянь Максвелла та фізичні ефекти, які вони описують, систематизовані в таблиці 3.1 [33, 34].

Таблиця 3.1. Рівняння Максвелла та фізичні ефекти, які вони описують

Фізичні ефекти	Диференціальна форма рівнянь Максвелла	Інтегральна форма рівнянь Максвелла
Відсутність магнітного заряду та неперервність ліній магнітного поля	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0$
Рівняння Пуассона для розподілу електричного поля та взаємодія зарядів за законом Кулона	$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV$
Закон електромагнітної індукції Фарадея	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{L} = -\frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0} \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}$
Закон Біо – Савара Лапласа, закон Ампера та зв'язок між зміною в часі електричного поля та магнітним полем, відкритий Максвеллом	$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$	$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{L} = \frac{1}{\epsilon\mu\epsilon_0\mu_0} \left(4\pi I + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} d\mathbf{S} \right)$

3.1.4. Варіаційний принцип та рівняння руху заряджених частинок в формі Лагранжа та Гамільтона

Рівняння руху, записане для імпульсу у формі закону Ньютона (3.1), в електродинаміці та електронній оптиці називають також рівнянням Лоренца [33, 34]. Силу $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ у рівнянні (3.1) називають силою Лоренца.

Проблема полягає в тому, що обчислення траєкторій заряджених частинок через час їх проходження в повздовжніх системах електронних гармат, потребує значних обчислювальних витрат, як з точки зору часу проведення розрахунків, так і з точки зору використання оперативної пам'яті [35, 42 – 45]. Особливо складно проводити такі розрахунки траєкторій заряджених частинок у разі їх постійного коливального руху в різних напрямках в області накопичення просторового заряду великої величини. Наприклад, в електронних гарматах з розжареними катодами такі фізичні умови притаманні прикатодній області [13, 14].

Якщо врахувати закон збереження енергії та (3.4) та принцип Ейлера – Лагранжа, відомий з основ класичної механіки, можна виключити час із диференціального рівняння траєкторного аналізу [29, 30]. Загалом принцип Ейлера – Лагранжа у класичній механіці записують у наступному вигляді [29, 30]:

$$W = \int_{t_0}^{t_1} L(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dt = \text{extr}, \quad (3.52)$$

де extr передбачає наявність екстремального, або, у будь-якому разі, стаціонарного значення функціоналу $L(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Через співвідношення (3.52), з урахуванням законів збереження імпульсу та енергії, шукають траєкторії частинок в узагальнених координатах [29, 30].

В електродинаміці, у разі руху заряджених частинок, значення функціоналу L обчислюють наступним чином [13]:

$$L = m_0 c^2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2} \right) + q(\mathbf{v} \times \mathbf{A} - \Phi), \quad (3.53)$$

де q – заряд частинки, \mathbf{A} та Φ – електромагнітні потенціали, які визначають наступним чином:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{rot}(\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)); \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{grad}(\Phi(\mathbf{r}, t)) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (3.54)$$

Нажаль, співвідношення (3.54) не дають однозначної залежності між векторами \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{A} та Φ . Функції $\mathbf{A}(\mathbf{B})$ та $\Phi(\mathbf{r})$ не є гомоморфними, тому однаковим значенням векторів \mathbf{E} та \mathbf{B} можуть відповідати різні значення векторних потенціалів \mathbf{A} та Φ . Для уникнення цієї проблеми використовують

різні способи калібрування величин напруженості електричного поля \mathbf{E} та індукції магнітного поля \mathbf{B} з метою пошуку їх правильних значень. Насправді, реальний фізичний зміст мають лише вектори \mathbf{E} та \mathbf{B} , а векторні потенціали \mathbf{A} та Φ розглядають лише як допоміжні змінні.

У теоретичній механіці функціонал $L(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, для зручності аналізу, ділять на дві складові, які відповідають кінетичній енергії рухомої частинки T^* та її потенціальній енергії V^* . Відповідні аналітичні вирази записують наступним чином [29, 30]:

$$L = T^* - V^*; \quad T^*(v) = m_0 c^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right);$$

$$V^*(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = q(\Phi(\mathbf{r}, t) - \mathbf{v}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)). \quad (3.55)$$

Розглянемо узагальнене диференціальне рівняння Ейлера – Лагранжа [13, 29, 30]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial x_j} = 0; \quad j = 1, 2, 3, \dots, n. \quad (3.56)$$

де x_j – узагальнені координати.

З урахуванням (3.55), перепишемо диференціальне рівняння (3.56) наступним чином [13]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial T^*}{\partial v_j} \right) \frac{\partial L}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V^*}{\partial v_j} \right) - \frac{\partial V^*}{\partial x_j}. \quad (3.57)$$

Узагальнені координати x_j у рівняннях (3.56), (3.57) являють собою ортонормований простір із заданою кількістю степенів свободи та їх розглядають залежно від поставленої задачі [13, 29, 30]. Наприклад, для коливань математичного маятника, який являє собою важку кульку, що підвисено на довгій нитці довжиною l , достатньо розглядати кут φ положення нитки відносно осі маятника, оскільки положення кульки відносно точки O , де закріплена нитка, є відомим. Аналогічно, достатньо розглядати одну координату, кут φ , для точки, яка обертається по колу відносно центра кола O . Наприклад, таку модель руху можна розглядати для задачі обертання невеликого негативного заряду відносно великого позитивного, який вважають нерухомим. Зрозуміло, що для такого

класу задач розглядають одну степінь свободи – а саме, кут обертання φ . Яскравим прикладом ортонормованих базисів з трьома степенями свободи є добре відомі декартова система координат (координати x, y, z), циліндрична система координат (координати z, r, φ), та сферична система координат (координати r, θ, φ). Для будь-якого ортонормованого базису часткову похідну за вектором \mathbf{u} можна обчислити за узагальненими ортонормованими координатами наступним чином [13, 29, 30]:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} = \mathbf{e}_1 \frac{\partial}{\partial u_1} + \mathbf{e}_2 \frac{\partial}{\partial u_2} + \dots + \mathbf{e}_n \frac{\partial}{\partial u_n} = \sum_{i=1}^n \mathbf{e}_i \frac{\partial}{\partial u_i}, \quad (3.58)$$

де $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \dots, \mathbf{e}_n$ – одиничні вектори ортонормованого базису, u_1, u_2, \dots, u_n – проєкції вектору \mathbf{u} на координати ортонормованого базису. Для спрощення подальших аналітичних викладок, в цьому підрозділі будемо користуватися записаним співвідношенням (3.58).

Враховуючи (3.53), для простору координат \mathbf{r}, \mathbf{v} , маємо:

$$\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} = \mathbf{g} + q\mathbf{A}(\mathbf{r}, t). \quad (3.59)$$

Таким чином, варіаційне рівняння Ейлера – Лагранжа (3.56) узагальнює в собі закон збереження імпульсу та закон збереження енергії для руху частинок.

Нажаль, не будь-яка форма рівняння траєкторій частинок, яка є корисною для подальшого аналізу та проведення ітераційних обчислень з використанням комп'ютерних засобів, може бути отримана з рівняння Ейлера – Лагранжа (3.56).

Розглянемо такий приклад. Обчислимо довжину короткого відрізка дуги, за якою рухається заряджена частинка, безпосередньо, за рівнянням руху у формі Ньютона (3.1). Введемо позначення:

$$ds = |d\mathbf{r}| = |\mathbf{v}| dt; \quad \frac{d}{dt} = v \frac{d}{ds}; \quad \mathbf{p} = m\mathbf{v}. \quad (3.60)$$

Після перетворення рівняння руху Ньютона (3.1), отримуємо:

$$\frac{d\mathbf{p}}{ds} = q \left(\frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{v}|} + \frac{d\mathbf{r}}{ds} \times \mathbf{B} \right). \quad (3.61)$$

В отриманому рівнянні (3.61) цікавим є те, що, як наслідок аналітичних

перетворень (3.60), швидкість частинки \mathbf{v} та імпульс \mathbf{p} залежить лише від координати \mathbf{r} та не залежать від часу t .

У класичній механіці потенціальну енергію зарядженої частинки записують як [13, 29, 30]:

$$V(r) = q \cdot \Phi(r). \quad (3.62)$$

З урахуванням (3.62), для напруженості електричного поля \mathbf{E} маємо [13]:

$$\mathbf{E} = \frac{|v|}{q} \text{grad}(\mathbf{p}). \quad (3.63)$$

З урахуванням (3.62), перепишемо диференціальне рівняння траєкторії зарядженої частинки (3.61) наступним чином [13]:

$$\frac{d}{ds} \left(|\mathbf{p}| \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \text{grad}(|\mathbf{p}(\mathbf{r})|) + q \left(\frac{d\mathbf{r}}{ds} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \right). \quad (3.64)$$

Цікаво, що рівняння (3.64) не впливає безпосередньо з рівняння Ейлера – Лагранжа (3.56). З теоретичної точки зору це можна пояснити тим, що параметр нескінченно малої довжини дуги траєкторії ds не пов'язаний явно з енергією та імпульсом частинки, і тому, він не може бути змінною інтегрування в інтегральному рівнянні (3.52).

Аналогічним також є електронно-оптичне рівняння руху заряджених частинок, яке розглядатиметься в підрозділі 3.1.5.

Проте існує багато випадків, коли саме розгляд задачі через рівняння Ейлера – Лагранжа (3.56) в узагальнених координатах є найбільш ефективним. Відповідні приклади наведені в навчальних посібниках та монографіях [13, 29, 30].

Поряд із формалізмом Лагранжа, для аналізу електродних систем та розв'язування задач електронної оптики використовують функцію Гамільтона [13]. Зокрема, формалізм Гамільтона та відповідні канонічні диференціальні рівняння руху електронів використовують для аналізу емісійних властивостей катодів електродних гармат.

На відміну від співвідношень формалізму Лагранжа, функція Гамільтона залежить не від швидкості частинки, а від більш узагальненої її характеристики, імпульсу. Це і є головною відмінністю цих двох способів подання рівнянь руху

частинок. У векторній формі перетворення Лежандра, яке дає зв'язок між лагранжіаном $L(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ та гамільтоніаном $H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, записують наступним чином [13, 29, 30]:

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \mathbf{p} \cdot \mathbf{v} - L(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t). \quad (3.65)$$

Головна задача розв'язування рівняння (3.65) та пошуку функції Гамільтона $H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ полягає в тому, щоб знайти однозначний зв'язок між швидкістю частинки \mathbf{v} та імпульсом \mathbf{p} . Відповідно, маємо [13, 29, 30]:

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{g}}{m} = \frac{\mathbf{p} - q\mathbf{A}}{m}. \quad (3.66)$$

Врахуємо також відомий аналітичний вираз для енергії релятивістської частинки [13, 29, 30]:

$$m_0c^2 + T = c\sqrt{(m_0c)^2 + g^2} = mc^2. \quad (3.67)$$

Відповідно, після підстановки виразу (3.67) до (3.66), маємо наступне аналітичне співвідношення [13]:

$$\mathbf{v} = \frac{c(\mathbf{p} - q\mathbf{A})}{\sqrt{(m_0c)^2 + (\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2}}. \quad (3.68)$$

Враховуючи записане рівняння (3.68), яке дає зв'язок між швидкістю частинки та її імпульсом, перепишемо рівняння для гамільтоніану (3.65) наступним чином [13, 29, 30]:

$$H = \sqrt{(m_0c)^2 + (\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2} - m_0c^2 + Q\Phi. \quad (3.69)$$

Цікавим є те, що записане аналітичне співвідношення (3.69) є правильним і для стаціонарного, і для нестаціонарного електромагнітного поля.

Тоді, з використанням формалізму Гамільтона, канонічні диференціальні рівняння руху частинок записують у простому вигляді [13, 29, 30]:

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}; \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}}. \quad (3.70)$$

Інше важливе аналітичне співвідношення можна отримати, якщо взяти повну похідну від гамільтоніану (3.66) за часом. Відповідно, маємо:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{p}} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}} = \dot{\mathbf{p}}\mathbf{v} + \dot{\mathbf{p}}\mathbf{v} - \frac{\partial L}{\partial t} - \dot{\mathbf{r}} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{r}} - \dot{\mathbf{v}} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}}. \quad (3.71)$$

Тоді, враховуючи отриманий аналітичний вираз (3.68) та канонічні рівняння для гамільтоніану (3.69), можна записати такий аналітичний вираз [13]:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial L}{\partial t}. \quad (3.72)$$

Найбільш важливий висновок із записаного співвідношення (3.72) полягає в тому, що гамільтоніан H зберігається у будь-яких системах з статичними електричними та магнітними полями. Із наведених теоретичних відомостей зрозуміло, що функції H та L залежать від часу лише через векторні потенціали $\Phi(r, t)$ та $\mathbf{A}(r, t)$. Також зрозуміло, що у співвідношенні (3.71) перші два доданки являють собою кінетичну енергію частинки, а третій – потенціальну. Тому гамільтоніан H є ні чим іншим, як повною енергією частинки, тобто:

$$H = E_0. \quad (3.73)$$

Тому, безумовно можна сказати, що гамільтоніан є вкрай важливою функцією для аналізу катодних процесів в електронних гарматах [13].

Прийнявши до уваги те, що гамільтоніан H має властивість зберігатися у всіх статичних системах, інтегральне рівняння (3.52) можна переписати у вигляді:

$$W = \int_{t_0}^{t_1} (\mathbf{p}\mathbf{v} - H) dt = \text{extr}. \quad (3.74)$$

Розглянемо окремо інтеграл за часом від гамільтоніана. Зрозуміло, що він завжди буде сталою величиною, тобто:

$$W = \int_{t_0}^{t_1} H dt = E_0 (t_1 - t_0). \quad (3.75)$$

Насправді, гамільтоніан ніяк не впливає на рівняння траєкторій частинок, і тому в рівнянні (3.71) його можна не враховувати. Відповідно, вираз (3.71), з урахуванням (3.72), можна переписати наступним чином:

$$S = \int_{t_0}^{t_1} \mathbf{p}\mathbf{v} dt = W + E_0 (t_1 - t_0) = \text{extr}. \quad (3.76)$$

Як бачимо, через використання формалізму Гамільтона та проведення відповідних аналітичних перетворень, нам вдалося виключити із диференціальних рівнянь Ейлера – Лагранжа час як явний параметр. Рівняння (3.76) в електронній оптиці часто використовують для аналізу аберацій електростатичних та магнітних лінз [13]. Електростатичні та магнітні лінзи та методи розрахунку їхніх параметрів розглядатимуться у четвертому розділі підручника.

3.1.5. Електронно-оптичне рівняння

Як було показано в підрозділі 3.1.4, іноді не треба, для виключення часу, як явного параметру рівняння руху, використовувати варіаційний аналіз та формалізм Лагранжа або Гамільтона. Достатньо розглянути рівняння руху зарядженої частинки в формі Ньютона (3.1) та врахувати закон збереження енергії (3.4). Також для проведення відповідних аналітичних розрахунків необхідно врахувати відоме співвідношення математичного аналізу, яке дає зв'язок між нескінченно-малими величинами dr , dz та dt [12, 13, 18]:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz} \cdot \frac{dz}{dt}. \quad (3.77)$$

Будемо виходити з таких міркувань. Розглянемо вектор електричного поля \mathbf{E} у вигляді двох складових: поля $\mathbf{E}_{\text{ел}}$, яке створює електродна система, та поля \mathbf{E}_p , яке створює власний просторовий заряд частинок, які рухаються. Тоді можна записати [12, 13, 18]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{ел}} + \mathbf{E}_p. \quad (3.78)$$

У протяжному аксіально-симетричному потоці заряджених частинок, коли $d \ll l$, де d – радіальний розмір електродної системи, а l – повздовжній, найбільш суттєвий внесок у траєкторію руху частинок дає поперечна складова електричного поля \mathbf{E}_r . Будемо також вважати, що азимутальної складової не існує. Тоді [12, 13, 18]:

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{e}_r |\mathbf{E}| \sin(\alpha); \quad \mathbf{E}_z = \mathbf{e}_z |\mathbf{E}| \cos(\alpha); \quad |\mathbf{E}| = \sqrt{|\mathbf{E}_r|^2 + |\mathbf{E}_z|^2}, \quad (3.79)$$

де α – кут між вектором напруженості та повздовжньою віссю z .

Наочно зв'язок між складовими векторів \mathbf{E} , \mathbf{E}_r та \mathbf{E}_z , показаний на рис. 3.7.

Для електродних систем, в яких формують пучки заряджених частинок малої та середньої інтенсивності, складову електричного поля \mathbf{E}_r можна

розрахувати за теоремою Гаусса (3.44). Наочна ілюстрація використання теореми Гаусса для повздовжнього потоку заряджених частинок, який поширюється в циліндричній системі координат r, z , наведена на рис. 3.8.

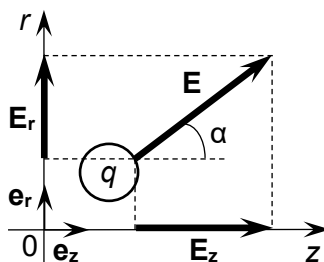


Рис. 3.7. Наочна ілюстрація зв'язку між компонентами електричного поля в аксіально-симетричній системі

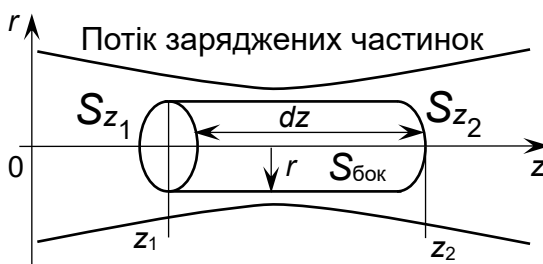


Рис. 3.8. Ілюстрація використання теореми Гаусса для аксіально-симетричного потоку заряджених частинок

Тоді, згідно з теоремою Гауса (3.44), можна записати [12, 13, 18]:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_V 2\pi r \rho dr dz = \int_{S_{z_1}} |\mathbf{E}_{pz}| dS + \int_{S_{z_2}} |\mathbf{E}_{pz}| dS + \int_{S_{бок}} |\mathbf{E}_{pr}| dS. \quad (3.80)$$

Співвідношення для компоненти вектору електричного поля \mathbf{E}_{pr} можна переписати у вигляді [12, 13, 18]:

$$|\mathbf{E}_{pr}| = \frac{1}{\epsilon_0 r} \int_0^r \rho r dr = \frac{q_V}{2\pi \epsilon_0 r}; \quad q_V = 2\pi \int_0^r \rho r dr. \quad (3.81)$$

Тут величина q_V являє собою питомий заряд на одиницю об'єму, який розглядають. Зважаючи на те, що повздовжня складова швидкості заряджених частинок вздовж перетину виділеного об'єму є сталою величиною, аналітичний

вираз для значення q_V у записаних інтегральних співвідношеннях (3.77) можна значно спростити. Відповідні аналітичні перетворення мають наступний вигляд [12, 13, 18]:

$$q_V = 2\pi \int_0^r \rho r dr = \frac{2\pi}{V_z} \int_0^r j_z r dr = -\frac{\Delta I}{V_z}, \quad (3.82)$$

де j_z – густина струму в виділеному об'ємі, ΔI – струм, який протікає через поперечний перетин об'єму V .

За такої умови поперечне поле кулонівського відштовхування зарядів одного знаку розраховують наступним чином:

$$|\mathbf{E}_{pr}| = -\frac{I}{2\pi\epsilon_0 r V_z}. \quad (3.83)$$

Тоді узагальнене диференціальне рівняння для траєкторій руху заряджених частинок в електричних та магнітних полях записують у вигляді [12, 13, 18]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\left(\frac{\partial Q(r, z)}{\partial r} - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r v_z} - \frac{\partial Q(r, z)}{\partial z} \cdot \frac{dr}{dz} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}{2Q(r, z)}, \quad (3.84)$$

$$v_z = \sqrt{\frac{2|q_s Q(r, z)|}{m_s \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}}$$

де q_s – заряд частинки, m_s – її маса, а величина $Q(r, z)$ являє собою узагальнений потенціал, який враховує наявність електричного та магнітного поля. Аналітичний вираз для визначення узагальненого потенціалу записують наступним чином [12, 13, 18]:

$$Q(r, z) = U(r, z) + \frac{q_s}{8\pi^2 m_s} \left(\frac{\Psi(r, z) - \Psi_K}{r} \right)^2, \quad (3.85)$$

де $\Psi(r, z)$ – магнітний потік у точці з заданими координатами r, z , Ψ_K – магнітний потік на катоді.

Записану систему рівнянь (3.84, 3.85), основу на гідродинамічній моделі потоків заряджених частинок, в літературі називають електронно-оптичним

рівнянням. З теоретичної точки зору цікавим є те, що в ньому відсутній час як явний параметр руху заряджених частинок. Якщо пучок заряджених частинок можна розглядати як параксіальний, тобто, довжина l дрейфу пучка вздовж повздовжньої координати z значно перевищує його радіус r ($l \gg r$), система алгебро-диференціальних рівнянь (3.80) значно спрощується та її записують наступним чином [12, 13, 18]:

$$2U_0 \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{dU_0}{dz} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 U_0}{dz^2} - \frac{q_s |\mathbf{B}_{z0}|^2 r}{4m_s} \left(1 - \left(\frac{r_k^2 |\mathbf{B}_{z0k}|}{r^2 |\mathbf{B}_{z0}|} \right)^2 \right) = \quad (3.86)$$

$$= - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2q_s U(r, z)}{m_s}}},$$

де U_0 – потенціал на осі симетрії електродної системи, $|\mathbf{B}_{z0}|$ – індукція магнітного поля на осі симетрії системи для поточної координати z , $|\mathbf{B}_{z0k}|$ – індукція магнітного поля на поверхні катода, r_k – поперечний радіус катода.

Системи диференціальних рівнянь траєкторного аналізу широко використовують для числового моделювання електронних гармат. Відповідні числові алгоритми розглядатимуться в підрозділі 3.3.4.

3.1.6. Теорема Буша

Повернемося до підрозділу 3.1.5, де, на основі аналізу рівнянь руху заряджених частинок у формі Ньютона (3.1) та теореми Гаусса для електричного поля, після відповідних аналітичних перетворень, було отримане електронно-оптичне рівняння (3.84), яке для параксіальних електронних пучків записують у спрощеному вигляді (3.86). Загалом електронно-оптичне рівняння є наслідком відомої в електронній оптиці теореми Буша, яку довів та опублікував відомий німецький фізик та інженер, фахівець з проблем фізики електронних пучків Ганс Буш у 1926 – 1927 роках [20 – 22].

Теорему Буша для зарядженої частинки, яка рухається в магнітному полі,

формулюють наступним чином.

Теорема 3.1. Теорема Буша. Зміна кутового моменту траєкторії зарядженої частинки пропорційна зміні магнітного потоку в початковій та кінцевій точці її руху та не залежить від величини магнітного потоку в середніх точках впродовж всієї траєкторії руху частинки [12, 13, 18].

Обґрунтувати теорему Буша 3.1 дуже просто. Повернемося до підрозділу 3.1.5, де було виведене та теоретично обґрунтоване електронно-оптичне рівняння (3.82), але поставимо задачу трішки інакше. Спочатку напишемо систему рівнянь руху у формі Ньютона (3.1) у циліндричній системі координат (r, z, θ) наступним чином:

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{e(E_r + r\dot{\theta}B_z)}{m_e}; \quad (3.87)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \frac{e(\dot{r}B_z - \dot{z}B_r)}{m_e}; \quad (3.88)$$

$$\ddot{z} = \frac{e(E_z - r\dot{\theta}B_r)}{m_e}. \quad (3.89)$$

Тепер дамо визначення магнітного потоку ψ , який розраховують через складові вектору індукції магнітного поля \mathbf{B} наступним чином:

$$B_r = -\frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{d\psi}{dz}; \quad B_z = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{d\psi}{dr}. \quad (3.90)$$

Цілком зрозуміло, що співвідношення (3.90) є наслідком рівняння Максвелла (3.25) та теореми Гауса для магнітного поля (3.46). Визначення магнітного потоку також було використано для виведення електронно-оптичного рівняння (3.84). Одиницею вимірювання магнітного потоку у системі одиниць СІ є Вебер, її визначають як $1 \text{ Вб} = \frac{1 \text{ Тл}}{\text{м}^2}$ [33, 34].

З урахуванням співвідношень (3.90), перепишемо рівняння (3.84) наступним чином:

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = -\frac{e}{2\pi m_e} \cdot \left(\dot{r} \frac{d\psi}{dz} - \dot{z} \frac{d\psi}{dr} \right) = -\frac{e}{2\pi m_e} \cdot \frac{d\psi}{dt}. \quad (3.91)$$

Із отриманого рівняння (3.87) для стаціонарного магнітного поля можна записати:

$$\dot{\theta} = -\frac{e(\psi - \psi_k)}{2\pi m_e r^2},$$

де ψ_k – магнітне поле в початковій точці руху частинки. Для електронних гармат початковими точками руху електронів завжди вважають поверхню катода [12, 18]. Крім особливих випадків з магнітним фокусуванням електронного пучка на катоді зазвичай можна вважати, що $\psi_k = 0$ [12, 18].

Тоді отримане рівняння руху для азимутальної швидкості електрона являє собою теорему Буша.

Зрозуміло, що наведена в цьому підрозділі теорема Буша має велике практичне значення. Для розрахунку кута, на який обертається електрон у магнітному полі, достатньо знати магнітні потоки в початковій та кінцевій точках його руху без розгляду проміжних точок, що значно спрощує методи траєкторного аналізу. Крім цього, співвідношення (3.87 – 3.90) можуть бути використані для отримання електронно-оптичного рівняння (3.84).

Іншим важливим наслідком теореми Буша є те, що в нестаціонарному полі короткої котушки з током рішення електронно-оптичного рівняння (3.84) цілком відповідає відомим законам геометричної оптики [46, 47]. Саме тому такі котушки, після публікації теоретичних робіт Г. Буша, стали називати магнітними лінзами [13, 18]. Теорія магнітних лінз та їхні конструктивні особливості розглядатимуться в підрозділі 4.4 цього підручника.

3.2. Прості аналітичні розрахунки параметрів електронних гармат

3.2.1. Синтез аксіально-симетричної електродної системи гармати з розжареним катодом

Розглянемо тепер способи аналітичних розрахунків параметрів електронних пучків для відповідних конструкцій високовакуумних та газорозрядних гармат.

Згідно з рівнянням Пуассона (3.25), рівняння для розподілу електричного поля для циліндричного потоку електронів із струмом j_n з можна записати у

наступному вигляді:

$$\frac{d^2U}{dz^2} = -\frac{j_n}{\varepsilon_0 v_z}, \quad (3.92)$$

де U – потенціал, v_z – швидкість електронного потоку за координатою z .

Тоді, враховуючи зв'язок між швидкістю електронів та потенціалом, згідно із співвідношенням (3.4) для закону збереження енергії, можна розв'язати рівняння (3.92) аналітично відносно змінної v_z^2 . Відповідно, можна записати наступне диференціальне рівняння [12, 18, 19]:

$$v \frac{d^2(v^2)}{dz^2} = \frac{4j_n e}{\varepsilon_0 m_e v_z} \frac{dv^2}{dz}. \quad (3.93)$$

Із записаного рівняння (3.93) слідує, що:

$$\frac{d\left(\frac{d(v^2)}{dz}\right)}{dz} = \frac{4j_n e}{\varepsilon_0 m_e v_z} \frac{dv^2}{dz}. \quad (3.94)$$

Отриманий вираз (3.94) можна проінтегрувати аналітично. Врахуємо те, що, згідно із співвідношенням (3.4), значення v^2 є пропорційним потенціалу U .

Враховуючи те, що на катоді $\frac{dU}{dz} = 0$, отримуємо наступний аналітичний вираз:

$$\frac{dv^2}{dz^2} = \sqrt{\frac{8j_n e (v_z - v_0)}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (3.95)$$

Тепер, якщо припустити, що швидкість частинок біля поверхні катоду дорівнює 0, можна проінтегрувати рівняння (3.95). Відповідно, маємо:

$$v^2(z) = \left(\frac{9j_n e}{2\varepsilon_0 m_e}\right)^{\frac{2}{3}} z^{\frac{4}{3}}. \quad (3.96)$$

Слід відзначити, що умова $v_z = 0$ для потоку заряджених частинок є не зовсім коректною з фізичної точки зору, оскільки, у такому разі, згідно із

співвідношенням (3.96), просторовий заряд дорівнює нескінченності. Зазвичай частинки мають на катоді певну теплову швидкість, і це враховують у разі використання числових методів аналізу електронних потоків, які розглядатимуться в підрозділі 3.3.4.2. А тут, для подальшого аналізу, ця неточність не є суттєвою.

Припустимо тепер, що на відстані d від поверхні катода потенціал дорівнює U_d . Тоді, з урахуванням записаного співвідношення (3.96), можна записати наступний аналітичний вираз для визначення розподілу потенціалу вздовж координати z :

$$U(z) = (U_k - U_d) \left(1 - \left(\frac{z}{d} \right)^{\frac{4}{3}} \right). \quad (3.97)$$

Цілком зрозуміло, що нелінійність закону розподілу потенціалу обумовлена впливом просторового заряду.

Із записаних рівнянь (3.96), (3.97) можна отримати простий аналітичний вираз для обчислення густини струму електронного пучка у разі відомої напруги на катоді:

$$|j| = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2e}}{9d^2} m U_k^{\frac{3}{2}}. \quad (3.98)$$

Співвідношення (3.98) для вольт-амперної характеристики електронних гармат із розжареними катодами в літературі називають законом степені трьох других, або рівнянням Чайльда – Ленгмюра.

Зазвичай рівняння (3.98) записують наступним чином [12, 18]:

$$|j| = g U_k^{\frac{3}{2}}; \quad g = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2e}}{9d^2} m. \quad (3.99)$$

Щодо поперечного розміру електродної системи, він насамперед залежить від емісійних властивостей матеріалу катоду для заданої його температури. Для визначення струму емісії з поверхні розжареного металевго катоду використовують відому з теоретичних основ електрофізики формулу Річардсона – Дешмана [12, 18]:

$$j_e = AT_k^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{kT_k}\right), \quad (3.100)$$

де A – емісійна стала, яка залежить від властивостей випромінювальної поверхні і яка для більшості чистих металів лежить в межах $40 - 70 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$, T_k – температура катоду, К, $e\varphi_0$ – робота виходу електрона із металу, еВ, k – стала Больцмана.

Розглянемо тепер процедуру синтезу електродної системи, яка формує циліндричний електронний пучок, що не розбігається. Згідно з отриманим законом розподілу потенціалу (3.97) та рівнянням Чайльда – Ленгмюра (3.98), можна записати відповідну систему алгебраїчних рівнянь для фізичних процесів на катоді [12, 13, 18]:

$$U(z) = A_U z^{\frac{4}{3}}; \quad \frac{dU(z)}{dz} = 0; \quad j_k = 1.165 \cdot 10^{-6} U^{\frac{3}{2}}. \quad (3.101)$$

Аналітичний розв’язок системи рівнянь (3.101) в полярних координатах (r, θ) є наступним [12, 13, 18]:

$$U(r, \theta) = A_U r^{\frac{4}{3}} \cos\left(\frac{4\theta}{3}\right). \quad (3.102)$$

Із отриманого аналітичного співвідношення (3.102), за умови $U = 0$, маємо просте рішення щодо формування електродної системи гармати: $\theta = 67,5^\circ$. З теоретичної точки зору це означає, що, у разі розташування прикатодного електроду та аноду під отриманим значенням кута θ до осі симетрії електродної системи гармати, буде отримано циліндричний електронний пучок, який не розбігається.

В електронній оптиці таку гармату називають гарматою Пірса [12, 18]. Узагальнена конструктивна схема електродної системи такої гармати наведена на

рис. 3.9. Із рис. 3.9 зрозуміло, що основними конструктивними параметрами електронної гармати Пірса є повздовжній розмір електродної системи d , радіус катода R_k та радіус всієї електродної системи R . Відмінною рисою електродної системи гармати Пірса є те, що прикатодний електрод 2 та анод 3 нахилені до осі симетрії електродної системи під кутом θ . Положення прикатодного електроду та аноду, а також їхні розміри, є внутрішніми геометричними параметрами електродної системи гармати Пірса.

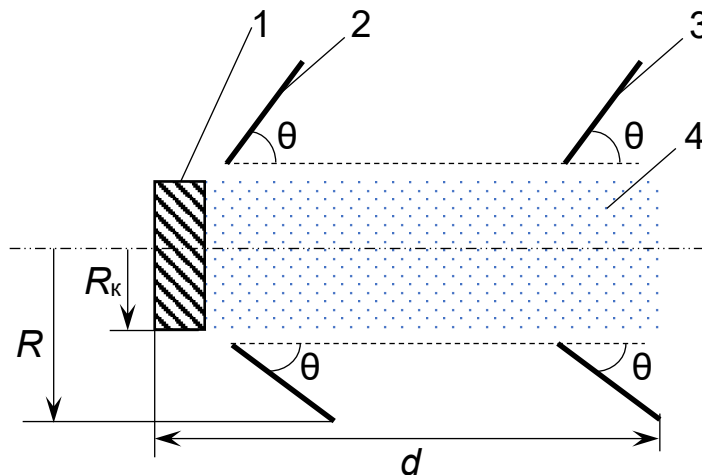


Рис. 3.9. Узагальнена конструктивна схема електронної гармати Пірса. 1 – катод, 2 – прикатодний електрод, 3 – анод, 4 – циліндричний електронний пучок

З метою більш точного визначення форми прикатодного та анодного електродів був проведений аналіз розподілу електричного поля в гарматі Пірса з урахуванням просторового заряду. Відповідні екіпотенціальні лінії електричного поля із вказаним значенням потенціалу відносно напруги на катоді показані на рис. 3.9. Із наведених графічних залежностей можна зробити висновок, що якщо за умови великих значень співвідношення r/R_k всі екіпотенціальні лінії нахилені під кутом θ до осі симетрії електродної системи, за умови $r/R_k \rightarrow 1$ екіпотенціальні лінії вже перпендикулярні осі симетрії електродної системи, тобто, виконується логічна умова:

$$\left(\frac{r}{R_k} \rightarrow 1 \right) \Rightarrow \left(\theta \rightarrow \frac{\pi}{2} \right). \quad (3.103)$$

Зрозуміло, що в області поширення електронного пучка електроди не проходять. Але, у будь-якому разі, в гарматах Пірса значення кута θ біля осі симетрії системи наближається до $\theta = 90^\circ$, а за умови великих значень $\frac{r}{R_k}$ відповідає розрахунковому значенню $\theta = 67,5^\circ$ [12, 13, 18].

Первеанс гармати Пірса становить [12, 13, 18]:

$$g = \frac{I_p}{U_k^2} = 2,36 \cdot 10^{-6} \frac{j_p}{d^2}. \quad (3.104)$$

Більш досконало способи аналітичного розрахунку гармат Пірса різних конструкцій та різного технологічного застосування розглянуті в підручниках [12, 13, 18].

3.2.2. Розрахунок вольт-амперної характеристики електронних гармат високовольтного тліючого розряду

Аналітичний вираз для вольт-амперної характеристики ВТР було наведено у роботах [14, 15, 35]. Із суто математичної точки зору, він впливає з рівняння Пуассона та рівняння неперервності струму розряду, але, крім цього, враховують описані у підрозділі 2.2.2.1 фізичні особливості горіння ВТР, які також описують відповідними аналітичними співвідношеннями.

Виведемо рівняння вольт-амперної характеристики (ВАХ) ВТР для одновимірної моделі розрядного проміжку, наведеної на рис. 3.10, оскільки, у цьому випадку, таке рівняння можна записати аналітично. Рівняння Пуассона (3.24) для одновимірної моделі ВТР записують у вигляді [14, 15, 35]:

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho_i(x)}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{\rho_e(x)}{\rho_i(x)} \right), \quad (3.105)$$

де ϵ_0 – електрична стала, $\rho_i(x)$ – густина заряду іонів, $\rho_e(x)$ – густина заряду електронів. Для визначення просторового заряду іонів необхідно знати їхню швидкість $V_i(x)$, яку для фізичних умов горіння ВТР визначають через співвідношення [14, 15, 35]:

$$V_i(x) = \sqrt{\frac{\xi e E(x)}{m_i p_{a0} Q_{i0n}(x)}}, \quad (3.106)$$

де ξ – коефіцієнт електропереносу, p_{a0} – наведений тиск у розрядному проміжку, Q_{ion} – перетин резонансного перезарядження іонів на атомах залишкового газу.

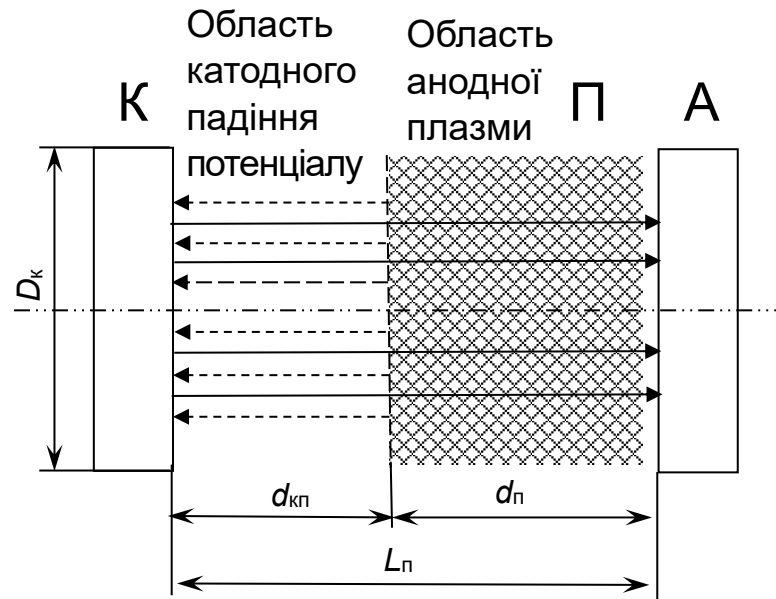


Рис. 3.10. Загальна схема розрядного проміжку ВТР із холодним катодом: $d_{кп}$ – довжина катодної області ВТР, $d_{п}$ – повздовжній розмір анодної плазми, $L_{п}$ – довжина розрядного проміжку; — — — траєкторії електронів; — — — траєкторії іонів, К – катод, А – анод, П – анодна плазма

Коефіцієнт електропереносу ξ пов’язаний з енергетичною ефективністю та коефіцієнтом розпилення катода через співвідношення [14, 15, 35]:

$$\xi = \frac{\gamma_{уз}}{S_k} \approx \frac{C_e}{C_p}, \quad (3.107)$$

де $\gamma_{уз}$ – узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії, який є функцією прискорювальної напруги, S_k – площа поверхні катода, C_e – енергетична ефективність холодного катода, C_p – ефективність розпилення холодного катода. Способи експериментальної оцінки енергетичної ефективності холодного катода були проаналізовані в роботах [14, 15], а метод числового розрахунку ефективності розпилення холодного катода можна побудувати на основі моделі Булгакова.

Враховуючи, що перетин перезарядження іонів пов’язаний з електричним полем у розрядному проміжку через напівемпіричне співвідношення, задане

степенною функцією [14, 15, 35]:

$$Q_{i0n} = A \left(\frac{E(x)}{E_0} \right)^{-a}, \quad (3.108)$$

де A , E_0 , a – емпіричні сталі, які залежать від роду газу, отримуємо зі співвідношень (3.105 – 3.108) диференціальне рівняння відносно координати x , яке описує розподіл електричного поля у розрядному проміжку ВТР. Це рівняння записують наступним чином [14, 15, 35]:

$$\frac{dE(x)}{dx} = -k_p (E(x))^{-n}. \quad (3.109)$$

У співвідношенні (3.108) параметр E_0 визначає напруженість електричного поля, для якої перетин перезарядження іонів є максимальним [14, 15, 35].

Диференціальне рівняння (3.109) суттєво відрізняється від відомих співвідношень, які описують розподіл електричного поля у низьковольтному розряді в режимі нормального тиску [14, 15, 35]. Коефіцієнти k_p та n у співвідношенні (3.109) пов'язані із внутрішніми параметрами розряду і обчислюють їх через такі аналітичні вирази [14, 15, 35]:

$$k_p = \frac{j_i \sqrt{m_i p_{a0}^{1+a} A^{1+a} U_{i0}^a}}{\varepsilon_0 (\xi e)^{1/2}}; \quad n = \frac{1}{2(1+a)}; \quad U_{i0} = \frac{E_0}{p_{a0} A}, \quad (3.110)$$

де j_i – густина струму іонів у розряді, A та a – напівемпіричні параметри ВТР.

Після дворазового інтегрування рівняння (3.109) з урахуванням співвідношень (3.110), за відповідних граничних умов на катоді: $x = 0$; $E(0) = E_k$; $U_k = 0$ та на аноді: $x = d_{кп}$; $E(d_{кп}) = 0$; $U_a = U_{пр}$, одержуємо аналітичний розв'язок рівняння (3.109) [14, 15, 35]:

$$E(x) = E_k \left(\frac{x}{d_{кп}} \right)^{1/n+1}; \quad U(x) = U_{пр} \left(1 - \left(1 - \frac{x}{d_{кп}} \right)^{n+2/n+1} \right);$$

$$E_k = \left(k_p d_{кп} (n+1) \right)^{1/n+1}; \quad U_{пр} = \frac{E_k d_{кп} (n+1)}{n+2}, \quad (3.111)$$

де $d_{кп}$ – довжина області катодного падіння потенціалу, $U_{пр}$ – прискорювальна

напруга.

Тоді, з урахуванням (3.111), залежність густини струму розряду від прискорювальної напруги буде мати вигляд [14, 15, 35]:

$$\frac{j_i}{p_{a0}^2} \approx \frac{j_p}{p_{a0}^2 (1 + \gamma_{yz})} = \frac{(n+2)^{n+1}}{(n+1)^{n+2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2 \xi e}{m_i A^{1+a} U_{i0}^a}} \frac{U_{пр}^{n+1}}{(p_{a0} d_{кп})^{n+2}}, \quad (3.112)$$

де j_p – густина струму розряду. Узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії γ_{yz} визначають із напівемпіричного співвідношення, заданого степеневою функцією [14, 15, 35]:

$$\gamma_{yz} \approx C_e U_{пр}^\alpha, \quad (3.113)$$

де C_e – енергетична ефективність катода, α – емпіричний коефіцієнт.

Згідно зі співвідношеннями (3.112, 3.113), узагальнений аналітичний вираз для вольт-амперної характеристики високовольтного тліючого розряду можна записати у вигляді [14, 15, 35]:

$$I_p(U_{пр}, p) = C_{ВТР} U_{пр}^m p^{k_p}, \quad (3.114)$$

де I_p – струм розряду, $U_{пр}$ – прискорювальна напруга, p – тиск у розрядному проміжку, $C_{ВТР}$, m та k_p – емпіричні константи, які залежать від матеріалу катода та типу робочого газу, а також від геометрії розрядного проміжку. У теорії ВТР показано, що значення показників ступеня m та k_p лежать у числовому діапазоні]1; 2[, тобто [14, 15, 35]:

$$1 < m < 2; \quad 1 < k_p < 2.$$

Емпіричні коефіцієнти рівняння (3.114) можна визначити через апроксимацію даних експериментальних вимірювань вольт-амперних характеристик, виконаних для конкретної гармати ВТР за умови різних тисків робочого газу. Експериментальну вольт-амперну характеристику ВТР для електронної гармати потужністю 20 кВт наведено на рис. 3.11.

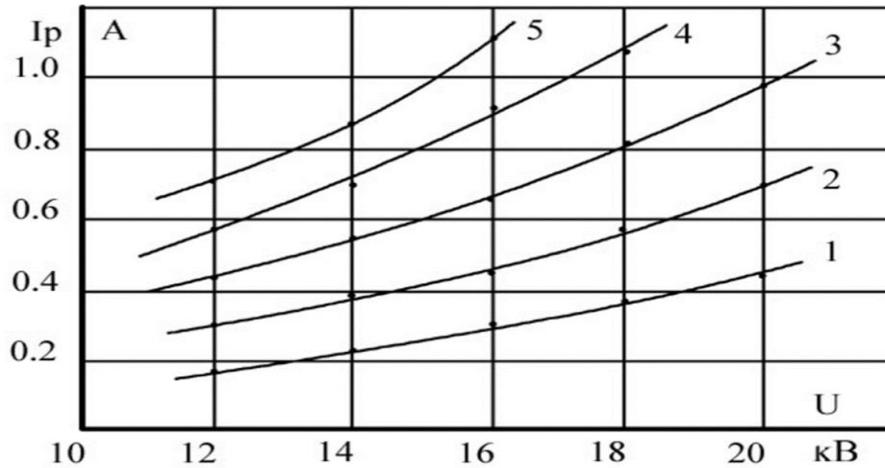


Рис. 3.11. Вольт-амперні характеристики електронної гармати ВТР потужністю 20 кВт: 1 – $p = 3$ Па; 2 – $p = 4$ Па; 3 – $p = 5$ Па; 4 – $p = 6$ Па; 5 – $p = 8$ Па.
Робочий газ – повітря, матеріал катода – алюміній

Згідно зі співвідношеннями (3.114), степеневі залежності струму ВТР від прискорювальної напруги та тиску газу у розрядному проміжку є повільно зростаючими. Ступінь жорсткості таких ступеневих функцій в обчислювальній математиці вважають низькою [37, 38]. Тому у ВТР бурхливого зростання значення струму розряду до великих величин, як для степеневих функцій з показником степені, вищим за 5, або для експоненціальної функції, в межах дозволених значень прискорювальної напруги та робочого тиску гармати не спостерігають. Насамперед, це пов'язано з відсутністю лавинних процесів взаємодії заряджених частинок у розрядному проміжку ВТР [14, 15, 35]. У розрядах середнього та високого тиску таке бурхливе зростання струму з ростом напруги горіння або тиску газу зазвичай є можливим [14, 15, 35].

3.3. Числові методи розв'язування рівнянь електрофізики

3.3.1. Метод скінченних різниць

Метод скінченних різниць (МСР) ґрунтується на інтерполяції диференціального рівняння Пуассона з частковими похідними (3.24) шляхом заміни похідних їхніми наближеними лінійними виразами через скінченні різниці [37, 38, 42]. Отримані скінченно-різницеві аналоги диференціального рівняння (3.24) для визначення розподілу електричного поля у вузлах побудованої скінченно-різницевої сітки

розв'язують числовим способом, з використанням прямих або ітераційних методів [70 – 78, 88]. Точність інтерполяції поверхонь електродів зазвичай вище на трикутних схемах методу скінченних елементів (МСЕ) [37, 38, 42], який розглядатиметься в підрозділі 3.3.2. Проте сіткові алгоритми МСР фахівці вважають більш економними з обчислювальної точки зору [37, 38, 42].

Зазвичай використовують обчислювальні схеми МСР на прямокутних сітках на 5 та на 9 вузлових точок [13, 37, 38, 42]. Розрахункова схема на 5 точок наведена на рис. 3.12.

Оскільки електродні системи електродних гармат, які розглядали в підрозділі 2.2, зазвичай є симетричними відносно повздовжньої осі, розподіл електричного поля в таких системах шукають через розв'язування рівняння Пуассона (3.24), записаного в циліндричних координатах. Відповідне диференціальне рівняння з частковими похідними для значення потенціалу U має наступний вигляд [13, 18, 33, 34]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (3.115)$$

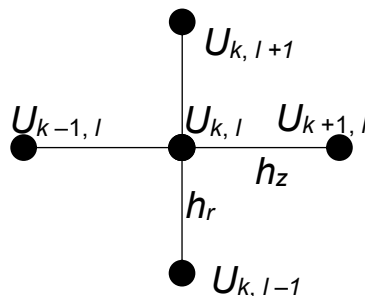


Рис. 3.12. Модель обчислювальної схеми методу скінченних різниць на 5 вузлових точок

Для формування обчислювальних схем методу скінченних різниць часткові похідні в рівнянні (3.115) замінюють на їхні різницеві аналоги. За умови використання прямокутної сітки з різними кроками інтегрування за осями r та z , аналогічній показаній на рис. 3.12, скінченно-різницева рівняння для точок, які не лежать на осі симетрії системи, має наступний вигляд [13]:

$$U_{k,l} = \frac{\frac{U_{k+1,l} + U_{k-1,l}}{h_z^2} + \frac{DU_{k,l-1} + CU_{k,l+1}}{h_r^2} + \frac{\rho}{\epsilon_0}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}}; \quad (3.116)$$

$$C = 1 + \frac{1}{2(l-1)}; \quad D = 1 - \frac{1}{2(l-1)},$$

де k – номер поточного вузла за координатою z , l – номер поточного вузла за координатою r , h_z – крок інтегрування за координатою z , h_r – крок інтегрування за координатою r , C, D – допоміжні змінні. Сутність основних змінних рівняння (3.116), які пов'язані з геометрією скінченно-різницевої сітки, показано на рис. 3.12.

Рівняння (3.116), за умови $l = 0$, є невизначеним, тому для точок, які лежать на осі симетрії електродної системи, його переписують у наступному вигляді [13, 18, 19]:

$$U_{k,l} = \frac{\frac{U_{k+1,l} + U_{k-1,l}}{h_z^2} + \frac{4U_{k,l+1}}{h_r^2} + \frac{\rho}{\varepsilon_0}}{\frac{4}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}}. \quad (3.117)$$

Система скінченно-різницевих рівнянь (3.116, 3.117) є зімкненою та самоузгодженою системою лінійних рівнянь, кількість яких відповідає кількості вузлів, в яких визначають потенціали, тобто кількості змінних. Проте, для визначення вузлових потенціалів із малою похибкою, кількість вузлів, у разі завдань з реальною геометрією електродних систем, має перевищувати кілька тисяч, а іноді доходить і до десятків тисяч [13, 18, 19].

Для числового розв'язування системи рівнянь (3.116, 3.117) використовують метод простої ітерації, метод Зейделя та метод послідовної верхньої релаксації [13, 18, 19].

Найбільш ефективним, з обчислювальної точки зору, є метод послідовної верхньої релаксації (МПВР). Для застосування цього обчислювального методу співвідношення (3.116, 3.117) переписують у наступному вигляді [13, 18, 19]:

$$U_{k,l}^n = \left(\frac{\frac{U_{k+1,l}^{n-1} + U_{k-1,l}^n}{h_z^2} + \frac{DU_{k,l-1}^n + CU_{k,l+1}^{n-1}}{h_r^2} + \frac{\rho}{\varepsilon_0}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}} \right) w + (w-1)U_{k,l}^{n-1}; \quad (3.118)$$

$$U_{k,l}^n = \left(\frac{\frac{U_{k+1,l}^{n-1} + U_{k-1,l}^n}{h_z^2} + \frac{4U_{k,l+1}^{n-1}}{h_r^2} + \frac{\rho}{\epsilon_0}}{\frac{4}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}} \right) w + (w-1)U_{k,l}^{n-1},$$

де n – номер поточної ітерації, w – параметр релаксації, якій задають у межах [1; 2], залежно від типу електродної системи, з метою зменшення кількості ітерацій за потенціалом та прискорення проведення розрахунків.

Метод скінченних різниць є ефективним для розрахунку таких електродних систем, які мають зімкнені границі, а в проміжках між електродами системи потоки частинок відсутні, тому там розподіл потенціалу можна вважати лінійним. Цьому критерію цілком відповідають електродні системи ВТР, оскільки в них анодну плазму розглядають як електрод із фіксованим значенням потенціалу [13, 18, 19].

Для розрахунку електродних систем ВТР з використанням співвідношень (3.114) з урахуванням просторового заряду було використано метод трубок струму. Тому більш досконало геометричні та фізико-топологічні параметри цієї моделі, а також відповідні ітераційні співвідношення для розрахунку просторового заряду, розглядатимуться в підрозділі 3.3.5.

Результати розрахунку розподілу електричного поля в електродних системах ВТР, які формують електронні пучки з точкових фокусом, з анодною діафрагмою та без неї, наведено на рис. 3.13. Розрахунки проводили для наступних конструктивних параметрів електродної системи: $R_k = 79$ мм, $h_a = 80$ мм та $r_{\text{кп}} = 35$ мм, $R_d = 25$ мм.

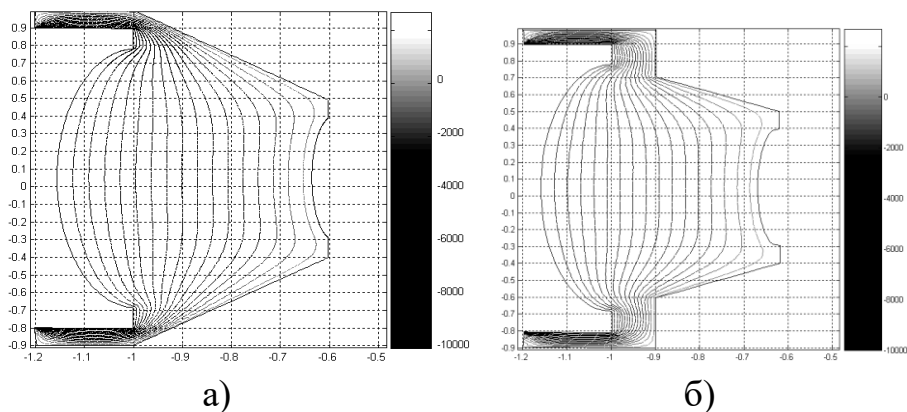


Рис. 3.13. Розподіл електричного поля в електродній системі ВТР зі сферичним катодом та конусним анодом без анодної діафрагми (а) та з діафрагмою (б)

Розрахунки за співвідношеннями (3.117, 3.118) проводили для прискорювальної напруги 10 кВ, тиск у розрядній камері складав 3,5 Па, а струм розряду 0,5 А, робочий газ – азот. Спосіб розрахунку положення плазмової межі

відносно катода за значеннями струму розряду та тиску буде розглянуто в підрозділі 3.3.5. На рис. 3.13 розміри електродної системи зазначено в умовних одиницях.

3.3.2. Метод скінченних елементів

Метод скінченних елементів (МСЕ) є схожим на метод скінченних різниць щодо числової інтерполяції похідних між вузлами елементів, але суттєво відрізняється тим, що використовують розбиття області, в якій проводять розрахунки, не на прямокутні, а на трикутні елементи. Відповідна модель розбиття області наочно показана на рис. 3.14.

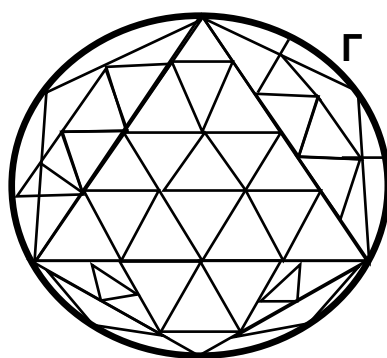


Рис. 3.14. Наочна ілюстрація розбиття області, в якій проводять розрахунки, для метода скінченних елементів

Розглянемо головну ідею МСЕ згідно з ілюстративною моделлю трикутного елемента, яка наведена на рис. 3.15 [37, 38].

Будемо вважати, що розмір скінченного елемента з номером i дорівнює h_i . У разі використання трикутних елементів їх розміром вважають найбільшу сторону трикутника [37, 38]. Тоді характеристикою розбиття сітки h вважають найбільший з її діаметрів, тобто [37, 38]:

$$h = \max_{i \in (1..M)} (h_i), \quad (3.119)$$

де M – кількість елементів.

Слід відзначити, що зазвичай, для спрощення обчислювальних схем МСЕ в середині області Ω розміри елементів беруть однаковими, у той час як біля границі області їх зменшують для підвищення точності розрахунків [70 – 78]. Аналогічна схема розбиття показана на рис. 3.14. Насамперед, це пов'язано з тим, що, у разі відсутності характерних особливостей функції розподілу величини, яку шукають, у

внутрішній області, головні проблеми точності розрахунків, які проводять, виникають саме на границі.

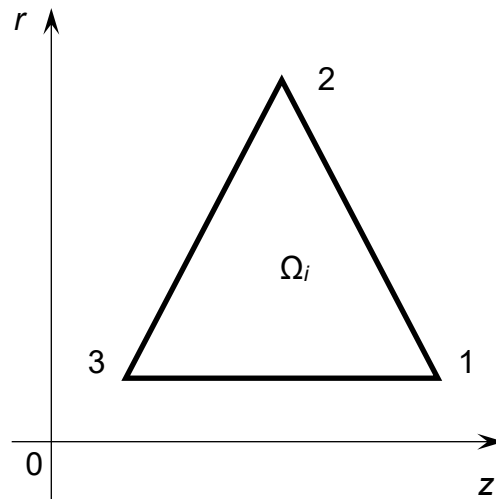


Рис. 3.15. Наочна ілюстрація обчислювальної схеми МСЕ

Якщо модельні експерименти показують, що через жорсткість функції, яку розраховують, у певних місцях внутрішньої області також існують окремі ділянки, де вона швидко змінюється та має велике значення похідної, тоді, саме на цих ділянках, в процесі моделювання, розмір трикутних елементів також зменшують [70 – 78]. У цьому разі точність розрахунків може бути дещо підвищена, проте значно зростає і час їх проведення [70 – 78].

Для аксіально-симетричних електродних систем точність розрахунків за МСЕ пропорційна максимальним розмірам розрахункових елементів скінченно-різницевого комірок, та оцінюють її за співвідношеннями [70 – 78]:

$$\varepsilon_1 = \frac{h_r^3 h_z^3}{30} \left(\frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \cdot \frac{\partial^3 U}{\partial z^3} \right), \quad \varepsilon_2 = \sqrt{\left(\varepsilon_1 + \frac{\partial U(r, z)}{\partial r} h_r \right)^2 + \left(\varepsilon_1 + \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} h_z \right)^2}, \quad (3.120)$$

де $U(r, z)$ – значення потенціалу, ε_1 – похибка обчислення потенціалу у вузлових точках, ε_2 – похибка апроксимації залежності між потенціалу вузлами, h_r – крок дискретизації за координатою r , h_z – крок дискретизації за координатою z .

3.3.3. Метод інтегральних рівнянь

Сутність методу інтегральних рівнянь полягає в тому, що рівняння Пуассона (3.24) для завдань електростатики, з урахуванням теореми Гріна, записують в інтегральній формі [13, 18, 19]:

$$U(M) = \int_V \rho(M_0)G(M, M_0)dV + \int_S \sigma(M_i)G(M, M_i)dS, \quad (3.121)$$

де M – поточна точка електродної системи, яку аналізують, M_0 – точки потоків заряджених частинок, які формують просторовий заряд $\rho(M_0)$, M_i – точки на поверхні електродів, які формують поверхневий заряд $\sigma(M_i)$, V – об'єм електродної системи, S – поверхня електродів, $G(M, M_0)$ та $G(M, M_i)$ – функції Гріна [13, 18, 19].

Для аксіально-симетричних електродних систем загальне співвідношення (3.121) переписують наступним чином [13, 18, 19]:

$$\sum_{i=1}^n q_i \theta_{mi} = U_m, \quad U_{\rho m} = \frac{1}{\pi \epsilon_0} \int_F \frac{\rho r_0 K(t) dF}{\sqrt{(r'_m + r_0)^2 + (z'_m - z_0)^2}}, \quad (3.122)$$

де θ_{mi} – значення функції Гріна вільного простору, обчислені для точок спостереження P_T відносно поверхневих зарядів Q_m та просторових Q_l .

Враховуючи те, що для аксіально-симетричних електродних систем функцію Гріна записують як [13, 18, 19]:

$$\Phi_{mi} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{K(t)}{\sqrt{(r+r_m)^2 + (z-z_0)^2}}, \quad K(t) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - \sin^2(\beta) \cdot t^2}}, \quad (3.123)$$

де r_m – координати точок вільного простору, r – координата поточної точки, $K(t)$ – повний еліптичний інтеграл першого роду, систему рівнянь (3.121 – 3.123) у дискретній формі записують наступним чином [13, 18, 19]:

$$V(r, z) = \frac{\sum_{l=1}^L \frac{\sigma_l K(t)}{\sqrt{(r+r_l)^2 + (z-z_l)^2}} + \sum_{m=1}^M \frac{\rho_m K(t)}{\sqrt{(r+r_m)^2 + (z-z_m)^2}}}{2\pi\epsilon_0}; \quad (3.124)$$

$$t_0 = \frac{2\sqrt{rr_0}}{\sqrt{(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2}}; \quad t_i = \frac{2\sqrt{rr_i}}{\sqrt{(r+r_i)^2 + (z-z_i)^2}},$$

де r_0, z_0 – радіальна та азимутальна відстань від точок спостереження до поверхневих зарядів, r_i, z_i – радіальна та азимутальна відстань від точок спостереження до просторових зарядів.

У разі, якщо не враховують просторовий заряд, рівняння (3.124) для обчислення потенціалу значно спрощують та записують у матричній формі [13, 18, 19]:

$$V(r, z) = \frac{\sum_{l=1}^L \frac{\sigma_l K(t)}{\sqrt{(r + \eta)^2 + (z - z_l)^2}}}{2\pi\epsilon_0}, \quad \|\phi_{mi}\| \cdot \|q_i\| = \|U_m\|. \quad (3.125)$$

Матриця $\|\phi_{mi}\|$ у співвідношеннях (3.125) є добре зумовленою і зворотну матрицю $\|\phi_{mi}\|^{-1}$ легко обчислюють для числа вузлів порядку кількох тисяч методом прогонки [13, 18, 19]. Тому систему рівнянь (3.125) можна використати для аналізу розподілу потенціалу в електродних системах електронних гармат без урахування просторового заряду, на першому етапі проведення розрахунків. Це зумовлено тим, що в електронно-оптичних системах без просторового заряду модель далекодії для розрахунку сили електричного поля є більш ефективною, ніж модель близькодії [13, 18, 19]. Якщо необхідно враховувати вплив просторового заряду, метод скінченних різниць із використанням співвідношень (3.119) для послідовної верхньої релаксації, який був описаний у підрозділі 3.3.1, є значно більш ефективним, ніж метод інтегральних рівнянь, записаний у вигляді співвідношення (3.125) [13, 18, 19].

3.3.4. Методи траєкторного аналізу

Загалом числові методи обчислення траєкторій заряджених частинок оснований на ітераційному розв'язуванні диференціального електронно-оптичного рівняння (3.84), або, для параксіальних електронних пучків, рівняння (3.86). Використання для траєкторного аналізу рівнянь (3.84, 3.86) замість узагальненого рівняння руху в формі Ньютона (3.1) насамперед обумовлено тим, що в цих рівняннях, через врахування закону збереження енергії (3.5), виключений час як явний параметр траєкторій заряджених частинок. Тому числові обчислювальні схеми, оснований на розв'язуванні рівнянь (3.84, 3.86) є простішими, більш точними, та дозволяють проводити обчислення з економією ресурсів машинного часу та оперативної пам'яті [13, 18]. Більш просте рівняння (3.86) використовують для моделювання траєкторій електронів в електронних гарматах з розжареними катодами, які формують електронні пучки з малим кутом збіжності, зокрема гармат Пірса. Для моделювання траєкторій заряджених частинок в електронних гарматах ВТР, де густина струму з поверхні катода є невисокою і потужний електронний потік формують з розвиненої поверхні катода із великим радіусом поперечного перетину, необхідно використовувати для траєкторного аналізу електронно-оптичне рівняння в

узагальненій формі (3.84). Слід відзначити, що у разі відсутності магнітного поля на катоді електронно-оптичні рівняння (3.84, 3.86) значно спрощуються.

Зазвичай електронно-оптичне рівняння (3.84) розв'язують числовим способом з використанням методу Рунге – Кутта четвертого порядку [37, 38].

Відповідні систему ітераційних рівнянь записують наступним чином [13, 18]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = f\left(\frac{dr}{dz}\right) = \frac{\left(\frac{\partial U(r,z)}{\partial r} - \frac{\partial U(r,z)}{\partial z} \cdot \frac{dr}{dz}\right) \cdot \left(1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right)}{\left(\frac{q_s (U(r,z) - U_M)}{2m_s} + 2(U(r,z) - U_M)\right)},$$

$$k_1 = f\left(z_n, \left(\frac{dr}{dz}\right)_n\right), \quad k_2 = f\left(z_n + \frac{\Delta z}{2}, \left(\frac{dr}{dz}\right)_n + \frac{\Delta z k_1}{2}\right),$$

$$k_3 = f\left(z_n + \frac{\Delta z}{2}, \left(\frac{dr}{dz}\right)_n + \frac{\Delta z k_2}{2}\right), \quad k_4 = f\left(z_n + \Delta z, \left(\frac{dr}{dz}\right)_n + \Delta z k_3\right), \quad (3.126)$$

$$\left(\frac{dr}{dz}\right)_{n+1} = \left(\frac{dr}{dz}\right)_n + \frac{\Delta z (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)}{6}, \quad z_{n+1} = z_n + \Delta z,$$

де Δz – крок інтегрування за координатою z .

На основі наведених числових співвідношень (3.126), призначених для розв'язування електронно-оптичного рівняння траєкторного аналізу, проводять розрахунки параметрів електронних пучків з використанням методу трубок струму та методу великих частинок. Відповідні способи проведення числових розрахунків розглядатимуться в підрозділах 3.3.5 та 3.3.6.

3.3.5. Метод трубок струму

Для числового розрахунку стаціонарних або квазістаціонарних ламінарних потоків заряджених частинок, тобто для потоків, що рухаються в стаціонарних полях або в полях, які змінюються повільно, можна застосувати метод трубок струму. Основна ідея цього методу розрахунку полягає в тому, що тут інтервал часу, у якому електричне полі вважають постійним, збільшують до часу прольоту зарядженої частинки через всю електронно-оптичну систему. За такої умови замість кількох частинок, що вилітають з однієї точки в різні моменти часу, можна розглядати траєкторію однієї частинки [45]. Модель трубок струму

дозволяє врахувати також ефект неламинарності потоку [45], який може мати місце в реальних потоках частинок. Головна ідея методу полягає в тому, що потік частинок розбивають на трубки невеликої товщини, і цю алгоритмічну операцію називають дискретизацією потоку. Зазвичай трубки струму не перетинають, але іноді допускають перетин їхніх окремих шарів для врахування ефекту розкиду швидкостей [45]. Але, у будь-якому разі, модель трубок струму більше відповідає гідродинамічній моделі потоку [45], тому що для опису окремої трубки можна використовувати рівняння гідродинаміки (3.14 – 3.16) та рівняння безперервності потоку (3.7 – 3.9). Це дозволяє будувати більш економічні обчислювальні схеми, ніж для методу макрочастинок [45], який розглядатиметься в підрозділі 3.3.6. У разі необхідності також враховують модель дифузії потоку, задану співвідношеннями (3.18 – 3.23).

Розрізняють два типи трубок струму – деформовані та недеформовані. У методі недеформованих трубок струму [45] траєкторії однієї макрочастинки ставлять у відповідність деяку трубку струму, товщина якої є нескінченно малою та постійною, а повний струм, що протікає по трубці, має скінченну величину. Зрозуміло, що, в цьому випадку, густину струму у перетині такої трубки також залишають постійною [45]. У такому разі заряд, що вносить трубка струму в кожному з комірок Δq , та густину просторового заряду ρ , розраховують за співвідношеннями [45]:

$$\Delta q = I\Delta t, \quad \rho = \frac{\Delta q}{\Delta V}, \quad (3.127)$$

де Δq – заряд, що вноситься трубкою струму, I – струм трубки, Δt – час прольоту частинок, який залежить від їхньої швидкості, ΔV – об'єм скінченно-різницевої комірки, ρ – густина просторового заряду.

Значення обчисленої величини густини заряду ρ призначають всім вузлам скінченно-різницевої сітки, які знаходяться в межах комірки, що розглядають, та використовують їх на наступній ітерації для розрахунку потенціалу, відповідно до рівняння Пуассона (3.24) [45]:

Числові методи для розрахунку потенціалу електричного поля були розглянуті в підрозділах 3.3.1, 3.3.2 та 3.3.3.

У методі деформованих, або модифікованих трубок струму, у різних поперечних перетинах густину струму не залишають постійною, а змінюють,

оскільки трубку визначають як область між двома сусідніми траєкторіями частинок, які збігаються або розбігаються [96 – 98]. Використання методу деформованих трубок струму дозволяє обмежити кількість траєкторій частинок та зробити її набагато меншою, порівняно з методом макрочастинок і методом трубок струму, що не деформуються. Саме за рахунок цього і будують досить економічні обчислювальні схеми [45]. Геометричну інтерпретацію методів недеформованих та деформованих трубок струму показано на рис. 3.16.

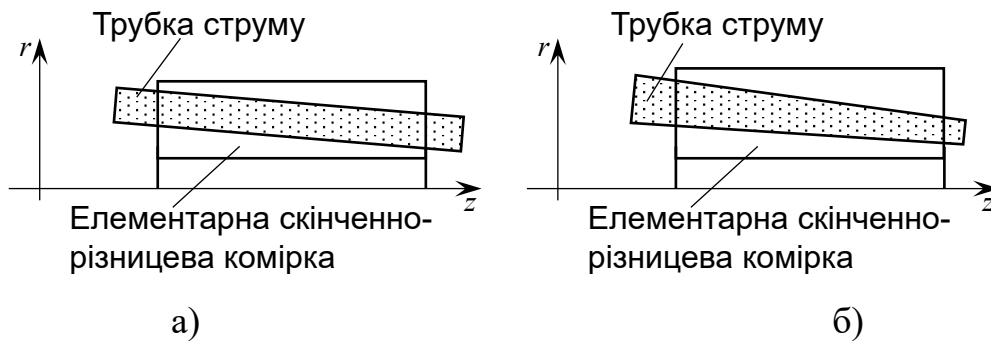


Рис. 3.16. Ілюстрація базового принципу обчислювальних методів недеформованих (а) та деформованих (б) трубок струму

Метод трубок струму придатний також для розрахунку та аналізу структури свідомо неламінарних електронних пучків.

Використання методу деформованих трубок струму для моделювання самоузгодженої електронно-іонної оптики ВТР із потоками електронів та іонів, які рухаються назустріч один одному та взаємодіють між собою та з залишковим газом, має свої певні особливості. Головна особливість використання цього методу для аналізу електродних систем ВТР полягала в тому, що необхідно враховувати перезарядження іонів на атомах залишкового газу.

Відповідні ітераційні співвідношення методу деформованих трубок струму мають наступний вигляд [14, 15, 35]:

$$\Delta N_i = 2\pi N_A (1 - \xi) Q_{in} (U_{\text{сеп}}) \frac{\Delta r l_{\text{тр}} h_z p_0}{\Delta z p_{\text{атм}} r_{\text{тр}}^2}, \quad U_{\text{сеп}} = \frac{Q_{k,l} + Q_{k-1,l} + Q_{k,l-1} + Q_{k-1,l-1}}{4},$$

$$\rho_c^{i+1} = \frac{\rho_c^{i2}}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{\text{тр}}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}}, \quad I_{\text{тр}}^{i+1} = I_{\text{тр}}^i - \frac{\rho_c^i}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{\text{тр}}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}}, \quad (3.128)$$

де ΔN_i – зміна концентрації іонів у межах скінченно-різницевої комірки за

рахунок процесу перезарядження, N_A – стала Авогадро, ξ – коефіцієнт питомої іонізації атомів газу в ВТР, $p_{\text{атм}}$ – атмосферний тиск, U_{cp} – усереднене значення еквівалентного потенціалу в об’ємі комірки, Δr та Δz – розміри скінченно-різницевої комірки за поперечною та повздовжньою координатами, $r_{\text{тр}}$ – радіус трубки, ρ_c^i – значення просторового заряду на поточній ітерації. Під час проведення розрахунків за ітераційними співвідношеннями (3.128) ступінь іонізації газу ξ визначають за рівняння Моргуліса для перетинів іонізації [14, 15]:

$$\xi = \frac{a(U_e - U_i) \exp(-b(U_e - U_i))}{p \sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2}}, \quad (3.129)$$

де a , b – емпіричні константи, U_e – потенціал, що відповідає середній енергії первинних електронів, U_i – потенціал іонізації газу, p – тиск газу.

Після розрахунку значень просторового заряду у вузлах скінченно-різницевої сітки значення потенціалів перераховують із використанням методу послідовної верхньої релаксації, через ітераційні рівняння (3.116, 3.117).

З урахуванням відомого розподілу потенціалу в електродній системі ВТР, згідно з електронно-оптичним рівнянням (3.84), визначають траєкторії заряджених частинок. Для визначення заряду частинок іонів, що рухаються з межі анодної плазми до катода, використовують формулу Бома [1 – 3, 14, 15]:

$$j_i = 0,004 e N_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad (3.130)$$

де j_i – густина струму іонів, N_i – концентрація іонів у плазмі, m_i – маса іонів, T_e – температура електронів плазми.

За умови відомої густини струму іонів на поверхні катода, густину струму електронів з його поверхні визначають за співвідношеннями [14, 15, 35]:

$$\frac{j_{\text{ек}}}{j_{\text{ік}}} = \gamma_{\text{уз}} \left(1 + \frac{\exp \int_L Q_{\text{ін}}(l) \cdot dl}{\exp \int_L Q_{\text{іі}}(l) \cdot dl} \right), \quad Q_{\text{ін}} = A_{\text{ін}} \left(\frac{E(r, z)}{E_{i0}} \right),$$

$$Q_{ii} = A_{ii}\varphi(r, z)^{-a_i}, \quad E_{io} = U_{i0}p_{a0}A_{in}, \quad (3.131)$$

де γ_{y3} – узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії, l – довжина траєкторії іонів, $E(r, z)$ – напруженість електричного поля, $\varphi(r, z)$ – розподіл потенціалу, Q_{in} – перетин зіткнень іонів із нейтральними атомами газу, Q_{ii} – перетин зіткнень іонів між собою, p_{a0} – приведений тиск газу, A_{in} , A_{ii} , U_{i0} – напівемпіричні коефіцієнти моделі. Узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії γ_{y3} визначають експериментально за співвідношенням (3.107).

Результати розрахунку густини струму електронного пучка в його фокальній площині наведено на рис. 3.17.

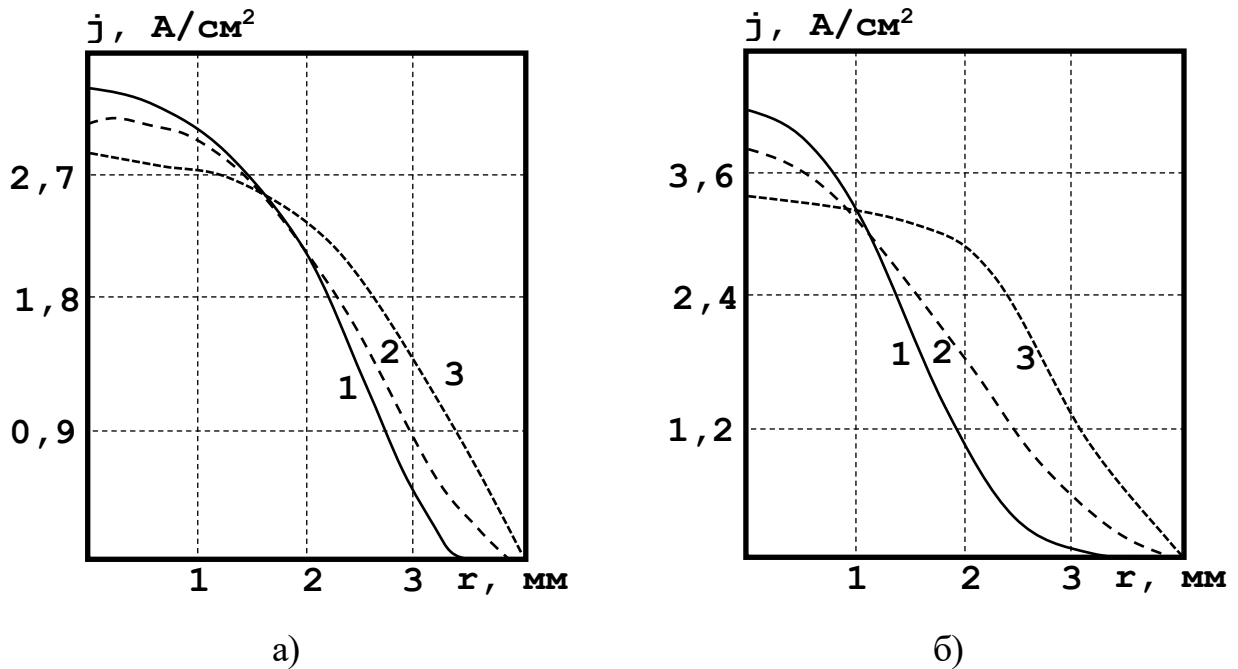


Рис. 3.17. Розрахунки розподілу густини струму у фокальній площині електронного пучка: а – для струму розряду 500 мА, б – для струму розряду 700 мА.

Прискорювальна напруга: 1 – 30 кВ, 2 – 20 кВ, 3 – 10 кВ. Радіус сфери катода – 80 мм, положення фокусу електронного пучка відносно катода – 78,6 мм

Розрахунки за співвідношеннями (3.128 – 3.131) проводили для системи зі сферичним катодом та конусним анодом, $R_k = 79$ мм, $h_a = 80$ мм та $r_{кп} = 35$ мм, $R_d = 25$ мм, робочий газ – азот. Тиск у розрядній камері складав 3,5 Па для струму розряду

0,5 А та 5,1 Па для струму 0,7 А.

Моделювання руху електронів пучка в області дрейфу в анодній плазмі ВТР за умови відсутності електричного поля є окремим питанням фізики електронних пучків, яке буде розглядатися у підрозділі 5.1. У залежностях, наведених на рис. 3.17, густина струму електронного пучка розрахована після його проходження через анодну плазму ВТР. На основі отриманих розрахункових графічних залежностей можна зробити наступні висновки щодо фокальних параметрів електронних пучків, які формують гармати ВТР.

1. У разі збільшення прискорювальної напруги фокальний радіус електронного пучка збільшується, відповідно, збільшується і густина струму у фокусі пучка.

2. За умови збільшення тиску у камері гармати більшим стає і фокальний радіус електронного пучка, що, насамперед, обумовлено його розсіюванням на іонах залишкового газу.

3. Оскільки розсіювання електронів пучка на іонах залишкового газу є багатофакторним випадковим процесом, розподіл струму пучка у фокальній площині є близьким до розподілу Гаусса.

3.3.6. Метод великих частинок

Метод великих частинок, або макрочастинок, використовують для розрахунку нестационарних потоків, коли час зміни крайових умов або характеристик потоку можна порівняти з часом прольоту частинок, а також у разі вирішення складного стаціонарного завдання способом зміни та обрання заданих параметрів потоку [45]. Така модель потоку частинок заснована на його дискретизації, однак частинки потоку, які називають макрочастинками, не відповідають фізичним частинкам, які складають потік, а включають деяку кількість N електронів або іонів. Теоретичний аналіз показав, що метод макрочастинок можна використати для аналізу особливостей горіння ВТР, зокрема в імпульсному режимі [35]. З іншого боку, метод великих частинок включає в

себе елементи гідродинамічної моделі, оскільки часто макрочастинки розглядають як елементарні об'єми нестисненої фазової рідини, що рухаються у фазовому просторі «координата – швидкість» [45]. Базова система рівнянь методу великих частинок включає також рівняння Власова (3.2) або Больцмана (3.5) та рівняння руху однієї великої частинки, аналогічне рівнянню Ньютона (3.1).

Реальну кількість заряджених частинок N всередині малого об'єму за координатами $dx dy dz$ та за швидкостями ξ_x, ξ_y, ξ_z визначають за рівняннями (3.3) як [45]:

$$N = \iiint_{\xi_x, \xi_y, \xi_z} \iiint_{x, y, z} (f(x, y, z, v_x, v_y, v_z) dx dy dz) d\xi_x d\xi_y d\xi_z. \quad (3.132)$$

Тоді, густину просторового заряду, та, за необхідністю, вектор індукції магнітного поля, визначають за співвідношеннями (3.35, 3.38).

Загалом для методу великих частинок виділяють три основні типи обчислювальної моделі: модель частинка – частинка (PP), модель частинка – сітка (PM) та модель частинка – частинка – частинка – сітка (P³M), які відрізняють за способами врахування ближніх і далеких взаємодій під час розрахунку напруженості електричного поля [45]. Модель PP відповідає ближній взаємодії, а модель PM – дальній. Найскладнішою з обчислювальної точки зору є модель P³M, яка дозволяє врахувати як ближню, так і дальню взаємодію. Використання методу великих частинок для розрахунку електронно-оптичних систем має ще одну характерну особливість. Оскільки емісія фізичних частинок має нерівномірний характер та її описують певними функціями розподілу частинок за кутами і енергіями, то нормування цих функцій проводять через величину середнього за часом струму із зазначеного елемента площі емітера частинок [45]. Ці статистичні закони повністю переносять і на великі частинки [45] і враховують під час задання початкових умов руху для диференціальних рівнянь, аналогічних рівнянню (3.1). Час вильоту великої частинки з порядковим номером i визначають за формулою [45]:

$$t_i = (i - \eta)\Delta t, \quad (3.133)$$

де $i = 1, \dots, n$, n – кількість відліків за часом, $\eta \in (0; 1]$ – параметр нерівномірності, який обирають випадковим чином за рівномірним законом розподілу із нормуванням на 1, Δt – характеристичний інтервал за часом для обраної моделі. Для визначення набору випадкових чисел η в інтервалі $(0; 1]$ в

комп'ютерних системах моделювання зазвичай використовують генератор випадкових чисел **random()** [39 – 41].

Швидкість вильоту великої частинки також визначають випадковим чином відповідно з відомою функцією розподілу, наприклад, за Максвеллом або за Гауссом [9, 18], але для моделі потоків частинок нормальну складову швидкості завжди змінюють за законом Ламберта [9, 18]:

$$\zeta(\theta) = \zeta_0 \sin(2\theta), \quad (3.134)$$

де θ – кут між напрямком швидкості вильоту частинки і нормаллю до електрода.

Азимутальний напрям швидкості, тобто кут φ , визначають випадковим чином, та відповідні випадкові значення величини кута φ розподіляють за рівномірним законом.

У разі моделювання електронно-оптичних систем газорозрядних приладів, до яких належать електродні системи гармат ВТР, використання методу макрочастинок є утрудненим через необхідність аналізу зустрічних потоків електронів та іонів з урахуванням елементарних та колективних взаємодій між потоками заряджених та нейтральних частинок. Це призводить до необхідності використання моделей класу Р³М, що враховують як ближні, так і далекі взаємодії, але пов'язані з великими витратами обчислювального часу та пам'яті [42 – 44]. Тому з використанням цього методу вирішують лише складні нестационарні завдання для одновимірних моделей електронно-оптичних систем [12, 13]. Для моделювання роботи електронних гармат у стаціонарному режимі зазвичай метод трубок струму, описаний у підрозділі 3.3.5, є більш ефективним.

Розглянуті в цьому підрозділі методи моделювання потоків заряджених частинок, зокрема аналіз розподілу електричного поля та траєкторний аналіз, мають величезне теоретичне та практичне значення не лише для моделювання електродних системи електронних гармат та систем формування електронних потоків, але й для інших важливих задач сучасних електронно-променевої технологій. Зокрема, на основі цих теоретичних методів у розділі 4 будуть розглянуті засоби моделювання та проектування систем фокусування електронного пучка, які також є одним із основних елементів промислового електронно-променевого технологічного обладнання.

Важливими, з практичної точки зору, також є системи транспортування електронного пучка із зони його формування до області проведення технологічної операції. Особливості транспортування електронних пучків в складних фізичних умовах вакуумного електронно-променевого технологічного обладнання, а також моделювання систем транспортування електронних пучків з використанням методів траєкторного аналізу, описаних у підрозділі 3.1, розглядатимуться у п'ятому розділі підручника. Для проведення електронного пучка до технологічного виробу використовують системи його відхилення, а для розподілу енергії пучка вздовж поверхні виробу за необхідним законом, згідно до вимог технологічного процесу, використовують системи сканування електронного пучка. Таким чином, аналіз особливостей роботи систем відхилення та систем сканування, як окремих інженерних завдань щодо транспортування електронного пучка від джерела електронів до області проведення технологічної операції, також є важливим. Способи розв'язування інженерних задач щодо відхилення та сканування електронного пучка на основі методів траєкторного аналізу, описаних у підрозділі 3.1, також будуть розглянуті в п'ятому розділі підручника.

Контрольні питання до розділу 3

ПЗ.1. Що являє собою рівняння руху заряджених частинок у формі Ньютона?

ПЗ.2. За яких фізичних умов розглядають потоки заряджених частинок?

ПЗ.3. Що являє собою теорема Ліувілля та рівняння Власова (3.2)?

ПЗ.4. Що являє собою інтегральне рівняння (3.3)?

ПЗ.5. Що являє собою рівняння закону збереження енергії (3.4)?

ПЗ.6. Що являє собою рівняння Больцмана (3.5)?

ПЗ.7. Чому розгляд кінетичного підходу до аналізу потоків заряджених частинок є вкрай важливим з теоретичної точки зору?

ПЗ.8. Що являє собою метод узагальнених фазових характеристик?

ПЗ.9. Як ви розумієте рівняння безперервності потоку (3.6)?

- ПЗ.10. Що являє собою параметр температури заряджених частинок у потоці?
- ПЗ.11. Що являє собою рівняння безперервності потоку, записане у спрощеному вигляді (3.7)?
- ПЗ.12. Що являє собою аналітичний вираз для поля швидкості (3.8)?
- ПЗ.13. Що являє собою електромагнітне гідродинамічне рівняння руху стаціонарного потоку зарядженої рідини (3.9)?
- ПЗ.14. Як ви розумієте рівняння (3.10 – 3.17)?
- ПЗ.15. Що являє собою довжина вільного пробігу частинок?
- ПЗ.16. За якої умови рух частинок вже набуває дифузійного характеру?
- ПЗ.17. Як ви розумієте рівняння (3.18 – 3.23)?
- ПЗ.18. Що являє собою модель пружних зіткнень Е. Резерфорда?
- ПЗ.19. Як ви розумієте графічні залежності, які наведені на рис. 3.1?
- ПЗ.21. Як ви розумієте фізичний смисл рівнянь Максвелла в диференціальній формі (3.24 – 3.27)?
- ПЗ.22. Як ви розумієте співвідношення (3.28 – 3.36)?
- ПЗ.23. Як ви розумієте рис. 3.2?
- ПЗ.24. Чому силові лінії стаціонарного магнітного поля завжди є зімкненими?
- ПЗ.25. Що являє собою явище електромагнітної індукції?
- ПЗ.26. Як ви розумієте рис. 3.3?
- ПЗ.27. Як ви розумієте співвідношення (3.37 – 3.39)?
- ПЗ.28. Як ви розумієте рис. 3.4?
- ПЗ.29. Як ви розумієте співвідношення (3.40, 3.41)?
- ПЗ.30. Що являє собою диференціальне рівняння (3.42) та як воно впливає з рівняння (3.27)?
- ПЗ.31. Як ви розумієте рис. 3.5?
- ПЗ.32. Що являє собою система рівнянь Максвелла в інтегральній формі та як її використовують?
- ПЗ.33*. Що являють собою розриви першого та другого роду за теоремою

Вейерштрасса?

ПЗ.34. Що являють собою граничні умови за Діріхле та за Нейманом?

ПЗ.35. Як ви розумієте рис. 3.6?

ПЗ.36*. Чи є електродні системи ВТР складними з математичної точки зору щодо визначення граничних умов та чому?

ПЗ.37. Як ви розумієте співвідношення (3.43 – 3.48)?

ПЗ.49. Що являє собою закон Ампера про взаємодію двох провідників зі струмом через дію магнітного поля?

ПЗ.50. Як ви розумієте співвідношення (3.49 – 3.51)?

ПЗ.51. Як ви розумієте рис 3.7?

ПЗ.52*. Як використовують закон взаємодії двох паралельних провідників з однаковим напрямком струму для описання потоків заряджених частинок з великим струмом в електронних гарматах? За якої умови спостерігається ефект магнітного фокусування електронних пучків?

ПЗ.53. Що являють собою дані, наведені в таблиці 3.1.

ПЗ.54. Що являє собою сила Лоренца?

ПЗ.55. Що являє собою варіаційний принцип Ейлера – Лагранжа?

ПЗ.56*. Як ви розумієте співвідношення (3.52 – 3.68)?

ПЗ.57. Що являє собою теорема Буша?

ПЗ.58*. Як можна вивести вольт-амперну характеристику електронної гармати з розжареним катодом із рівняння Пуассона?

ПЗ.59. Що являє собою гармата Пірса, з точки зору її електродної системи, та електронний пучок якої форми вона формує?

ПЗ.60. Що являє собою метод скінченних різниць?

ПЗ.61. Що являє собою метод скінченних елементів?

ПЗ.62. Що являє собою метод інтегральних рівнянь?

ПЗ.63. Що являє собою теорема Гріна?

ПЗ.64. Що являє собою метод трубок струму?

ПЗ.65. Чи може бути використаний метод трубок струму для моделювання електродних систем гармат ВТР та за яких умов?

ПЗ.66. Що являє собою метод великих частинок?

ПЗ.67. Що являє собою закон Ламберта?

РОЗДІЛ 4. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІ ТА МАГНІТНІ ЛІНЗИ ЯК ЕЛЕМЕНТИ КОНСТРУКЦІЙ ЕЛЕКТРОННИХ ГАРМАТ

4.1 Закони геометричної оптики та способи побудови зображень в тонких та товстих лінзах

Загалом закони електронної оптики ґрунтуються на законах світлової геометричної оптики, головними з яких є закон відбивання та закон заломлення світла. На цих законах основані способи побудови зображень в оптичних лінзах та дзеркалах. З використанням принципу подібності ці методи аналізу переносять на способи побудови зображень в електронно-оптичних лінзах [13, 18].

У геометричній оптиці окремо розглядають способи побудови зображень у тонких та товстих, або сильних лінзах. Наведемо відповідні визначення [46, 47].

Визначення 4.1. Тонкими, або слабкими електростатичними та магнітними лінзами, називають такі лінзи, в яких розмір області локалізації заломлення променя є вкрай малим порівняно з їх фокусною відстанню.

Визначення 4.2. Товстими, або сильними електростатичними та магнітними лінзами, називають такі лінзи, в яких розмір області локалізації заломлення променя відповідає їх фокусній відстані.

Визначення 4.3. Головним фокусом оптичної системи називають таку точку, де, після проходження лінзи, збігаються всі промені, які йдуть паралельно осі симетрії системи.

Визначення 4.4. Фокусною відстанню називають відстань від положення лінзи до її головного фокуса.

Визначення 4.5. Головна площина лінзи перпендикулярна до її оптичної осі та проходить через точку перетину двох прямих, одна з яких паралельна до головної оптичної осі, а друга є продовженням променя, паралельного оптичній осі, після його заломлення та проходження через фокус лінзи.

Визначення 4.6. Формулою лінзи називають залежність між відстанню від предмета до оптичної осі лінзи, відстанню від зображення до неї, та фокусною відстанню лінзи.

Визначення 4.7. Збільшенням лінзи називають відношення розміру реального об'єкта до розміру його зображення.

Визначення 4.8. Оптичною силою лінзи називають величину, зворотну до

її фокусної відстані.

Для тонких лінз, внаслідок невеликого розміру області фокусування, вважають, що головні площини простору предмета й простору зображення зливаються в одну головну площину.

Принцип побудови зображення в тонкій, або слабкій лінзі, показано на рис. 4.1. Як видно з рис. 4.1, головними параметрами цієї оптичної системи є наступні [46, 47]:

$l_{\text{п}}$ – положення предмету відносно головної площини лінзи;

$l_{\text{з}}$ – положення зображення відносно головної площини лінзи;

$f_{\text{п}}$ – положення фокусу лінзи з боку предмета $F_{\text{п}}$ відносно головної площини лінзи;

$f_{\text{з}}$ – положення фокусу лінзи з боку зображення $F_{\text{з}}$ відносно головної площини лінзи;

$x_{\text{п}}$ – положення предмету відносно фокусу лінзи з боку предмета $F_{\text{п}}$;

$x_{\text{з}}$ – положення зображення відносно фокусу лінзи з боку зображення $F_{\text{з}}$.

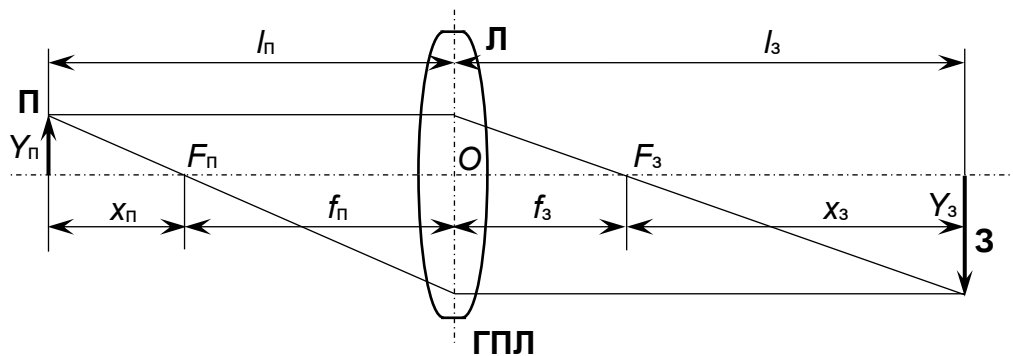


Рис. 4.1. Принцип побудови зображення в оптичній системі з тонкою лінзою та її головні геометричні параметри. П – предмет, З – зображення, Л – лінза, ГПЛ – головна площина лінзи

Принцип побудови зображень в товстій лінзі головним чином відрізняється тим, що положення фокусів лінзи з боку предмета $F_{\text{п}}$ та з боку зображення $F_{\text{з}}$ визначають не відносно головної площини лінзи, а відносно головної площини простору предмета та головної площини простору зображення. Принцип побудови зображення в товстій, або сильній лінзі, показано на рис. 4.2.

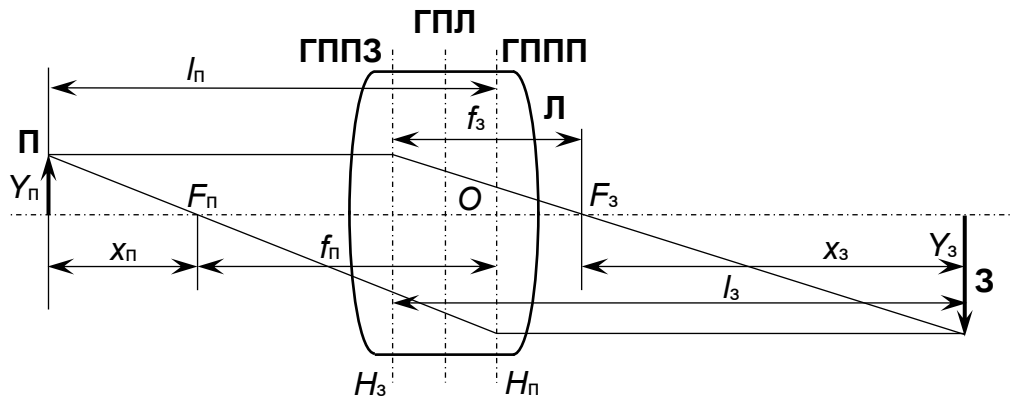


Рис. 4.2. Принцип побудови зображення в оптичній системі з товстою лінзою та її головні геометричні параметри. П – предмет, З – зображення, Л – лінза, ГПЛ – головна площина лінзи, ГППП – головна площина простору предмету, ГППЗ – головна площина простору зображення

Загалом в електронній оптиці, як і в світовій, розрізняють розсіювальні та збиральні електростатичні лінзи. Дано відповідні визначення.

Визначення 4.9. Збиральною лінзою називають лінзу, фокус якої розташований з боку зображення.

Визначення 4.10. Розсіювальною лінзою називають лінзу, фокус якої розташований з боку предмета.

Позначення збиральної лінзи на оптичних схемах та хід променя в ній показані на рис. 4.3, а. Для розсіювальної лінзи позначення на оптичних схемах та хід променя в ній показані на рис. 4.3, б.

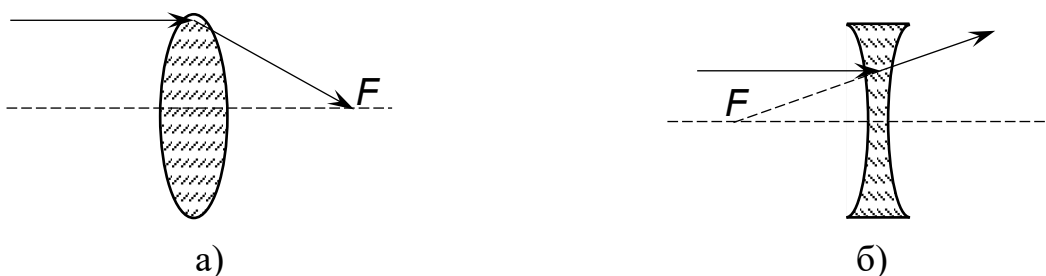


Рис. 4.3. Позначення на оптичних схемах збиральної (а) та розсіювальної (б) лінз, хід променя в них та положення фокусу

Як видно з рис. 4.2, головними параметрами оптичної системи з товстою, або сильною лінзою, які, загалом, є аналогічними параметрам системи із слабкою лінзою, є наступні [46, 47]:

$l_{\text{п}}$ – положення предмету відносно головної площини простору предмету $H_{\text{п}}$;

$l_{\text{з}}$ – положення зображення відносно головної площини простору зображення $H_{\text{з}}$;

$f_{\text{п}}$ – положення фокусу лінзи з боку предмету $F_{\text{п}}$ відносно головної площини простору предмету $H_{\text{п}}$;

$f_{\text{з}}$ – положення фокусу лінзи з боку зображення $F_{\text{з}}$ відносно головної площини простору зображення $H_{\text{з}}$;

$x_{\text{п}}$ – положення предмету відносно фокусу лінзи з боку предмету $F_{\text{п}}$;

$x_{\text{з}}$ – положення зображення відносно фокусу лінзи з боку зображення $F_{\text{з}}$.

У загальному випадку формула тонкої лінзи має наступний вигляд [46, 47]:

$$\frac{f_{\text{з}}}{l_{\text{з}}} + \frac{f_{\text{п}}}{l_{\text{п}}} = 1. \quad (4.1)$$

За умови рівних фокусних відстаней, тобто, $f_{\text{з}} = f_{\text{п}} = f$, рівняння (4.1) переписують у вигляді [46, 47]:

$$\frac{1}{l_{\text{з}}} + \frac{1}{l_{\text{п}}} = \frac{1}{f}. \quad (4.2)$$

Співвідношення (4.2) являє собою формулу Ньютона для оптичного зображення.

Збільшення тонкої лінзи розраховують за співвідношенням [46, 47]:

$$M = \frac{x_{\text{з}}}{l_{\text{з}}} = \frac{l_{\text{п}}}{x_{\text{п}}}. \quad (4.3)$$

Слід відзначити, що розглянуті у цьому підрозділі закони фокусування оптичних промінів є правильними не лише для лінз, але й для викривлених дзеркал. Різниця полягає в тому, що замість закону заломлення світла для аналізу роботи оптичних систем з дзеркалами використовують закон його відбивання [46, 47].

Загалом в електронній оптиці розрізняють чотири типи електростатичних лінз [12, 13, 18, 23].

1. Окрема діафрагма.

2. Одиночна лінза.
3. Імерсійна лінза.
4. Імерсійний об'єктив.
5. Електронне дзеркало.

Розглянемо окремо в наступних підрозділах конструкції цих лінз та їхні електронно-оптичні властивості.

4.2. Електростатичні лінзи

4.2.1. Окрема діафрагма

Фізичні основи роботи окремої діафрагми, як електростатичного фокусувального пристрою, можна пояснити наступним чином [12, 13, 18, 23]. Якщо між плоскими і розташованими далеко один від одного електродами з потенціалами U_1 та U_2 , що створюють однорідне електричне поле, помістити діафрагму з потенціалом U_d та діаметром отвору d_d , однорідність розподілу електричного поля в області отвору діафрагми суттєво порушується. Еквіпотенціальні лінії електричного поля, які були плоскими за відсутності діафрагми, відповідним чином згинаються та проникають із області з більшою напруженістю поля в область з меншою його напруженістю. Такі вигнуті еквіпотенціальні поверхні створюють ефект заломлення для електронів пучка. Таким чином, одиночна діафрагма може зменшувати або збільшувати діаметр електронного пучка, і ці ефекти є повністю ідентичними до відомих процесів фокусування та дефокусування світлових променів за законами геометричної оптики [12, 13, 18, 23]. Тому одиночну діафрагму в електронній оптиці розглядають як найпростішу електростатичну лінзу з фокусувальним або дефокусувальним ефектом, залежно від положення діафрагми відносно електродів та її потенціалу [12, 13, 18, 23].

Можливими є два випадки. У першому випадку величина електричного поля E_1 з боку входження електронного пучка до діафрагми є меншою, ніж величина електричного поля E_2 з боку виходу електронного пучка з неї. Тоді еквіпотенціальні лінії електричного поля проникають через отвір діафрагми в бік

входження електронного пучка, що веде до зменшення його діаметру. За таких фізичних умов одиночна діафрагма створює для електронів пучка фокусувальний ефект. У другому випадку величина електричного поля E_1 з боку входження електронного пучка до діафрагми навпаки, є більшою, ніж величина електричного поля E_2 з боку виходу електронного пучка з неї. Тоді еквіпотенціальні лінії електричного поля проникають крізь отвір діафрагми в бік виходу електронного пучка, що веде до збільшення його діаметру. За таких фізичних умов одиночна діафрагма створює для електронів пучка дефокусувальний ефект [12, 13, 18, 23]. Відповідні фізичні умови фокусування та дефокусування електронного пучка на одиночній діафрагмі показані на рис. 4.4. Із наведених залежностей для розподілу електричного поля зрозуміло, що для визначення ефекту дії одиночної діафрагми необхідно проаналізувати другу похідну для розподілу потенціалу U вздовж осі z , $U(z)$. За умови $\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} > 0$ дія лінзи на електрони пучка відповідає ефекту фокусування, а у випадку $\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} < 0$ – відповідно, ефекту дефокусування [12, 13, 18, 23].

Як окремий випадок, розглядають умову:

$$\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = 0. \quad (4.4)$$

За такої умови наявність діафрагми взагалі не впливає на рух електронів пучка. З фізичної точки зору це означає, що діафрагма відносно електродів розташована так та має такий потенціал U_d , що вона взагалі не впливає на розподіл електричного поля між електродами та він залишається лінійним. Якщо другий електрод розташовано на відстані D від першого, а діафрагма на відстані d_d від нього, умова (4.4) буде виконана у разі виконання наступного співвідношення:

$$\frac{U_2 - U_1}{D} = \frac{U_d}{d_d}. \quad (4.5)$$

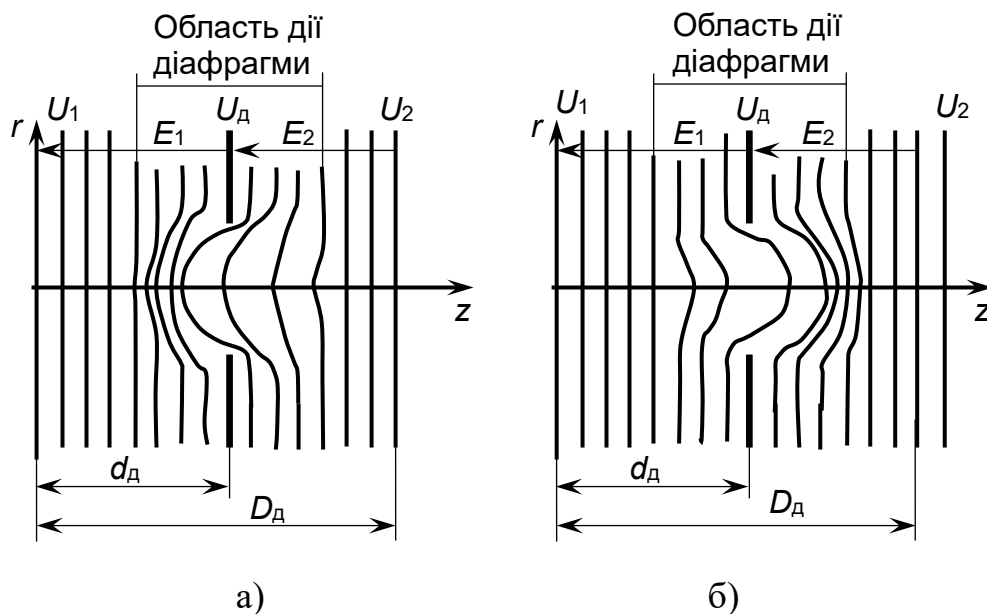


Рис. 4.4. Наочне пояснення принципу дії фокусувальної (а) та дефокусувальної (б) діафрагми

Враховуючи (4.5), фокусувальна дія діафрагми має місце за умови

$$U_d < (U_2 - U_1) \frac{d_d}{D}; \quad U_2 > U_1; \quad d_d < D, \quad (4.6)$$

а дефокусувальна – у разі виконання умови

$$U_d > (U_2 - U_1) \frac{d_d}{D}; \quad U_2 > U_1; \quad d_d < D. \quad (4.7)$$

Фокусувальні параметри одиночної діафрагми, які обчислюють згідно з законами геометричної оптики, є наступними [12, 13, 18, 23].

1. Фокусну відстань простору зображення, тобто, положення фокусу, який розташований з боку екрану відносно діафрагми, розраховують наступним чином [23]:

$$\frac{1}{f_3} = \frac{U_c - U_d}{4d_d U_d}. \quad (4.8)$$

2. Фокусну відстань простору предмету, тобто, положення фокусу, який розташований з боку сітки відносно діафрагми, розраховують наступним чином [12, 13, 18, 23]:

$$\frac{1}{f_{II}} = \frac{U_c - U_d}{4d_d \sqrt{U_d U_c}}. \quad (4.9)$$

У разі виконання співвідношення $R_d \ll d_d$, де R_d – радіус отвору діафрагми, фокусні відстані лінзи f_1 та f_2 не залежать від радіуса її отвору. Тоді оптичну силу лінзи D_l визначають за співвідношенням:

$$D_l = \frac{\sqrt{U_d}}{f_n}. \quad (4.10)$$

Розрахунки фокусної відстані одиночної діафрагми за співвідношеннями (4.8, 4.9), проводять з урахуванням знаку потенціалу. Тобто, за умови $U_c > U_d$ маємо $f_3 > 0$ та лінза є збиральною. У протилежному випадку, за умови $U_c < U_d$ маємо $f_3 < 0$ та лінза є розсіювальною [12, 13, 18, 23].

4.2.2. Одиночна лінза

Визначення 4.11. Одиночною називають таку електростатичну лінзу, по обидва боки якої потенціали є однаковими [12, 13, 18, 23].

Одиночну лінзу можна одержати з комбінації трьох діафрагм із невеликими круглими отворами. Діафрагми розташовують поблизу одну від одної. Зовнішні діафрагми завжди мають однаковий потенціал, більший або менший відносно потенціалу внутрішнього електрода. Узагальнена схема конструкції одиночної лінзи показана на рис. 4.5.

Така комбінація діафрагм, з яких утворюють одиночну лінзу, діє, з точки зору законів геометричної оптики, як збиральна лінза, незалежно від знаку потенціалу внутрішнього електрода відносно зовнішнього. Він може бути позитивним або негативним. Форма еквіпотенціальних поверхонь в обох випадках також є однаковою. Як видно з рис. 4.5, у разі $d_1 = d_2$, існує повна симетрія поля відносно середнього електрода.

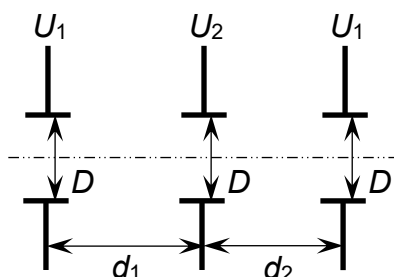


Рис. 4.5. Конструктивна схема одиночної лінзи

Поблизу осі, в центрі лінзи, екіпотенціальні лінії мають форму гіпербол, асимптоти яких утворюють із віссю z кут $54^{\circ}44'$. У точці 0 гіперболічні екіпотенціальні лінії вироджуються у дві прямі, що перетинаються та є асимптотами гіпербол [13, 18].

Визначення 4.12. Електронно-оптичні системи, в яких проводять аналіз траєкторій електронів пучка лише для малих значень як позадвжньої координати r , так і кута нахилу φ до осі симетрії системи, називають параксіальними.

Визначення 4.13. Оптику параксіальних електронно-оптичних систем називають параксіальною оптикою [13, 18].

Фокусну відстань одиночної лінзи розраховують, виходячи з того, що, згідно з конструктивною схемою, наведеною на рис. 4.5, вона являє собою поєднання трьох діафрагм. Тому, як і для лінзи-діафрагми, для одиночної лінзи вважають, що, у разі розгляду параксіальної електродної системи, виконані наступні умови:

$$d \gg \frac{D}{2}; \quad \delta \approx 0, \quad (4.11)$$

де d – відстань між електродами, D – діаметр діафрагм, δ – товщина електродів. У разі використання симетричної лінзи, виконання умови $d_1 = d_2 = d$ та умов (4.11), правильним є наступне аналітичне співвідношення, яке описує залежність між фокусною відстанню, потенціалами на електродах та відстанню між ними:

$$\frac{\sqrt{U_1}}{f} = \frac{(U_2 - U_1)(\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1})}{2d\sqrt{U_2U_1}},$$

або

$$f = \frac{2dU_1\sqrt{U_2}}{(U_2 - U_1)(\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1})}. \quad (4.12)$$

Слід відзначити, що записана залежність (4.12) є масштабованою та не містить додаткових коефіцієнтів, тому розмірність фокусної відстані одиночної лінзи f , у разі проведення розрахунків за цим співвідношенням, відповідає розмірності відстані між електродами d .

4.2.3. Імерсійна лінза

4.2.3.1. Головні поняття теорії імерсійних лінз та їхні конструктивні особливості

Відомо, що у світловій оптиці, для підвищення роздільної здатності лінзи та коефіцієнту підсилення зображення, простір перед лінзою часто заповнюють мастилом, показник заломлення якого суттєво відрізняється від його значення для повітря [12, 13, 18]. Таку систему лінз називають імерсійною [12, 13, 18]. В електронній оптиці виділяють окремий клас електростатичних імерсійних лінз. Наведемо відповідне визначення.

Визначення 4.14. Імерсійною електронною лінзою називають лінзу, у якої електронно-оптичні показники заломлення траєкторій електронів, а, отже, і потенціали праворуч і ліворуч від лінзи, мають постійне значення, але не є рівними [12, 13, 18].

Слід відзначити, що конструкції імерсійних лінз можуть бути різними та сильно відрізнятися, залежно від їхнього призначення. Наприклад, імерсійна лінза може бути утворена двома циліндрами, комбінацією циліндра й діафрагми або двома діафрагмами [12, 13, 18]. Приклади таких конструктивних рішень наочно показані на рис 4.6.

У всіх випадках, незалежно від конструкції лінзи, між двома електродами, що утворюють лінзу й мають різні потенціали U_1 та U_2 , створюють аксіально-симетричне електричне поле, за рахунок якого лінза й дає фокусувальний ефект. Згідно з рис. 4.6, головними конструктивними геометричними параметрами імерсійної лінзи, незалежно від її конструкції, є діаметри вхідного отвору D_1 та вихідного D_2 . Відзначимо деякі загальні властивості імерсійних лінз.

1. Імерсійні лінзи завжди є збиральними, та їхній фокусувальний ефект насамперед визначають через значення напруги на електродах U_1 та U_2 .

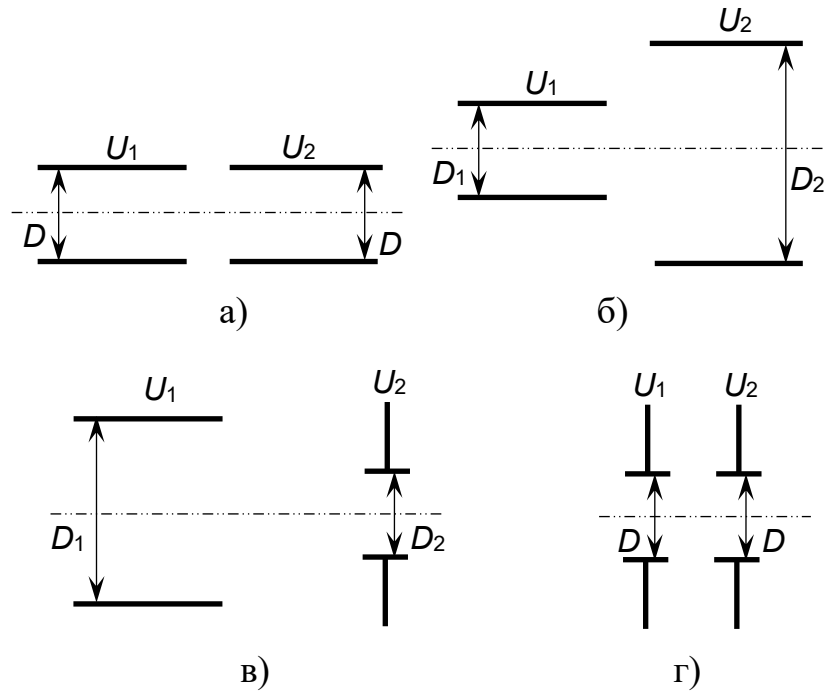


Рис. 4.6. Приклади конструкцій імерсійних електронних лінз. а, б – на основі двох циліндрів, в – на основі циліндра та діафрагми, г – на основі двох діафрагм

2. Імерсійні лінзи завжди є несиметричними. З теоретичної та практичної точки зору це означає, що їхні фокусні відстані $f_{\text{п}}$ та f_3 , не є однаковими. Проте, для фокусних відстаней імерсійної лінзи, незалежно від її конструкції, завжди правильною є аналітична залежність:

$$\frac{f_{\text{п}}}{f_3} = \sqrt{\frac{U_1}{U_2}}. \quad (4.13)$$

3. У будь-якому разі, імерсійна лінза змінює швидкість електронів, які проходять через неї, або збільшує, або зменшує її.

З точки зору розгляду особливостей роботи імерсійних лінзах можливими є два випадки: коли $U_1 > U_2$ та коли $U_1 < U_2$. Особливість фізики роботи імерсійної лінзи є такою, що, з оптичної точки зору, в обох випадках поле лінзи складається із двох частин, збиральної та розсіювальної, розташованих по-різному відносно площини симетрії лінзи в першому й другому випадках. Однак результатом дії імерсійної лінзи завжди є збиральний ефект та фокусування електронного пучка.

4.2.3.2. Фокальні параметри імерсійної лінзи з двох діафрагм

Розподіл потенціалу на осі симетрії системи для імерсійної лінзи з двох діафрагм, у разі виконання умови, що радіуси діафрагм є однаковими та значно меншими за відстань між ними d , тобто, $R_d \ll d$, можна отримати дуже просто через суперпозицію електричних полів двох лінз-діафрагм. Відповідні теоретичні відомості щодо принципу суперпозиції електричних полів були розглянуті в підрозділі 3.1.3.1. Головними теоретичними припущеннями для проведення таких розрахунків є те, що положення сітки для обох діафрагм є однаковим, а силу заломлення траєкторій електронів в імерсійній лінзі розраховують як векторну суму сил заломлення першої та другої діафрагм [13, 18, 23]. Це зайвий раз підтверджує теоретичне положення про те, що одиночна діафрагма, принцип роботи якої було розглянуто в підрозділі 4.2.1, є найважливішим елементом конструкцій всіх електронних лінз [13, 18, 23].

З урахуванням цих теоретичних міркувань аналітичні співвідношення для розрахунку фокусної відстані імерсійної лінзи з двох діафрагм записують наступним чином [12, 13, 18, 23]:

$$\frac{1}{f_3} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{U_2 - U_1}{\sqrt{U_2}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right), \quad (4.14)$$

$$\frac{1}{f_n} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{U_2 - U_1}{\sqrt{U_1}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right).$$

Згідно із записаними співвідношеннями (4.14), оптичну силу імерсійної лінзи з двох діафрагм розраховують наступним чином [12, 13, 18, 23]:

$$D_n = \frac{\sqrt{U_1}}{f_n} = \frac{\sqrt{U_2}}{f_3} = \frac{(U_2 - U_1) \cdot (\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1})}{4d \sqrt{U_1 U_2}}. \quad (4.15)$$

Із співвідношень (4.14, 4.15), для фокусної відстані імерсійної лінзи із двох діафрагм з боку зображення та з боку предмету, відповідно, маємо:

$$f_3 = \frac{4d\sqrt{U_2}}{(U_2 - U_1) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right)}, \quad (4.16)$$

$$f_{\text{н}} = \frac{4d\sqrt{U_1}}{(U_2 - U_1) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right)}. \quad (4.17)$$

4.2.3.3. Фокальні параметри імерсійної лінзи з двох циліндрів

Розрахунок електронно-оптичних параметрів імерсійної лінзи з двох циліндрів у значній степені ускладнюється тим, що таку лінзу не можна розглядати як тонку [12, 18, 23]. Фокальні параметри такої лінзи можна розрахувати за умови відомого розподілу електричного поля на осі симетрії електродної системи.

Для імерсійної лінзи, утвореної двома циліндрами однакового радіусу з потенціалами U_1 і U_2 , за умови, що відстань між циліндрами значно менша, ніж їх радіус $R_{\text{ц}}$, який надалі вважатимемо однаковим, розподіл потенціалу $U_0(z)$ вздовж поздовжньої координати z на осі симетрії лінзи з досить високою точністю можна описати з використанням наступного аналітичного виразу [23]:

$$U_0(z) = \frac{U_1 + U_2}{2} \left(1 + \frac{1 - \gamma_U}{1 + \gamma_U} \tanh \left(1,315 \frac{z}{R_{\text{ц}}} \right) \right), \quad \gamma_U = \frac{U_1}{U_2}. \quad (4.18)$$

Якщо вважати співвідношення (4.18) правильним, можна розрахувати оптичні параметри лінзи числовими методами через підстановку значень потенціалу, розрахованих за цим співвідношенням, до параксіального рівняння траєкторій електронів (3.84), але такий спосіб аналізу параметрів імерсійної лінзи є вкрай громіздким [12, 18, 23].

Однак, у разі осьового розподілу потенціалу $U_0(z)$, представленому у вигляді аналітичного виразу (4.18), та за умови, що значення γ_U лежать в числовому інтервалі $[0,1; 10]$, оптичну силу імерсійної лінзи, утвореної двома циліндрами однакового радіусу $R_{\text{ц}}$, можна, з достатньою для практичних

застосувань степеню точності, визначити за такими наближеними формулами [12, 18, 23]:

$$D_{\pi} = 0,01 \left(R_{\pi} \gamma_U^{\frac{1}{4}} \left(\frac{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)}{2(\gamma_U - 1)} \right) \right)^{-2}, \quad (4.19)$$

$$D_3 = 0,01 \left(R_{\pi} \gamma_U^{\frac{1}{4}} \left(\frac{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)}{2(\gamma_U - 1)} \right) \right)^{-2},$$

або, для фокусної відстані:

$$f_{\pi} = 100 \left(R_{\pi} \gamma_U^{\frac{1}{4}} \left(\frac{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)}{2(\gamma_U - 1)} \right) \right)^2, \quad (4.20)$$

$$f_3 = 100 \left(R_{\pi} \gamma_U^{\frac{1}{4}} \left(\frac{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)}{2(\gamma_U - 1)} \right) \right)^2.$$

Оскільки імерсійна лінза з двох циліндрів є сильною та несиметричною, окремо розраховують положення головної площина простору предмету та головної площина простору зображення. Положення цих площин на узагальненій оптичній схемі із сильною лінзою показано на рис. 4.2. Для імерсійної лінзи, побудованої з двох циліндричних діафрагм із радіусом R_{π} , положення головної площини простору предмету та головної площини простору зображення відносно середньої площини лінзи за повздовжньою координатою z визначають за наступними наближеними формулами [12, 18, 23]:

$$z(H_{\pi}) = 0,1 \cdot \left(0,19 \ln(\gamma_U) - \frac{2(\gamma_U - 1) \left(\gamma_U^{\frac{1}{4}} - 1 \right)}{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)} \right), \quad (4.21)$$

$$z(H_3) = 0,1 \cdot \left(0,19 \ln(\gamma_U) - \frac{2(\gamma_U - 1) \left(1 - \gamma_U^{\frac{1}{4}} \right)}{(\gamma_U + 1) \ln(\gamma_U + 1)} \right).$$

Аналіз аналітичних співвідношень (4.21) показує, що головні площини простору предмету та простору зображення розташовані ліворуч від середньої площини лінзи, в області розташування об'єкту.

4.2.4. Імерсійний об'єктив

Імерсійний об'єктив, з теоретичної точки зору, є окремим випадком використання імерсійної лінзи з двох діафрагм. Але оскільки цю електронно-оптичну систему вкрай часто використовують в електронній мікроскопії та в електронно-променевому технологічному обладнанні, в електронній оптиці її виділяють окремо. Дано відповідне визначення [12, 18, 23].

Визначення 4.15. Імерсійним об'єктивом називають електродну систему з розжареним катодом, на якому знаходиться предметна площина, діафрагмою-сіткою, анодною діафрагмою та екраном, який відповідає площині зображення.

Узагальнена конструктивна схема імерсійного об'єктиву наведена на рис. 4.7, а його оптична схема – на рис. 4.8. Цілком зрозуміло, що основу електродної системи імерсійного об'єктиву є проста імерсійна лінза, яка складається з двох діафрагм, сіткової та анодної [12, 18, 23]. Потенціали на анодній та сітковій діафрагмі можуть бути різними, реалізують умови як для $U_c > U_d$, так і для $U_c < U_d$.

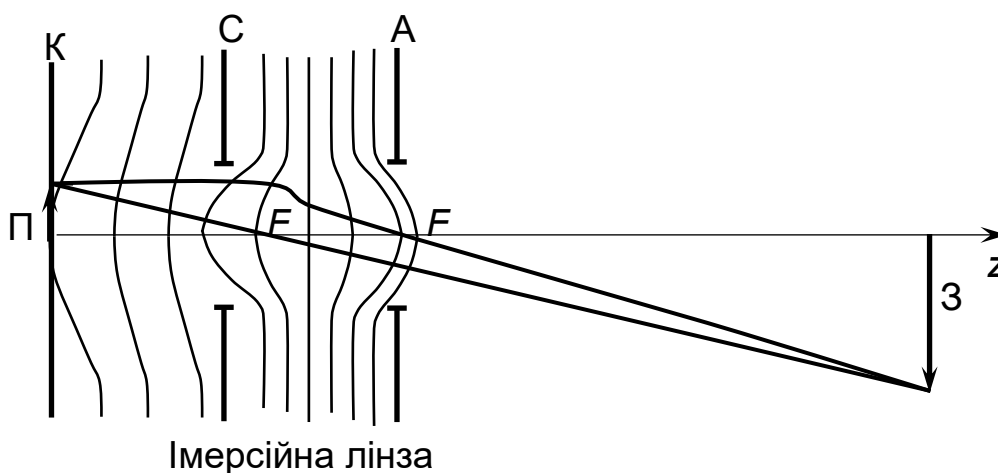


Рис. 4.7. Схематична конструкція імерсійного об'єктиву. К – катод, А – анод, С – сітка, П – предмет, З – зображення

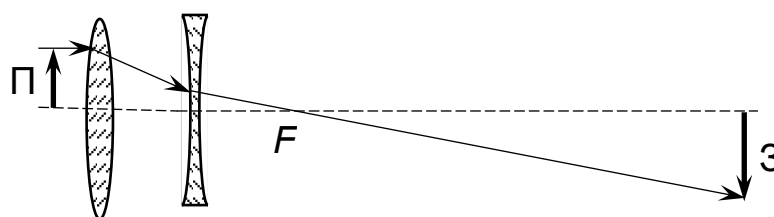


Рис. 4.8. Оптична схема імерсійного об'єктиву

Тобто, імерсійний об'єктив є досить простою електронно-оптичною системою, робота якої основана на теорії імерсійної лінзи з двох діафрагм, що розглядалася в підрозділі 4.2.3.2. Положення площини об'єкту вважають наперед відомим, а фокальні параметри лінзи та положення екрану розраховують за співвідношеннями (4.14).

4.2.5. Електронне дзеркало

Загалом, з теоретичної точки зору, електронним дзеркалом може бути будь-яка розглянута електростатична фокусувальна система, якщо на один з електродів лінзи поданий негативний потенціал відносно катода. У разі збільшення цього негативного потенціалу оптична сила електронного дзеркала зростає. Дано відповідне визначення [12, 13, 18, 23].

Визначення 4.16. Електронним дзеркалом називають лінзу-діафрагму, одиночну або імерсійну лінзу, за умови негативного потенціалу відносно катода на одному з електродів таких лінз.

Відповідний хід траєкторії електронів у разі позитивного, невеликого негативного та великого негативного потенціалу на другому циліндрі показаний на рис. 4.9.

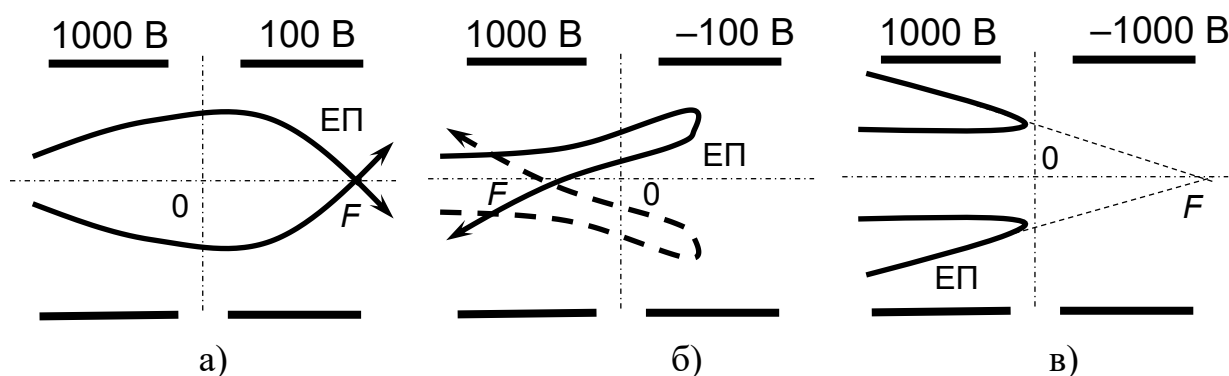


Рис. 4.9. Наочна ілюстрація ходу електронного променя в імерсійній лінзі з двох циліндрів за умови позитивної (а), малої негативної (б) та великої негативної (в) напруги відносно потенціалу катода на другому циліндрі

Із наочних ілюстрацій траєкторій електронів пучка, наведених на рис. 4.9, можна зробити наступні висновки. У разі невеликого позитивного потенціалу на другому циліндрі на першій ділянці лінзи траєкторії електронів розбігаються,

тобто, тут дія лінзи на електрони пучка є розсіювальною. Проте, оскільки далі йде ділянка лінзи, на якій електрони пучка збігаються та на цій ділянці вони рухаються з меншою швидкістю, сумарна дія імерсійної лінзи є збиральною. Відповідні теоретичні відомості та аналітичні співвідношення для розрахунку фокальних параметрів такої лінзи були наведені в підрозділі 4.2.3. Цей режим роботи імерсійної лінзи наочно проілюстровано на рис. 4.9, а.

У разі невеликого негативного потенціалу на другому електроді імерсійної лінзи, після входу в область другого електроду, електрони пучка закручуються в електричному полі та починають рухатися у зворотному напрямку до першого циліндру. У такому випадку фокус області зображення розташований з боку об'єкта, тобто, фокусна відстань лінзи має від'ємне значення. У такому режимі роботи імерсійна лінза вже працює як електронне дзеркало, він наочно проілюстровано на рис. 4.9, б.

За умови великого негативного потенціалу на другому електроді імерсійної лінзи електричне поле, яке є розсіювальним для електронів пучка, проникає вже в область першого циліндра, тому, вже в цій області траєкторії електронів закручуються у зворотному напрямку. У такому разі фокус лінзи вже розташований в області зображення, але він є уявним. Такий режим роботи імерсійної лінзи також відповідає відбиванню, а не простому заломленню траєкторій електронів пучка. Лінза працює як електронне дзеркало із дуже великою оптичною силою. Відповідний режим роботи імерсійної лінзи наочно показаний на рис. 4.9, в.

Лінза-діафрагма, яка була розглянута в підрозділі 4.2.1, також може працювати як електронне дзеркало за умови негативного потенціалу на діафрагмі.

4.2.6. Теоретичне обґрунтування аналогії між світловою та електронною оптикою

Аналогія між світловою та електронною оптикою потребує серйозного обґрунтування з теоретичної точки зору. Відомо, що в світловій оптиці оптична сила лінзи пов'язана з відомим законом заломлення світлового променя [13, 18]:

$$\frac{f_3}{f_n} = \frac{n_n}{n_c} = \frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)}, \quad (4.22)$$

де n_n – показник заломлення повітря, n_c – показник заломлення скла, α_1 – кут падіння світлового променя на скляну лінзу, α_2 – кут заломлення.

Співвідношення (4.22) в літературі називають умовою синусів Аббе. Німецький фізик та інженер Е. Аббе вперше дослідив, за замовленням промисловця К. Цейса, який займався виробництвом високоякісних оптичних лінз для мікроскопів та фотооб'єктивів, закони світлової оптики [46, 47].

Наслідком умови синусів (4.61) у світловій оптиці є теорема Лагранжа – Гельмгольца, яку формулюють наступним чином [46, 47].

Теорема 4.1 Теорема Лагранжа – Гельмгольца. Для точок об'єкту, які віддалені від осі симетрії оптичної системи на відстані r_1 та r_2 під кутами до апертури лінзи γ_1 та γ_2 відповідно, завжди є правильним співвідношення [46, 47]:

$$r_1 n_n \gamma_1 = r_2 n_c \gamma_2. \quad (4.23)$$

Сутність теореми Лагранжа – Гельмгольца, з точки зору законів геометричної оптики, зрозуміла з рис. 4.10.

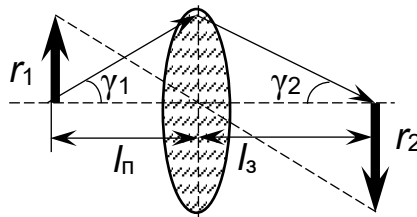


Рис. 4.10 Пояснення теореми Лагранжа – Гельмгольца з точки зору законів геометричної оптики

На основі теоретичного аналізу та відповідних аналітичних перетворень можна показати, що умова синусів Аббе (4.22) завжди виконується також для електростатичних лінз [12, 13, 18].

4.2.7. Матричні методи обчислення параметрів електростатичних лінз

Окремим питанням теорії геометричної оптики електростатичних лінз є використання методів матричного аналізу [13, 18]. За такої умови тонку лінзу розглядають як оптичний елемент, який перетворює початкові координати об'єкту r_n та кути нахилу траєкторій променя в області розташування об'єкту

$r'_\Pi = \frac{dr_\Pi}{dz}$ на вихідні значення, якими є поперечний розмір зображення r_3 та кути

нахилу траєкторій променю в області зображення $r'_3 = \frac{dr_3}{dz}$. Для тонкої лінзи таке

перетворення є лінійним та інваріантним. Тоді матричне рівняння для тонкої
одиначної лінзи записують наступним чином [13, 18]:

$$\begin{bmatrix} r_3 \\ r'_3 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \times \begin{bmatrix} r_\Pi \\ r'_\Pi \end{bmatrix}, \quad (4.24)$$

де

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1; & 0 \\ -\frac{1}{f}; & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.25)$$

Перевага матричних рівнянь (4.24, 4.25) головним чином полягає в тому, що одочасно обчислюють два важливих параметри фокусувальної системи: розмір зображення r_3 , та кут нахилу в області зображення траєкторій заряджених частинок, які в предметній області йдуть паралельно оптичній осі, позначений в рівнянні (4.24) як r'_3 .

4.3. Головні типи аберацій електростатичних лінз та способи їх розрахунку

4.3.1. Теоретичне обґрунтування можливості виникнення аберацій в електронних лінзах

Зрозуміло, що записане рівняння параксіальної оптики електронних пучків (3.84) є наближенням першого порядку, оскільки в ньому, для параксіальних електронних пучків, розподіл потенціалу вздовж осі симетрії оптичної системи пропорційний лише першій степені від поперечної координати r [13, 18, 23]. Тоді, умовою отримання ідеального неспотвореного зображення є пропорційність кута нахилу траєкторії координаті r , а саме ця умова в реальних електродних системах електронних лінз не завжди є правильною [13, 18, 23]. Тому, для уточнення

розгляду проходження електронного пучка в електростатичних лінзах, необхідно враховувати ефекти більш високого порядку, ніж першого, за координатою r . Саме це й є основою теорії аберацій. Дано відповідне визначення [23].

Визначення 4.17. Аберацією називають нечіткість зображення будь-якого спостережуваного предмета через виникнення геометричних спотворень, які притаманні всім оптичним та електронним лінзам.

Зрозуміло, що розгляд членів більш високих порядків через розкладання функції $U(r)$ до ряду Тейлора призводить до суттєвого ускладнення параксіального рівняння (3.84). Наприклад, у разі врахування члену четвертого порядку r^4 рівняння (3.86) переписують у наступному вигляді [13, 18]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U'_0}{2U_0} \left(1 + r^2 \left(\frac{U''_0}{4U_0} - \frac{U'''_0}{4U'_0} \right) + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right) \frac{dr}{dz} + \\ + \frac{U'''_0}{4U'_0} \left(1 + r^2 \left(\frac{U''_0}{4U_0} - \frac{U^{(IV)}_0}{8U''_0} \right) + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right) r = 0. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Зрозуміло, що, на відміну від рівняння (3.86), записане рівняння (4.26) має додаткові доданки, які пропорційні r^3 , $r^2 \frac{dr}{dz}$, $r \left(\frac{dr}{dz} \right)^2$ та $\left(\frac{dr}{dz} \right)^3$, тобто, членам третього порядку відносно змінної r . Саме наявність цих складових у рівнянні (4.26) і є причиною спотворення зображень електронних лінз, які називають абераціями [13, 18, 23].

Походження аберацій в електростатичних лінзах, з точки зору геометричної оптики, наочно показано на рис. 4.11.

Загалом розрізняють п'ять наступних типів аберацій [13, 18, 23].

1. Сферична аберація.
2. Кома.
3. Астигматизм.
4. Дисторсія.
5. Хроматична аберація.

Наочно типи цих аберацій показані на рис. 4.12.

Згідно з рис. 4.11, координати крайніх точок діафрагми можна записати в полярній системі координат:

$$x_d = r_d \cos(\varphi); \quad y_d = r_d \sin(\varphi). \quad (4.27)$$

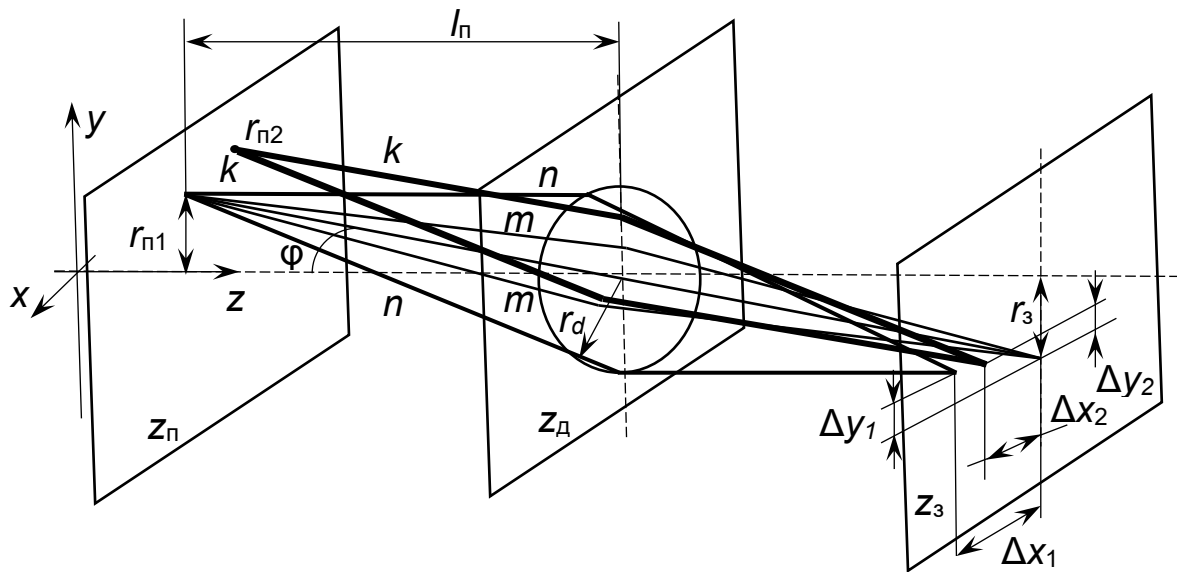


Рис. 4.11. Пояснення сутності поняття геометричних аберцій в електронних лінзах

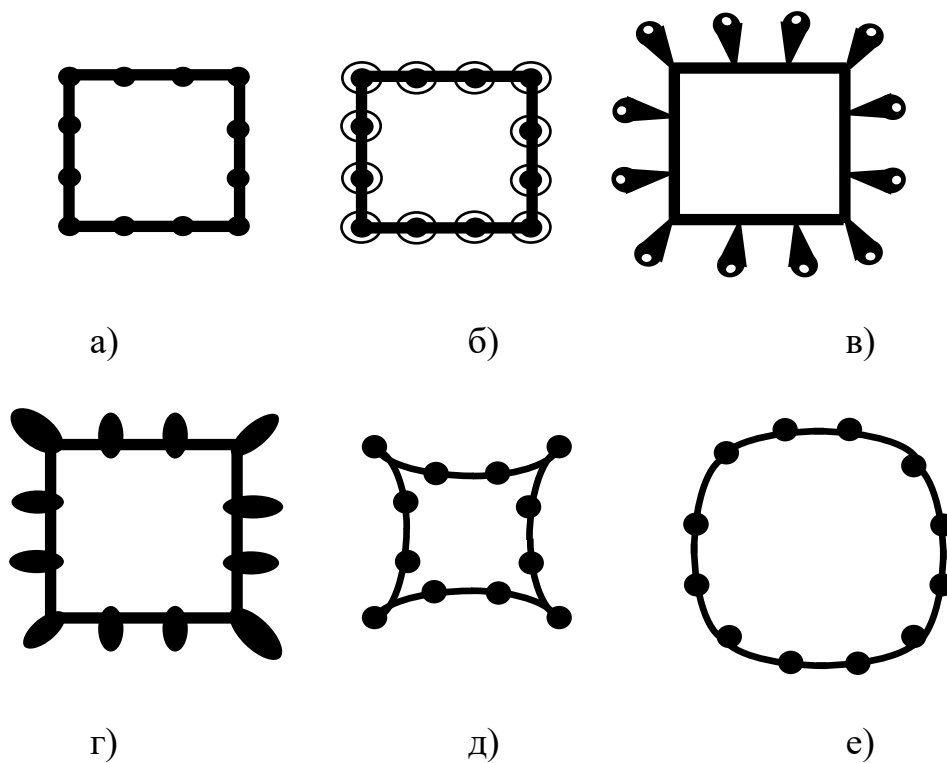


Рис. 4.12. Наочна ілюстрація різних типів аберцій. а – неспотворене зображення, б – сферична аберція, в – кома, г – астигматизм, д, е – дисторсія

Відповідно, у разі такого вибору системи координат, можна записати наступні аналітичні співвідношення для визначення величини відхилення Δx та Δy [13, 18]:

$$\Delta x = Br_d^3 \cos(\varphi) + F(2 + \cos(2\varphi))r_d^2 x_{\text{п}} + (2C + D)\cos(\varphi)r_d x_{\text{п}}^2 + Ex_{\text{п}}^3; \quad (4.28)$$

$$\Delta y = Br_d^3 \sin(\varphi) + F \sin(2\varphi)r_d^2 x_{\text{п}} + D \sin(\varphi)r_d x_{\text{п}}^2 + Ex_{\text{п}}^3,$$

де B, C, D, E, F – відповідні функції осьового потенціалу та його похідних першого, другого, третього та четвертого порядку. Саме через ці коефіцієнти визначають п'ять геометричних аберацій третього порядку, які були перелічені вище. Розглянемо їх окремо.

4.3.2. Сферичні аберації

Із аналізу аналітичних виразів (4.28) видно, що для точок предмету, які лежать на осі симетрії системи, тобто, за умови $x_{\text{п}} = 0$, всі складові, крім першої, в обох рівняннях, приймають значення 0. Цю складову визначають через коефіцієнт B та називають сферичною аберацією. В електронно-променевих приладах саме сферична аберація має найбільше значення. Це пов'язано з тим, що, зазвичай, електронні промені є параксіальними та виходять з точок, які є близькими до осі симетрії електронної лінзи. Але, оскільки траєкторії електронів йдуть під різними кутами, на екрані вони збігаються не до точки, а до кола, радіусом якого є фокус лінзи [13, 18, 23]. Дамо відповідне визначення.

Визначення 4.18. Сферичною називають аберацію оптичних систем, яка викликана порушенням сходження до однієї точки пучків променів від точкового джерела, що пройшли через оптичну систему без порушення симетрії будови цих пучків.

Згідно зі співвідношеннями (4.26, 4.28) для радіуса сфери, яка формується в площині зображення, можна записати наступний аналітичний вираз [13, 18, 23]:

$$\Delta r_{\text{сф}} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} = Br_d^3. \quad (4.29)$$

4.3.3. Аберація кома

Із аналізу аналітичних виразів (4.26, 4.28) видно, що, за умови, якщо розмір предмету $x_{\text{п}}$ не дорівнює нулю, з'являються аберації другого порядку, які у рівняннях (4.28) характеризує коефіцієнт F . Такі аберації в геометричній оптиці називають комою. Дамо відповідне визначення [13, 18, 23].

Визначення 4.19. Комою називають аберацію оптичних систем, яка

викликана порушенням сходження до однієї точки пучків променів від точкового джерела, які йдуть під кутом до оптичної осі.

Наочна ілюстрація аберації кома показана на рис. 4.13.

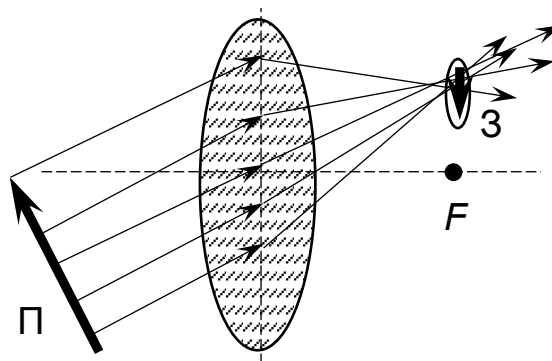


Рис. 4.13 Ілюстрація аберації типу кома

Будемо вважати, що всі коефіцієнти в системі рівнянь (4.26, 4.28) дорівнюють нулю. Тоді, якщо піднести до квадрату обидва рівняння системи (4.26) та скласти отримані аналітичні вирази, одержуємо наступний результат [13, 18, 23]:

$$(\Delta x + 2Fx_{\text{п}}r_{\text{д}}^2)^2 + (\Delta y)^2 = F^2x_{\text{п}}^2r_{\text{д}}^4. \quad (4.30)$$

Зрозуміло, що отримане рівняння (4.30) є рівнянням кола, яке має радіус $R = F^2x_{\text{п}}^2r_{\text{д}}^4$, з центром, який віддалений від точки розташування зображення на відстань $\Delta r = 2Fx_{\text{п}}r_{\text{д}}^2$.

4.3.4. Астигматизм

Іншим типом аберацій в електронній та світловій оптиці є астигматизм. Дамо відповідне визначення [13, 18, 23].

Визначення 4.20. Астигматизм електронних лінз пов'язаний з аномалією розподілу електричного поля, через яку електронні промені заломлюються нерівномірно, що призводить до спотворення зображення. У разі виникнення астигматизму, замість фокусування в одній точці, промені сходяться в різних

площинах, що є причиною нечіткої, або розмитої картинки, яку формують промені в області зображення.

У співвідношенні (4.26) астигматизм характеризують коефіцієнти C та D . Будемо вважати інші коефіцієнти системи рівнянь (4.26) рівними нулю. Тоді, після аналітичних перетворень, отримуємо наступний вираз [13, 18, 23]:

$$\left(\frac{\Delta x}{(2C + D)r_d x_{\Pi}^2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{Dr_d x_{\Pi}^2} \right)^2 = 1. \quad (4.31)$$

Зрозуміло, що рівняння (4.31), з точки зору законів геометрії, являє собою рівняння еліпса. Також із записаного рівняння (4.31) видно, що центр цього еліпса співпадає з розташуванням фокусу неспотвореного зображення, а його напівосі за координатами x та y пропорційні величині

$$e_{\text{ел}} = r_d x_{\Pi}^2. \quad (4.32)$$

На основі аналізу рівнянь (4.31), (4.32), можна записати наступні співвідношення:

$$R_{xa} = (2C + D)e_{\text{ел}}; \quad R_{ya} = De_{\text{ел}}, \quad (4.33)$$

де R_{xa} – напіввісь еліпса за координатою x , R_{ya} – напіввісь еліпса за координатою y .

Також аналіз рівняння (4.31) показує, що, за умови $D = 0$, еліпс вироджується у відрізок прямої із довжиною

$$L = 4Cr_d x_{\Pi}^2. \quad (4.34)$$

Визначення 4.21. Викривленням зображення називають такий тип астигматизму, коли спотворення здійснюється лише за повздовжньою координатою та в результаті в області зображення формується коло.

4.3.5. Дисторсія

Як було показано у підрозділі 4.3.2, промені, які падають на електронну лінзу під великим кутом, мають іншу фокусну відстань, ніж параксіальні, що й є причиною сферичної аберації. Це також цілком зрозуміло з наочної ілюстрації

ефекту сферичної аберації, показаного на рис. 4.11 та 4.12. Таким чином, фокусна відстань F для параксіальних променів та для променів, які падають під великим кутом, в електронній оптиці є різною. Тоді, відповідно до загальної теорії геометричної оптики, згідно із співвідношеннями (4.2, 4.3), для параксіальних променів та променів, які падають на лінзу під великим кутом α , різним буде й коефіцієнт підсилення лінзи M [13, 18, 23]. Зміна коефіцієнту підсилення зображення для непараксіальних променів, які падають на електронну лінзу під великим кутом, в електронній оптиці називається дисторсією. Дамо відповідне визначення [13, 18, 23].

Визначення 4.22. Дисторсією називають спотворення зображення для променів, які падають на лінзу під великим кутом, через зміну коефіцієнта підсилення лінзи та наявність сферичної аберації.

Визначення 4.23. Дисторсією із зменшенням зображення називають подушкоподібною.

Визначення 4.24. Дисторсією із збільшенням зображення називають бочкоподібною.

Визначення 4.25. Дисторсією із перекрученням зображення називають анізотропною.

Величину дисторсії, як останньої геометричної помилки, визначають через коефіцієнт E у співвідношеннях (4.26, 4.28). Відповідно, можна записати наступний аналітичний вираз:

$$\Delta x = E x_{\text{п}}^3. \quad (4.35)$$

Зрозуміло, що для подушкоподібної дисторсії значення коефіцієнта E є від'ємним, а для бочкоподібної, відповідно, додатнім.

4.3.6. Хроматична аберація

Поряд з геометричними абераціями, розглянутими вище в цьому підрозділі, важливу роль в електронній оптиці відіграє хроматична аберація. Дамо відповідне визначення.

Визначення 4.26. Хроматичною аберацією називають розбіжність

траєкторій електронів в області зображення через різні їхні енергії на вході в електронну лінзу.

Зрозуміло, що головною причиною виникнення хроматичної аберації є коливання величини прискорювальної напруги, розбіжність енергії електронів під час їх виходу з катоду, нерівномірність розігріву катода, зіткнення електронів з молекулами залишкового газу та інші фізичні фактори, розглянуті в підрозділі 3.2. Також зрозуміло, що в електронних гарматах на основі високовольтного тліючого розряду вплив цих фізичних факторів є значно більшим, ніж у гарматах з розжареними катодами. Через вплив цих фізичних факторів електронні гармати ВТР завжди мають більший розкид швидкостей електронів на вході в фокусувальну систему, що необхідно враховувати в процесі їхнього проектування [13, 18, 23]. Наочне пояснення виникнення хроматичної аберації для променів П1, П2 та П3 з різними енергіями електронів, показано на рис. 4.14.

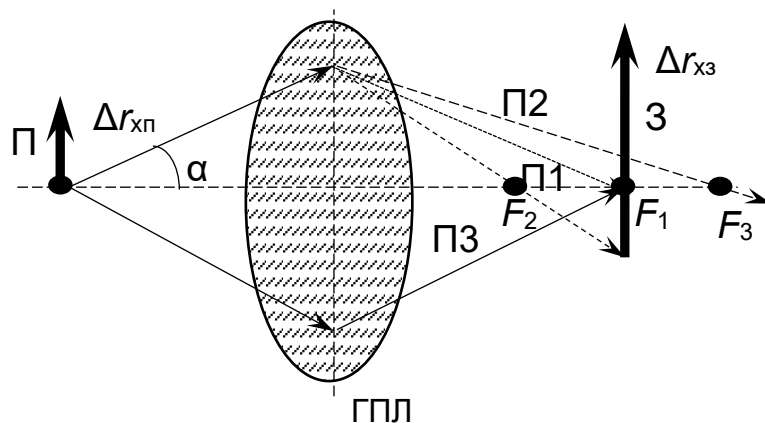


Рис. 4.14. Наочне пояснення виникнення хроматичної аберації

Для хроматичної аберації відношення радіуса кола до площини предмета у предметній області розраховують за наступним співвідношенням [13, 18, 23]:

$$\Delta r_{xp} = \frac{1}{2} C_{xp} \alpha \frac{\Delta U}{U_{пр}}, \quad (4.36)$$

де C_{xp} – коефіцієнт хроматичної аберації, α – апертурний кут, $U_{пр}$ – прискорювальна напруга, ΔU – розбіжність швидкості електронів, виражена

через напругу.

За умови відомого радіусу кола в предметній області $\Delta r_{\text{хп}}$, розрахованого за співвідношенням (4.36), радіус кола в області зображення розраховують через коефіцієнт збільшення лінзи [13, 18, 23]:

$$\Delta r_{\text{хз}} = \Delta r_{\text{хп}} M. \quad (4.37)$$

У сучасному електронно-променевому технологічному устаткуванні та в електронній мікроскопії загалом діють такі важливі фізичні фактори, які обумовлюють хроматичну аберацію [13, 18, 23].

1. В гарматах з розжареними катодами це розбіжність енергій електронів, які виходять безпосередньо із нитки розжарення або з таблетки, яку вона розігріває. Головною фізичною причиною тут є різниця температури. Стабільність та однорідність розподілу температури на поверхні катода, за таких умов, забезпечують через відповідні конструктивні рішення та через використання систем автоматичного контролю температури [13, 18, 23].

2. В гарматах на основі високовольтного тліючого розряду головною причиною великого розкиду швидкостей електронів, які виходять з поверхні холодного катода під дією його бомбардування прискореними іонами та молекулами залишкового газу, є вкрай великий розкид швидкостей прискорених частинок, які бомбардують поверхню катода [14, 15, 35]. Насамперед, різна енергія частинок, які бомбардують катод у високовольтному тліючому розряді, обумовлена взаємодією іонного потоку із нейтральними атомами залишкового газу із виникненням ефекту перезарядження. Відповідні теоретичні відомості були розглянуті в підрозділі 3.2. Слід відзначити, що у даному випадку розкид енергій електронів, які виходять з поверхні холодного катода, обумовлений суто фізичними причинами та контролювати цей процес із впливом на нього неможливо [14, 15, 35]. Загалом, зменшити відносну величину розкиду швидкостей електронів можна через збільшення прискорювальної напруги, але це можливо лише у разі дотримання фізичних умов існування ВТР [14, 15, 35]. Проведені дослідження показали, що, для збереження пучкової форми розряду, напруга на катоді не повинна перевищувати 50 кВ.

3. Нестабільність прискорювальної напруги. Цей впливовий фактор можна контролювати та суттєво зменшувати його вплив через використання джерел високовольтного живлення із відповідною електронною системою контролю та стабілізації вихідної напруги.

4.4. Магнітні лінзи

4.4.1. Типи магнітних лінз, їхні конструкції та параметри

4.4.1.1. Проста магнітна лінза без феромагнітного панцира

Ефект фокусування електронних пучків в магнітному полі пояснити досить просто на основі розгляду траєкторій електронів в постійних та змінних магнітних полях. Відповідний теоретичний матеріал, а також приклади таких розрахунків, було розглянуто в підрозділах 3.1 та 3.2.

За умови руху електрона в магнітному полі, без наявності електричного поля, рівняння (3.84) суттєво спрощують та записують у вигляді наступної системи рівнянь [13, 18, 23]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{eB_0^2 r}{8mU_0}, \quad \frac{d\varphi}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_0, \quad (4.38)$$

де U_0 та B_0 – відповідно, потенціал та значення індукції магнітного поля на осі симетрії лінзи, r – поперечна координата, z – повздовжня координата, φ – кут обертання електрона в магнітному полі.

Аналіз записаної системи рівнянь (4.38) дозволяє зробити наступні висновки.

1. Загалом траєкторії електронного пучка в магнітному полі не є плоскими та закручуються на кут φ . Тобто, вони є просторовими кривими із радіусом, який змінюється. Аналогічний результат було отримано для поля довгого соленоїда у підрозділі 3.1.3.1, формула (3.41) [12, 18, 33, 34].

2. На відміну від параксіального рівняння для електростатичних лінз (3.84), у записану систему рівнянь для обчислення траєкторії руху заряджених частинок в магнітному полі (4.38) входять заряд та маса частинки e та m . З теоретичної точки зору це означає, що електрони та іони рухаються в магнітному полі за різними траєкторіями.

3. У зворотному напрямку електрони в полі магнітної лінзи рухаються за іншими траєкторіями. Це пов'язано з тим, що кут закручення частинок ϕ залежить від напрямку їхнього руху.

4. Перше рівняння системи (4.38) є неоднорідним відносно потенціалу на осі симетрії системи U_0 та значення магнітної індукції B_0 . З практичної точки зору це означає, що у випадку масштабування параметрів системи магнітного фокусування за умови збільшення значення магнітної індукції в k разів осьовий потенціал U_0 необхідно змінити в k^2 разів. Щодо значення потенціалу U_0 , він характеризує енергію електронів відносно потенціалу магнітної лінзи. Оскільки зазвичай фокусуванню підлягають потоки прискорених електронів, у більшості випадків можна вважати, що значення U_0 відповідає прискорювальній напрузі $U_{пр}$ [13, 18, 23].

Схематична конструкція простої короткої магнітної лінзи без панцира показана на рис. 4.15, а, а узагальнений розподіл індукції магнітного поля на осі симетрії такої лінзи – відповідно, на рис. 4.15, б.

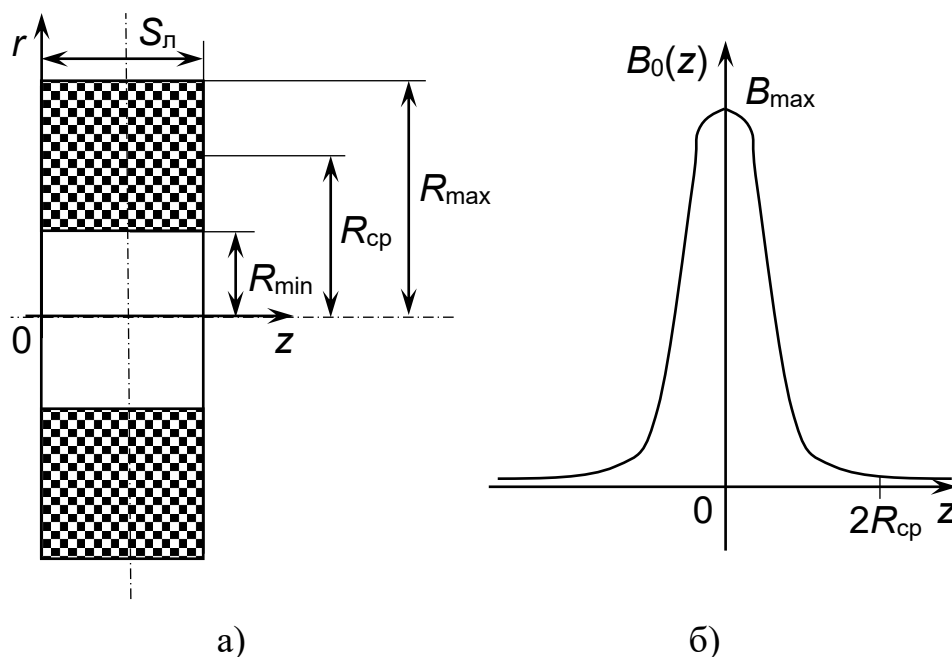


Рис. 4.15 Схематична конструкція простої короткої магнітної лінзи (а) та графік розподілу індукції магнітного поля на осі симетрії лінзи (б)

Розглянемо фізичну умову, за якою магнітну лінзу можна вважати

короткою. Згідно з рис. 4.15, б, на відстані $2R_{cp}$ від поперечної осі симетрії лінзи індукція магнітного поля сильно зменшується та асимптотично прямує до нуля. Тому, якщо фокусна відстань лінзи значно перевищує цю величину, лінзу умовно вважають тонкою, оскільки основна зміна траєкторій електронів відбувається за межами області її розташування. Дано відповідне визначення [18, 23].

Визначення 4.30. Тонкою називають магнітну лінзу, для якої фокусна відстань є значно більшою, ніж подвійне значення середнього радіусу її намотки.

Інтегрування рівняння (4.38) за координатою z від значення z_a до z_b дає наступний результат:

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_b} - \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_a} = -\frac{er_0}{8mU_0} \int_{z_a}^{z_b} B_0^2(z) dz, \quad \varphi_b - \varphi_a = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} \int_{z_a}^{z_b} B_0(z) dz. \quad (4.39)$$

Розв'язок отриманої системи рівнянь (4.39) є аналогічним до розв'язку параксіального диференціального рівняння (3.84), яке було розглянуто в підрозділі 3.2.5. Результат таких аналітичних перетворень можна записати наступним чином [13, 18]:

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0} \int_{-\infty}^{\infty} B_0^2(z) dz, \quad (4.40)$$

де f – фокусна відстань тонкої магнітної лінзи.

Головні фокуси короткої магнітної лінзи в предметній області та області зображення є симетричними відносно головної площини лінзи, тобто, правильним є співвідношення [18, 23]:

$$f_{II} = f_3 = f. \quad (4.41)$$

Складність розрахунків за співвідношенням (4.40) полягає лише у визначенні розподілу магнітного поля $B_0(z)$. Для тонкої магнітної лінзи задача значно спрощується. Відповідно до закону Біо – Савара – Лапласа, розглянутого в підрозділі 3.1.3.1. Для лінзи із струмом $I_{л}$, кількістю витків $N_{л}$, та середнім радіусом намотки R_{cp} , можна записати наступний аналітичний вираз [18, 23]:

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 I_{л} N_{л} R_{cp}}{2\sqrt{(R_{cp}^2 + z^2)^3}}. \quad (4.42)$$

Відповідно, підстановка аналітичного виразу (4.42) до рівняння (4.40) дає наступний результат [18, 23]:

$$f = \frac{98R_{\text{сп}}U_0}{(I_{\text{л}}N_{\text{л}})^2}. \quad (4.43)$$

Також слід відзначити, що кут обертання зображення в короткій магнітній лінзі, згідно із другим рівнянням системи розрахувати (4.40), можна розрахувати наступним чином [18, 23]:

$$\varphi = 10,7 \cdot \frac{I_{\text{л}}N_{\text{л}}}{\sqrt{U_0}}. \quad (4.44)$$

4.4.1.2. Симетрична магнітна лінза з феромагнітним панциром

Узагальнена схема конструкції короткої магнітної лінзи з феромагнітним панциром наведена на рис. 4.16. Як видно з рис. 4.16, головними конструктивними параметрами такої лінзи є наступні [18, 23].

1. $S_{\text{л}}$ – ширина немагнітного зазору.
2. $z_{\text{л}}$ – ширина лінзи.
3. $D_{\text{л}}$ – товщина намотаного дроту.
4. $R_{\text{л}}$ – середній радіус намотки лінзи.

На рис. 4.16 наведена схематична конструкція магнітної лінзи з панциром та полюсними наконечниками, в якій вдається досягти більшої концентрації магнітного поля [18, 23].

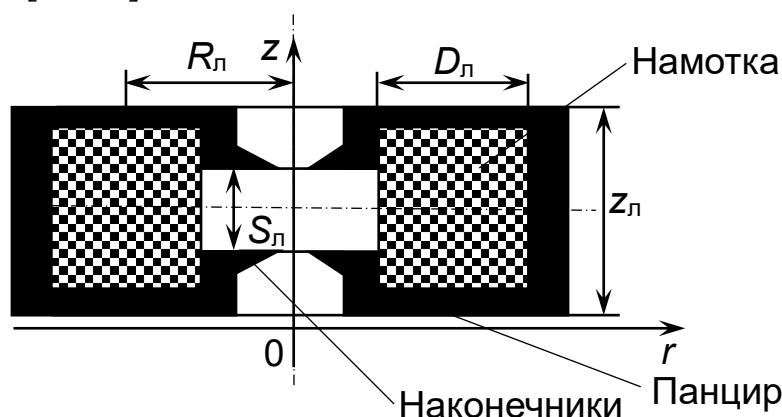


Рис. 4.16. Схема конструкції симетричної короткої магнітної лінзи з феромагнітним панциром та полюсними наконечниками

Для розрахунку індукції магнітного поля на осі симетрії короткої магнітної

фокусувальної лінзи з феромагнітним панциром, у разі виконання умови $\frac{S_{\text{л}}}{D_{\text{л}}} < 1$,

використовують інтерполяцію за Глазером. Відповідні аналітичні співвідношення записують наступним чином:

$$B_{z0} = \frac{B_{\text{max}}}{1 + \left(\frac{z}{d_{\text{л}}}\right)^2}; \quad d_{\text{л}} = 0,48\sqrt{S_{\text{л}}^2 + D_{\text{л}}^2}; \quad B_{\text{max}} = \frac{\mu_0 N_{\text{л}} I_{\text{л}}}{2d_{\text{л}}}. \quad (4.45)$$

З урахуванням співвідношень (4.45), для оптичної сили магнітної лінзи, згідно із співвідношенням (4.43), можна записати такий аналітичний вираз [18]:

$$D_{\text{мл}} = \frac{e^2}{8m|eU_0|} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_{\text{max}}}{1 + \left(\frac{z}{d}\right)^2} dz = \frac{e\pi B_{\text{max}}^2 d_{\text{л}}}{8mU_0} = \frac{\pi k^2}{2d_{\text{л}}}. \quad (4.46)$$

На основі співвідношення (4.46) для фокусної відстані короткої магнітної лінзи можна записати [18, 23]:

$$f_{\text{мл}} = \frac{8mU_0}{e\pi B_{\text{max}}^2 d_{\text{л}}} = \frac{2d_{\text{л}}}{\pi k^2}. \quad (4.47)$$

де k – параметр, який характеризує силу заломлення магнітної лінзи.

4.4.2. Аберації магнітних лінз

Магнітним лінзам, як й електростатичним, притаманні всі типи геометричних аберацій, які були описані в підрозділі 4.3. Проте, через закручення електронів пучка під дією магнітного поля, у магнітних лінзах виникають також інші типи аберацій, які називають анізотропними. Відповідні ефекти закручення траєкторій заряджених частинок в магнітних полях, з точки зору фізики взаємодії частинок з електромагнітними полями та траєкторного аналізу, розглядалися в підрозділі 3.1.2, [13, 18, 33, 34]. Загалом, кут обертання електронів в полі коротких магнітних лінз можна досить точно оцінити за теоремою Буша, розглянутою в підрозділі 3.2.4. Також кут обертання електронів в короткій магнітній лінзі можна знайти за співвідношеннями (4.39, 4.44).

Тобто, з точки зору розгляду взаємодії електронного пучка з магнітним полем, можна сказати, що анізотропні аберації загалом пов'язані з тим, що, у разі

проходження через магнітні лінзи непараксіальних електронних променів, кут повороту зображення завжди залежить від видалення точок об'єкта від осі симетрії лінзи [18, 23]. Загалом, до цієї групи аберацій належать анізотропна кома, анізотропний астигматизм та анізотропна дисторсія. Дано відповідне визначення [18, 23].

Визначення 4.27. Анізотропними називають аберації магнітних лінз, які пов'язані з закрученням електронів пучка в магнітному полі.

Сутність ефекту анізотропної дисторсії наочно показана на рис. 4.12, д, е.

Найпростішим способом оцінки анізотропної сферичної аберації короткої магнітної лінзи є оцінка кутового коефіцієнта сферичної аберації за формулою [18, 23]:

$$C_a \approx \frac{1,25}{S_l d_{кл}}, \quad (4.48)$$

де S_l та $d_{кл}$ – параметри лінзи, показані на рис. 4.16.

Окремим питанням є оцінка хроматичної анізотропної аберації магнітних лінз. Величину анізотропної хроматичної аберації в області предмета $\Delta r_{хп}$ можна розрахувати з використанням аналітичного співвідношення, аналогічного співвідношенню (4.36) [18, 23]:

$$\Delta r_{хп} = \frac{1}{2} C_{хр} \alpha \sqrt{\left(\frac{\Delta U_{пр}}{U_{пр}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_l}{I_l}\right)^2}, \quad (4.49)$$

де $C_{хр}$ – коефіцієнт аберації, α – апертурний кут, $U_{пр}$ – прискорювальна напруга, I_l – струм лінзи. Тоді величину аберації в області зображення розраховують через коефіцієнт збільшення зображення з використанням співвідношення (4.46).

Контрольні питання до розділу 4

П4.1. Які лінзи називають тонкими, або слабкими, а які – сильними?

П4.2. Що являє собою головний фокус оптичної системи?

П4.3. Що являє собою фокусна відстань оптичної системи?

П4.4. Що являє собою головна площина лінзи?

П4.5. Що являє собою формула лінзи?

- П4.6. Що являє собою параметр збільшення лінзи?
- П4.7. Як ви розумієте принцип побудови зображення в тонкій лінзі, показаний на рис. 4.1?
- П4.8. Що являє собою параметр положення зображення відносно фокусу лінзи з боку зображення?
- П4.9. Як ви розумієте принцип побудови зображення в сильній лінзі, показаний на рис. 4.2?
- П4.10. Що являють собою збиральна та розсіювальна лінза?
- П4.11. Як позначають збиральну та розсіювальну лінзу на оптичних схемах?
- П4.12. Що являють собою формули (4.1 – 4.2)?
- П4.13. У чому полягає принцип аналогії електронної та світлової оптики?
- П4.14. Які типи електростатичних лінз розглядають в електронній оптиці?
- П4.15. Чи може окрема діафрагма працювати як фокусувальна та розсіювальна лінза та за якої умови?
- П4.20. Які фокусувальні параметри одиночної діафрагми вам відомі?
- П4.23. Що являє собою одиночна лінза?
- П4.24. Як ви розумієте схему конструкції одиночної лінзи?
- П4.25. Як розраховують фокусну відстань та оптичну силу одиночної лінзи?
- П4.26. Що являє собою імерсійна лінза?
- П4.27. Як розраховують фокусну відстань імерсійної лінзи?
- П4.28. Чи змінює імерсійна лінза швидкість електронів пучка?
- П4.29. Як розраховують фокальні параметри простої імерсійної лінзи із двох діафрагм?
- П4.30. Як можна розрахувати фокальні параметри імерсійної лінзи із двох циліндрів?
- П4.31. Що являє собою імерсійний об'єктив?
- П4.32. Що являє собою електронне дзеркало?
- П4.33. Що являє собою умова синусів Аббе?

- П4.34. Що являє собою теорема Лагранжа – Гельмгольца?
- П4.35. Чи існує можливість зміни коефіцієнту заломлення оптичних та електронних лінз через регулювання їхніх параметрів?
- П4.36. Чи існує можливість сканування електронного променя по поверхні виробу в електронно-оптичних системах та як це можна зробити?
- П4.37. Що являють собою аберації в електростатичних лінзах?
- П4.38. Які типи аберації, що виникають в електростатичних та магнітних лінзах, вам відомі?
- П4.39. Що є головною причиною хроматичних аберацій в електронних гарматах?
- П4.40. Як можна пояснити ефект фокусування електронних пучків в магнітному полі?
- П4.41. Що являє собою коротка магнітна лінза без панцира та які вона має конструктивні параметри?
- П4.42. Що являє собою конструкція симетричної короткої магнітної лінзи з феромагнітним панциром та які вона має конструктивні параметри?
- П4.43. Які існують переваги магнітних лінз над електростатичними у разі їх використання в електронно-променевому обладнанні?
- П4.44. Які фокусувальні системи зазвичай використовують в електронних гарматах ВТР?

РОЗДІЛ 5. ТРАНСПОРТУВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ ТА СИСТЕМИ ВІДХИЛЕННЯ

5.1. Необхідність аналізу процесів іонізації залишкового газу в області проходження електронного пучка та використання систем його відхилення в промислових електронно-променевих установках

Враховуючи те, що в системах транспортування електронних пучків чистого вакууму ніколи не існує через наявність залишкового газу відповідного тиску, майже завжди в системах транспортування пучків від їх виходу з електронної гармати до виробів, які обробляють в технологічній камері, розглядають фізичний процес взаємодії електронного пучка з залишковим газом. Причини наявності залишкового газу в технологічній камері є різними. Для процесів електронно-променевого зварювання та плавлення з метою очищення речовини зазвичай намагаються підтримувати настільки високий вакуум, який дозволяють забезпечити наявні засоби відкачки. Підтримка високого вакууму потребує використання дуже коштовних засобів відкачування, тому для технологій масового виробництва використання високовакуумного електронно-променевого обладнання часто є нерентабельним, незважаючи на високу якість виробів. Існують також інші причини щодо підтримання тиску відповідного рівня та використання відповідних технологічних газів у зварювальному та плавильному електронно-променевому обладнанні, пов'язані з взаємодією технологічних газів із речовиною, яка випаровується, та наявними залишковими газами, які виділяються в процесі нагріву речовини. Часто найкращу якість виробів у зварювальних та плавильних електронно-променевих технологіях отримують не у разі максимально високого вакууму, а за умови правильного вибору технологічного газу та його тиску. Залежно від особливості технологічних процесів зварювання та плавлення використовують інертні, активні технологічні гази, а також їхні суміші [6, 9].

В технологіях електронно-променевого випаровування та нанесення

покриттів у разі нанесення якісного металевого покриття зазвичай намагаються досягати високого вакууму та використовують інертні гази, з метою уникнення хімічного процесу взаємодії парів металу із залишковим газом. Часто перед нанесенням металевих плівок метал, який буде випаровуватися, попередньо очищують від газових забруднень в процесі електронно-променевого плавлення, за такої умови вакуумну камеру інтенсивно відкачують [9]. У разі нанесення керамічних діелектричних плівок, з метою отримання високої якості покриття, навпаки, у технологічну камеру спеціально напускають активні гази та підтримують відповідний тиск. Це роблять з метою підтримки відповідного співвідношення концентрації металевої та газової компонент у складі покриття та збереження керамічних властивостей матеріалу. В літературі такі покриття називають стехіометричними [6, 9]. Відповідні теоретичні відомості були наведені в підрозділі 2.4.3.

Тобто, у бідь-якому разі, розгляд процесів взаємодії електронних пучків із залишковим газом в процесі транспортування та впливу тиску та складу залишкового газу на геометричні параметри електронного пучка є вкрай важливим питанням щодо технологічного використання електронних пучків [12, 18]. Загалом фізика процесу взаємодії електронного пучка з залишковим газом полягає в тому, що, як результат зіткнень електронів із молекулами залишкового газу, створюються позитивні іони, які накопичуються в області проходження електронного пучка. Результатом цього є повна або часткова компенсація просторового об'ємного заряду електронів пучка іонами залишкового газу, що, в решті решт, призводить до зміни траєкторій прискорених електронів [12, 18].

Іншою фізичною особливістю проведення потужних електронних пучків до виробів, які обробляють в технологічній камері, є необхідність примусового відхилення пучка для спрямування його безпосередньо до місця розташування виробу. Для цього використовують широковідомі в інженерній практиці системи електростатичного та магнітного відхилення, які розглядатимуться в підрозділах

5.4.2 та 5.4.3 цього підручника.

У підрозділі 5.2 розглядатиметься процес вільного дрейфу електронів в іонізованому газі в умовах низького та високого вакууму, а у підрозділі 5.3 – особливості транспортування електронних пучків в екіпотенціальному каналі, який використовують для забезпечення необхідного розв’язування за тиском між електронною гарматою та технологічною камерою. Таке технічне рішення є також вкрай важливим для ефективної реалізації електронно-променевої технології на промисловому рівні, оскільки вимоги до значення тиску в електронній гарматі, де формують електронний пучок, та в технологічній камері, можуть бути різними [6, 9].

5.2. Особливості транспортування електронних пучків в умовах вільного дрейфу в технологічній камері

5.2.1. Оцінка швидкості утворення іонів

Розглянемо оцінку швидкості утворення іонів в області проходження електронного пучка. Загалом, вона обумовлена такими фізичними факторами [12, 18, 19].

1. Тиском та хімічним складом залишкового газу.
2. Швидкістю електронів пучка, тобто, прискорювальною напругою.
3. Густиною струму електронного пучка.

У загальному випадку кількість іонів, які утворюються в області проходження електронного пучка, оцінюють через просте аналітичне співвідношення [12, 18, 19]:

$$n_i' = \frac{B_i p j_{\text{п}}}{e} = B_i p n_e v_e, \quad v_e = \sqrt{\frac{2eU_{\text{пр}}}{m_e}}, \quad (5.1)$$

де n_i' – концентрація іонів, які утворюються в 1 м^3 за 1 с , B_i – питома іонізація, p – тиск газу, $j_{\text{п}}$ – густина струму електронного пучка, n_e – концентрація електронів, v_e – швидкість електронів, $U_{\text{пр}}$ – прискорювальна напруга.

Проте, слід відзначити, що швидкість утворення іонів з використанням співвідношення (5.1) оцінена правильно, але повну компенсацію власного

просторового заряду електронів в процесі транспортування електронного пучка у розрідженому газі спостерігають не завжди, а лише за відповідних фізичних умов. Це, насамперед, пов'язано з відходом іонів із області проходження електронного пучка. З фізичної точки зору відхід іонів із області іонізації газу електронним пучком пояснюють двома головними причинами [12, 18].

1. Першою, та головною причиною, є міграція іонів під дією електричного поля. Наприклад, іони, які утворюються між катодом та анодом в області формування електронного пучка, відразу, під дією зовнішнього електричного поля, починають прискорено рухатися в бік катоду. Особливо яскраво цей ефект спостерігають в електронних гарматах ВТР, де електронний пучок формують за умови відносно високого значення тиску 0,1 – 10 Па. У ВТР, саме через наявність потужних потоки іонів та прискорених нейтральних частинок в бік катоду та бомбардування його поверхні, здійснюють формування електронних пучків досить високої потужності [6, 7]. Окремим питанням є рух прискорених електронів пучка в анодній плазмі ВТР. Відповідні аналітичні співвідношення, призначені для розрахунку фокальних параметрів електронного пучка після його проходження через анодну плазму, були наведені в роботах [14, 15]. Проте, слід відзначити, що і в гарматах з розжареними катодами, у разі, якщо вони працюють в умовах досить високого тиску, також спостерігають формування іонного потоку в бік катоду [12, 18].

2. Другою причиною зменшення кількості утворюваних іонів через їх відхід із області формування електронного пучка є дифузія іонів у поперечному напрямку. Загалом процес дифузії завжди можна описати з використанням рівняння Фіка (3.18). Але відмінною рисою фізичного процесу дифузії іонів із області формування електронного пучка є наявність їх власного просторового заряду. Тобто, велика кількість іонів, які створюються в області формування електронного пучка, сама по собі і є причиною їх швидкого відходу через відштовхування створених позитивних зарядів [12, 18]. Заряджені частинки одного знаку відштовхуються одна від одної, і це значно прискорює їхнє розсіювання в процесі дифузії з області проходження електронного пучка.

Окремим питанням є процес транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі. Відповідні фізичні процеси, пов'язані з транспортуванням електронних пучків в еквіпотенціальних каналах, а також їхні математичні моделі, будуть описані в підрозділі 5.3.

5.2.2. Іонне фокусування електронного пучка

Якщо тиск залишкового газу в області транспортування електронного пучка перевищує тиск, за умови якого відбувається повна компенсація просторового заряду, таке фізичне явище називають перекомпенсацією, або іонним фокусуванням. Результатом іонного фокусування є створення в області проведення пучка стовпа потужного позитивного заряду іонів. Як результат цього фізичного ефекту, потужне електричне поле, створене позитивним зарядом іонів, сильно відхиляє електрони в напрямку до осі симетрії пучка. За такої умови траєкторії електронів значно змінюються і радіус електронного пучка в фокусі стає значно меншим, ніж у разі впливу на його траєкторії власного просторового заряду електронів. Саме тому такий фізичний ефект в літературі називають іонним фокусуванням [12, 18, 19].

Математичну модель процесу іонного фокусування записують наступним чином [12, 18, 19]:

$$\xi_i = \frac{n_i - n_e}{n_e} = \frac{C}{\sqrt{U_2}} - 1; \quad K = 1,5 \cdot 10^{-4} g; \quad \frac{\Delta U}{U_a} = K\xi;$$

$$C = 0,75 \sqrt{\frac{MU_a}{m_i}} B_i p; \quad U_2 = \frac{2}{3} \kappa_1 \text{sh}^2 \left(\frac{\psi_{\Pi}}{3} \right); \quad \kappa_1 = \frac{1,5 \cdot 10^{10} I_{\Pi}}{r_{\Pi}^2 \sqrt{U_a}}; \quad (5.2)$$

$$\text{sh}(\psi_{\Pi}) = \frac{1,58 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{P}} r_{\Pi} B_i p \sqrt{\frac{M_{ig}}{m_i}},$$

де ξ_i – степінь компенсації просторового заряду електронів пучка, n_i – концентрація іонів, n_e – концентрація електронів, U_a – потенціал в області проведення електронного пучка, ΔU – різниця потенціалів в області проходження електронного пучка, g – первеанс електронного пучка, M_{ig} – молекулярна маса

іонів залишкового газу, m_i – маса іонів залишкового газу, p – тиск в області проходження електронного пучка, C, K, ψ_n, κ_1 – проміжні додаткові змінні.

Окремо слід сказати що, значення потенціалу в області проведення електронного пучка U_a визначають через фізичні умови, в яких здійснюють цей процес. Якщо транспортування пучка проводять у вільному просторі технологічної камери, цей потенціал відповідає іонному фону та складає близько кількох десятків вольт. У разі проведення електронного пучка у вузькому екіпотенціальному каналі значення U_a відповідає потенціалу каналу. У такому разі канал транспортування можна розглядати як електростатичну фокусувальну лінзу, головні принципи роботи який були розглянуті в підрозділі 4.1. Фізичні особливості транспортування електронних пучків в екіпотенціальному каналі розглядатимуться в підрозділі 5.3.

5.2.3. Розсіювання електронів пучка на молекулах залишкового газу

Розглянуті в підрозділах 5.3.1 та 5.3.2 фізичні процеси, пов'язані з фокусуванням та самофокусуванням електронних пучків у залишковому газі, безумовно, суттєво впливають на траєкторії електронних пучків, як за умови низького, так і середнього вакууму. Проте, іншим важливим питанням щодо фізики поширення електронних пучків у залишковому газі, є ефект зіткнення електронів пучка із молекулами газу із зміною напрямлення їхньої швидкості. В літературі такий процес називають розсіюванням електронів на молекулах залишкового газу [12, 18, 19].

Базові аналітичні співвідношення для розрахунку кута розсіювання електронів пучка за моделлю Резерфорда (3.22) були записані у підрозділі 3.1.2. Там ці співвідношення були необхідні для оцінки коефіцієнту дифузії заряджених частинок. Розглянемо основні концепції теорії розсіювання електронів пучка за Резерфордом більш досконало. Процес розсіювання електронів дуже суттєво впливає на граничну траєкторію електронного пучка у разі середнього та підвищеного тиску у технологічній камері, в межах одиниць Па. Слід відзначити, що саме за умови такого тиску працюють електронні гармати ВТР [6, 7, 14, 15].

З теоретичної точки зору цілком зрозуміло, що, саме багаторазові зіткнення з молекулами залишкового газу є головною причиною розсіювання електронів

пучка через зміну напрямку їхньої швидкості та ефекту розфокусування електронного пучка. Проте, хоча, насправді, на великій довжині шляху транспортування пучка зіткнення електронів із молекулами залишкового газу є хаотичними та багаторазовими, загалом теорія цих зіткнень та їх статистика основана на класичній теорії одноразової пружної взаємодії заряджених частинок. Вперше теоретичні оцінки для пружної взаємодії заряджених частинок зробив Е. Резерфорд, та ґрунтуються вони на аналізі руху прискореної зарядженої частинки невеликої маси в електричному полі, сформованому частинкою іншого заряду. Аналогічні задачі, щодо аналізу руху заряджених частинок, були розглянуті та проаналізовані у підрозділі 3.1.3.1. Ще одним вкрай важливим підґрунтям для теорії одноразових та багаторазових зіткнень заряджених частинок є теорія зіткнень бильярдних шарів у класичній механіці. Тут важливим є те, що в теорії зіткнень бильярдних шарів враховують випадкові фактори, пов'язані із невпорядкованим розташуванням цих шарів [14, 15, 35].

У разі розгляду моделі одноразового зіткнення для однозарядних іонів правильною є наступна система рівнянь:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{e^2 Z_a}{m_s v_s^2 b}, \quad v_s = \sqrt{\frac{2q_s U_{\text{np}}}{m_s}}, \quad (5.3)$$

де Z_a – заряд ядра атомів газу, θ – кут розсіювання, m_s – маса частинки, v_s – її швидкість, b – мінімальна відстань, на якій одна частинка проходить біля іншої у разі відсутності взаємодії між ними. Геометричний зміст параметрів моделі одноразового зіткнення, використаних у співвідношенні (5.3), наочно показаний на рис. 5.1.

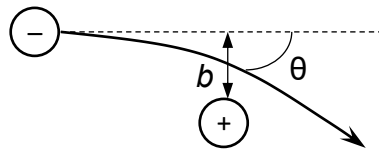


Рис. 5.1. Наочна ілюстрація геометричних параметрів математичної моделі одноразової взаємодії заряджених частинок

За відомою з теорії імовірностей центральною граничною теоремою Ляпунова, у разі багаторазових зіткнень частинок, закон їхнього розподілу стає близьким до функції розподілу Гаусса [13, 18].

Ця узагальнена закономірність безпосередньо стосується і електронних пучків. В теорії електронних пучків вона означає, що, у разі поширення пучка в умовах підвищеного тиску та багаторазових зіткнень, розподіл густини струму електронного пучка стає близьким до функції розподілу Гаусса [12, 13, 18]. Відповідно, можна записати напівемпіричний вираз для розподілу струму електронного пучка [50 – 52]:

$$j(r, z) = j(0, z) \exp\left(-\ln(2) \left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2\right), \quad (5.4)$$

де $j(0, z)$ – розподіл густини струму електронного пучка вздовж його осі симетрії, \bar{r} – радіус електронного пучка на рівні половини густини струму. Наочна геометрична інтерпретація цього параметра електронного пучка показана на рис. 5.2.

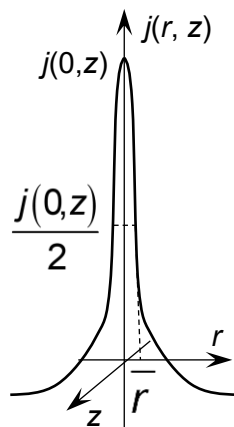


Рис. 5.2. Ілюстрація способу обчислення середнього радіусу електронного пучка

Тоді, враховуючи формулу для розподілу густини струму електронного пучка (5.4), для середнього радіуса пучка можна записати наступний аналітичний вираз [50 – 52]:

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{1}{3} \ln(2) z^2 \bar{\theta}^2}. \quad (5.5)$$

Отримані співвідношення для кута розсіювання електронного пучка є правильними лише за умови постійного тиску та відсутності зміни концентрації атомів залишкового газу вздовж області дрейфу електронного пучка. За умови,

якщо використовують канал транспортування із неперервною відкачкою електронної гармати та технологічної камери, за рахунок чого забезпечують перепад тиску в каналі, співвідношення (5.3 – 5.5) можна використовувати лише на нескінченно малій довжині каналу dz , де значення тиску газу та концентрації іонів вважають постійним. У цьому разі, для пошуку перепаду тиску в каналах транспортування різної геометрії, використовують рівняння вакуумної техніки. У разі наявності накопичення іонів в сильно іонізованій плазмі також виникає ефект плазмової іонної відкачки, який полягає в тому, що плазма, через відхід іонів на катод, поповнює недостачу іонів через дифузію із неіонізованої області газу. Через цей ефект концентрація іонів в плазмі залишається незмінною та відповідає енергії іонізації газу за умови заданого тиску та напруги горіння розряду. Такий ефект у фізиці іонізованого газу називають іонною відкачкою.

5.3. Особливості транспортування електронних пучків в еквіпотенціальному каналі

5.3.1. Загальні фізичні припущення, які слід враховувати під час формування математичних моделей транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі зі зміною тиску газу

Рух електронних пучків у низькому та середньому вакуумі досить добре вивчено. Основні пов'язані з ним фізичні процеси розглянуто у працях [12, 18], де наведено результати моделювання процесу транспортування електронного пучка для систем з аксіально-симетричними та з квадрупольними лінзами. Також вирішували завдання оптимізації параметрів лінз із метою забезпечення необхідних фокальних характеристик транспортованого пучка [50 – 52]. Особливості моделювання транспортування короткофокусних електронних пучків, які формують із використанням гармат ВТР, також розглядали в роботах [50 – 52].

Для моделювання транспортування електронного пучка з низького до високого вакууму розглядають наступні суміжні, більш прості фізико-математичні моделі [50 – 52].

1. Розрахунок вакуумної провідності каналу транспортування.

2. Розрахунок розподілу електричного та магнітного поля фокусувальних лінз. Відповідні теоретичні відомості щодо розрахунку параметрів електростатичних лінз були наведені у підрозділі 4.2, а щодо розрахунку параметрів магнітних лінз – у підрозділі 4.4.

3. Моделювання фізичних процесів взаємодії електронного пучка із залишковим газом, описаних у підрозділі 5.2.

4. Розрахунок втрат струму пучка в процесі його транспортування в еквіпотенціальному каналі. Зазвичай він проводиться з урахуванням припущення, що густина струму електронного пучка відповідає розподілу Гаусса. Відповідні теоретичні відомості були наведені у підрозділі 5.2.

5. Розрахунок розподілу теплових швидкостей електронів. Відповідні теоретичні відомості описані в підручниках [13, 18] та в роботах [14, 15, 35].

5.3.2. Визначення розподілу тиску вздовж довжини каналу транспортування з використанням рівнянь вакуумної техніки

Для визначення розподілу тиску вздовж довжини каналу транспортування за умови молекулярного режиму протікання газу використовують основне рівняння вакуумної техніки та рівняння Кнудсена [50 – 52]. Відповідну систему рівнянь записують наступним чином [50 – 52]:

$$p_k = \frac{p_\Gamma U_{\text{кан}}}{U_{\text{кан}} + S_\text{н}}, \quad U = \frac{4\nu}{3 \int_0^{l_k} \frac{H_k dl}{S_{\text{поп}}^2}}, \quad \nu = \sqrt{\frac{8R_0 T_\Gamma}{\pi M_\Gamma}}, \quad (5.6)$$

де H_k – периметр каналу в поперечному перетині, $S_{\text{поп}}$ – його площа, R_0 – універсальна газова стала, T_Γ – температура газу, M_Γ – його молекулярна маса, p_Γ і p_k – тиск газу на вході каналу, в області формування пучка і на його виході, у технологічній камері, відповідно, $U_{\text{кан}}$ – вакуумна провідність каналу, $S_\text{н}$ – швидкодія вакуумного насоса, за допомогою якого відкачують технологічну камеру, ν – середня теплова швидкість руху молекул газу, l_k – довжина каналу.

Відповідно до співвідношення (5.6), вакуумний опір $W_{\text{цпл}}$ і провідність $U_{\text{цпл}}$

циліндричного каналу транспортування пучка із вхідною діафрагмою розраховують за наступними аналітичними виразами [50 – 52]:

$$W_{\text{цпл}} = \frac{R_2^2 - R_1^2}{116\pi R_2^2 R_1^2} + \frac{l_{\text{пр}}}{968R_2^3}; \quad U_{\text{цпл}} = \frac{1}{W_{\text{цпл}}}, \quad (5.7)$$

де R_1 – радіус вхідного отвору діафрагми, R_2 – радіус каналу.

У разі відносно високого тиску у розрядній камері електронної гармати у каналі транспортування електронного пучка спостерігають проміжний режим течії газу [50 – 52]. У цьому випадку, для обчислення провідності вакуумного каналу вводять відповідний поправочний коефіцієнт J [50 – 52]:

$$J = \frac{1 + 202(r_1 + r_2)\bar{p} + 2653((r_1 + r_2)\bar{p})^2}{1 + 236(r_1 + r_2)}; \quad U_{\text{пр}} = JU_{\text{м}}, \quad (5.8)$$

де індекс м відповідає молекулярному, а індекс пр проміжному режиму течії газу, \bar{p} – середній тиск у каналі транспортування пучка, J – напівемпіричний коефіцієнт для перерахунку значення провідності.

Геометричні параметри лінійного каналу транспортування електронного пучка, необхідні для формування математичної моделі, наведено на рис. 5.3.

Наступним важливим етапом моделювання транспортування електронного пучка, після розрахунку провідності вакуумного каналу та визначення розподілу тиску газу вздовж його довжини, є розрахунок розподілу магнітного поля, створюваного фокусувальними магнітними лінзами, які розташовані на зовнішній стінці каналу транспортування. Аналітичні співвідношення для описання магнітного поля короткої фокусувальної лінзи були наведені у підрозділі 4.3.

Для визначення граничної траєкторії електронного пучка в каналі транспортування використовують модель вільного дрейфу електронів в іонізованому газі [50 – 52].

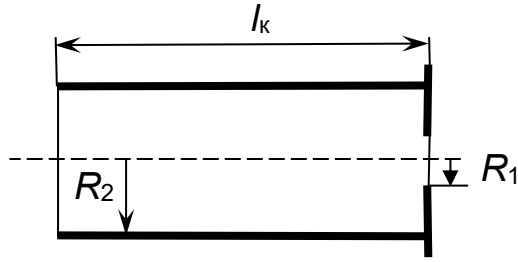


Рис. 5.3. Геометричні параметри системи транспортування короткофокусного електронного пучка з низького до високого вакууму

5.3.3. Моделювання граничної траєкторії електронного пучка в каналі транспортування з урахуванням процесу іонного фокусування та розсіювання електронів на атомах залишкового газу

Вплив ефекту іонного фокусування на граничну траєкторію електронного пучка залежить від концентрації іонів на осі симетрії електронного пучка на відповідній ділянці його проходження. Загалом концентрація іонів залишкового газу пропорційна до тиску газу. Відповідні теоретичні відомості, щодо ефекту іонного фокусування, були наведені у підрозділі 5.2.2.

Концентрацію іонів залишкового газу для умов низького та середнього вакууму обчислюють зі співвідношення [50 – 52]:

$$n_{i0} = \sqrt{\pi} r_{\pi}^2 B_i p n_e \sqrt{\frac{M \epsilon_0 n_e}{m_e U_{\text{пр}}}} \exp\left(-\frac{U_{\text{пр}}}{\epsilon_0 n_e r_{\pi}^2}\right), \quad (5.9)$$

де n_{i0} – концентрація іонів на осі симетрії системи транспортування, B_i – ступінь іонізації, p – тиск газу, n_e – концентрація електронів пучка, $U_{\text{пр}}$ – прискорювальна напруга.

Повну систему алгебро-диференціальних рівнянь для граничної траєкторії електронів пучка, з урахуванням магнітного поля фокусувальних лінз, просторового заряду електронів та іонів залишкового газу, пінч-ефекту та розсіювання електронів на атомах залишкового газу, записують у вигляді [50 – 52]:

$$\xi_i = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}; \quad C = \frac{I_{\pi} (1 - \xi_i - \beta^2)}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e} U_{\text{пр}}^{3/2}}}; \quad \frac{d^2 r_{\pi}}{dz^2} = \frac{C}{r_{\pi}} - \frac{e r_{\pi} B_{z0}^2}{8m_e U_0} + \frac{d\theta_p}{dz}, \quad (5.10)$$

де ξ_i – ступінь компенсації просторового заряду електронного пучка іонами залишкового газу, θ_p – кут розсіювання електронів згідно з моделлю пружних зіткнень Резерфорда, яка була розглянута в підрозділі 5.2.3 та ґрунтується на записаних співвідношеннях (5.3). Відповідно, для нескінченно малої ділянки дрейфу електронного пучка можна записати наступні аналітичні вирази [50 – 52]:

$$\bar{\theta}^{-2} = \frac{8\pi r_e^2 n Z_a^2 dz}{\gamma_p^2 \beta^4} \ln\left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}\right), \quad \text{tg}\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) = \frac{Z_a^{2/3}}{2\gamma_p \beta^2}, \quad \text{tg}\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) = \frac{10^{-4} Z_a^{4/3}}{2\gamma_p \beta^2}. \quad (5.11)$$

Система рівнянь (5.10, 5.11) являє собою гідродинамічну модель для потоку електронів, за умови його транспортування в екіпотенціальному каналі, у залишковому газі, в магнітному полі фокусувальних лінз.

Також зрозуміло, що концентрацію іонів залишкового газу за співвідношенням (5.10) обчислюють ітераційно на короткій ділянці dz , з урахуванням значення тиску p_i , отриманого через розв'язування системи рівнянь (5.10, 5.11), та залежно від форми променепровода. Магнітну індукцію B у диференціальному рівнянні другого порядку системи рівнянь (5.10) визначають за моделлю короткої лізми за Глазером, відповідні аналітичні співвідношення (4.45 – 4.47) були наведені у підрозділі 4.4.1.2. Враховуючи такі фізичні особливості математичної моделі, яку розглядаємо, повну систему алгебро-диференціальних рівнянь для пошуку граничної траєкторії електронного пучка в каналі транспортування можна записати наступним чином [50 – 52]:

$$p_i = \frac{p_r U}{U + S_H}, \quad W_{\text{цпл}} = \frac{R_2^2 - R_1^2}{116\pi R_2^2 R_1^2} + \frac{z_{i-1} + dz}{968R_2^3}, \quad U_{\text{цпл}} = \frac{1}{W_{\text{цпл}}}, \quad v = \sqrt{\frac{8R_0 T}{\pi M}},$$

$$U_{\text{кон}} = \frac{4vR_1 R_2}{3(z_{i-1} + dz)(R_1 + R_2)}, \quad J = \frac{1 + 202(r_1 + r_2)\bar{p} + 2653((r_1 + r_2)\bar{p})^2}{1 + 236(r_1 + r_2)}, \quad U_{\text{пр}} = JU_M,$$

$$B_{z0} = \frac{1,257 \cdot 10^{-4} I_{\text{л}} N_{\text{л}}}{2S_{\text{л}}} \left[\frac{z_{\text{л}} + \frac{S_{\text{л}}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{\text{л}}}{3}\right)^2 + \left(z_{\text{л}} + \frac{S_{\text{л}}}{2}\right)^2}} - \frac{z_{\text{л}} - \frac{S_{\text{л}}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{\text{л}}}{3}\right)^2 + \left(z_{\text{л}} - \frac{S_{\text{л}}}{2}\right)^2}} \right],$$

$$B_r = -\frac{r_i}{2} B'_{z0} + \frac{r_i^3}{16} B'''_{z0}, \quad B_z = B_{z0} - \frac{r_i^2}{4} B''_{z0},$$

$$n_{i0} = \sqrt{\pi} r_{\Pi}^2 B_i p_i n_e \sqrt{\frac{M \varepsilon_0 n_e}{m_e U_{\text{np}}}} \exp\left(-\frac{U_{\text{np}}}{\varepsilon_0 n_e r_{\Pi_i}^2}\right), \quad (5.12)$$

$$\xi_i = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}; \quad C = \frac{I_{\Pi} (1 - \xi_i - \beta^2)}{4\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e} U_{\text{np}}^{3/2}}}; \quad \frac{d^2 r_{\Pi}}{dz^2} = \frac{C}{r_{\Pi}} - \frac{e r_{\Pi} B_{z0}^2}{8m_e U_0} + \frac{d\theta_p}{dz},$$

$$\overline{\theta_p}^2 = \frac{8\pi r_e^2 n Z_a^2 dz}{\gamma_p^2 \beta^4} \ln\left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}\right), \quad \text{tg}\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) = \frac{Z_a^{2/3}}{2\gamma_p \beta^2}, \quad \text{tg}\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) = \frac{10^{-4} Z_a^{4/3}}{2\gamma_p \beta^2}.$$

Записану систему алгебро-диференціальних рівнянь (5.12) розв'язували методом Рунге – Кутта четвертого порядку, описаним у підрозділі 3.3.4.1. Для того, щоб система рівнянь (5.12) була повною та зімкненою, необхідно включити в неї рівняння для втрат струму електронного пучка на нескінченно малій ділянці каналу транспортування dz . Відповідні аналітичні співвідношення та узагальнений алгоритм пошуку граничної траєкторії електронного пучка в каналі транспортування та втрат струму пучка будуть наведені у наступному підрозділі.

5.3.4. Розрахунок втрат струму електронного пучка в каналі транспортування

Як було відмічено у підрозділі 5.2.4, за умови поширення електронного пучка у низькому та середньому вакуумі із великою кількістю зіткнень, завжди правильним є припущення про те, що розподіл густини струму пучка вздовж його радіусу підпорядковується закону Гаусса. Тоді, в межах гідродинамічної моделі, втрати струму пучка через осідання електронів на стінках каналу розраховують за наступним співвідношенням [50 – 52]:

$$dI_{\Pi_i} = \pi \beta_{\Pi_i}^2 j_{0_i} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{r_{\Pi_i} - \beta_{\Pi_i}}{2}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{r_{\Pi_i}}{2}\right)^2\right] \right\}, \quad (5.13)$$

де β_{Π} – параметр розподілу Гаусса, який описує розкид електронів пучка за швидкостями, i – номер ітерації. Відповідно, значення струму пучка на поточній ітерації обчислюють наступним чином:

$$I_{\Pi_i} = I_{\Pi_{i-1}} - dI_{\Pi_i}. \quad (5.14)$$

Параметр розподілу Гаусса β_{π} та густину струму електронного пучка на осі симетрії системи j_0 шукають через розв'язування системи нелінійних рівнянь [50 – 52]:

$$\beta_{\pi_i} = \sqrt{\frac{I_{\pi_i}}{2\pi j_{0_i}}}; \quad \frac{I_{\pi_i}}{\pi r_{\pi_i}^2} = j_{0_i} \exp\left(\frac{r_{\pi_i}^2}{\beta_{\pi_i}^2}\right). \quad (5.15)$$

У разі обрання початкового наближення $j_{0_i} = \frac{I_{\pi_i}}{\pi r_{\pi_i}^2}$, систему нелінійних рівнянь (5.15) розв'язують числовим методом Стефенсона за 10 – 20 ітерацій [50 – 52].

Для проведення розрахунків за співвідношеннями (5.3 – 5.15) було використано оригінальний пакет програм ЕВТІЕА, написаний мовою програмування Python. Структура цього пакету та особливості його використання описані в роботах [50 – 52].

5.4. Системи відхилення електронного пучка

5.4.1. Необхідність використання систем відхилення в електронно-променевому технологічному обладнанні

Як було відмічено у підрозділі 2.2 цього підручника, головною перевагою сучасних електронно-променевих технологій, завдяки якій вони знаходять широке використання у сучасній промисловості, є дуже висока загальна та питома потужність електронного пучка та можливість керування електронними потоками в технологічній камері з використання електричних та магнітних полів. Дійсно, потужний електронний промінь, після проведення його в технологічній камері, концентрує вкрай велику енергію на малій площині виробу, який оброблюють, що дозволяє використовувати теплову енергію електронного пучка для зварювання або плавлення металів та керамічних матеріалів, зокрема, тугоплавких. Загалом, в цьому і полягає головна особливість використання сучасних електронно-променевих технологій у промисловості [9, 17, 48].

Але проблема полягає в тому, що енергія електронного променя із великою густиною потужності завжди сконцентрована на невеликій площині. Радіус електронного променя технологічного призначення може складати доли

міліметрів, а іноді є меншим за мікрометр [9, 17, 48]. Тому, для обробки виробів великих розмірів використовують або механічне переміщення виробів в технологічній камері, що потребує значного ускладнення технологічного обладнання та використання електричних двигунів великою потужністю із програмованою системою автоматизації руху переміщуваних деталей, або автоматизовані системи відхилення електронного пучка та його переміщення вздовж поверхні виробу, який оброблюють [9, 17, 48].

Із-за складності систем механічного переміщення та їх значної інерційності для виробів великих габаритів та великої маси, сьогодні розробники електронно-променевого обладнання зазвичай віддають перевагу системам електростатичного та електромагнітного відхилення електронних пучків, які є менш інерційними та якими простіше керувати [9, 17, 48]. Проте, складність керування просторовим положенням фокусу електронного пучка полягає в тому, що, із-за вкрай малої маси електрону, таке керування має бути дуже прецизійним [9, 17, 48]. Але, у будь-якому разі, можливість ефективного, прецизійного керування потоками заряджених частинок з використанням електричних та магнітних полів, які змінюють у часі, та відповідних систем відхилення електронного пучка, є одною з головних причин широкого використання сучасних електронно-променевих технологій у промисловості [9, 17, 48]. Через дослідження фізичних особливостей технологічного процесу та підбір відповідної системи відхилення пучка із необхідною швидкістю, зазвичай, вдається значно підвищити якість промислових виробів. Наприклад, у технологіях електронно-променевого зварювання вкрай важливим технологічним параметром є швидкість переміщення електронного пучка вздовж лінії зварювального шва [9, 17]. Відповідні фізико-математичні моделі зварювального шва розглядатимуться в підрозділі 6.3.

Інша проблема забезпечення високої швидкодії систем електростатичного та магнітного керування положенням фокусу електронного пучка полягає в тому, що необхідно формувати електричні сигнали для таких систем без спотворення їхнього спектру, з урахуванням параметрів електричної моделі елементів системи

керування [9, 17, 48]. Зазвичай елементи електростатичних систем керування положенням фокуса електронного пучка мають ємнісну складову, а елементи магнітних систем керування, навпаки, індуктивну [33, 34]. Для уникнення впливу цих електричних параметрів елементів систем відхилення електронного пучка на процес швидкодіючого керування просторовим положенням його фокусу, до схем керування вводять відповідні компенсуючі елементи [33, 34].

У цьому підрозділі розглядатимуться основні конструктивні особливості електростатичних та електромагнітних систем відхилення електронного пучка. Відмінність цих двох типів систем відхилення, головним чином, полягає в тому, що електростатичні системи зазвичай є більш прецизійними, але й більш чутливими до зміни напруги сигналу керування, а магнітні системи дозволяють відхиляти електронні пучки на більший кут. Тобто, можна сказати, електростатичні системи мають більшу чутливість, а магнітні – більший динамічний діапазон.

5.4.2. Електростатичні системи відхилення

5.4.2.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини

Плоскопаралельні відхиляючі пластини є найпростішою системою електростатичного відхилення. Загалом, принцип роботи такої системи відхилення оснований на дії електричного поля звичайного плоского конденсатора на заряджені частинки, які рухаються в ньому. У загальному вигляді ця задача є досить простою та цілком відповідає теоретичним відомостям, які були розглянуті в підрозділі 3.1.3.1. Узагальнена схема системи відхилення електронного пучка із плоскопаралельними пластинами, які відхиляють пучок у поперечному напрямку, наведена на рис 5.4. Зрозуміло, що плоскопаралельні відхиляючі пластини розташовані між областю формування електронного пучка та зразком, який оброблюють. Також на рис. 5.4 показана система живлення електродів. Слід відзначити, що напруга на відхиляючих пластинах, $U_{1в}$ та $U_{2в}$, може бути досить високою, до кількох кВ, але вона ніколи не перевищує прискорювальної напруги [23]. Важливими геометричними конструктивними параметрами плоскопаралельної відхиляючої електродної

системи є довжина системи l та відстань між пластинами d . Відповідні геометричні розміри системи відхилення показані на рис. 5.5 [23].

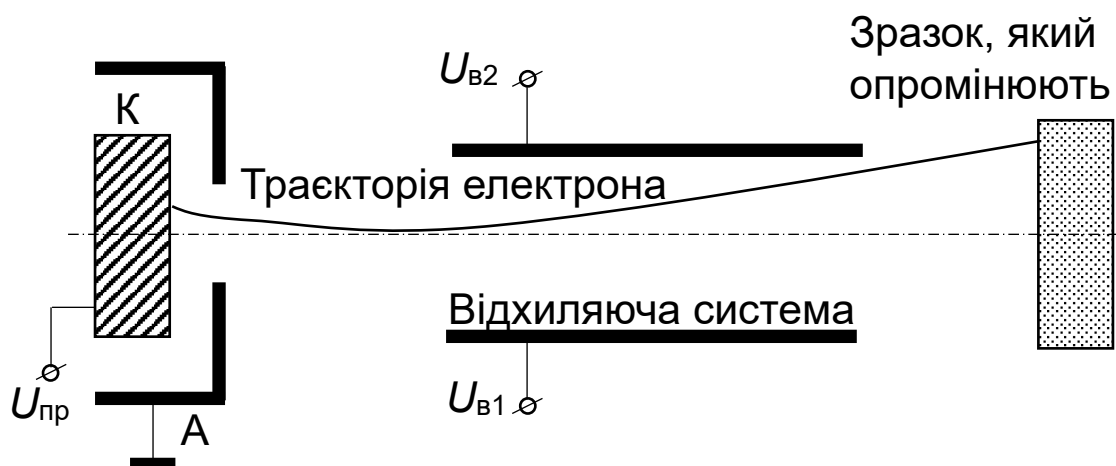


Рис. 5.4. Узагальнена конструкція плоскопаралельної електростатичної відхиляючої системи та її розташування відносно електродної системи гармати та зразка, який опромінюють електронним пучком. К – катод, А – анод

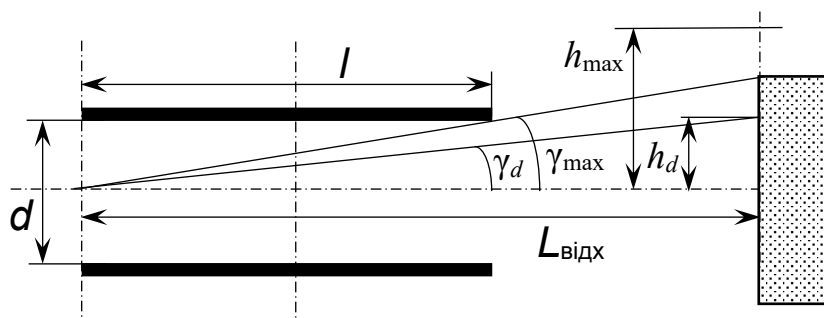


Рис. 5.5. Геометричні параметри простої електростатичної відхиляючої системи

Згідно з рис. 5.5, основними конструктивними параметрами плоскопаралельної системи відхилення електронного пучка, крім довжини електродів l та відстані між електродами d , є наступні [23].

$L_{\text{відх}}$ – відстань від входньої площини системи відхилення до зразка, який опромінюють, за повздовжньою координатою z .

γ_{max} – максимальний кут відхилення електронного пучка за заданих геометричних розмірів плоскопаралельної системи, який визначають як [23]:

$$\gamma_{\text{max}} = \arctg\left(\frac{d}{2l}\right). \quad (5.16)$$

h_{max} – максимальна відстань відхилення електронного пучка на поверхні зразка, який опромінюють, за заданих геометричних розмірів плоскопаралельної

системи, яку визначають як [23]:

$$h_{\max} = \frac{Ld}{2l}. \quad (5.17)$$

Згідно з геометричними параметрами плоскопаралельної системи відхилення, наведеними на рис. 5.5, та способом її підключення до джерела змінної керувальної напруги, який показаний на рис. 5.4, визначають поточний кут відхилення електронного пучка γ_d та положення фокусу пучка на поверхні зразка, який опромінюють, h_d . Згідно із схемою підключення відхиляючої системи, наведеною на рис. 5.4, можна записати наступні аналітичні вирази [23]:

$$U_{\text{пл}} = U_{\text{в2}} - U_{\text{в1}}, \quad U_0 = \frac{U_{\text{в2}} + U_{\text{в1}}}{2}, \quad (5.18)$$

де $U_{\text{в1}}$ – потенціал на верхній пластині, $U_{\text{в2}}$ – потенціал на нижній пластині, згідно з рис. 5.4, $U_{\text{пл}}$ – різниця потенціалів між пластинами, U_0 – потенціал на осі симетрії системи відхилення.

Тоді поточне значення кута відхилення γ_d визначають через поточні значення потенціалів на пластинах наступним чином [23]:

$$\gamma_d = \arctg\left(\frac{U_{\text{пл}}l}{2U_0d}\right). \quad (5.19)$$

Відповідно, для положення фокусу електронного пучка за повздовжньою координатою, згідно з рис. 5.5, можна записати [23]:

$$h_d = Ltg(\gamma_d) = \frac{U_{\text{пл}}lL}{2U_0d}. \quad (5.20)$$

Також важливим параметром електростатичної системи відхилення з плоскопаралельними пластинами є чутливість системи. Її, згідно із співвідношенням (5.20), визначають наступним чином [23]:

$$\varepsilon_{\text{в}} = \frac{lL}{2U_0d}. \quad (5.21)$$

Згідно зі схемою подавання керувальної напруги, наведеною на рис. 5.4, позитивний потенціал може бути поданий як на верхній, так і на нижній електрод. Це дозволяє переміщувати фокус електронного пучка як у верхньому, так і в нижньому напрямку за поперечною координатою [23].

5.4.2.2. Електростатичні системи з плоскопаралельними пластинами для відхилення електронних пучків за двома координатами

Конструктивна схема системи відхилення із двома парами плоскопаралельних пластин, яка призначена для відхилення електронного пучка за двома координатами, повздовжньою та поперечною, наведена на рис. 5.6. Цілком зрозуміло, що загалом ця схема відрізняється від схеми відхилення з однією парою пластин, яка наведена на рис. 5.4, лише наявністю другої пари пластин, призначених для відхилення електронного пучка в горизонтальному напрямку [18, 23]. Електрична схема підключення двох пар відхиляючих пластин показана на рис. 5.6, а конструктивні геометричні параметри такої системи відхилення – відповідно, на рис. 5.7.

Із схеми підключення системи відхилення, до складу якої входять дві пари плоскопаралельних пластин, зрозуміло, що точність відхилення електронного пучка за двома просторовими координатами, поперечною та повздовжньою, може бути забезпечена лише з використанням засобів синхронізації сигналів за часом. В іншому випадку відхилення фокусу електронного пучка за двома різними напрямками з використанням різних систем відхилення буде носити недетермінований, стохастичний характер, оскільки ці сигнали є незалежними. Способи побудови систем синхронізації сигналів були досконало описані у посібнику [23], тому їх описання виходить за рамки цього підручника.

Щодо конструктивних геометричних параметрів таких систем відхилення електронного пучка, які наведені на рис. 5.7, тут головною відмінною рисою є те, що довжину системи відхилення l та відстань між електродами d визначають окремо для кожної з двох пар відхиляючих пластин.

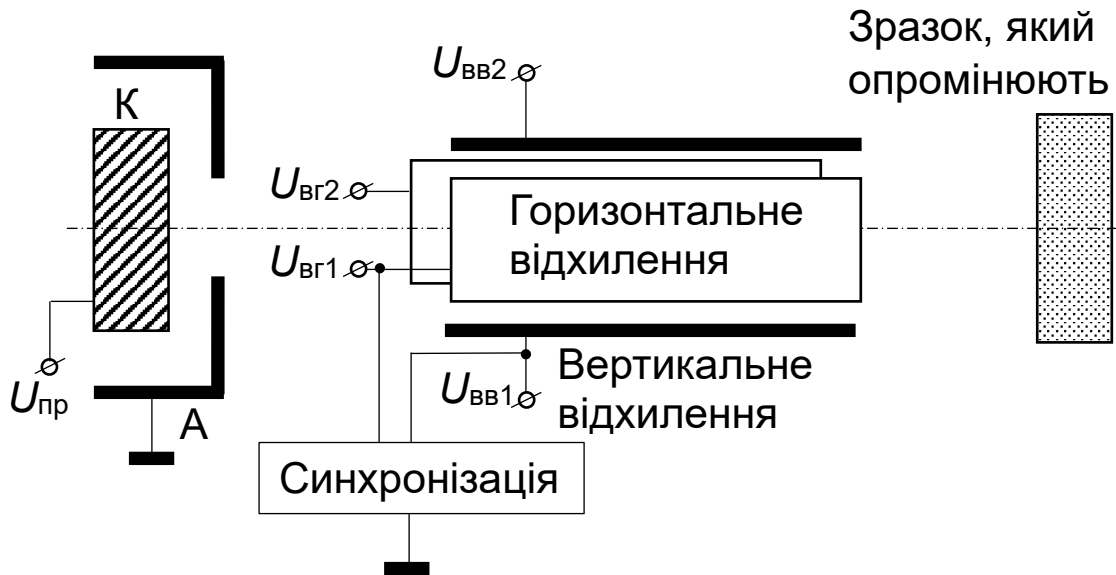


Рис. 5.6. Конструктивна схема системи з плоскопаралельними пластинами для відхилення електронного пучка за двома координатами

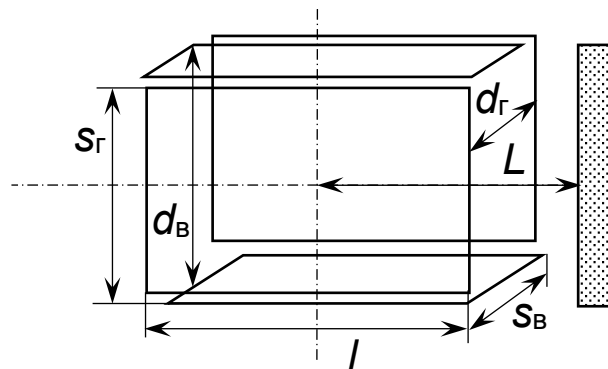


Рис. 5.7. Геометричні параметри системи з плоскопаралельними пластинами для відхилення електронного пучка за двома координатами

Для аналізу часових параметрів сигналів керування на системах електростатичного відхилення використовують засоби моделювання системи Simulink, яка є складовою частиною системи науково-технічних розрахунків MATLAB [39 – 41].

5.4.3. Магнітні системи відхилення

5.4.3.1. Загальний принцип роботи та параметри систем магнітного відхилення електронного пучка

Магнітні системи відхилення електронного пучка мають більший кут відхилення, ніж електростатичні, але меншу чутливість. Розрізняють два типи магнітних систем відхилення: системи, виготовлені у вигляді неекранованих

котушок, та у вигляді котушок з магнітопроводом. У разі однакової кількості ампер-витків та однакових розмірів, котушки з магнітопроводом мають більші кути відхилення, ніж котушки без магнітопроводу. Це досягають завдяки більш сильній концентрації поля. Для котушок без магнітопроводу максимальний кут відхилення променя γ_{\max} може бути визначений виходячи з геометрії котушок, а для котушок з магнітопроводом розрахунки проводять, як правило, за емпіричними формулами. У цьому разі попередньо експериментально визначають розподіл поля вздовж оптичної осі. Загальні принципи розрахунку магнітних систем відхилення ґрунтуються на методах розрахунку магнітних лінз, які були описані в підрозділі 4.4. Узагальнена конструктивна схема магнітної системи відхилення електронного пучка наведена на рис. 5.8. Параметри системи магнітного відхилення для котушки без магнітопроводу є наступними [18, 23].

1. Радіус закручування електрона в магнітному полі $R_{\text{вм}}$, згідно з теоретичними відомостями, наведеними у підрозділі 3.1.3.1, розраховують як:

$$R_{\text{вм}} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2U_{\text{пр}} m_e}{e}}. \quad (5.22)$$

Розрахунок траєкторій руху заряджених частинок у стаціонарних та нестаціонарних магнітних полях розглядався у підрозділі 3.1.3.1.

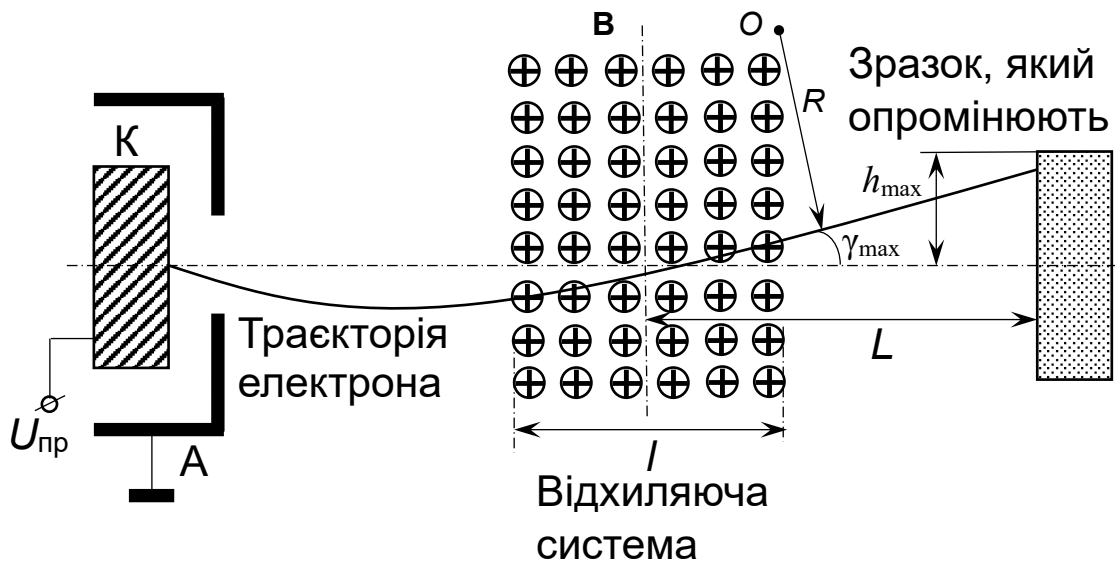


Рис. 5.8. Узагальнена конструктивна схема системи магнітного відхилення електронного пучка

2. Максимальний кут відхилення електронного променя γ_{\max} , 3

урахуванням співвідношення (5.22), розраховують наступним чином [18, 23]:

$$\gamma_{\max} = \frac{0,37lH}{\sqrt{U_{\text{пр}}}}, \quad (5.23)$$

де l , згідно з рис. 5.8, довжина системи магнітного відхилення, H – величина напруженості магнітного поля.

3. Максимальна відстань відхилення електронного променя h_{\max} , яку розраховують наступним чином [18, 23]:

$$h_{\max} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{lBL}{\sqrt{U_{\text{пр}}}}. \quad (5.24)$$

4. Чутливість системи магнітного відхилення розраховують наступним чином [18, 23]:

$$\epsilon_{\text{вм}} = \frac{h_{\max}}{NI} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{lBL}{\sqrt{U_{\text{пр}}}} \frac{\text{мм}}{\text{АВ}}. \quad (5.25)$$

Враховуючи співвідношення (3.41) для магнітного поля довгого соленоїду, можна переписати співвідношення (5.22 – 5.25) наступним чином:

$$R_{\text{вм}} = \frac{1}{\mu_0 IN} \cdot \sqrt{\frac{2U_{\text{пр}} m_e}{e}}; \quad \gamma_{\max} = \frac{0,37INl}{\sqrt{U_{\text{пр}}}}; \quad h_{\max} = \sqrt{\frac{e}{2m_e}} \cdot \frac{\mu_0 INlL}{\sqrt{U_{\text{пр}}}}; \quad \epsilon_{\text{вм}} = \frac{\mu_0 lL}{\sqrt{U_{\text{пр}}}}. \quad (5.26)$$

5.4.3.2. Магнітні системи відхилення на великі кути із довгим соленоїдом та феромагнітними полюсниками

Загалом такі системи магнітного відхилення є найпростішими з конструктивної точки зору. Їх використовують для відхилення електронного пучка в технологічній камері за заданий кут, у напрямку до виробу, який обробляють. Важливою відмінною рисою таких систем відхилення є те, що розподіл магнітного поля між полюсниками є близьким до однорідного, тому розрахунок їх параметрів з досить високою точністю можна проводити за співвідношеннями (5.26). Особливістю конструкції такої системи є те, що в середину довгого соленоїда вставлений феромагнітний стріжень, на який

намотано дрiт. Вiд стрiження, в заданому напрямку, вiдводять феромагнiтнi магнiтопроводи вiдповiдної ширини та довжини, а до цих магнiтопроводiв закрiпленi вiдхиялючи пластини. За такої умови магнiтне поле соленоїда сконценцентовано мiж вiдхиялючими пластинами та його значення визначають за співвiдношенням (3.41). Вiдстань мiж вiдхиялючими пластинами зазвичай дорiвнює довжинi соленоїда, але, залежно вiд конструкцiї та призначення системи вiдхилення, може бути й iншою [18, 23]. Узагальнена конструкцiя системи вiдхилення з довгим соленоїдом наведена на рис. 5.9.

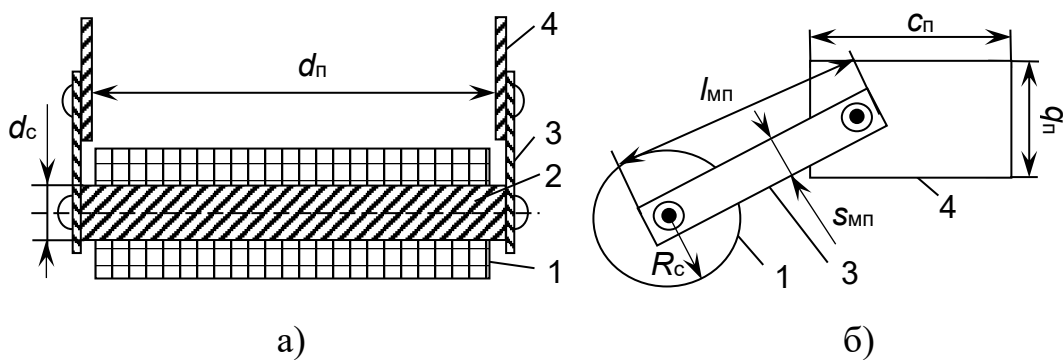


Рис. 5.9. Конструктивна схема системи магнiтного вiдхилення електронного пучка з довгим соленоїдом. а – вид зверху, б – вид зліва. 1 – довгий соленоїд, 2 – феромагнiтний стрiжень, 3 – магнiтопроводи, 4 – вiдхиялючи пластини

У разі необхідності вiдхилення електронного пучка за двома напрямками використовують системи вiдхилення з двома соленоїдами, для одного з яких пластини розташовані горизонтально, а для iншого вертикально. Вiдповiдна конструктивна схема такої системи наведена на рис. 5.10. Проектування таких систем вiдхилення дещо ускладнюється тим, що, для уникнення попадання електронного пучка на вiдхиялючи пластини, необхідно розташовувати їх на вiдповiдній вiдстанi та пiдтримувати струм обох лiнз, в межах заданого значення, з вкрай високою точнiстю. Тому такі системи вiдхилення електронних пучкiв в промисловому електронно-променевому устаткуваннi також часто використовують з метою направлення електронного пучка на зразок, який

обробляють. Сканування електронного пучка по поверхні зразка також є можливим за умови подання на соленоїди змінної напруги.

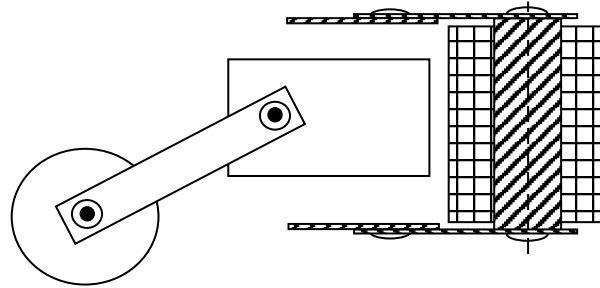


Рис. 5.10. Конструктивна схема системи магнітного відхилення електронного пучка за двома просторовими координатами з двома довгими соленоїдами

Якщо необхідно на попередньому етапі проектування промислового електронно-променевого обладнання розрахувати технологічні параметри системи відхилення з довгим соленоїдом, це можна зробити в використанні співвідношень (5.26). Такі системи зазвичай використовують для відхилення електронного пучка в стаціонарному режимі на заданий кут та задану відстань, відповідно до вимог технологічного процесу [9, 17, 48]. Магнітні системи відхилення, призначені для прецизійного сканування електронного пучка по поверхні зразка, який обробляють, розглянуті в підручниках [12, 13, 18, 23].

Контрольні питання до розділу 5

П5.1. Чому в системах транспортування електронних пучків завжди необхідно розглядати процес взаємодії пучка з залишковим газом?

П5.2. Які робочі гази та який рівень вакууму використовують в технологіях електронно-променевого зварювання, плавлення металів, та нанесення металевих та керамічних покриттів?

П5.3. Які головні фізичні процеси супроводжують транспортування електронних пучків за умови наявності залишкового газу?

П5.4. Чому у разі проведення електронних пучків до виробів, які обробляють в технологічній камері, часто виникає необхідність примусового відхилення пучка?

П5.5. Що являє собою процес транспортування електронних пучків в

еквіпотенціальному каналі та як його використовують для забезпечення необхідного розв'язку за тиском між електронною гарматою та технологічною камерою?

П5.6. За якої умови відбувається повна компенсація та перекомпенсація просторового заряду електронів пучка?

П5.7. Що являє собою процес іонного фокусування електронного пучка?

П5.8. Що являє собою первеанс електронного пучка?

П5.9. Що являє собою модель пружного розсіювання заряджених частинок згідно з теорією Е. Резерфорда?

П5.10. Що являє собою центральна гранична теорема Ляпунова?

П5.11. Які загальні фізичні припущення слід враховувати під час формування математичних моделей транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі зі зміною тиску газу?

П5.12. Що являє собою розрахунок вакуумної провідності каналу транспортування електронного пучка та на яких теоретичних засадах він базується?

П5.13. Як ви розумієте узагальнену конструктивну схему системи транспортування електронного пучка, наведену на рис. 5.3?

П5.14. Яку реактивну складову мають системи електростатичного та магнітного відхилення електронного пучка?

П5.15. Які основні переваги електростатичних та магнітних систем відхилення електронного пучка вам відомі та як їх використовують в електронно-променевому технологічному обладнанні?

П5.16. Які геометричні параметри мають плоскопаралельні відхиляючі пластини?

П5.17. Як ви розумієте рис. 5.4 та рис. 5.5?

П5.18. Що являють собою системи відхилення із двома парами плоскопаралельних пластин та які вони мають параметри?

П5.19*. Як створюють системи відхилення електронних пучків на сучасній елементній базі електронних компонент цифрової та програмованої електроніки, зокрема, мікроконтролерів та мікрокомп'ютерів?

П5.20*. Яка з конструкцій електростатичних систем відхилення електронного пучка є найбільш ефективною для промислового використання та чому?

П5.21. Що являють собою магнітні системи відхилення електронного пучка та які вони мають параметри?

П5.22. Як ви розумієте конструктивну схему системи відхилення з довгим соленоїдом та феромагнітними полюсниками, яка наведена на рис. 5.9?

РОЗДІЛ 6. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОННОГО ПРОМЕНЮ З РЕЧОВИНОЮ ТА ВІДПОВІДНІ ОЦІНКИ ДЛЯ ПРОЦЕСІВ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ

6.1. Узагальнені оцінки взаємодії електронного променю із кришталевою ґраткою

6.1.1. Основні фізичні процеси, пов'язані з взаємодією електронного променю із кришталевою ґраткою, та їх аналітичне описання

Рух електронів у твердому тілі супроводжується їх пружним та непружним розсіюванням на атомах кришталевої ґратки. Пружні зіткнення призводять до зміни швидкості електронів, їхнього відбивання від речовини та розсіювання, а непружні пов'язані, насамперед, з передаванням енергії електронного променю кришталевій ґратці, тобто, безпосередньо, із нагріванням речовини. Розсіювання електронів пучка під час їх проходженні крізь кришталеву речовину, в більшості випадків, відбувається на малі кути. За такої умови залежність диференціального перетину пружного розсіювання σ від кута θ та швидкості електронів v описується відомою моделлю Резерфорда, яку він побудував на основі теорії механіки взаємодії більярдних кульок з урахуванням законів статистики [57 – 59]:

$$\sigma(\theta, v) = \frac{Z_a^2 e^4}{64\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 v^4 \sin\left(\frac{\theta}{2} + \alpha_{\text{я}}\right)}, \quad \alpha_{\text{я}} = \frac{0,137 Z_a^{\frac{2}{3}} e^4}{\hbar^2 v_e^2}; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad (6.1)$$

де $\alpha_{\text{я}}$ – параметр екранізації атомного ядра оболонками електронів, Z_a – порядковий номер елемента, ϵ_0 – діелектрична стала, $\epsilon_0 = 8,8541878176 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, e – заряд електрона, $e = 1,602189246 \cdot 10^{-19}$ Кл, m_e – його маса, $m_e = 9,109554906 \cdot 10^{-31}$ кг, h – стала Планка, $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Зрозуміло, що пружні зіткнення, у разі використання електронного променю як технологічного інструмента щодо його фізичної та хімічної дії на тверде тіло, пов'язані лише з втратами електронів та з енергетичною ефективністю, а основу взаємодії електронів променю з речовиною складають непружні зіткнення. Головними фізичними процесами, які пов'язані із непружним розсіюванням електронів пучка на атомах кришталевої ґратки, є наступні [57 – 59].

1. Збудження та іонізація атомів.

2. Дисоціація молекул речовини із створенням нових хімічних зв'язків між атомами.

3. Збудження колективних коливань в електронній плазмі, створеній вільними електронами. Цей процес в літературі називають створенням плазмонів, та він безпосередньо пов'язаний з нагріванням речовини електронним променем [57 – 59].

4. Саме збудження плазмонних коливань із нагріванням речовини і є основним фізичним процесом сучасних електронно-променевих технологій.

Зрозуміло, що кришталева ґратка має дискретну структуру, тому втрати енергії електронів на атомах ґратки також мають дискретний характер [57 – 59]. Проте, з урахуванням великої кількості атомів у кришталевій ґратці та малої відстані між ними, в математичних моделях фізичні процеси, пов'язані із взаємодією електронного променя з речовиною, часто вважають неперервними [57 – 59]. За кількісними оцінками, концентрація атомів у ґратці складає біля $N \approx 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$, а відстань між ними – $r \approx 0,3 - 0,4 \text{ нм}$ [57 – 59]. Тобто, можна сказати, що сьогодні сучасні нанотехнології обробки речовини доходять до розмірів атомної ґратки. За таких фізичних умов вже необхідно розглядати в математичних моделях квантові процеси, що пов'язані із взаємодією електронів пучка з речовиною [57 – 59].

Проте в моделях класичної фізики процеси електронно-променевої обробки матеріалів зазвичай розглядають через введення поняття питомих енергетичних

втрат електронів пучка на одиницю довжини шляху $\frac{dE}{ds}$ [57 – 59]. Найчастіше для

описання енергетичних втрат використовують модель втрат енергії електронів через процес неперервної іонізації. За умови великих швидкостей електронів такий фізичний процес досить точно описує модель, запропонована Бете [57 – 59]:

$$\frac{dE}{ds} = \frac{e^4 NZ}{2\epsilon E} \ln\left(\frac{2E}{I}\right); \quad I = 13,25Z, \quad (6.2)$$

де I – параметр іонізації атома, який виражений в електрон-вольтах.

За формулою (6.2) можна отримати відповідні аналітичні оцінки щодо просторового розподілу довжини ділянок траєкторій електронів, та, відповідно, глибини проникнення потоку електронів до речовини [57 – 59]. Довжину ділянки траєкторії визначають залежно від початкової енергії електронів E_0 та енергетичних втрат $\frac{dE}{ds}$. Відповідний аналітичний вираз записують наступним чином [57 – 59]:

$$R_s = \frac{dE}{dE/ds} \approx \frac{32\varepsilon E_0^2}{Ne^4Z}. \quad (6.3)$$

Для визначення приблизного значення глибини проникнення електронів пучка до речовини зазвичай використовують аналітичне співвідношення Веллінгтона – Томпсона [57 – 59]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho b_1}{2E}, \quad (6.4)$$

де ρ – густина речовини, b_1 – стала гальмування електронів пучка, яка не залежить від заряду атомного ядра. Зазвичай параметр b_1 розраховують за простим аналітичним співвідношенням $\frac{1}{b_1} = 2,1 \cdot 10^{-6} - 2,54 \cdot 10^{-6} \frac{\text{кеВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$ [57 – 59]. З урахуванням (6.4), як результат аналітичного інтегрування цього співвідношення, для глибини проникнення електронів пучка до речовини R можна записати наступний, вкрай простий аналітичний вираз [57 – 59]:

$$R = \frac{E_0^2}{\rho b_1}. \quad (6.5)$$

Якщо порівняти наведені аналітичні співвідношення (6.3) та (6.5), видно, що теоретичні оцінки для довжини ділянки траєкторій електронів R_s та для глибини проникнення електронів пучка до речовини R дають однакові функціональні залежності з математичної точки зору. А саме, довжина пробігу електронів пучка в речовині, або глибина проникнення, пропорційні квадрату енергії електронів. Тобто, $R \propto E^2$. Проте, така спрощена оцінка є надто простою, і

це просте правило не завжди виконується. Експериментальні дослідження та статистика експериментів показали, що для діапазону енергій електронів пучка в межах 0,3 – 10 кеВ залежність глибини проникнення електронів пучка можна точніше описати іншою степеневою залежністю [57 – 59]:

$$R \propto E^n, \quad n \approx 1,3 - 1,5. \quad (6.6)$$

Проте, оскільки у співвідношенні (6.6) відносно теоретичних оцінок змінений лише показник степені рівнянь (6.3) та (6.5), та межі цієї зміни є невеликими, можна вважати, що класична теорія Веллінгтона – Томпсона правильно описує взаємодію електронного пучка з речовиною. Показник степені n є емпіричним параметром та його визначають для конкретних речовин, через відомі методи апроксимації експериментальних даних, з урахуванням статистики експерименту [57 – 59].

6.1.2. Визначення просторового розподілу енергії, яку поглинає речовина від електронного променя

Теоретичні відомості, наведені у підрозділі 6.1.1, є вкрай важливими з точки зору формування фізичних уявлень щодо взаємодії електронів пучка з кришталевою ґраткою, проте, для вирішення практичних задач електронно-променевих технологій їх використовують не часто. З практичної точки зору важливіше знати не траєкторії електронного пучка, а область розподілення енергії, яку віддають прискорені електрони та поглинає кришталева ґратка. Насправді, після процесу гальмування повільні електрони створюють єдині плазмони з електронами атомів речовини та за своїми характеристиками нічим від них не відрізняються [57 – 59].

Густину енергії $Q(x)$, яку поглинає кришталева ґратка у разі опромінювання електронним потоком з енергією E , можна обчислити з наступного аналітичного виразу [57 – 59]:

$$Q(x) = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{еф}} \frac{j_0 \tau}{e}, \quad (6.7)$$

де j_0 – густина струму електронного пучка на поверхні речовини, τ – час опромінювання речовини електронами, $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{еф}}$ – ефективні енергетичні втрати з урахуванням дифузійного розсіювання, яку розраховують за співвідношенням [57 – 59]:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{еф}} = \frac{E_0}{R} \left(1 - \frac{x}{R} \right)^{\frac{5}{4}} \left(3 - \exp \left(- \frac{(Z + 8)x}{4R} \right) \right). \quad (6.8)$$

Для проведення розрахунків за формулою (6.8) необхідно знати питому вагу, порядковий номер елемента та атомну вагу, тобто, відповідні фізичні властивості речовини [57 – 59].

6.1.3. Вторинна електронна емісія та ефект накопичення заряду в процесі електронно-променевої обробки діелектричних та напівпровідникових матеріалів

6.1.3.1. Загальна теорія вторинної електронної емісії

Ще одним важливим фізичним процесом, пов'язаним із дією електронного променя на речовину, є накопичення заряду в діелектриках, а також в металах та сплавах із низькою провідністю, під дією електронного променя [18, 23, 60]. Це явище було відкрито в 1902 році американським фізиком Луїсом Остином, а в 1907 році першу повну та несуперечливу теорію вторинної електронної емісії розробив німецький фізик Йоганнес Штарк.

Загалом цей фізичний процес пов'язаний із балансом енергії електронів, які поглинає речовина, які відбиваються від неї, а також електронів, які виходять із речовини через фізичний процес вторинної електронної емісії під дією високоенергетичних електронів пучка. У загальному вигляді розподіл енергії електронів, які виходять із речовини та відбиваються від неї, показаний на рис. 6.1. Тут окремо виділені спектри істинно вторинних електронів, непружно відбитих та пружно відбитих електронів [18, 23, 60].

Згідно із співвідношенням (6.8), для ефективних втрат енергії електронів під час опромінювання речовини електронним променем, можна записати аналітичний вираз для оцінювання коефіцієнту вторинної електронної емісії $\sigma_{вт}$ наступним чином [18, 23, 60]:

$$\sigma_{вт} = \frac{BE_0}{RE_B} \int_0^R \left(1 - \frac{x}{R}\right)^{\frac{5}{4}} \left(3 - \exp\left(-\frac{(Z_a + 8)x}{4R}\right)\right) \exp(-\alpha x) dx, \quad (6.9)$$

де E_0 – енергія первинних електронів пучка, E_B – енергія виходу вторинних електронів, R – середнє значення глибини речовини, з якої виходять вторинні електрони, B та α – емпіричні сталі для відповідної речовини. З фізичної точки зору величину α можна характеризувати як константу гальмування електронів, розмірність якої складає m^{-1} . Для малих та великих значень енергія первинних електронів пучка E_0 існують прості аналітичні розв'язки записаного інтегрального рівняння (6.9) [18, 23, 60].

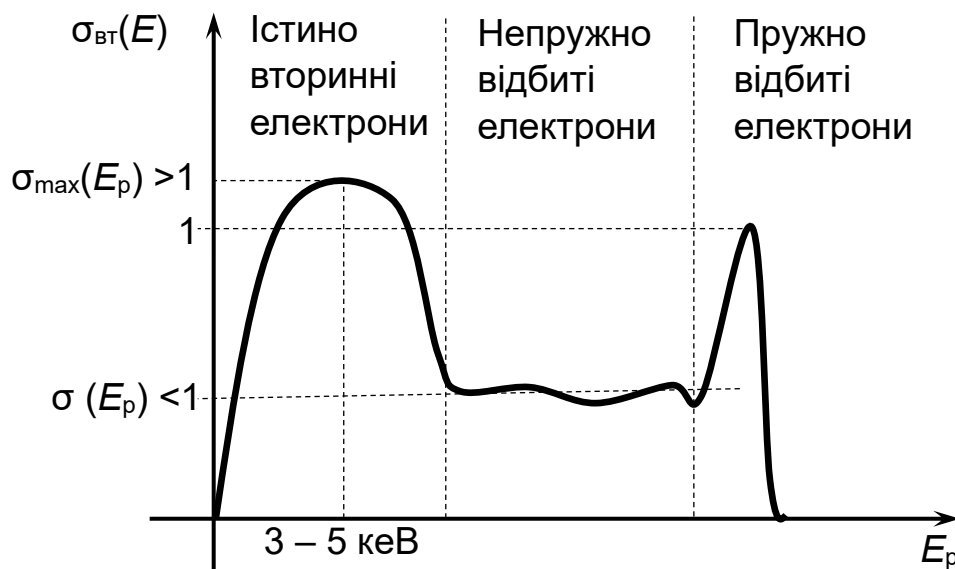


Рис. 6.1. Узагальнена картина спектру істинно вторинних, непружно відбитих та пружно відбитих електронів під час опромінювання речовини електронним променем високої енергії

Для малих значень E_0 :

$$\sigma_{вт} = \frac{BE_0}{E_B}. \quad (6.10)$$

Для великих значень E_0 :

$$\sigma_{\text{вт}} = \frac{BA}{\alpha E_{\text{в}} E_0}, \quad (6.11)$$

де A – емпірична стала для даної речовини.

Важливим питанням, з точки зору практичного промислового використання електронно-променевих технологій, є особливості вторинної електронної емісії з напівпровідникових та діелектричних керамічних матеріалів.

6.1.3.2. Вторинна електронна емісія з діелектриків та напівпровідникових матеріалів та ефект накопичення заряду в процесі обробки речовини електронним променем

Серед металів найбільше значення коефіцієнту $\sigma_{\text{вт}}$ мають важкі метали, такі, як вольфрам та тантал. Проте, значно більше значення коефіцієнту вторинної електронної емісії мають напівпровідникові та діелектричні керамічні матеріали [18, 23, 60]. Важливою фізичною закономірністю є також те, що для напівпровідників максимальне значення коефіцієнту вторинної електронної емісії σ_{max} відповідає більшому значенню енергії електронного потоку. Відповідні графічні залежності $\sigma_{\text{вт}}(E_p)$ для вольфраму, скла та оксидної кераміки $\text{Ag}+\text{CsO}_2+\text{Cs}$, яка має напівпровідникові властивості, наведені на рис. 6.2 [18, 23, 60].

Також слід відзначити, що, коефіцієнт вторинної електронної емісії $\sigma_{\text{вт}}$ для діелектриків та напівпровідників, на відміну від металів, сильно залежить від температури речовини, яку оброблюють електронним пучком, та від зовнішнього електричного поля [18, 23, 60]. Максимум енергетичного розподілу істинно вторинних електронів із напівпровідників припадає на низькоенергетичну область та лежить в діапазоні у діапазоні 2 – 3 еВ замість ~ 10 еВ для металів.

З точки зору фізики процесу взаємодії електронного пучка з речовиною істотно більші значення коефіцієнту вторинної електронної емісії для діелектриків та напівпровідникових матеріалів можна пояснити тим, що вторинні електрони, що утворюються в глибині матеріалу, практично не зустрічають опору з боку електронів

провідності. Саме тому вторинні електрони, які емітовані із напівпровідників та діелектриків, є більш низькоенергетичними, ніж електрони, емітовані з металів. Ширина забороненої зони напівпровідника складає близько 1 еВ [18, 23, 60]. У металах, з одного боку, ширина забороненої зони набагато більше, порядку 7–10 еВ, але вторинні електрони, на відміну від вторинних електронів у напівпровідниках, під час їх руху до поверхні, в процесі зіткнень із атомами ґратки, не іонізують їх, через ту ж саму велику ширину забороненої зони, а пружно відбиваються від них, практично не втрачаючи своєї енергії [18, 23, 60].

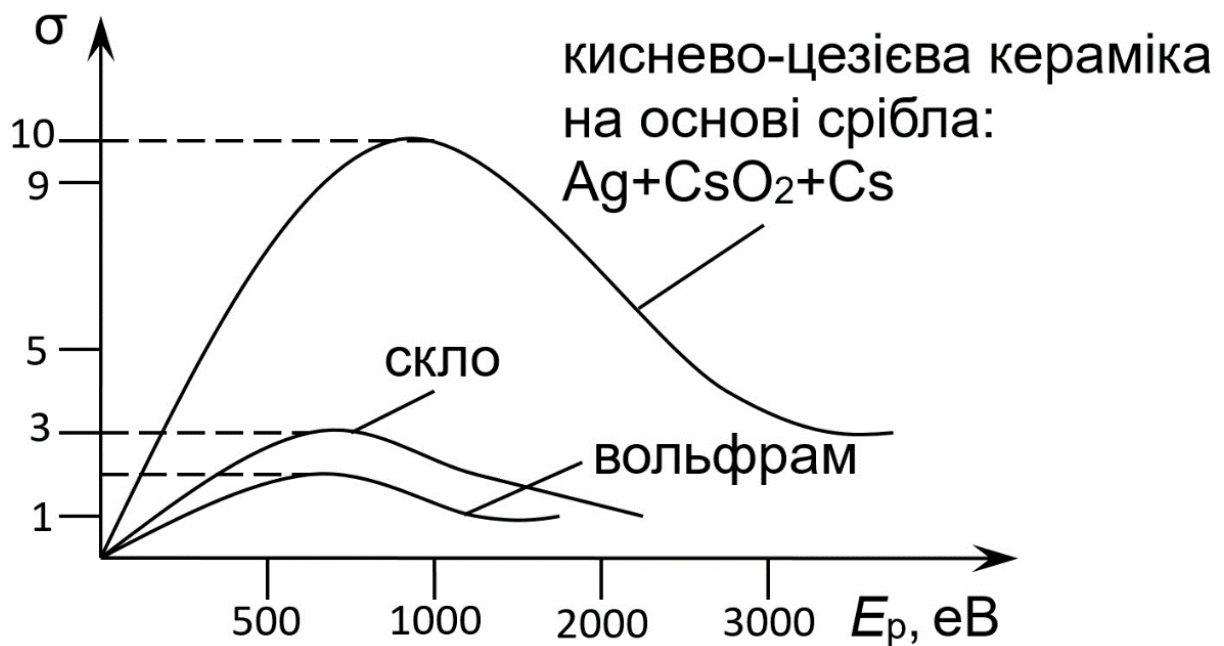


Рис. 6.2. Залежності $\sigma_{вт}(E_p)$ для в області малих енергій електронного потоку для різних речовин

Іншою, дуже важливою відмінністю у вторинній електронній емісії з діелектриків і напівпровідників, у порівнянні з металевими матеріалами, є те, що їх поверхня, за умови $\sigma_{вт} < 1$, накопичує негативний заряд, а за умови $\sigma_{вт} > 1$ – позитивний. Позитивний заряд діелектричній речовині надають іонізовані атоми кристалічної ґратки, з яких вибиті електрони.

Тому значення $\sigma_{вт} = 1$ відповідає умові рівноваги накопленого заряду [18, 23, 60]. Відповідні фізичні умови опромінювання діелектриків та напівпровідників електронним променем наочно показані на рис. 6.3.

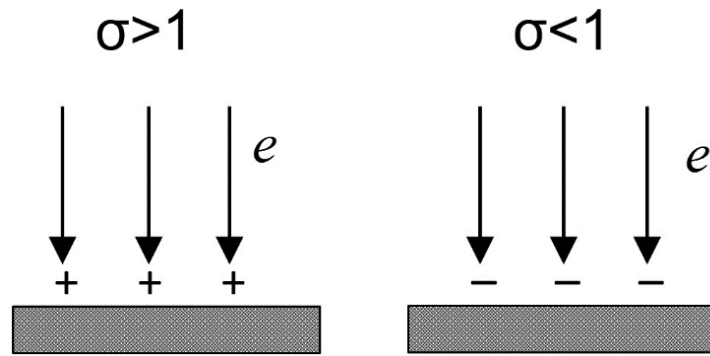


Рис. 6.3 Ілюстрація накопичення позитивного та негативного заряду в діелектриках та напівпровідникових матеріалах під час їхнього опромінювання електронним променем за умови різних значень коефіцієнту вторинної електронної емісії $\sigma_{\text{вт}}$

Для хімічно-складних керамічних сполук та керамічних плівок зазвичай досить точною математичною моделлю для залежності коефіцієнта вторинної електронної емісії $\sigma_{\text{вт}}$ від енергії первинних електронів E_p є наступне математичне співвідношення [18, 23, 60]:

$$\sigma_{\text{вт}}(E_p) = AE_p \exp(-\mu E_p), \quad (6.12)$$

де A та μ – емпіричні параметри моделі, які можна виразити через експериментальні дані або табличні значення для максимальної величини коефіцієнту вторинної електронної емісії σ_{max} та значення енергії первинних електронів E_{max} , для якого $\sigma_{\text{вт}}(E_{\text{max}}) = \sigma_{\text{max}}$.

У разі практичної реалізації електронно-променевої обробки напівпровідникових та діелектричних матеріалів зазвичай їх розміщують на металевій основі, на яку подають потенціал зміщення U_0 . Відповідна електрична схема підключення постійного потенціалу зміщення до діелектрика, який обробляють, наведена на рис. 6.4.

Припустимо, що опір шару між діелектриком і металічною основою складає R і на ньому, згідно з рис. 6.4, виникає різниця потенціалів ΔU . Також будемо вважати, що, U_{01} – це ліва точка, для якої виконується умова $\sigma_{\text{вт}} = 1$, а U_{02} – відповідно, права.

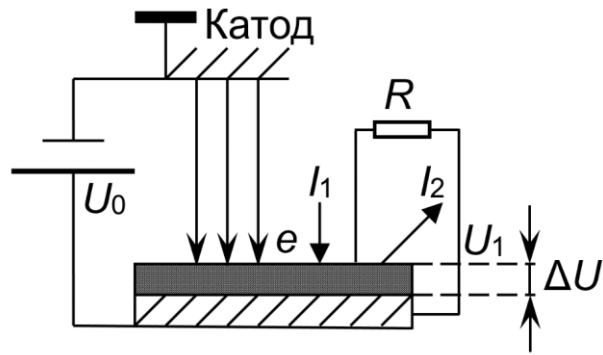


Рис. 6.4. Схема підключення потенціалу зміщення до діелектричного матеріалу, який обробляють електронним пучком

Цілком зрозуміло, що коефіцієнт вторинної електронної емісії $\sigma_{\text{вт}}$ залежить від енергії первинних електронів, а значить, відповідно до рис. 6.4, від поточного значення потенціалу підкладки $U_1 = U_0 - \Delta U$. Якщо початкове значення U_0 є таким, що виконується умова $U_0 < U_{01}$, тоді, в наслідок виконання цієї умови, завжди правильним буде твердження проте, що $\sigma_{\text{вт}} < 1$. Відповідно, за такої умови, струм вторинних електронів I_2 є меншим за струм первинних електронів I_1 , тобто, виконується умова $I_2 < I_1$. У такому разі різниця потенціалів ΔU є негативною, а тоді потенціал U_1 спадає та поверхня діелектрика накопичуватиме негативний заряд.

6.1.3.3. Аномальна вторинна електронна емісія та ефект Молтера

Одним з цікавих аномальних фізичних явищ, які спостерігаються під час опромінювання плівкових керамічних матеріалів електронним променем, є аномальна вторинна електронна емісія за Молтером, яку відкрив американський фізик Луїс Молтер (Louis Malter, 1907 – 1985) у 1936 році. Молтер спостерігав фізичний ефект, пов'язаний з аномально високими значеннями коефіцієнта вторинної електронної емісії σ для плівок оксиду алюмінію Al_2O_3 з товщиною біля 1 мкм, які були оброблені парами цезію (Cs) [18, 23, 60]. Максимальне значення коефіцієнта вторинної електронної емісії за таких фізичних умов складає $\sigma_{\text{max}} = 100-1000$. Час аномальної вторинної електронної емісії за ефектом Мольтера складає близько 10^{-9} с, тобто, є значно більшим за значення часу для

звичайної вторинної електронної емісії [18, 23, 60]. З урахуванням того, що аномальна емісія спостерігається лише для керамічних плівок з товщиною $d < 1$ мкм, Мольтер зміг пояснити цей ефект через накопичення на поверхні діелектрика позитивного заряду високої концентрації. Тоді значна величина електричного поля, порядку $E = 10^6 - 10^7 \frac{\text{В}}{\text{см}}$, призводить до ефекту тунелювання електронів з діелектричної плівки та автоелектронної емісії [18, 23, 60]. У 1936 році ефект Молтера став ще одним незаперечним підтвердженням квантової теорії побудови кристалевої ґратки.

6.1.3.4. Вторинна іонно-електронна емісія

Окремим випадком емісії електронів під дією потоків заряджених частинок є іонно-електронна емісія. Цей тип емісії притаманний електронним гарматам ВТР, які працюють в низькому вакуумі з досить високою ступеню іонізації залишкового газу. Основою фізики роботи гармат такого типу є формування в об'ємі гармати пучково-плазмового розряду. Іони, які формуються в анодній плазмі ВТР, прискорюються в електричному полі області катодного падіння потенціалу та бомбардують поверхню катода. За рахунок цього, через процес вторинної іонно-електронної емісії, у ВТР формують інтенсивні потоки електронів для технологічного застосування [14, 15, 35]. Більш досконало основи фізики ВТР розглядалися в підрозділі 2.2.2.1.

Зазвичай, як і для автоелектронної емісії у високому вакуумі, для катодів гармат ВТР обирають металеві матеріали з керамічною плівкою на їхній поверхні. Такі катоди мають на порядок більший узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії [67 – 69]. Найбільше використання в промислових технологіях знайшли алюмінієві катоди з керамічною оксидною плівкою, які є досить дешевими та мають великий коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії. Під дією іонного бомбардування в процесі роботи гармати оксидна плівка досить швидко розпилюється та, таким чином, катод може втрачати свої емісійні властивості. Для оновлення плівки оксиду алюмінію в процесі роботи гармати в робочий газ додають невелику кількість кисню, в межах

кількох відсотків відносно загальної концентрації використовуваного технологічного газу [14, 15, 35].

Для проведення відповідних теоретичних оцінок іонно-електронну емісію характеризують узагальненим коефіцієнтом $\gamma_{уз}$ [14, 15, 35]:

$$\gamma_{уз} = \frac{n_e}{n_i + n_a}, \quad (6.13)$$

де n_i – кількість іонів, які надходять на катод, n_a – кількість прискорених нейтральних атомів залишкового газу, які формуються у ВТР як результат резонансної взаємодії прискорених іонів з нейтральними атомами [14, 15, 35], n_e – кількість емітованих електронів.

З точки зору фізики взаємодії потоків іонів із твердим тілом розрізняють потенціальну та кінетичну іонно-електронну емісію. Потенціальну емісію пов'язують із передаванням електронам кристалевій ґратки залишкової енергії, яка виділяється під час нейтралізації іонів, її зазвичай описують через значення узагальненого коефіцієнту потенціальної вторинної емісії $\gamma_{п}$. Кінетична енергія пов'язана із передаванням до кристалевій ґратки кінетичної енергії іонів та прискорених атомів залишкового газу, її описують через значення узагальненого коефіцієнту кінетичної вторинної емісії $\gamma_{к}$. Під час бомбардування речовини енергетичними іонами, у будь-якому разі, протікають обидва фізичні процеси. Коли іон підлітає до поверхні, спочатку йде процес його нейтралізації, тобто, здійснюється потенціальна емісія електронів. Після цього, під час гальмування іонів у мішені через зіткнення з атомами кристалевій ґратки, проходить процес кінетичної емісії електронів. Тобто, у загальному випадку, слід розглядати обидва процеси та оцінювати узагальнений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії як суму коефіцієнтів емісії обох типів:

$$\gamma_{уз} = \gamma_{п} + \gamma_{к}. \quad (6.14)$$

Для подальшого розгляду можливостей сучасних електронно-променевих технологій найбільш важливими є оцінки теплової дії електронного променю на речовину, яку обробляють. Відповідні теоретичні відомості будуть розглянуті у підрозділі 6.2.

6.2. Теплові ефекти, які виникають в процесі опромінювання матеріалів електронним пучком

6.2.1. Аналіз розподілу температури на поверхні та в об'ємі речовини, яку нагрівають електронним пучком

Час переходу атомів кристалічної ґратки до збудженого стану складає приблизно $\tau_3 \approx 10^{-9}$ с [57 – 59]. Таким чином, у разі малого часу спостереження процесу нагрівання речовини $\tau_c < 10^{-9}$ с, різниця температур $T_e - T_i$ може складати до кількох тисяч градусів. Але, якщо вийти за межі наносекундного часового діапазону, можна казати про єдину температуру T для всієї речовини та використовувати для її розрахунку класичну теорію теплопровідності.

У найпростішій формі, у разі відсутності фазових переходів, які пов'язані з плавленням та випаровуванням речовини, можна записати рівняння теплопровідності наступним чином [61, 62]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q_v(x, y, z, t)}{\rho c_v} + a \nabla^2 T, \quad a = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho c_v}}, \quad (6.15)$$

де x, y, z – просторові координати, t – час, c_v – питома теплоємність речовини за об'ємом, Q_v – густина потужності теплового джерела, ρ – питома вага речовини, λ – теплопровідність речовини, a – коефіцієнт температуропровідності речовини.

Рівняння теплопровідності з частковими похідними (6.15) є досить складним з точки зору пошуку його аналітичних та числових розв'язків. Тому, зазвичай, аналіз термодинамічних процесів, які пов'язані з тепловою дією електронних пучків, проводять на основі розгляду відповідних спрощувальних гіпотез.

6.2.2. Аналіз процесів плавлення та випаровування речовини, яку нагрівають електронним пучком, через розв'язування рівняння теплового балансу

Задачі аналізу процесів плавлення та випаровування металів з поверхні речовини, яку оброблюють електронним променем, також можна розв'язати досить просто з використанням наближеної лінійної моделі [61, 62]. Початковим фізичним припущенням є те, що у разі великої потужності електронного променя відбувається

процес сублімації речовини, який відповідає її випаровуванню безпосередньо із твердої фази, без переходу до фази рідини [61, 62].

Іншим початковим фізичним припущенням, яке вводять для спрощення моделі процесу випаровування, є нехтування втратами енергії електронного променя на випромінювання та на теплопровідність [61, 62]. За такої умови рівняння теплового балансу на поверхні речовини, яку опромінюють електронним променем, для аналізу процесу випаровування має наступний вигляд [61, 62]:

$$\rho L_{\text{вип}} S \Delta h = P \Delta t, \quad P = U_{\text{пр}} I_0. \quad (6.16)$$

де ρ – питома вага матеріалу, який випаровують, $L_{\text{вип}}$ – питома теплота випаровування, S – площа, з якої випаровують речовину, Δh – зміна глибини ванни, з якої випаровують речовину, P – потужність електронного променя, t – час опромінювання. Відповідні геометричні параметри моделі наочно показані на рис. 6.5.

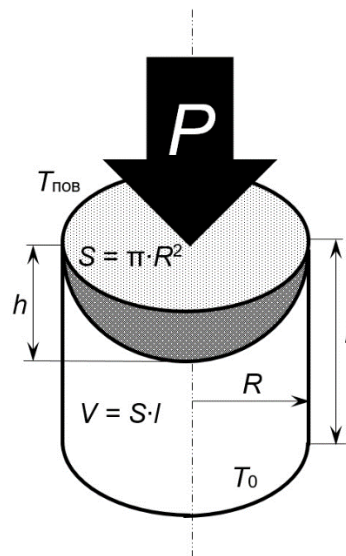


Рис. 6.5 Геометричні параметри математичної моделі процесу нагрівання речовини електронним променем, основаної на рівнянні теплового балансу

Рівняння (6.16) є узагальненим з точки зору оцінки енергії, яку витрачають на плавлення матеріалу, тому, у явній формі, його зазвичай не використовують. Для формування більш точних моделей щодо термодинаміки взаємодії електронного пучка з речовиною розглядають рівняння теплового балансу з

урахуванням різних термодинамічних процесів [61, 62]. Насамперед, необхідно врахувати втрати енергії на теплопровідність. Відповідне аналітичне співвідношення записують наступним чином [61, 62]:

$$P_{\text{тп}} = \frac{\lambda S (T_{\text{пов}} - T_0)}{l}, \quad (6.17)$$

де λ – теплопровідність речовини, $T_{\text{пов}}$ – температура на поверхні, яку опромінюють, T_0 – температура на поверхні, яку охолоджують, l – товщина шару речовини, який нагрівають.

Потужність $P_{\text{впр}}$, яку витрачають на випромінювання з поверхні металу, визначають через рівняння Стефана – Больцмана [61, 62]:

$$P_{\text{впр}} = \sigma \varepsilon_p S (T_{\text{пов}}^4 - T_0^4), \quad \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \approx 5,67 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}, \quad (6.18)$$

де σ – константа Стефана – Больцмана, ε_p – випромінювальна здатність речовини, k – стала Больцмана, h – стала Планка, c – швидкість світла у вакуумі.

6.2.3. Аналіз процесу випаровування у вакуумі за умови низького тиску

Крім співвідношення (6.18) існують також інші теоретичні оцінки швидкості випаровування металів та діелектричних матеріалів електронним променем. Наприклад, якщо тиск у технологічній камері, де проводять процес випаровування, не перевищує 10^{-1} Па, швидкість випаровування речовини за масою можна оцінити на основі молекулярно-кінетичної теорії [61, 62].

З точки зору молекулярно-кінетичної теорії речовини, її перехід з конденсованої фази до парового стану полягає у перетворенні теплової енергії, підведеної до неї, до кінетичної енергії молекул. Відповідно до законів термодинаміки, для взаємо-обернених процесів випаровування та конденсації, зміну вільної енергії за Гіббсом ΔG можна записати у вигляді наступного аналітичного виразу [61, 62]:

$$\Delta G = RT_{\text{вип}} \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (6.19)$$

де R – універсальна газова стала, $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$, $T_{\text{вип}}$ – температура випаровування, p_0 – тиск в об'ємі де проводять випаровування, p – тиск насиченої пари.

Коли, із збільшенням температури, тиск насиченої пари збільшується, зв'язок між тиском насиченої пари та температурою випаровування, згідно з формулою (6.19), можна, з високою точністю, описати диференціальним рівнянням Клайперона – Клаузіуса [61 – 63]:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta Q}{T(V_{\text{п}} - V_{\text{р}})}, \quad (6.20)$$

де ΔQ – питома теплота пароутворення речовини, $V_{\text{п}}$ та $V_{\text{р}}$ – молярні об'єми парового та рідинного стану речовини відповідно.

Записане диференціальне рівняння (6.20) має простий аналітичний розв'язок у разі виконання припущення про те, що молярний об'єм конденсованої фази речовини є вкрай малим в порівнянні з молярним об'ємом пари ($V_{\text{п}} \gg V_{\text{р}}$). Також будемо вважати, що об'єм пари $V_{\text{п}}$, його температура $T_{\text{вип}}$ та тиск $p_{\text{п}}$ є взаємопов'язаними величинами. Згідно з законом для ідеального газу [63]:

$$V_{\text{п}} = \frac{RT_{\text{вип}}}{p_{\text{п}}}. \quad (6.21)$$

З урахуванням співвідношення (6.21), аналітичне інтегрування диференціального рівняння (6.20) дає наступний результат [63]:

$$\lg(p_{\text{п}}) = \frac{A}{T_{\text{вип}}} + B \lg(T_{\text{вип}}) + CT_{\text{вип}} + D, \quad (6.22)$$

де A, B, C, D – емпіричні константи для даної речовини.

Швидкість випаровування за масою із співвідношення (6.22) знайти дуже просто. Дійсно:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{P_{\text{погл}}}{L_{\text{вип}}}. \quad (6.23)$$

За співвідношенням (6.22) можна також оцінити температуру випаровування. Перепишемо його наступним чином:

$$\frac{P_{\text{погл}}}{L_{\text{вип}} S} = \frac{\exp\left(C - \frac{B}{T_{\text{вип}}}\right)}{\sqrt{T_{\text{вип}}}}. \quad (6.24)$$

Отримане рівняння (6.24) відносно параметру температури випаровування $T_{\text{вип}}$ є нелінійним та його можна розв'язати з використанням чисельних методів [37, 38].

6.3. Фізичні процеси електронно-променевого зварювання та математичне моделювання геометрії зварювального шва

6.3.1. Узагальнені теоретичні оцінки геометричних параметрів зварювального шва за умови невеликої потужності електронного променя

Загалом аналіз фізичних процесів, які протікають у разі електронно-променевого зварювання металів та теоретичні оцінки геометричних параметрів зварювального з'єднання ґрунтуються на законах термодинаміки та на диференціальних рівняннях, які були наведені у підрозділі 6.2.

З теоретичної та практичної точки зору найбільш складним для аналізу є випадок інтенсивного плавлення металів в процесі зварювання. Фізика цього процесу полягає в тому, що швидкість виділення теплової енергії в результаті опромінювання метала електронним променем перевищує сумарну швидкість відведення енергії через теплопровідність, теплове випромінювання та випаровування. За таких фізичних умов здійснюється дуже глибоке проплавлення металів, для якого співвідношення глибини зварювального шва h до діаметру електронного променя d є вкрай великою величиною. Для реальних електронно-променевих технологій зварювання металів зазвичай вдається досягти значення $k = \frac{h}{d} > 40 \div 50$. В теорії електронно-променевого зварювання такий процес називають кинджальним проплавленням [9, 48]. За умови кинджального проплавлення глибина шва h значно перевищує глибину проникнення електронів до металу δ . Режим кинджального проплавлення часто використовують на практиці для зварювання тугоплавких металів великої товщини.

Якщо не розглядати режим глибокого проплавлення, на основі рівняння теплового балансу (6.16) можна записати аналітичний вираз для зміни глибини проплавлення металу h на протязі часу опромінювання τ наступним чином [9, 48]:

$$h = \frac{\pi q \tau}{2\rho(c_v T_{\text{пл}} + L_{\text{пл}})} + 5\lambda T_{\text{пл}} \left(\frac{\tau}{d^2} + \frac{1}{2d} \right). \quad (6.25)$$

Перепишемо аналітичний вираз (6.25) в іншому вигляді:

$$h = \frac{\pi q \tau}{2\rho(c_v T_{\text{пл}} + L_{\text{пл}})} \left(1 + \frac{2c_v T_{\text{пл}}}{L_{\text{пл}}} \left(1 + \frac{2a\tau}{d^2} \right) \right). \quad (6.26)$$

Із записаного аналітичного виразу (6.26) видно, що, для малого часу

опромінювання речовини τ , залежність $h(\tau)$ є майже лінійною, а для великого значення τ швидкість процесу зварювання уповільнюється.

6.3.2. Аналіз фізичних процесів у зварювальній ванні за умови великої потужності електронного променя та режиму кинджального проплавлення

У разі виконання фізичних умов для кинджального плавлення на поверхні металу діють відповідні сили. Основний напрямок дії цих сил – витіснення металу з зони дії електронного променя із утворенням кратера. Насамперед, це сила тиску електронного променя на метал $\overline{P}_{\text{пр}}$ та сила реактивного тиску пари $\overline{P}_{\text{вип}}$. Ці дві сили урівноважені гідростатичним тиском стовпа рідинного металу \overline{P}_p та силою поверхневого натягу рідинного металу \overline{P}_h . Відповідний баланс сил у зварювальній ванні показаний на рис. 6.6.

Згідно з рис. 6.6, баланс сил на поверхні металу, який оброблюють електронним променем, у загальному вигляді записують наступним чином:

$$\overline{P}_{\text{пр}} + \overline{P}_{\text{вип}} + \overline{P}_p + \overline{P}_h = 0. \quad (6.27)$$

Із умови балансу сил на поверхні металу в області дії електронного променя для стаціонарного процесу зварювання (6.27) записують наступний аналітичний вираз, який характеризує зв'язок між термодинамічними параметрами металу та геометричними параметрами каналу зварювального шва [9, 48]:

$$r_k = \frac{2\sigma_h}{v_{\text{вип}} \sqrt{\frac{2kT}{M} - \rho_p h_k}}, \quad (6.28)$$

де r_k та h_k – радіус та глибина зварювального каналу відповідно, $v_{\text{вип}}$ – швидкість випаровування згідно зі співвідношенням (6.23), σ_h – коефіцієнт поверхневого натягу, ρ_p – густина рідинного металу, M – молекулярна маса металу, k – стала Больцмана. Відповідні геометричні параметри зварювального шва показані на рис. 6.7.

Розглянемо рівняння балансу сил у каналі зварювального шва (6.27) більш досконало та наведемо аналітичні співвідношення для визначення сили тиску електронного пучка, сили гідростатичного тиску та сили поверхневого натягу на

поверхні металу [9, 48]. Тиск нерелятивістського електронного променя на поверхні металу визначають наступним чином [9, 48]:

$$\left| \overline{\mathbf{P}}_{\text{пр}} \right| = \frac{2q}{\left| \overline{\mathbf{v}}_e \right|}, \quad \left| \overline{\mathbf{v}}_e \right| = \sqrt{\frac{2eU_{\text{пр}}}{m_e}}, \quad (6.29)$$

де $\left| \overline{\mathbf{v}}_e \right|$ – швидкість електронів пучка, q – питома потужність електронного променя, $U_{\text{пр}}$ – прискорювальна напруга, e – заряд електрона, m_e – його маса.

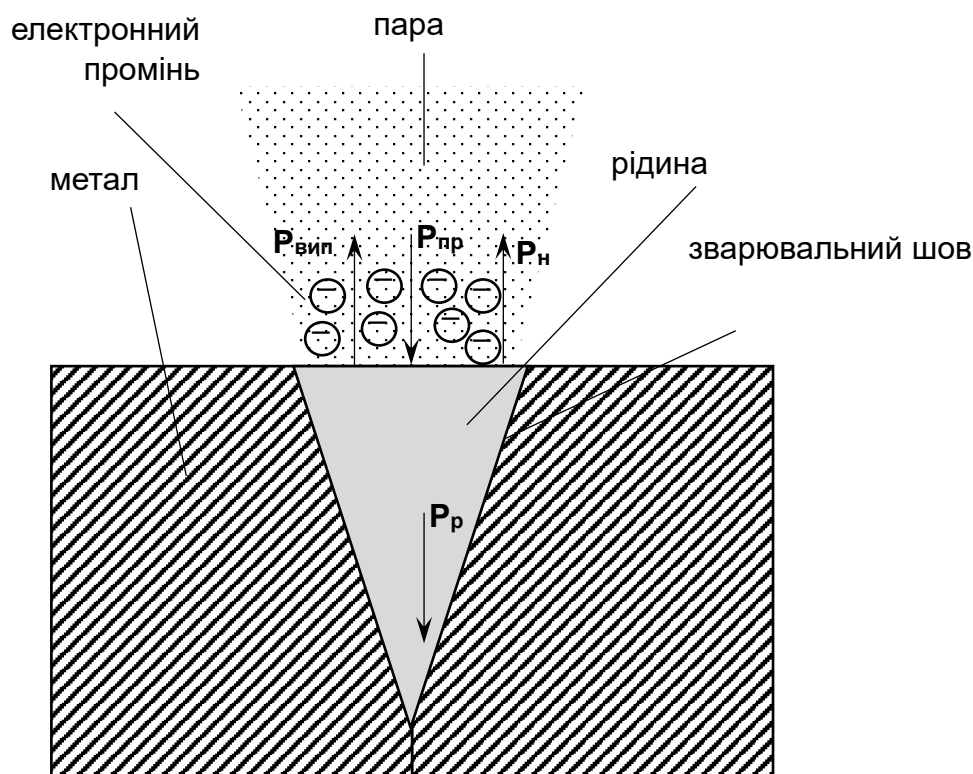


Рис. 6.6. Наочна ілюстрація балансу сил в області проведення електронно-променевого зварювання у разі кинджального плавлення металів

Силу тиску пари у загальному випадку визначають як [9, 48]:

$$\left| \overline{\mathbf{P}}_p \right| = \frac{\xi q \left| \overline{\mathbf{v}}_{\text{пр}} \right|}{L_{\text{вип}}}, \quad (6.30)$$

де $\xi \approx 0,2$ – частина енергії електронного променя, яка витрачається на випаровування, $\left| \overline{\mathbf{v}}_{\text{пр}} \right|$ – швидкість руху електронного променя вздовж поверхні металу, яку зазвичай визначають через електричні та часові характеристики

системи відхилення. Особливості роботи електричних та магнітних систем відхилення електронних пучків були описані в підрозділах 5.3 та 5.4. Зазвичай для реальних технологічних процесів швидкість руху електронного променя не перевищує значення $|\overline{v_{np}}| \approx 10^3 \frac{\text{мм}}{\text{с}}$ [9, 17].

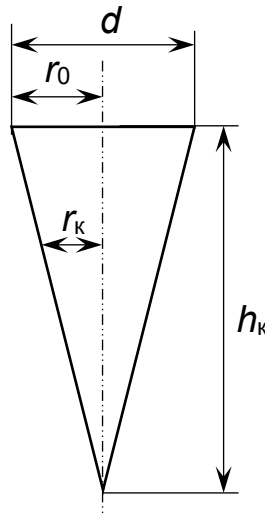


Рис. 6.7. Геометричні параметри зварювального шва

Розрахунки для реальних процесів електронно-променевого зварювання показали, що зазвичай є правильним співвідношення $\frac{|\overline{P_{np}}|}{|\overline{P_p}|} \approx 10^3$ [44, 285]. З практичної точки зору це означає, що головним фактором, який впливає на тиск віддачі, є процес випаровування. Згідно з рис. 6.6, основними силами, які протидіють реакції віддачі, є сила поверхневого натягу \overline{P}_h та сила гідростатичного тиску рідини \overline{P}_p .

Силу тиску пари розраховують за базовим співвідношенням (6.30), але, з урахуванням розподілу густини потужності електронного променя вздовж радіальної координати $q(r)$ та кута нахилу електронного променя до поверхні β . У цьому разі співвідношення (6.65) переписують наступним чином [9, 17]:

$$|\overline{P_p}| = \frac{\xi q(r) |\overline{v_{np}}|}{L_{\text{вип}}} \sin(\beta(z)), \quad (6.31)$$

де z – поперечна координата, вздовж якої переміщують електронний промінь.

Силу поверхневого натягу розраховують наступним чином [9, 48]:

$$|\overline{\mathbf{P}}_n| = \sigma_n \left(\frac{1}{R_1(z)} + \frac{1}{R_2(z)} \right), \quad (6.32)$$

де R_1 та R_2 – головні радіуси кривизни поверхні зварювального каналу.

Зазвичай знання радіусів кривизни геометричної кривої другого порядку у співвідношенні (6.32) є достатнім для її точного аналітичного описання та коефіцієнти вищих порядків можна не враховувати [9, 48].

Слід відзначити, що сили поверхневого натягу сприяють виходу розплавленого металу за межі верхньої границі каналу та, через цей ефект, в результаті формують нелінійну поверхню зварювального з'єднання. Фотографія мікрошліфу зварювального з'єднання, отримана під мікроскопом із збільшенням в 500 разів, наведена на рис. 6.8 [36].

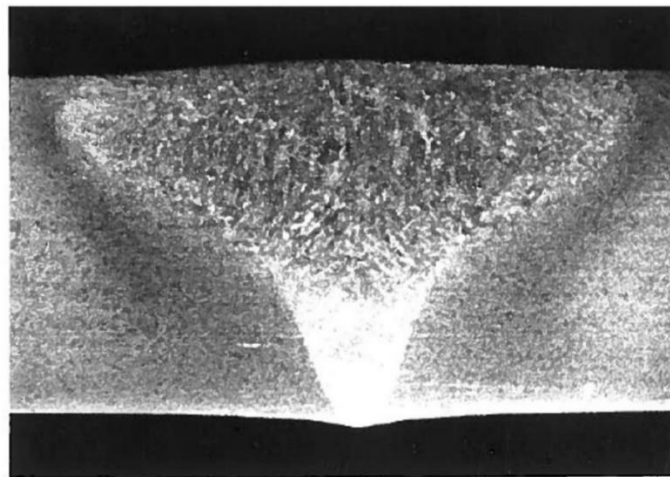


Рис. 6.8. Мікрошліф поперечного перетину проплавлення сталі високої міцності товщиною 6 мм

Для обчислення сили гідростатичного тиску $\overline{\mathbf{P}}_p$ можна записати наступний простий аналітичний вираз [9, 48]:

$$\overline{\mathbf{P}}_p = g \rho_p z, \quad (6.33)$$

де $g = 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ – прискорення вільного падіння.

Враховуючи записані рівняння (6.29 – 6.33), рівняння рівноваги сил у зварювальному каналі (6.64) переписують у вигляді диференціального рівняння другого порядку відносно просторових координат r та z наступним чином [9, 48]:

$$\frac{g\rho_p h_{\max} \xi(r)}{1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2} + \sigma \frac{\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dz} + \frac{1}{r} \left(\frac{dr}{dz}\right)^3}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right)^3}} - g\rho_p z = 0. \quad (6.34)$$

У рівнянні (6.34) геометричний параметр h_{\max} , який характеризує максимальну глибину зварювального каналу у разі виконання умови $\left|\overline{\mathbf{P}}_n\right|=0$, визначають з використанням наступних аналітичних виразів [9, 17]:

$$h_{\max} = \frac{\xi(r)q(0)v_{\text{пр}}}{g\rho_p L_{\text{вип}}}, \quad \xi(r) = \frac{q(r)}{q(0)}. \quad (6.35)$$

Слід відзначити, що відносно точне описання геометрії зварювального шва через записану систему рівнянь (6.34, 6.35) можна отримати лише за фізичної умови, коли тиск пари в каналі є значно меншим за тиск насиченої пари [9, 48]. Для реальних технологічних систем електронно-променевого зварювання металів на велику товщину з використанням потужного електронного променя ця умова зазвичай не виконується, оскільки значення тиску пари в каналі є близьким до тиску насиченої пари [9, 48]. Для розрахунку таких ефектів взаємодії електронного пучка з речовиною використовують інші математичні моделі, в яких враховують переміщення металу у зварювальній ванні та хвильові процеси [9, 17].

6.4. Моделювання процесу електронно-променевого плавлення та випаровування металів

У разі практичної реалізації електронно-променевих технологій та проектування електронно-променевого обладнання вкрай важливими є попередні оцінки часових, температурних та енергетичних параметрів технологічного процесу. У разі проведення таких оцінок важливу роль відіграють засоби числового моделювання нагріву, плавлення та випаровування матеріалів під дією електронного потоку. Для математичного моделювання теплової дії електронного променя на речовину використовують рівняння теплопровідності (6.15). У

загальному випадку такі розрахунки базуються на визначенні термодинамічних параметрів твердих та рідких речовин, в залежності від їхньої температури [61, 62].

Модель процесу електронно-променевого випаровування може також бути побудована на основі рівняння теплового балансу (6.16, 6.17), яке є окремим випадком рівняння теплопровідності (6.15). Під час складання математичних моделей процесу випаровування важливим є врахування всіх елементарних теплових процесів, якими супроводжується електронно-променевий нагрів речовини. Ці процеси суттєво впливають на розподіл теплової потужності, яку поглинає речовина. Як було відмічено у підрозділі 6.2, найбільш важливими з таких процесів є безпосередньо нагрів речовини, її плавлення та випаровування, та витрати теплової потужності на теплопровідність, теплопередачу та випромінювання. Всі ці процеси протікають залежно від температури метала, який нагрівають, тому математичну модель процесів плавлення та випаровування записують у вигляді нелінійних алгебро-диференціальних рівнянь [61 – 63].

Будемо розглядати процес теплообміну для охолоджуваного водою тигля з навіскою, конструктивна схема якого та головні геометричні параметри наведені на рис. 6.9. Головними геометричними параметрами тигля, показаними на цьому рисунку, є: $l_{ст}$ – товщина стінки тигля, R_T – його радіус, l_p – товщина рідинного шару розплавленого метала, $h_{ТВ}$ – висота шару нерозплавленого металу, l_3 – товщина зазору між металом та стінкою тигля.

У загальному вигляді, якщо вважати, що висота металу та коефіцієнт теплопровідності $\lambda(T)$ є залежними від температури, рівняння (6.16), яке описує процес теплопередачі, можна переписати у вигляді [61, 62]:

$$P_t = \frac{\lambda(T)(T_{п} - T_{ст})S_T}{h_{ТВ}(T)}, \quad S_T = \pi R_T^2, \quad (6.36)$$

де S_T – площа поверхні тигля, з якої проводиться випаровування, $T_{п}$ – температура металу на поверхні тигля, $T_{ст}$ – температура стінки тигля. Якщо вважати, що параметри $\lambda(T)$ та $h_{ТВ}(T)$ є незалежними від температури, то можна вважати, що залежність (6.36) носить лінійний характер та зводиться до рівняння Ріккати. Відповідні теоретичні відомості були наведені у підрозділі 6.2. У разі проведення аналізу теплових процесів в місці контакту твердого тіла з охолоджуваною рідиною або газом розглядається не процес теплопередачі, а процес тепловіддачі,

і замість рівняння (6.36) необхідно розглядати рівняння тепловіддачі [61, 62]:

$$P_t = \alpha(T) \cdot S_T \cdot (T_{\text{ох}} - T_p), \quad (6.37)$$

де $\alpha(T)$ – коефіцієнт тепловіддачі, $T_{\text{ох}}$ – температура поверхні, яку охолоджують, T_p – температура рідини або газу, які охолоджують навіску.

Як було відмічено у підрозділі 6.2.2, електронно-променеви́й нагрів речовини завжди супроводжується випромінюванням з поверхні матеріалу, який нагрівають. Потужність, яку витрачають на випромінювання, залежить від температури поверхні, та, у загальному випадку, її визначають за законом Стефана-Больцмана (6.18). Для поставленої задачі нагрівання металу у тиглі перепишемо це рівняння у наступному вигляді:

$$P_r = \sigma \cdot \varepsilon_m(T_{\text{п}}) \cdot (T_{\text{п}}^4 - T_0^4) S_m. \quad (6.38)$$

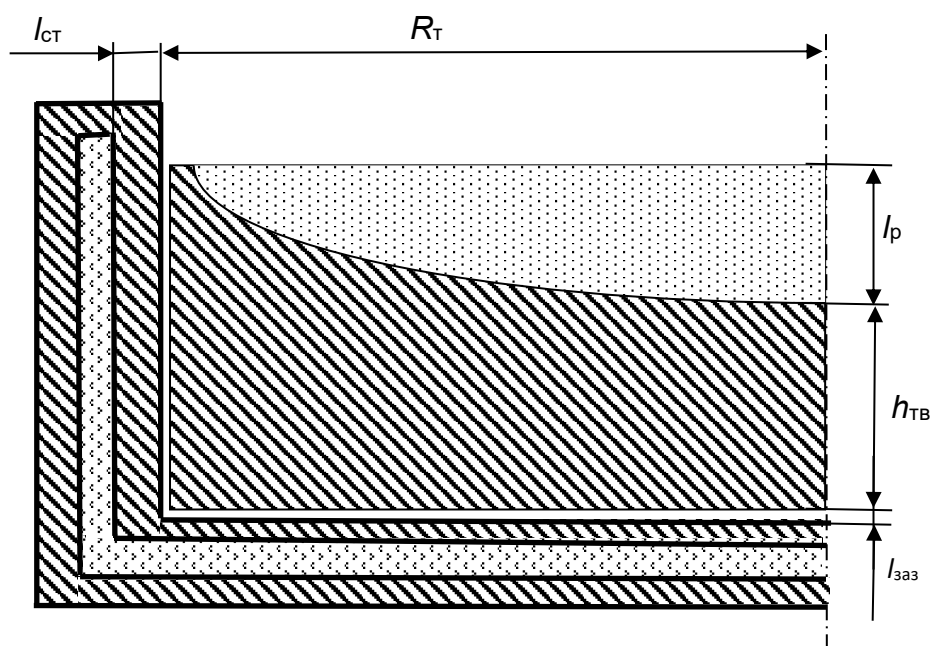


Рис. 6.9. Конструкція охолоджуваного водою тигля з навіскою та його геометричні параметри

Іншим процесом, через який втрачається потужність, яку поглинає речовина у разі її опромінюванні електронним променем, є вторинна електронна емісія. Цей фізичний процес було розглянуто у підрозділі 6.1.3. З урахуванням втрат на випромінювання та на вторинну електронну емісію, визначимо активну потужність, яку витрачаються безпосередньо на нагрівання речовини,

наступним чином [9, 12, 17, 18]:

$$P_a = P_{\pi}(1 - \xi) - P_r, \quad (6.39)$$

де P_{π} – потужність електронного променя, ξ – коефіцієнт вторинної електронної емісії. Тоді остаточно, згідно з рівнянням теплового балансу (6.136), можна записати:

$$P_a = P_t = c_m m_m \frac{dT_{\pi}}{dt}. \quad (6.40)$$

Більш досконало способи розв’язування системи рівнянь (6.36 – 6.40) з використанням засобів програмування системи науково-технічних розрахунків MATLAB розглянуті в навчальних посібниках [39, 40].

Загалом математичні моделі, основані на методах розв’язування рівнянь термодинаміки та описані в підрозділах 6.3 та 6.4, дозволяють на початковому етапі проектування електронно-променевого технологічного обладнання правильно оцінити функціональні можливості електронного пучка як технологічного інструмента.

Контрольні питання до розділу 6

- П6.1. Які фізичні процеси супроводжують рух електронів у твердому тілі?
- П6.2. Що являє собою аналітична залежність для диференціального перетину пружного розсіювання електронів?
- П6.3. Що являє собою збудження та іонізація атомів кристалічної ґратки?
- П6.4. Що являють собою плазмони?
- П6.5. Якою, за кількісними теоретичними оцінками, є концентрація атомів у кристалічній ґратці та відстань між ними?
- П6.6. Чи доходять сучасні нанотехнології обробки речовини до розмірів кристалічної ґратки?
- П6.7. Що являють собою питомі енергетичні втрати електронів пучка на одиницю довжини шляху?
- П6.8. Що являє собою густина енергії, яку поглинає кристалічна ґратка у разі опромінювання електронним потоком? Як ви розумієте співвідношення (6.9)?
- П6.9. Що являє собою фізичний процес вторинної електронної емісії?

П6.10. Що являє собою коефіцієнт вторинної електронної емісії $\sigma_{вт}$ та як його розраховують?

П6.11. Які метали та діелектричні матеріали мають найбільше значення коефіцієнту вторинної електронної емісії?

П6.12. Чи спостерігають в керамічних матеріалах ефект накопичення заряду під дією електронів пучка та чому?

П6.13. Як ви розумієте електричну схему, наведену на рис. 6.4?

П6.14. Що являє собою ефект вторинної іонно-електронної емісії та робота яких електронних гармат на ньому основана?

П6.12. Що являє собою процес взаємодії електронного променя з речовиною з точки зору елементарних фізичних явищ, які протікають за досить короткий час?

П6.13. За якої умови для аналізу температури речовини, яку опромінюють електронним променем, може бути використана класична теорія теплопровідності?

П6.14. За яких фізичних умов можна вважати, що розподіл густини струму електронного пучка за радіусом відповідає закону Гауса?

П6.15. Що являє собою рівняння теплового балансу?

П6.16. Що являє собою теплопровідність речовини?

П6.17. Як визначають потужність, що витрачають на випромінювання з поверхні металу?

П6.18. Що являє собою зміна вільної енергії молекул за Гіббсом та як ви розумієте співвідношення (6.19)?

П6.19. Що являє собою рівняння Клайперона – Клаузіуса?

П6.20. Що являє собою закон випаровування Герца – Кнудсена – Ленгмюра?

П6.21. Що є теоретичним підґрунтям для аналізу фізичних процесів, які протікають у разі електронно-променевого зварювання металів, та числових оцінок геометричних параметрів зварювального з'єднання?

П6.22. Який баланс потужності електронного променя є характерним для

інтенсивного плавлення металів в процесі зварювання?

П6.23. Які сили діють на поверхні металу за фізичних умов, що відповідають режиму кинджального плавлення?

П6.24. Чому у разі проектування електронно-променевого обладнання, призначеного для плавлення та випаровування металів, вкрай важливими є попередні теоретичні оцінки часових, температурних та енергетичних параметрів відповідного технологічного процесу?

П6.25. Як ви розумієте конструктивну схему охолоджуваного водою тигля з навіскою, яка наведена на рис. 6.9?

П6.26. Чому теоретичні оцінки теплової дії електронного пучка за законами термодинаміки є вкрай важливими для оцінювання функціональних можливостей електронних пучків, як технологічних інструментів, в електронно-променевому обладнанні, призначеному для зварювання, плавлення та випаровування металів?

ПІСЛЯМОВА

У підручнику, який запропоновано, розглянуто основні фізичні принципи, які покладені в роботу електронно-променевого технологічного обладнання. На основі історії розвитку електронної промисловості та систем світлової оптики, показано, що електронно-променеві технології завжди були та залишаються важливим чинником, який суттєво впливає на рівень розвитку промисловості та на загальний рівень суспільних потреб. Описані принципи роботи електронних гармат різного типу, зокрема, гармат із розмареними катодами, гармат ВТР, та плазмових електронних гармат. Показані можливості використання електронних гармат різного типу в електронно-променевому технологічному обладнанні, призначеному для зварювання, плавлення, випаровування металів та діелектричних матеріалів та в електронно-променевій літографії.

Надалі в підручнику розглянуті методи моделювання різноманітних фізичних процесів, пов'язаних із формуванням електронних пучків та їх взаємодією з речовиною. Зокрема, розглянуто методи розрахунку траєкторій заряджених частинок в електричних та магнітних полях та параметрів електронних гармат. Окремо розглянуті закони електронної оптики. На основі теоретичного аналізу обґрунтований принцип аналогії між електронною та світловою оптикою. Розглянуті базові визначення та закони геометричної оптики, зокрема, поняття тонкої та товстої лінзи, збиральної та розсіювальної лінзи, оптичної сили лінзи, її фокусної відстані та коефіцієнту підсилення. Наочно показані базові принципи побудови оптичних схем. Проведено порівняльний аналіз систем світлової та електронної оптики. Надалі, на основі законів електронної оптики, показані принципи роботи відомих конструкцій електростатичних та магнітних лінз. Розглядаються окрема діафрагма як важливий конструктивний елемент електронно-оптичних систем та її фокусувальні властивості, одиночна лінза, імерсійна лінза, імерсійний об'єктив та електронне дзеркало. Наведені прості аналітичні співвідношення для розрахунку фокусної відстані, оптичної сили та коефіцієнту збільшення зображення в електростатичних лінзах та аналітичні співвідношення для

розрахунку їх параметрів. Серед магнітних фокусувальних систем розглянуто простий соленоїд та магнітна лінза з феромагнітним панциром. Окремо розглянуті можливі ефекти спотворення зображення в електронно-оптичних системах та можливі типи аберацій.

Також в підручнику розглянуті особливості взаємодії електронних пучків із залишковим газом в процесі їх транспортування в технологічній камері за умови заданого значення тиску. Окремо розглядаються системи транспортування електронного пучка в еквіпотенціальному каналі з метою забезпечення необхідного перепаду тиску між областю формування електронного пучка та технологічною камерою, які часто використовують у сучасному електронно-променевому технологічному обладнанні. Обґрунтовано, що важливою частиною сучасного електронно-променевого технологічного обладнання є системи електростатичного та магнітного сканування електронного пучка, які забезпечують його переміщення по поверхні виробу за заданим законом з метою покращення якості виробів.

В останньому, шостому розділі підручника, на основі законів квантової фізики та термодинаміки розглянуті основні фізичні процеси, пов'язані із взаємодією електронного пучка з речовиною. Зокрема, розглядаються елементарні процеси взаємодії електронів пучка із кристалевою ґраткою та основи теорії вторинної електронної емісії. На основі теоретичних міркувань доведено, що основним фізичним процесом, пов'язаним із дією електронного пучка на речовину, є нагрівання речовини, що дозволяє для аналізу теплових процесів, пов'язаних із нагріванням речовини під дією електронного пучка, використовувати класичні закони термодинаміки, зокрема, рівняння теплопровідності та рівняння теплового балансу. Окремо розглядаються математичні моделі процесів плавлення та випаровування речовини, яку нагрівають електронним пучком. На основі наведених теоретичних відомостей розглянуті відомі математичні моделі зварювального з'єднання. Окремо розглянуті математичні моделі процесів електронно-променевого плавлення та випаровування речовини.

Підручник орієнтований як на роботу з викладачем, так і на самостійне вивчення студентами фізичних основ сучасних електронно-променевих технологій. Особливо розглянуті можливості використання для визначення параметрів електронних пучків сучасних методів варіаційного аналізу, зокрема, диференціальних рівнянь, які базуються на формалізмі Лагранжа та Гамільтона. Також розглянуті методи матричного аналізу параметрів електростатичних та магнітних лінз та наведені приклади використання таких методів. Розглянуті переваги та недоліки використання гідродинамічного та кінетичного підходів до аналізу потоків заряджених частинок.

В цілому, запропонований підручник та надані в ньому теоретичні відомості, носять комплексний характер. Від розгляду фундаментальних законів електродинаміки, електронної оптики, вакуумної техніки, газодинаміки, квантової фізики та термодинаміки, автори переходять до конкретних практичних питань, пов'язаних із розв'язуванням реальних насущних завдань сучасних електронно-променевих технологій. Автори вважають, що наявність такого підручника має значно повисити рівень знань студентів в області електронно-променевих технологій та сприяти формуванню висококваліфікованих фахівців, які затребувані в сучасній електронній промисловості. Враховуючи широке коло охоплених в підручнику теоретичних та практичних питань, він також може бути цікавим для аспірантів, інженерів та науковців, які займаються вивченням сучасних електронно-променевих технологій та можливостей їх впровадження у промисловість.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Raizer Yu.P. Gas Discharge Physics. New York, Springer, 1991. – 449 p.
2. Smirnov B.M. Theory of Gas Discharge Plasma. New York, Springer, 2015. – 433 p.
3. Lieberman M.A. and Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges for Materials Processing. New York, Wiley Interscience, 1994. – 572 p.
4. Bittencourt J.A. Fundamentals of Plasma Physics. Springer, New York, 2004. – 679 p.
5. Krall N.A., Trivelpiece A.W. Principles of Plasma Physics. San Francisco Press, 1986. – 674 p.
6. Melnyk I., Tuhai S., Skrypka M., Surzhykov M., Shved I. Analytical Relations for Calculation the Current of Arg Discharge in The Metals' Vapors at the Physical Conditions of Technological Process of Electron-Beam Deposition of Ceramic Coatings. – Information and Communication Technologies, Electronic engineering? 2022, Vol. 1, No. 1. – P. 123 – 132.
<http://ictee.arleons.com/?journal=ictee&page=issue&op=view&path%5B%5D=ictee-2-2-22&path%5B%5D=ictee-2-2-22-st13-en>
7. Denbnovetsky S.V., Melnyk I.V., Melnyk V.G., Tugai B.A., Tuhai S.B. High Voltage Glow Discharge Electron Guns And Its Advanced Application Examples In Electronic Industry. 2016 IEEE International Conference on Information-Communication Technologies and Radioelectronics UkrMiCo'2016. Proceedings of Materials of Scientific Conference. Kyiv, NTUU "SKPI" – P. 255 – 258.
8. Chien C.H. Zawada V., Konarski P., Sheu1 D.Y. Developing a desk-top electron beam micro-machining system in the low- pressure argon atmosphere. – 20th Cirp Conference on Electro Physical and Chemical Machining. – P. 950-953.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2212827120310581>
9. Schiller S., Heisig U., Panzer S. Electron Beam Technology. John Wiley & Sons Inc, 1982. – 508 p.
10. Davidson R. C., Qin H. Physics of Intense Charged Particle Beams in High Energy Accelerators. – World Scientific, Singapore, 2001. – 604 p.

11. Lawson J. D. The Physics of Charged-Particle Beams. 2nd Edition. – Oxford University Press, 1988. – 472 p.
12. Szilagy M. Electron and Ion Optics. Springer Science & Business Media. 2012. – 608 p.
13. Hawkes P., Kasper E. Principles of Electron Optics, Volumes 1, 2. Basic Geometrical Optics and Applied Geometrical Optics. Second Edition. Academic Press, Cambridge, MA, 2017. – 728 p.
14. Denbnovetsky S.V., Felba J., Melnik V.I., Melnik I.V. Model of Beam Formation in a Glow Discharge Electron Gun With a Cold Cathode. – Applied Surface Science, 111, 1997. – P. 288 – 294.
15. Melnyk I.V. Numerical simulation of distribution of electric field and particle trajectories in electron sources based on high-voltage glow discharge. – Radioelectronics and Communications Systems, Vol. 48, # 6, 2005. – P. 41 – 48.
16. Etcheverry J.I., Mingolo N., Rocca J.J. and Martinez O.E. A Simple Model of a Glow Discharge Electron Beam for Materials Processing. – IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 25, #3, June, 1997. – P. 427 – 432.
https://www.researchgate.net/publication/3164015_A_simple_model_of_a_glow_discharge_electron_beam_for_materials_processing
17. Electron Beam Technology in Microelectronic Fabrication. Edited by G.R. Brawer. – Academic Press, 1980. – 256 p.
18. Molokovsky S.I., Sushkov A.D. Intense Electron and Ion Beams. Springer, 2005. – 348 p.
19. Klemperer O. Electron Optics: Third Edition (Cambridge Monographs on Physics). Cambridge University Press, 2011, 524 p.
20. Asimov I. The History of Physics. Walker Publishing Company, 1984. – 762 p.
https://www.betterworldbooks.com/product/detail/the-history-of-physics-9780802707512?srsId=AfmBOoofSKHYUZsKfKUMGQ8hcO0V13w_h3e-2sQV0FxSTva5BDnODJBi
21. The Oxford Handbook of the History of Physics. Editors: Buchwald J Z. and

Fox R. Oxford University Press, 2017. – 960 p.

<https://academic.oup.com/edited-volume/38638?login=false>

22. Kisak P.F. A Brief History of Physics. Independent Publishing Platform, 2015. – 192 p.

https://www.thriftbooks.com/w/a-brief-history-of-physics_edited-by-paul-f-kisak/10792515/?srsltid=AfmBOorIE4nLWdCMn1zhRS38aZ-wJPMqkS2ZCqhEw-9a4M_TUfRR4K7#edition=10214410&idq=15211820

23. Зелев С.П., Рабоча Л.С., Шпетний І.О. Оптика електронно-променевиx приладів: Навчальний посібник. – Суми: Видавництво СумДУ, 2011. – 208 с.

24. Powers J. M. Lecture Notes on Thermodynamics.

<https://www3.nd.edu/~powers/ame.20231/notes.pdf>

25. Cengel Y. A., Boles M. A. Thermodynamics: An Engineering Approach. 9-th edition. McGraw-Hill Education, 2018. – 1008 p.

26. Galansky V.L., Gruzdev V.A., Osipov I.V., Rempe N.G. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge. Journal of Physics D: Applied Physics, 1994, #5. P. 953–961.

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/27/5/012>

27. Gruzdev V.A., Zalesski V.G. Emission current formation in plasma electron emitters. Plasma Physics Reports, Vol. 36 (Issue 13), 2010. – P. 1191–1198.

https://journals.scholarportal.info/search?q=Gruzdev&search_in=anywhere&date_from=&date_to=&sort=relevance&op=AND&q=Plasma+Physics+Reports&search_in=JOURNAL&sub=

28. Gruzdev V.A., Zalesski V.G., Rusetski I.S. Role of plasma electrons in the generation of a gas discharge plasma. Plasma Physics Reports, Vol. 38 (Issue 13), 2012. – P. 1056–1061.

https://journals.scholarportal.info/search?q=Gruzdev&search_in=anywhere&date_from=&date_to=&sort=relevance&op=AND&q=Plasma+Physics+Reports&search_in=JOURNAL&sub=

29. Goldstein H., Poole C.P. and Safko J. Classical Mechanics. Pearson Education, 2011. – 664 p.

<https://www.math.toronto.edu/khesin/biblio/GoldsteinPooleSafkoClassicalMechanics.pdf>

30. Taylor J.R. Classical Mechanics. University Science Book, 2005. – 786 p.
<https://neuroself.wordpress.com/wp-content/uploads/2020/09/taylor-2005-classical-mechanics.pdf>

31. Morin D. Introduction to Classical Mechanics: With Problems and Solutions. Cambridge University Press, 2008. – 734 p.
https://api.pageplace.de/preview/DT0400.9780511372940_A23677736/preview-9780511372940_A23677736.pdf

32. Milne-Thomson L. M. Theoretical Hydrodynamics. Dover Publications, 2011. – 768 p.

33. Purcell E.M., Morin D.J. Electricity and Magnetism. Cambridge University Press, 2013. – 853 p.
https://physicaeducator.wordpress.com/wp-content/uploads/2017/11/electricity_and_magnetism-by-purcell-3ed-ed.pdf

34. Slater J.C., Frank N.H. Electromagnetism. Dover Publications, 1969. – 256 p.
<https://store.doverpublications.com/products/9780486622637?srsId=AfmBOoq8A3x0FKOulToBr2zrUi3vL0mV0V3>

35. Melnyk I., Tuhai S., Pochynok A. Universal Complex Model for Estimation the Beam Current Density of High Voltage Glow Discharge Electron Guns. Lecture Notes in Networks and Systems, 152. Edited by Ilchenko M., Uryvsky L. and Globa L. Springer, 2021. – P. 319–341.

36. Denbnovetskiy S., Melnyk V., Tugai B., Tuhai S., Wojcik W., Lawicki T., Assambay A., Luganskaya S. Principles of operation of high voltage glow discharge electron guns and particularities of its technological application. Proceedings of SPIE, The International Society of Optical Engineering, 2017. – P. 10445 – 10455.
<https://spie.org/Publications/Proceedings/Paper/10.1117/12.2280736>

37. Epperson J.F. An Introduction to Numerical Methods and Analysis. Revised Edition. Wiley-Interscience, 2007. – 590 p.

<https://download.e-bookshelf.de/download/0002/7836/75/L-G-0002783675-0004445877.pdf>

38. Jain M.K., Iengar S.R.K., Jain R.K. Numerical Methods for Scientific & Engineering Computation. New Age International Pvt. Ltd., 2010. – 733 p.

39. Мельник І.В. Система науково-технічних розрахунків MATLAB та її використання для розв'язання задач із електроніки: навчальний посібник у 2-х томах. Т. 1. Основи роботи та функції системи. К.: Університет «Україна», 2009. – 507 с.

40. Мельник І.В. Система науково-технічних розрахунків MATLAB та її використання для розв'язання задач із електроніки: навчальний посібник у 2-х томах. Т. 2. Основи програмування та розв'язання прикладних задач. К.: Університет «Україна», 2009. – 327 с.

41. Mathews J.H., Fink K.D. Numerical Methods. Using MATLAB. – Prentice Hall, 1998. – 890 p.

<https://27x37.wordpress.com/wp-content/uploads/2011/05/mcgraw-hill-numerical-methods-using-matlab.pdf>

42. Melnyk I., Luntovskyy A. Estimation of Energy Efficiency and Quality of Service in Cloud Realizations of Parallel Computing Algorithms for IBN. Future Intent-Based Networking. On the QoS Robust and Energy Efficient Heterogeneous Software Defined Networks. Lecture Notes in Electrical Engineering, 831. Editors: Mikhaïlo Klymash, Mykola Beshley, Andriy Luntovskyy. Springer, 2022. – P. 339 – 379.

https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-92435-5_20

43. Luntovskyy A.O., Melnyk I.V. Simulation of Technological Electron Sources with Use of Parallel Computing Methods. XXXV IEEE International Scientific Conference Electronic And Nanotechnology (ELNANO). Conference Proceedings. Kyiv, Ukraine, April 21–24, 2015. – P. 454–460.

<https://ieeexplore.ieee.org/document/7146929>

44. Melnyk I., Luntovskyy A. Networked Simulation with Compact Visualization of Complex Graphics and Interpolation Results. In: Klymash M., Luntovskyy A., Beshley M., Melnyk I., Schill A.: Editors. Emerging Networking in the Digital Transformation Age. TCSET 2022. Lecture Notes in Electrical Engineering, vol 965. Springer, 2023. P. 175–196. Cham. <https://doi.org/10.1007/978-3-031-24963->

1_10. https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-031-24963-1_10

45. Hockney R.W., Eastwood J. W. Computer Simulation Using Particles. CRC Press, 1989. – 540 p.

<https://www.taylorfrancis.com/books/mono/10.1201/9780367806934/computer-simulation-using-particles-hockney-eastwood>

46. Born M., Wolf E. Principles of Optics: 60th Anniversary Edition 7th Edition. Cambridge University Press, 2020. – 992 p.

47. Fowles G.R. Introduction to Modern Optics (Dover Books on Physics). 2nd Edition. Dover Publications, 1989. – 336 p.

48. Bakish R.A. Introduction to Electron Beam Technology. Wiley, 1962. – 452 p.

https://books.google.com.ua/books?id=GghTAAAAMAAJ&hl=uk&source=gb_s_larbooks

49. Melnyk I.V. Simulation of geometry of high voltage glow discharge electrodes' systems, formed profile electron beams. Proceedings of SPIE (2006), vol. 6278. Seventh Seminar on Problems of Theoretical and applied Electron and Ion Optics. P. 627809-1–627809-13.

<https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6278/627809/Simulation-of-geometry-of-high-voltage-glow-discharge-electrodes-systems/10.1117/12.693202.short>

50. Melnyk, I.V., Skrypka, M.Yu., Pochynok, A.V. Numerical algorithm for calculation of the vacuum conductivity of a non-linear channel for transporting a short-focus electron beam in the technological equipment. System Research and Information Technologies, 2025(1). – P. 53–72.

<http://journal.iasa.kpi.ua/issue/view/19279/12429>

DOI: 10.20535/SRIT.2308-8893.2025.1.05

51. Melnyk I.V., Pochynok A.V., Tuhai S.B., Kovalenko O.M., Skrypka M.Yu. and Shved I.S. Theoretical estimation of vacuum conductivity of nonlinear channel of short-focus electron beam transport. Radioelectronics and Communication Systems, 2024, Vol. 67, #2, p. 63 – 75.

<https://radioelektronika.org/article/view/S0735272724010023>

52. Melnyk I.V., Tuhai S.B., Skrypka M.Y., Kovalenko O.M., Bogdan O.V. Simulation of propagation of electron beams formed by high-voltage glow discharge

electron guns from lower to higher vacuum. *Problems of Atomic Science and Technology*, #4(158), 2025, p. 107–115.

https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2025_4/article_2025_4_107.pdf

<https://doi.org/10.46813/2025-158-107>

53. Denbnovetsky S.V., Melnyk V.I., Melnyk I.V., Porytskyy P.V. Investigation of metal evaporation and film deposition with a high voltage glow-discharge electron gun under middle vacuum. 21th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, ISDEIV, 2004. Vol. 2. – P. 575–578, 2E-01. <https://ieeexplore.ieee.org/document/1422681>

54. Chakrabarti S.K. *The Theory and Practice of Hydrodynamics and Vibration*. World Scientific Publishing Company, 2002. – 484 p.

<https://archive.org/details/theorypracticeof0000chak/page/n9/mode/2up>

55. Cengel Y., Cimbala J.M. *Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications*. McGraw-Hill Higher Education, 2017. – 1056 p.

<https://engineeringbookslibrary.wordpress.com/wp-content/uploads/2019/03/fluid-mechanics-fundamentals-and-applications-3rd-edition-cengel-and-cimbala-2014.pdf>

56. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid Mechanics: Volume 6*. Butterworth-Heinemann, 1987. – 560 p. <https://phys.au.dk/~srf/hydro/Landau+Lifschitz.pdf>

57. Griffiths D.J., Schroeter D.F. *Introduction to Quantum Mechanics 3rd Edition*. Cambridge University Press, 2018, 508 p.

58. Townsend J.S.A *Modern Approach to Quantum Mechanics 2nd Edition*. University Science Books, 2012. – 592 p.

59. Weinberg S. *Lectures on Quantum Mechanics 2nd Edition*. Cambridge University Press, 2015. – 480 p.

60. Bruining H. *Physics and Applications of Secondary Electron Emission: Pergamon Science Series: Electronics and Waves-a Series of Monographs*. Pergamon, 2013. – 198 p.

61. Lavine A.S. Bergman T.L. Incropera F.P. De Witt D.P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 8th Edition. Wiley, 2020. – 992 p.

62. Atkins P. *The Laws of Thermodynamics: A Very Short Introduction*. Oxford University Press, 2010. – 103 p.

63. Zucker R.D., Biblarz O. *Fundamentals of Gas Dynamics*. 3rd Edition. John Wiley and Sons, 2019. – 560 p.