

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

Г. С. Свєчніков, Ю. В. Діденко

ІНТЕГРАЛЬНА МІКРОЕЛЕКТРОНІКА КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня магістра за освітньою
програмою «Мікро- та наноелектроніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

Рецензент: *Олексенко, П. Ф.*, д-р техн. наук, професор

Відповідальний редактор *Борисов, О. В.*, канд. техн. наук, професор

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 7 від 01.04.2019 р.) за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол № 03/2019 від 25.03.2019 р.)

Електронне мережне навчальне видання

Свечніков Георгій Сергійович, канд. фіз.-мат. наук, доц.
Діденко Юрій Вікторович, канд. техн. наук, доц.

ІНТЕГРАЛЬНА МІКРОЕЛЕКТРОНІКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Інтегральна мікроелектроніка : Конспект лекцій [Електронний ресурс] : навч. посіб. для здобувачів ступеня магістра за освітньою програмою «Мікро- та наноелектроніка» / Г. С. Свечніков, Ю. В. Діденко ; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 15,7 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 454 с.

Виходячи із загальних тенденцій розвитку мікроелектроніки і її обмежень, викладені її основні напрямки з позицій екстремальності, технологічності та конкурентоспроможності в рамках традиційних методів і засобів кремнієвої технології. Аналіз джерел і шляхів подолання труднощів і протиріч проводиться на прикладі граничної мікромініатюризації активного елемента – транзистора, як засобу підвищення швидкодії, мінімізації фактора якості та досягнення граничних рівнів інтеграції надвеликих інтегральних схем.

Для студентів вищих навчальних закладів, які навчаються за програмою підготовки магістрів за спеціальністю «Мікро- та наносистемна техніка». Також може бути корисним студентам, аспірантам, викладачам для ознайомлення із сучасним етапом розвитку мікроелектроніки як передової технології електронної техніки.

© Г. С. Свечніков, Ю. В. Діденко, 2019
© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019

Зміст

Перелік скорочень	9
Основні позначення	11
Вступ.....	15
Розділ I. Мікромініатюризація транзисторів у кремнієвій технології.....	44
1. Транзистор як активний елемент у мікроелектроніці й обмеження його енергетичної ефективності.....	44
1.1. Чисті кімнати в технології ВІС і НВІС.....	44
1.2. Інтегрування технологічних систем у мікроелектроніці	58
1.3. Функція активного елемента у мікросхемотехніці й оцінка його енергетичної ефективності	59
1.4. Обмеження ключових характеристик біполярного транзистора за фактором dV/dt	64
1.5. Скейлінг процес у мікромініатюризації компонентів інтегральних схем.....	67
2. Межі мікромініатюризації біполярного транзистора за скейлінгом .	70
2.1. Біполярний інтегральний транзистор і його обмеження	70
2.2. Кремнієвий БПТ, мінімізований за умовою максимальної швидкодії	74
2.3. Особливості структури широкосмугового гетероперехідного біполярного транзистора на основі сплаву SiGe	76
3. Межі мікромініатюризації МДН транзистора за скейлінгом.....	82
3.1. Структура МДН транзистора і його параметри, які підпадають під скейлінг	86
3.2. Особливості <i>LOCOS</i> і <i>LDD</i> технологій у мікромініатюризації МДНТ.....	94
3.3. Обмеження довжини каналу за режимом параметрів транзистора.....	102

3.4.	Обмеження характеристик МДНТ малої геометрії.....	107
3.5.	Нові фізичні ефекти в нанометрових МДН транзисторах.....	109
3.6.	КНІ технологія в МДНТ малої геометрії.....	120
3.7.	Базові режими КНІ МДНТ	125
3.8.	Двох- і більше заслонні КНІ МДНТ	136
3.9.	Вплив інжекції гарячих носіїв на деградацію МДНТ малої геометрії.....	140
4.	Паразитні параметри МДН транзистора і їх оцінка	145
4.1.	Резисторна схема МДНТ	145
4.2.	Ємнісна схема МДНТ	150
4.3.	Ємнісна структура КМДНТ вентиля	152
Розділ II. Металізація й обмеження у блоці міжз'єднань		158
5.	Характеристики ліній зв'язку на кристалі та їх обмеження	158
5.1.	Загальна характеристика блока міжз'єднань	158
5.2.	Сигнальні лінії у ВІС й НВІС	161
5.3.	Обмеження лінії по її середній довжині.....	169
5.4.	Електротехнічні параметри ліній зв'язку та їх обмеження.....	171
6.	Скін-ефект і його зв'язок з обмеженням параметрів лінії.....	176
6.1.	Загальна характеристика скін-ефекту.....	176
6.2.	Умова виключення скін-ефекту в лінії зв'язку	180
6.3.	Обмеження фазової швидкості в лінії скін-ефектом.....	183
7.	Електроміграція та її зв'язок з обмеженнями в лініях зв'язку	186
7.1.	Загальна характеристика електроміграції	186
7.2.	Механізм виникнення електроміграції	190
7.3.	Вплив електроміграції на обмеження довжини лінії	191
7.4.	Вплив температурного градієнта й електричного поля за умовою катастрофічної електроміграції	202
7.5.	Стрес-міграція у закріпленій лінії зв'язку	206

7.6.	Середній час наробки на відмову, обмежений масоперенесенням у лінії.....	209
7.7.	До оцінки апроксимативних параметрів лінії, які обмежують її середній час наробки на відмову	212
7.8.	Структура багат шарової лінії зв'язку.....	216
7.9.	Контактна електроміграція й масоперенесення	219
7.10.	Електроміграція у вертикальних контактах і їх надійність....	221
8.	Металізація в лініях зв'язку.....	226
8.1.	Вибір матеріалів металізації в схемах високо рівня інтеграції.....	226
8.2.	Мідна металізація в лініях зв'язку НВІС	228
8.3.	Матеріали з низькою діелектричною проникністю та їх характеристики	233
Розділ III. Оптична літографія та її обмеження		241
9.	Загальна характеристика літографічного процесу	241
9.1.	Місце мікролітографії у виробництві інтегральних схем і їх мікромініатюризації	241
9.2.	Методи оптичної літографії за принципом перенесення зображень	243
9.3.	Характеристика джерел експонувального випромінювання в оптичній мікролітографії	250
10.	Дифракційні втрати літографії	254
10.1.	Основні положення дифракції стосовно обмеження роздільності в літографії.....	254
10.2.	Дифракційні обмеження граничної роздільності в літографії	262
10.3.	Глибина фокуса та її зв'язок з обмеженням роздільності.....	268
10.4.	Нормована глибина фокуса та її зв'язок з обмеженням роздільності.....	270

10.5. Обмеження глибини фокуса резистом.....	272
10.6. Оптичний ефект близькості та його зв'язок з обмеженням роздільності.....	276
10.7. Функція передачі модуляції та її зв'язок з якістю експонувального випромінювання	278
11. Маски з фазовим зсувом і метод позавісного експонування	285
11.1. Маски з фазовим зсувом	285
11.2. Маски із вбудованим загасанням	290
11.3. Метод позавісного експонування.....	293
12. Стоячі хвилі в резистах та їх внесок в обмеження роздільності.....	297
12.1. Природа стоячих хвиль у резисті.....	297
12.2. Стоячі хвилі в резисті	301
12.3. Криві коливання в резисті.....	306
12.4. Параметри системи підкладка–резист при формуванні у ній стоячих хвиль	308
12.5. Антивідбивальні покриття в структурі стека та їх роль у придушення кривих коливань у резисті.....	313
13. Пороговість резиста та її зв'язок з обмеженням роздільності.....	321
13.1. Швидкість розчинення резиста та його контрастність	321
13.2. Характеристичні криві резиста та їх зв'язок із втратою роздільності.....	324
14. Електронно-променева літографія та її обмеження	329
14.1. Характеристика електронно-променевої літографії в мікроелектроніці	329
14.2. Оптика електронного пучка та її зв'язок з обмеженням роздільності.....	336
14.3. Обмеження роздільності в методі покрокового експонування.....	348

15. Характеристика рентгенівської літографії та її обмеження	355
15.1. Загальна характеристика рентгенівської літографії.....	355
15.2. Генерування рентгенівського випромінювання в рентгенівських установках і обмеження роздільності друку в них	357
15.3. Характеристика синхротронного випромінювання в рентгенівській літографії.....	361
15.4. Універсальна функція розподілу.....	366
15.5. Особливості структури рентгенівських масок і обмеження в них	367
16. Характеристика іонно-променевої літографії та її апаратурна реалізація.....	375
16.1. Високоенергетичні легкі іони в іонно-променевої літографії	375
16.2. Взаємодія іонних пучків з резистом і його активація.....	377
16.3. Обмеження роздільності в іонно-променевої літографії.....	379
16.4. Проекційний друк в іонно-променевої літографії.....	381
Розділ IV. Обмеження рівня інтеграції в інтегральних схемах.....	388
17. Основні критерії обмеження.....	388
17.1. Вплив перегріву на надійність роботи інтегральних схем.....	388
17.2. Обмеження рівня інтеграції за термічним опором інтегральної схеми.....	393
17.3. Особливості передавання тепла в напівпровідникових елементах інтегральних схем	395
17.4. Обмеження рівня інтеграції за функціональною швидкодією	399
17.5. Обмеження інтеграції за кількістю зовнішніх виводів або контактних площинок	402

17.6. Обмеження рівня інтеграції за середньою довжиною між'єднань і трасовою здатністю кристала.....	405
17.7. Обмеження за виходом придатних	410
Розділ V. Елементи вакуумної мікроелектроніки.....	415
18. Польові катоди у вакуумній мікроелектроніці	415
18.1. Характеристики й параметри польового катода у вакуумній мікроелектроніці	415
18.2. Температурний режим польового катода.....	424
18.3. Методи формування польових катодів у вакуумній мікроелектроніці	427
Закінчення	437
Список літератури	438

Перелік скорочень

AuНП – золоті нанопроводи

CFOM – *combined figure of merit* (комбінований фактор якості)

MOSFET – *metal–oxide–semiconductor field-effect transistor*

(МДН транзистор)

STI – *shallow trench isolation* (мілка щілинна ізоляція)

TTF – *time-to-failure* (час до відмови)

АВП – антивідбивальне покриття

АЕ – активний елемент

АІС – аналогова інтегральна схема

БПТ – біполярний транзистор

ВІС – велика інтегральна схема

ВМЕ – вакуумна мікроелектроніка

ВНТ – вуглецева нанотрубка

ГБПТ – гетероперехідний біполярний транзистор

ДБШ – дифузійно-бар'єрний шар

ДЗПДВ – динамічний запам'ятовуючий пристрій з довільним вибиранням

(*Dynamic Random Access Memory, DRAM*)

ДР – довжина Релея

ДУФ – далекий ультрафіолет

ЕМ – електроміграція

ЕПЛ – електронно–променева літографія

ЗПДВ – запам'ятовуючий пристрій з довільним вибиранням

(*Random Access Memory, RAM*)

ІПЛ – іонно-променева літографія

ІС – інтегральна схема

КБЕ – квазібалістична емісія

КЕМ – катастрофічна електроміграція

КМДНТ – комплементарний вентиль на МДН транзисторах
КНІ – кремній на ізоляторі
КЧК – клас чистих кімнат
ЛІС – логічна інтегральна схема
МДН – структура метал–діелектрик–напівпровідник
МДНТ – транзистор зі структурою метал–діелектрик–напівпровідник
(МДН транзистор)
МЕ – мікроелектроніка
МФЗ – маска з фазовим зсувом
НВІС – надвелика інтегральна схема
НШІС – надшвидкісна інтегральна схема
НШНІС – надшвидкісна надвелика інтегральна схема
ОПЗ – область просторового заряду
ПММА – поліметилметакрилат
ПСС – полікремній самосуміщений
САПР – система автоматизованого проектування
СЕМ – сканувальний електронний мікроскоп
СХВ – синхротронне випромінювання
СЧНВ – середній час наробки на відмову
ТЗК – трасова здатність кристала
УВІС – ультравелика інтегральна схема
ФЗЕ – фазозсувний елемент
ФПМ – функція передавання модуляції
ЦІС – цифрова інтегральна схема
ЧНВ – час наробки на відмову

Основні позначення

a – кількість зовнішніх зв'язків логічного елемента

\bar{a}_B – усереднений крок розміщення вентилів на кристалі

$a_{ш}$ – відстань між елементами на чипі

B – коефіцієнт уражуваності

B_m – яскравість катода

C – теплоємність; електрична ємність

C_c – коефіцієнт сферичної аберації

C_x – коефіцієнт хроматичної аберації

c – швидкість світла

D – коефіцієнт дифузії; експонувальна доза

d – діаметр; товщина

d_d – товщина підзаслонного діелектрика

d_T – крок траси

E – енергія

E_a – енергія активації

E_g – ширина забороненої зони

E – напруженість електричного поля

E_B – пробивна напруженість електричного поля

F – фактор якості

f_c – частота опитування

$f_{об}$ – об'ємна частка

g – провідність

$H_{лг}$ – логічна глибина

h – стала Планка

h_i – довжина пробігу іона

I – струм; інтенсивність випромінювання

J – потік атомів

j – густина струму

k_B – стала Больцмана

\bar{L}_K – усереднений розмір кристала

\bar{L}_Λ – повна довжина лінії зв'язку

$l_{вп}$ – довжина вільного пробігу

l_3 – довжина заслону МДН транзистора

l_k – довжина каналу

$l_{пн}$ – значення проектної норми

l_Λ – довжина лінії міжз'єднань

\bar{l}_Λ – середня довжина лінії зв'язку

M – коефіцієнт збільшення лінзи

m – маса; кількість рівнів розведення

N – рівень легування (концентрація домішок); ефективна щільність станів

N_e – рівень інтеграції елементів на кристалі

$N_{кп}$ – кількість контактних площинок

NA – числова апертура (*numerical aperture*)

n – концентрація носіїв заряду

n_s – густина поверхневого заряду

$n_{эф}$ – ефективний коефіцієнт заломлення

n_p – коефіцієнт розгалуження по виходу вентиля

P – потужність

P_λ – хвильовий параметр

Q – добротність

q – заряд електрона

q_ϕ – функціональна щільність

R – опір; коефіцієнт відбивання

R_T – термічний опір

S_M – масштабний множник скейлінгу

$S_{ЛЕ}$ – площа логічного елемента

S_T – площа транзистора
 $S_{кр}$ – площа кристалу
 S_p – чутливість резиста
 T – температура; коефіцієнт пропускання
 t_3 – час затримки
 V – напруга
 V_T – термодинамічний потенціал
 V_{II} – напруга пробою
 $V_{пор}$ – порогова напруга
 W – енергія
 W_6 – ширина бази транзистора
 W_3 – ширина заслону МДН транзистора
 X_c – ємнісний імпеданс
 Z – атомний номер
 Z_0 – характеристичний опір
 α_p – півширина гауссова розподілу електронів
 β – фактор перетворення напруги
 γ – показник Рента
 γ_k – контраст резиста
 δ – товщина скін-шару; дельта-функція Дірака
 ε – діелектрична проникність
 η – вихід придатних
 η_3 – коефіцієнт заповнення траси
 λ – теплопровідність
 μ – магнітна проникність; рухливість
 ν – частота
 ξ – коефіцієнт одночасності роботи вентилів; параметр розугодження
 ξ_y – фактор посилення поля
 ξ_{II} – фактор прискорення

ρ – питомий опір; густина

τ – характерний час релаксації (стала часу)

v – швидкість; просторова роздільність

v_g – дрейфова швидкість

v_t – теплова швидкість

φ_B – робота виходу електронів

χ – теплопровідність; магнітна сприйнятливність

χ_T – коефіцієнт теплопередачі

ВСТУП

Друга половина ХХ століття була ознаменована цілою серією новаторських відкриттів і їх прикладною реалізацією в електроніці (і не тільки в ній), що привело до якісного стрибка в електронній техніці. Серед технологічних досягнень, які визначили темпи розвитку й пріоритети науково-технічного прогресу нашого часу, одним з головних є інтегральна мікроелектроніка (МЕ). Цей акцент МЕ зберігає й сьогодні, завдяки її новаторським підходам, у першу чергу, в прогресивних технологіях і матеріалах, їх швидких промислових реалізаціях.

Враховуючи стрімкі темпи розвитку мікроелектроніки, нижче наведено короткий опис стану сучасного етапу розвитку МЕ з позиції традиційних підходів її методів і засобів.

Кремнієва мікроелектроніка відіграє виняткову роль у суспільстві й економіці. Хто цього не розуміє – втрачає ринок, а країна втрачає конкурентоспроможність!

У 2014 році у світі було виготовлено 250 мільярдів мільярдів ($250 \cdot 10^{18}$) транзисторів, тобто щосекунди виготовляли по 8 трильйонів цих напівпровідникових елементів. Це у 25 разів більше, ніж кількість зірок у нашій Галактиці й у 75 разів більше, ніж кількість відомих галактик у Всесвіті.

Ринок кремнієвої мікроелектроніки перевищив 335 мільярдів доларів у 2015 році (це приблизно 1/10 валового внутрішнього продукту (ВВП) Німеччини за 2014 або три ВВП України!). Найбільший внесок у нього сьогодні роблять процесори, виконані за технологією менше 45 нанометрів.

У перші роки становлення (60-ті роки) МЕ визначали як область електронної техніки, яка спрямована на створення високонадійних і економічних схем і систем високого рівня складності, що вирізняються високим ступенем мікромініатюризації. Це визначення значною мірою

справедливо й сьогодні, оскільки відбиває основні цілі й тенденції розвитку МЕ незалежно від конкретних засобів їх реалізації.

Високі надійність, економічність, мікромініатюризація досягаються у МЕ комплексом фізичних, хімічних, технологічних, схемотехнічних і системотехнічних методів, що характеризує МЕ як комплексну галузь техніки. Це обумовлює значні капітальні вкладення й високу вартість прецизійних технологій, необхідних для інтенсивного розвитку МЕ.

Мікроелектроніка, в основному, напівпровідникова електроніка. Сьогодні вона переважно транзисторна електроніка. Цим був визначений її успіх і наступність електроніці, але цим же обумовлені її основні обмеження, подолання яких вона шукає у нових принципах приладової реалізації, у нових матеріалах і технологіях, нових схемних архітектурах, тобто в нових якостях, фундаментальних базисних підходах та ідеях.

Протягом століття електроніці як універсальному засобу обробки інформації практично не було знайдено скільки-небудь конкурентоспроможної альтернативи. Такому положенню електроніка зобов'язана безперервному вдосконалюванню своїх методів і засобів відповідно до вимог науково-технічного прогресу. Якщо при накопиченні кількісних показників у методах і засобах така відповідність не досягається, то наступають якісні зміни, що приводить до появи нового напрямку в електроніці, новій технології.

У 60-ті роки таким новим напрямком стала інтегральна мікроелектроніка. У перші 30 років з моменту винаходу інтегральної схеми (ІС) напівпровідникова промисловість для своїх замовників забезпечила 1000-кратну техніко-економічну перевагу на високотехнологічних ділянках передових ринків: промисловості обробки даних (інформатики, кібернетики, обчислювальної техніки), авіонавтики, біотехніки, робототехніки та ін. – ринків, що активно розвиваються у ХХІ столітті.

Тенденція розвитку цих технологій – в обробленні, зберіганні й передаванні великих масивів інформації у реальному часі. Це привело до:

- ускладнення апаратури й систем та їх комплексування, що потребувало створення нових технологій і нового рівня виробництва;
- комп'ютеризації значних областей людської діяльності, що визначило пріоритет у науково-технічному прогресі засобів обчислювальної й інформаційної техніки;
- розвитку глобальних систем зв'язку – найбільших і складних систем людської цивілізації.

Для МЕ це визначило її розвиток від простих ІС до складних, від складних до систем і субсистем. Суть такої тенденції – у збільшенні функціональної складності інтегральної мікросхемотехніки, її інтегральних мікросхем.

Засобом стійкого поступального підвищення функціональної складності ІС є технологічна (компонентна й елементна) інтеграція. Засобом досягнення високої інтеграції є підвищення рівня мікромініатюризації (рис. В.1).

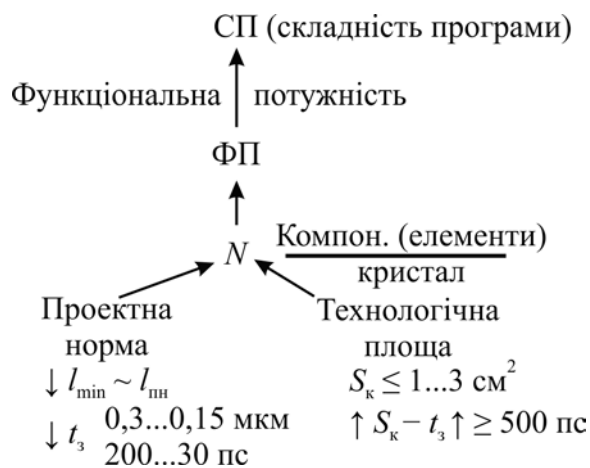


Рис. В.1. Зв'язок ступеня складності програм з функціональною потужністю ВІС, ступенем інтеграції й мікромініатюризації

Інтеграція й мікромініатюризація є фундаментальними ідеями твердотільної напівпровідникової МЕ. У цьому ракурсі обидві ідеї суть ідеї технологічні, що визначає за технологіями пріоритети реалізації й виробництва.

Стійкою тенденцією в інтегральній схемотехніці є постійне підвищення швидкодії ІС як спосіб обробки великих масивів інформації у реальному часі з одночасним зниженням робочих напруг і потужностей. Які шляхи використовує при цьому МЕ в частині її елементної бази, ілюструє рис. В.2.

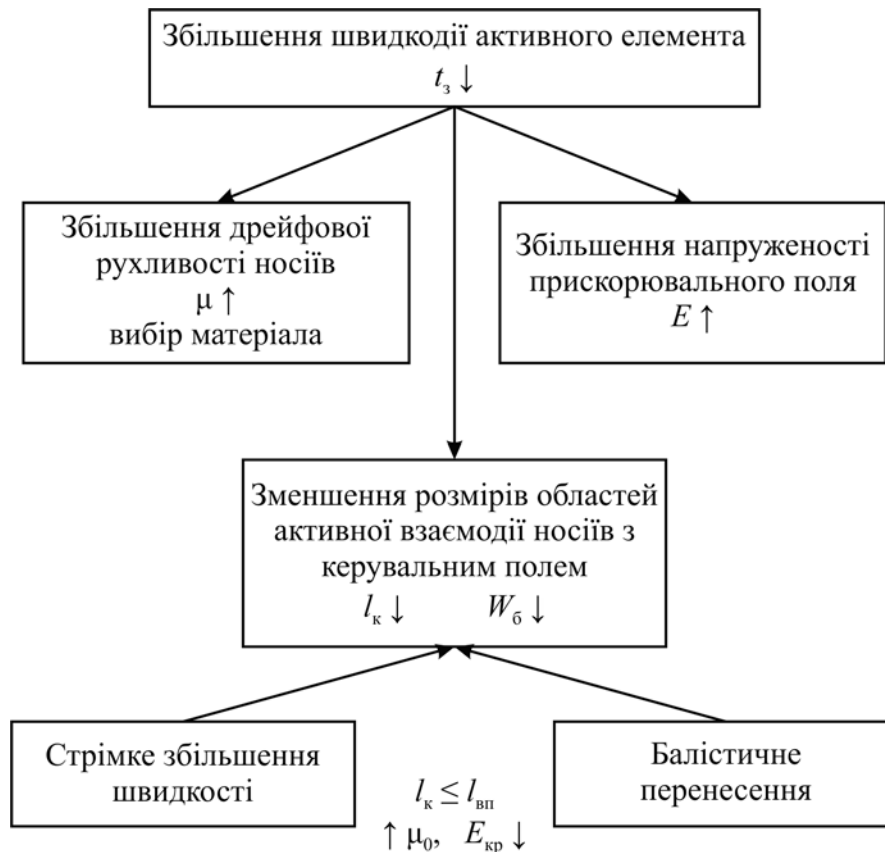


Рис. В.2. Методи підвищення швидкодії активних елементів у мікроелектроніці

Останні десятиліття визначили генеральним напрямком МЕ інтегральні схеми високого, надвисокого й ультрависокого рівнів інтеграції, так званих ВІС, НВІС, УВІС, і схем ультрависокої швидкодії – надшвидкісних НШІС і надшвидкісних надвеликих НШНІС (рис. В.3). Усе це дуже дорогі технології. Їх застосування має окупати ці витрати. Такий економічний критерій виробництва. Мультипроцесори й великі масиви пам'яті (динамічної й статичної) – основні області їх застосування. Тут тенденція подальшого розвитку НВІС визначається темпами розвитку комп'ютерної техніки, складність і швидкість роботи якої подвоюються

приблизно за півтора–два роки. За таких темпів комп'ютерна пам'ять могла б наблизитися до людської пам'яті за 20–30 років.

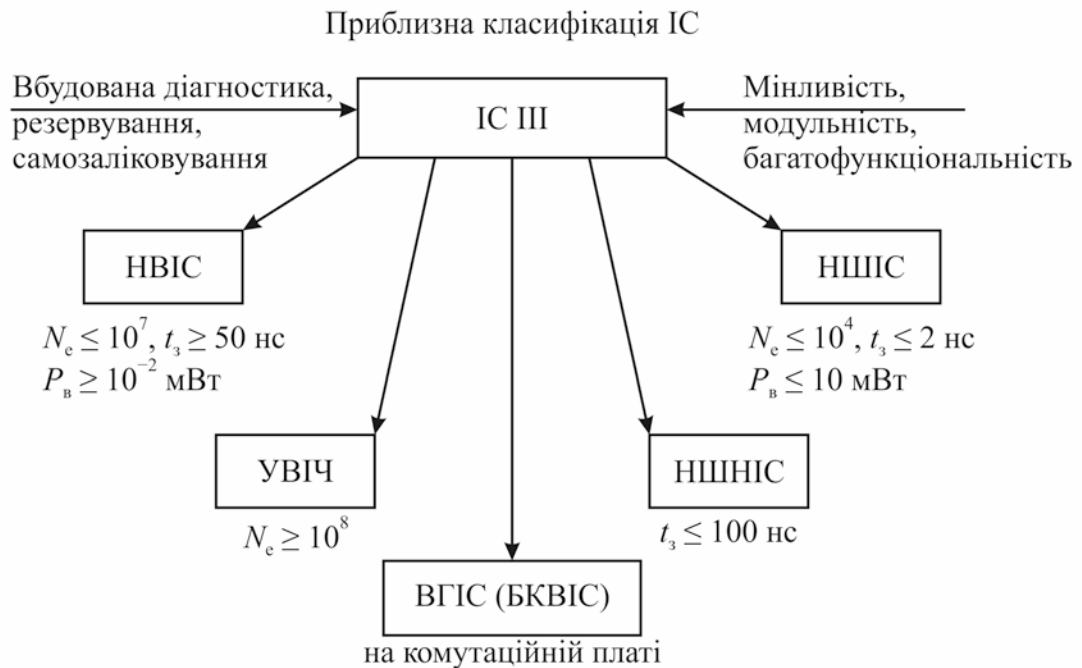
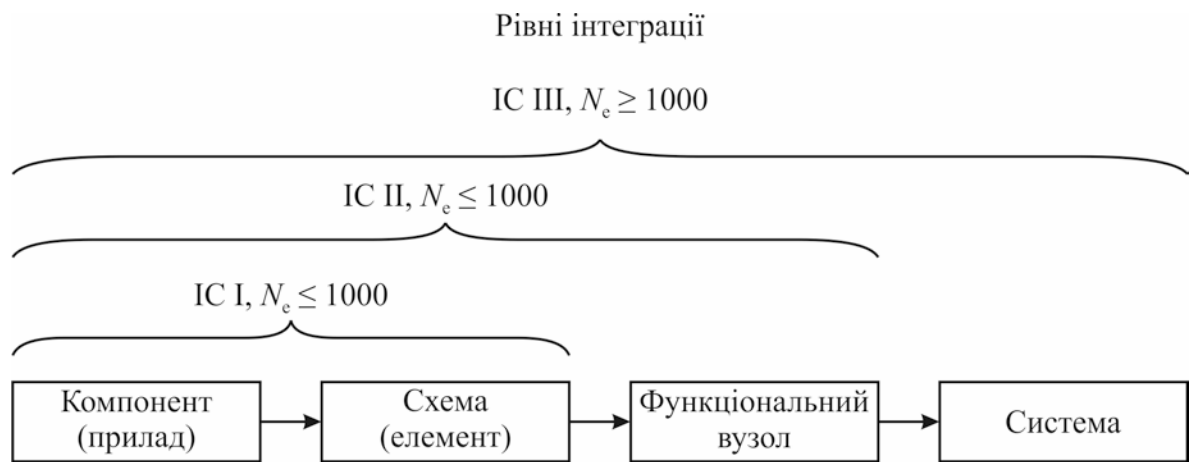


Рис. В.3. Класифікація інтегральних схем за рівнем інтеграції й швидкодії

Методи й засоби сучасної транзисторної МЕ вже на цьому етапі мають серйозні фундаментальні обмеження. Сьогодні основним елементом мультипроцесорної техніки й пам'яті є комплементарні вентиля на МДН транзисторах (КМДНТ, *MOSFET*), проектна норма яких уже субмікронна, що визначає рівень елементної інтеграції за межами $10^5 \dots 10^7$ елементів на кристалі. При всьому цьому ще не йде мова про інтелект машини. Однак,

кібернетика й обчислювальна техніка переконливо проілюстрували нам, що розумна поведінка може не вимагати розуму.

Експериментально було підтверджено, що однозаслонний МДНТ зберігає роботоздатність за довжини каналу аж до 30...25 нм. Для двозаслонних МДНТ ця межа може скласти одиниці нм.

Обмежувальним фактором при мікромініатюризації МДНТ є, у першу чергу, тунельний струм підзаслонного діелектрика. У випадку SiO₂ це обмежує його товщину d_3 п'ятьма нанометрами, що відповідає довжині каналу $l_k = 0,1...0,05$ мкм. Заміна SiO₂ на більш якісні діелектрики (наприклад, оксинітриди, багат шарові структури) трохи поліпшує ситуацію, але не знімає обмеження по тунельному струму, лише зсуваючи порогове значення $l_{k\ min}$ убік його зменшення.

У табл. В.1 наведено параметри структури *n*-МДНТ малої геометрії для значень проектної норми – $l_{пн}$ мінімального розміру, реалізованого даної технологією, у якій d_{pn} – глибина областей стоку й витоку, N_A – рівень легування підкладки.

Як видно, за $l_{пн} \leq 100$ нм найбільш критичним параметром у МДНТ залишається товщина підзаслонного діелектрика d_d , яка не перевищує у середньому 10...15Å. Поки немає технологічних ідей реалізації таких граничних параметрів КМДНТ. Звідси випливає, що для терабітових чипів необхідна альтернатива КМДНТ. А також слід підкреслити, що при як завгодно короткому каналі традиційний МДНТ не може працювати як одноелектронний прилад.

Таблиця В.1

Параметри структури *n*-МДНТ малої геометрії

$l_{пн}, \text{ нм}$	$l_k, \text{ нм}$	$d_d, \text{ нм}$	$d_{pn}, \text{ нм}$	$N_A \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$V_{пор}, \text{ В}$
100	70	1,2...1,5	40...80	4	0,9...1,2
50	35	0,6...0,8	20...40	12	0,5...0,6
35	22	0,5	11	20	0,35

Із зростанням рівня інтеграції й мікромініатюризації виникає низка фізико-технічних і фізико-технологічних проблем, розв'язування яких не вписується в традиційні методи інтегральної мікроелектроніки.

Одна з проблем обумовлена зменшенням кількості зарядів, які беруть участь у перенесенні інформації. Статистичний розкид у легуванні матеріалу приводить до обмеження мінімізації транзистора й до зниження відношення сигнал/шум. У випадку МДНТ порядок невизначеності кількості носіїв під заслоном $\Delta_e \approx N^{-1/2}$, де N – рівень легування матеріалу. Чим менше N , тим більша ця невизначеність. Для нанометрового формату заслона l_k з кількістю носіїв під ним від 1000 до 100 невизначеність Δ_e може бути обмежена значенням від 0,1% до 10%.

За функціональної швидкодії $N \cdot \nu \geq 10^{13}$ компонентів · Гц і більше поза межний розкид характеристик активних елементів може призвести до втрати нормального функціонування ІС, тобто до втрати її надійності. Флуктуації домішок у структурі приладу обмежують рівень його мініатюризації нерівністю:

$$l_k^2 > S_{\text{кр}} p(\eta_{\text{max}}), \quad (\text{B.1})$$

де $S_{\text{кр}}$ – площа кристала, $p = 1 - \sqrt{2\pi} \int_0^{\eta_{\text{max}}/\bar{N}^{-1/2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy$ – імовірність відхилення концентрації домішки від припустимого значення η_{max} за її гаусового розподілу.

Для $\eta_{\text{max}} = 0,1$, $\bar{N} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $S_{\text{кр}} = 10^{-2} \text{ см}^2$ умова, що всі компоненти укладаються в припустимий розкид, тобто, що

$$\eta = \frac{N - \bar{N}}{N} \leq \eta_{\text{max}}, \quad \bar{N} = n l_k^3 \geq 1, \quad \text{відповідає за } n = 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ нерівності } l_k \geq 10^{-5} \text{ см.}$$

Те ж значення $l_k \approx 10^{-5} \text{ см}$ відповідає обмеженню мікромініатюризації

за умовою мінімізації дробового шуму в каналі вже за $N \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. У теж час, необхідно враховувати значне зростання ролі поверхні відносно об'єму при переході до субмікронних проектних норм, тому що перша пропорційна l_k^2 , а друга – l_k^3 .

Зі зростанням рівнів функціональної складності та інтеграції постає проблема відведення тепла від кристала. Це одна з найважчих проблем сучасної технології НВІС, з якою пов'язані певні обмеження на оброблення цифрової інформації й НВІС пам'яті, у першу чергу, за критерієм їх надійності. Найбільш прозоро ця проблема проглядається на НВІС пам'яті.

Для запису одного біта інформації у випадку традиційних КМДНТ вентилів потрібна енергія $W \sim 10^{-13} \text{ Дж}$ (10^6 еВ), що відповідає температурі $T = 10^{10} \text{ К}$ (kT). Для оптимальної роботи приладу за кімнатної температури (300 К) ця енергія не має перевищувати 10^{-19} Дж (2 еВ), що на два порядки вище kT . За максимального рівня мікромініатюризації мінімальна границя W_{\min} була би обумовлена принципом невизначеності (квантове обмеження) $W \geq h$, де h – стала Планка. За критерієм надійності (помилки записування або зчитування) КМДНТ має працювати далеко від квантового обмеження, коли $\frac{W}{f_c} = 100h$, де f_c – частота опитування, а потужність, що розсіюється

кристалом складе $P = W \cdot f_c \cdot q_\phi \cdot \xi$, де $q_\phi = \frac{N_e}{S_{\text{кр}}}$ – функціональна щільність,

біт/см²; ξ – коефіцієнт одночасності роботи вентилів. Якщо прийняти $f_c = 10 \text{ ГГц}$, $q_\phi = 10^{10} \text{ біт/см}^2$, то в граничному випадку оцінки дають $P \leq 175 \text{ Вт/см}^2$, що приблизно вдвічі більше прогнозованої на найближче десятиліття величини (100 Вт/см^2).

З наведеного оцінного аналізу випливає, що f_c зростає із збільшенням q_ϕ (у рамках основної тенденції мікроелектроніки), тому необхідно тією самою мірою знижувати W .

Метод скейлінгу (масштабування), застосовуваний до традиційних МДНТ, уже стає непридатним через фізичні обмеження. Потрібні нові принципи й нові підходи розв'язування проблеми активного елемента і його схемотехнічної архітектури в мікроелектроніці.

Тут слід згадати високотемпературну напівпровідникову електроніку, яка розвивається останніми роками. Вона має деяке відношення до розглядуваного питання. Для кремнієвих МДНТ було досягнуто граничних робочих температур $380\text{ }^{\circ}\text{C}$, на SiC – $600\text{ }^{\circ}\text{C}$, для польового транзистора на алмазних плівках ця температура наближається до $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Наведені цифри відносяться до дискретних приладів. Вони не субмікронного розміру й можливість їх інтеграції поки невелика, у першу чергу, через проблему відведення тепла. Обмеження зверху робочої температури обумовлене швидким зниженням зі зростанням T надійності, скороченням часу наробки на відмову (ЧНВ), зниженням пробивних напруг напівпровідникових матеріалів і p – n переходів.

Для оцінки швидкості зниження ЧНВ й надійності використовують поняття фактора прискорення $\xi_{\text{п}}$, який визначається відношенням:

$$\xi_{\text{п}} = \frac{\text{ЧНВ}(T_t)}{\text{ЧНВ}(T_0)} = \frac{\exp(-E_a/kT_t)}{\exp(-E_a/kT_0)}, \quad (\text{B.2})$$

де $E_a = 0 \dots 1,5\text{ eV}$ – енергія активації процесу, T_0 – робоча температура приладу, T_t – температура перегріву.

Про порядок фактора $\xi_{\text{п}}$ можна судити з табл. В.2, у якій залежність $\xi_{\text{п}}(T_t)$ представлена для трьох значень робочих температур $E_a = 1\text{ eV}$. З таблиці випливає, що значення $\xi_{\text{п}}$ залежно від перегріву $\Delta T = T_t - T_0$ можуть змінюватися на кілька порядків.

**Фактор прискорення й перегрів для трьох робочих температур
кремнієвого транзистора**

Робоча температура T_0 , °C	Температура перегріву T_t , °C	Фактор прискорення $\xi_{\text{п}}$	Перегрів ΔT , °C
125	250	1000	125
250	490	1000	240
250	380	100	130

Для кремнієвих транзисторів робоча температура в середньому становить 125 °C, що відповідає ЧНВ рівному десяти рокам. Підвищення температури $p-n$ переходу на 10 °C приводить до збільшення інтенсивності відмов у два рази. За цим критерієм максимально допустима температура кремнієвого $p-n$ переходу не має перевищувати 150 °C.

Наприклад, якщо температура кремнієвого переходу зросте до максимально допустимої температури GaAs- $p-n$ переходу (250 °C), то відповідно наведеному вище співвідношенню ЧНВ для Si-транзистора скоротиться до чотирьох днів.

З підвищенням робочої температури транзистора знижуються пробивні напруги відповідно до співвідношення:

$$V_{\text{п}} = V_{\text{п}0} [1 + \beta(T - T_0)], \quad (\text{В.3})$$

де $\beta \approx -(0,3 \dots 1,0) \text{ В} \cdot \text{К}^{-1}$.

Залежність $V_{\text{п}}(T)$ є також серйозним обмеженням роботоздатності приладу не тільки по надійності, але й по якості його характеристик.

Високотемпературна електроніка відноситься до проблем екстремальної електроніки, основний акцент якої представлений сьогодні

сенсориною, області застосування якої рік у рік розширюються. Залишається також проблема мікромініатюризації активних елементів інтегральних схем, розрахованих на значні потужності, напруги й струми. Як приклади тут можна згадати Бі–КМДН структури (в інтегральній електроніці), тиристорні й транзисторні силові вентиляції (у промисловій електроніці).

Слід підкреслити, що високотемпературна електроніка – це, у першу чергу, матеріалознавська й технологічна проблеми. При цьому звичайні для мікроелектроніки транзисторні структури можуть уже виявитися не конкурентоспроможними.

Розглядаючи обмеження й тенденції розвитку МЕ, слід мати на увазі, що сьогодні вона переважно кремнієва. Такою вона ще збережеться на багато років. Це означає, що робоче тіло компонентів в інтегральній МЕ – кремній. Усі інші матеріали, що входять у фізичні структури інтегральних схем, обумовлені кремнієвою технологією й сумісні з нею. У цьому ракурсі треба у першу чергу відзначити полікремній Si*, який у мікроелектроніці відомий давно. В останнє десятиліття його застосування у технології НВІС стало правилом, а не виключенням. Цим обумовлене його нова якість і розвиток полікремнієвої технології. У МЕ Si* застосовується як електрод заслона в МДНТ ВІС, для одержання силіцидів металів на поверхні полікремнієвих шин. Полікремній – це також резистори аж до напівізолюючого Si*, джерело легувальних домішок при формуванні промитих областей транзисторних структур, робоче тіло тонкоплівкових транзисторів НВІС статичної пам'яті, накопичувальних конденсаторів динамічної пам'яті, сенсорних елементів та ін. Технологія Si* у МЕ цілком зріла, можливості якої ще не вичерпані до кінця.

До матеріалів, інтерес до яких з боку мікроелектроніки цілком обґрунтований, слід віднести бінарні й частково потрійні сполуки IV групи (рис. В.4). Серед них SiC і сплави $Si_{1-x}Ge_x$ вже активно впроваджуються у МЕ. Окрему нішу в МЕ займають матеріали $A^{III}B^V$: GaAs, InP, GaN, а також

потрійні й четверні сполуки на їх основі. Матеріали $A^{III}B^V$ є базовими для одержання модуляційно-легованих приладових структур, структур на надгратках і квантових ямах тощо. Це матеріали надшвидкісної МЕ, технологія яких освоєна порівняно недавно.

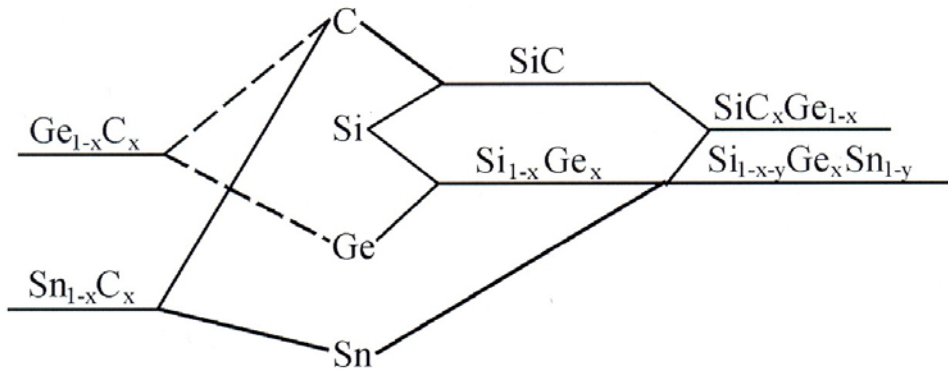


Рис. В.4. Матеріали четвертої групи періодичної системи, використовувані в інтегральній мікроелектроніці

На основі Si і матеріалів $A^{III}B^V$ створюють нові структури, такі як кремній на ізоляторі (КНІ), арсенід галію на кремнії, у тому числі GaAs–SiO₂–Si тощо. Усіх їх відносять до матеріалознавського аспекту МЕ.

У зв'язку із проблемами електричної ізоляції компонентів в ІС із гранично високим рівнем інтеграції, межрівневої ізоляції, оптимізації підзаслонного діелектрика в МДНТ малої геометрії, елементів енергонезалежної пам'яті з'явилися, поряд із традиційним SiO₂, нові діелектричні матеріали, так звані *low-k* із гранично малими значеннями діелектричної проникності в межах технологічних режимів формування фізичної структури ІС і *high-k* – з максимально високим значенням діелектричної проникності (нітриди, оксинітриди, окисли металів тощо).

Проблеми нових матеріалів виникають і на рівні металізації, тобто між'єднань на кристалі. Традиційна металізація алюмінієм не відповідає вимогам НВІС по надійності, у першу чергу, через електроміграцію. Альтернативними матеріалами є вже відносно широко використовувані мідь, вольфрам, силіциди металів. Цей перелік далеко не закритий.

Технологія металізації на цих матеріалах складніша, ніж у випадку алюмінієвої металізації, і потребує ще доробок.

Сьогодні традиційні методи в мікроелектроніці не вирішують повною мірою фундаментальних проблем, що виникли з подоланням субмікронного бар'єра, що означає новий етап у розвитку вже звичної мікроелектроніки. Пріоритет на цьому етапі належить наноелектроніці, яка почала розвиватися практично одночасно зі становленням НВІС при виході їх на 100 нм проектні норми. Суть її – у нанорозмірних приладових структурах, в основі роботи яких лежать квантово-розмірні ефекти. Як приклади можна назвати одноелектронні тунельні прилади, резонансно-тунельні діоди, прилади на квантових потоках, спітроніку, повернення до ідей молекулярної електроніки тощо.

Науковий базис наноелектроніки – нанофізика й фізичні основи нанотехнології й наноструктурних матеріалів. Відмінність приладів МЕ від приладів наноелектроніки в тому, що останні створюються на основі оптимального складання атомів і молекул. Це – основа нанотехнологічних процесів, суть яких у створенні локальних запрограмованих атомно-молекулярних впливів. Так народжуються квантові функціональні схеми. Наноелектроніка для мікроелектроніки означає перехід від об'ємних структур до низькорозмірних систем.

До моменту виникнення наноелектроніки МЕ вже мала у своєму розпорядженні певний багаж знань і можливостей для розуміння її суті. Високопрезичійний контроль товщини напівпровідникових, діелектричних, металевих шарів і рівнів легування уможливили вивчення ряду нових явищ і структур: квантових ям, надґраток тощо – основи нових приладових напрямків, включаючи аналітичне й ростове устаткування.

Наноелектроніка за всіма основними критеріями може бути віднесена до нового науково-технічного напрямку. Назва «наноелектроніка» дає підставу віднести її до електронної техніки, до якої відноситься й мікроелектроніка.

Новаторські досягнення молекулярної електроніки, які були отримані в останні 10 років, достатньо проілюструвати двома прикладами швидкого захвату ідей, які перебувають на самих передових позиціях наноелектроніки.

На рис. В.5, *a* наведено структуру елемента, який функціонально відповідає транзистору. Робочим тілом у ній є велика молекула, поміщена між двома золотими електродами. Молекулу утворено трьома бензольними кільцями, орбіталі яких перекриваються. Ці зв'язки утримують кільця в структурі великої молекули. Вони слабкі, що обумовлює можливість структурних змін у молекулі під впливом зовнішніх факторів (закручування, поворот, виникнення напруг тощо).

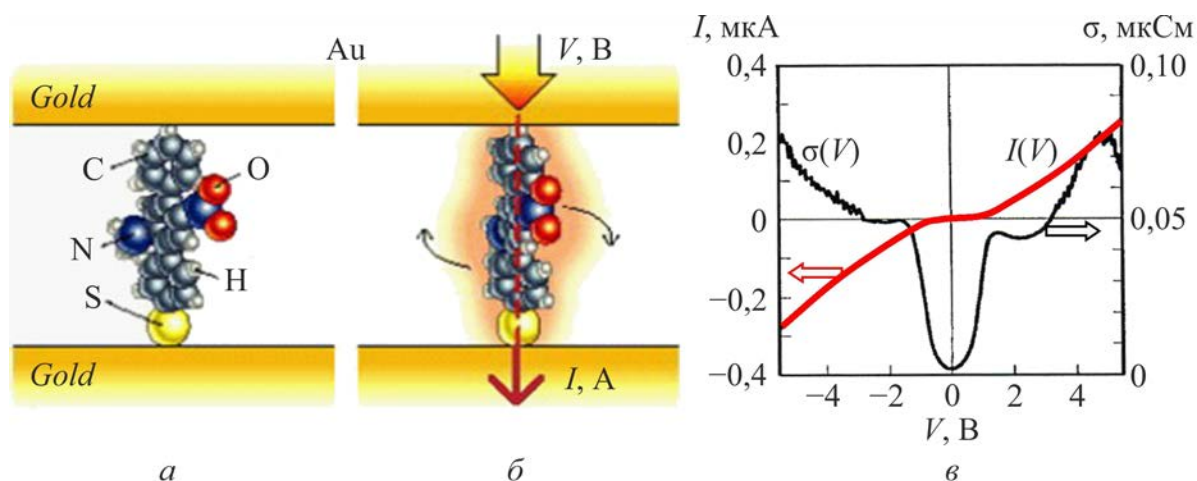


Рис. В.5. До механізму роботи молекулярного транзистора:

a – велика органічна молекула із трьох бензольних кілець – канал нормально закритого приладу; *b* – режим провідного каналу, стрілками показаний поворот центрального кільця в просторі – механізм режиму відкритого каналу; *c* – вольт-амперні характеристики приладу

У центральне бензольне кільце додані нітрогрупи NO_2 і NH_2 (фрагменти несиметрії), що створюють асиметрію стосовно верхнього й нижнього кілець. У разі прикладання до молекули електричного поля, центральне кільце повертається (рис. В.5, *b*), що приводить до збільшення провідності каналу, як це показано на рис. В.5, *c*. Фундаментальні

обмеження по потужності такого елемента ~ 50 пВт, що на п'ять порядків менше нижньої границі в кремнієвій технології. По суті, цю ж ідею було використано для створення польового транзистора (типу МДНТ), робоче тіло якого (канал) створюється моношаром органічних молекул товщиною $10\dots 20$ Å.

Аналогічні структури як на рис. В.5 з ланцюжком молекул як робочого тіла можуть мати вольтамперну характеристику, яка відповідає одноелектронному режиму транзистора як показано на рис. В.6.

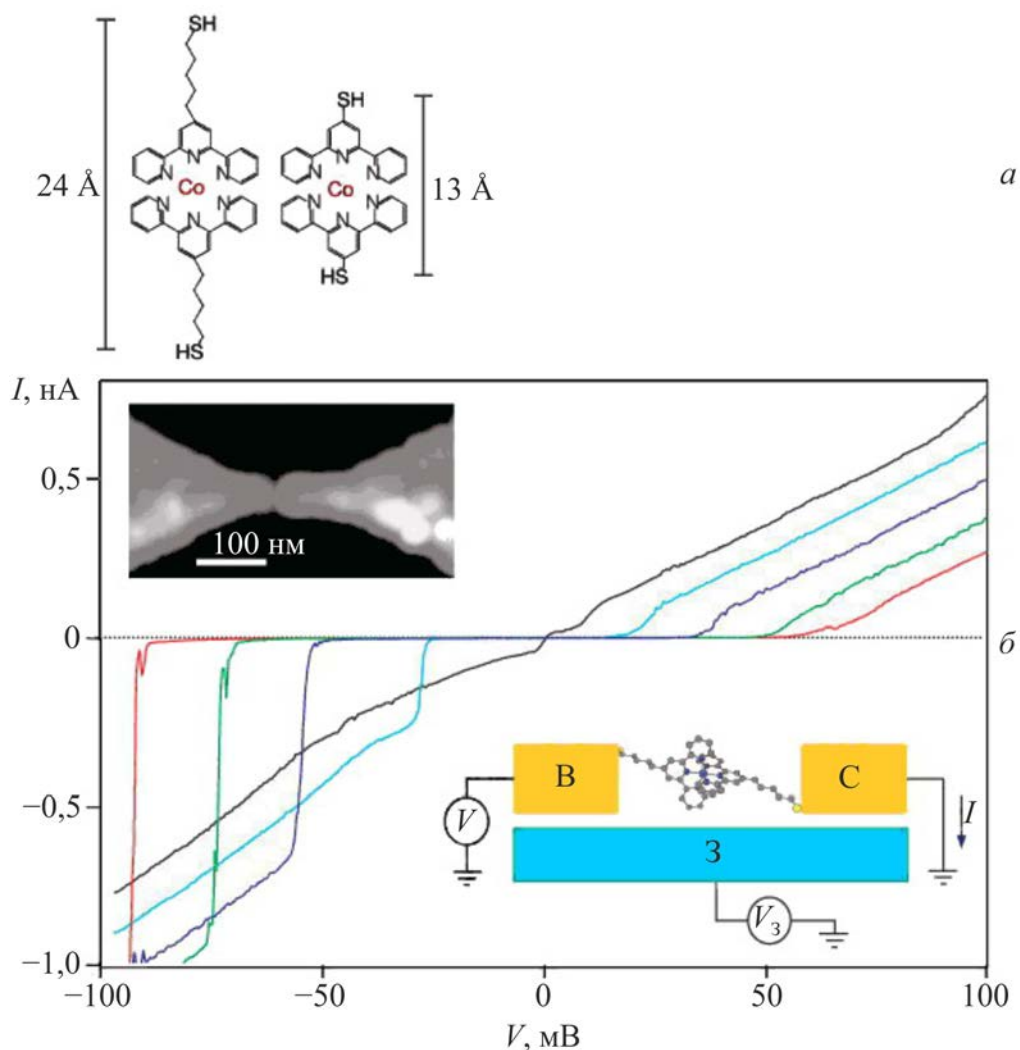


Рис. В.6. Модель польового транзистора (аналогічного як на рис. В.5), що допускає одноелектронний режим: *a* – структура й розмір використовуваних молекул; *б* – вольтамперні характеристики за різних V_3 від $-0,4$ В (червона крива) до $-1,0$ В (чорна) із кроком $\Delta V_3 \sim -0,15$ В. Верхня вставка – топографічне зображення електродів із зазором. Нижня вставка – схема приладу

З наведених прикладів уже видно, що молекулярна електроніка може забезпечувати граничну мікромініатюризацію, яка відповідає рівню квантово-механічних приладів, до яких сьогодні проявляється пильна увага.

Впровадження органічних і полімерних матеріалів в електронні прилади в якості їх робочого тіла одержало назву «флекстроніка».

На рис. В.7 наведено інший не менш вражаючий приклад внеску молекулярної електроніки в наноелектроніку. У ньому канал МДНТ виконано у вигляді нанотрубки, яка представляє собою вуглецеву макромолекулу діаметром кілька нанометрів, його довжина ~ 100 нм. Підзаслонний діелектрик – Al_2O_3 товщиною кілька нанометрів.

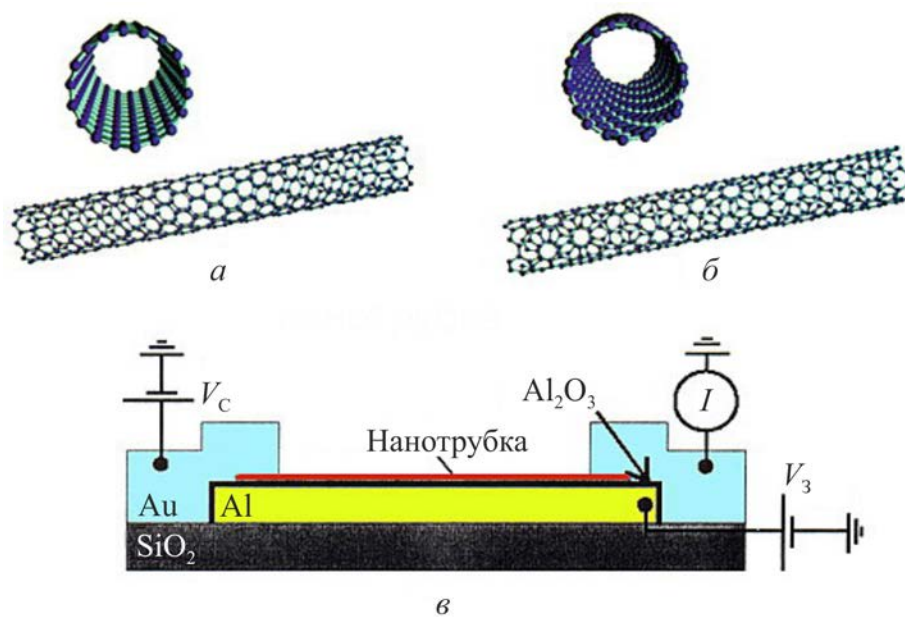
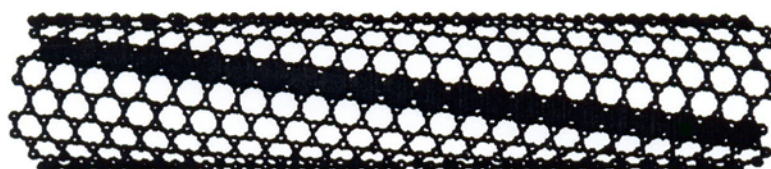


Рис. В.7. Польовий транзистор з каналом у вигляді нанотрубки: а – пряма нанотрубка (загальний вид і вид з торця); б – твіст-нанотрубка (спіральна); в – структура транзистора, товщина каналу нанотрубки – 1,5 нм

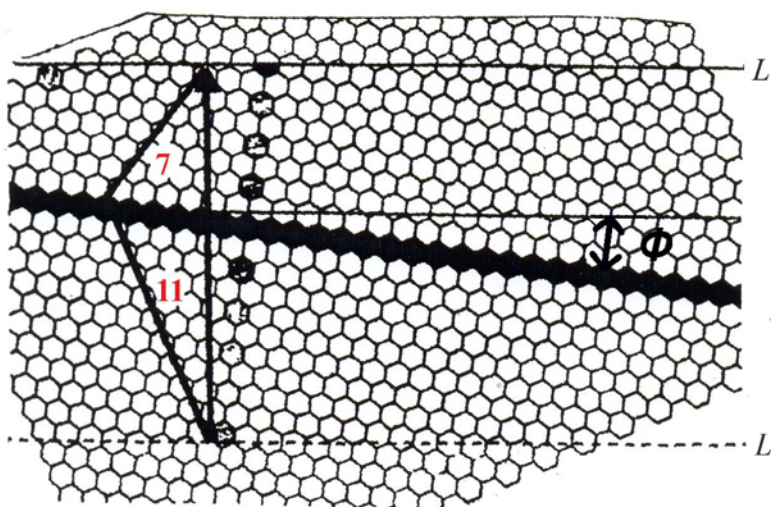
Нанотрубка має електричну провідність. Її геометрія обмежує електрони у вузьких смугах у просторі станів графіту. Залежно від зміни діаметра нанотрубки (термічне розширення) електрони можуть переходити у вільний стан, що робить нанотрубку провідної аж до напівметалевої провідності. Якщо такий стан по точці Ферми не досягається, то

нанотрубка – напівпровідник. Нанотрубка може мати провідність як p -, так і n -типу. У структурі каналу транзистора нанотрубка поводитья як один атом.

Одностінна бездефектна вуглецева нанотрубка являє собою згорнуту у вигляді циліндра стрічку, вирізану із графітового шару (рис. В.8, *a*). Нанотрубка – це вуглецева двовимірною поверхня у тривимірному просторі. Просторове розташування атомів у ній можна задати якимось вектором $C = (na_1, ma_2)$; де a_1, a_2 – базисні вектори, n, m – цілі числа (як це показано вгорі на рис. В.8, *a*). Тут L, L' – прямі лінії, перпендикулярні до кінця й початку вектора C . Якщо згорнути стрічку так, щоб збіглися відповідні крапки прямих L і L' , те вийде нанотрубка, геометрію якої однозначно задано двома числами n і m . У загальному випадку $m \neq n$ і $m \neq 0$. Такі нанотрубки мають гвинтову вісь симетрії, тобто вони хіральні. Нехіральними є нанотрубки, у яких вуглецеві шестикутники орієнтовані паралельно $(n, 0)$ і перпендикулярно (n, n) осі циліндра.



a



б

Рис. В.8. Графітова нанотрубка (*a*) і побудова її моделі з $n = 11, m = 7$

Крім індексів (n, m) геометрію нанотрубки можна охарактеризувати довжиною кола C й кутом хіральності Φ . Вони можуть бути одностінними й багатостінними. Діаметр одностінних трубок не перевищує декількох одиниць нм. Їх хіральність визначається достатньо однозначно. Багатостінні нанотрубки мають діаметри на порядок більше. Вони ближче до стрижнів, ніж до трубок. Їх хіральність не завжди вдається визначити.

Для наноелектроніки інтерес становлять обидва типи нанотрубок. Однак для активних приладів одностінні нанотрубки по сукупності параметрів кращі.

Нанотрубки з різними значеннями індексів (n, m) – це полімери, сполучені ароматичні системи різної будови, що обумовлює різні їхні електричні властивості: від металів до напівпровідників і діелектриків. Той або інший тип провідності визначається зонною структурою нанотрубки. У перенесенні заряду (провідності) беруть участь тільки π -електрони, які слабо зв'язані зі своїми атомами. Вільними вони стають, коли в енергетичній структурі нанотрубки є зона незайнятих станів π^* (зона провідності).

Якщо π - і π^* -стани перекриваються, то нанотрубка буде мати високу провідність (металеву). Якщо стани не перекриваються, то тоді нанотрубка – напівпровідник із шириною забороненої зони від декількох десятих до двох електронвольт або діелектрик. Менші значення відповідають нанотрубкам великого діаметра. При цьому всі нехіральні трубки (n, n) металеві, при $(n, 0)$ і n кратному трьом – теж металеві. В усіх інших випадках вони – напівпровідники.

При цьому для прямих вуглецевих нанотрубок (ВНТ) (рис. В.7, а) 2/3 з них мають металеву провідність, а 1/3 – напівпровідникову. Для хіральних ВНТ (рис. В.7, б) навпаки, 2/3 з них є напівпровідниками, а 1/3 – «металами».

Відповідно до викладеного механізм роботи транзистора (рис. В.7, в) обумовлений залежністю енергетичної щільності від напруги на заслоні: її

ширина лінійно зменшується зі зростанням (по модулю) напруженості керувального поля. Це приводить до експонентного зростання струму в каналі, який виходить на насичення при напрузі (~ -6 В), коли щілина закривається й провідність стає металевою. Такий режим роботи відповідає нормально закритому транзистору. Якщо для каналу транзистора використовується нанотрубка з металевою провідністю, то максимальній провідності каналу відповідає режим $V_3 = 0$. Цей режим нормально відкритого транзистора реалізується за рахунок тунелювання електронів крізь нанотрубку за участю її окремих молекулярних орбіталей.

Висока електропровідність нанотрубки обумовлена тунельним механізмом переходу електрона з верхнього заповненого рівня катода на провідний дискретний рівень нанотрубки й далі – на верхній заповнений рівень анода. У межах нанотрубки тунелювання електрона здійснюється практично без розсіювання на атомах вуглецю й без втрат енергії (за рахунок π -електронних станів, делокалізованих по всій її довжині).

Зі сказаного випливає, що для забезпечення високої провідності нанотрубки як струмонесного каналу в приладі істотна роль контактів, що означає збіг провідного рівня нанотрубки з рівнями Фермі електродів. Ступінь цієї відповідності змінюється при подачі керувального потенціалу, наприклад на заслон МДНТ, що приводить до зміни струму в його каналі. Питома провідність нанотрубки не залежить ні від її діаметра, ні від її довжини. Її величина обмежена квантовою межею й становить $2q/h$, тобто 12,9 (мСм/см). Разом з тим, густина струму у вуглецевій нанотрубці може сягати значень 10^7 А/см² за кімнатної температури. Це на два порядки перевищує густину струму в надпровідниках.

Усе сказане вище відноситься до вуглецевих, графітових нанотрубок. Однак графіт – не єдиний матеріал, з якого одержують нанотрубки. У їх число треба включити GaN, BN, GaAs, Al₂O₃, сегнетоелектрики (SBT, PEr, ...) та інші матеріали. Фундаментальні особливості нанотрубок як нової фази речовини залишаються їхньою характеристичною ознакою. Ті

або інші їхні параметри можуть змінюватися залежно від базового матеріалу. Так, наприклад, ширина забороненої зони нанотрубки, отриманої на основі гексагонального GaN, зменшується зі зменшенням діаметра трубки, у випадку ж кубічної модифікації GaN вона залишається приблизно сталою в широкому діапазоні зміни її діаметра.

До характеристики нанотрубок слід додати що вони міцніше сталі, мають винятково високу еластичність, міцність на розрив, термічну стабільність.

Таким чином, сукупність властивостей нанотрубок така, що для приладів наноелектроніки це може означати в перспективі збільшення швидкодії, ефективності й терміну служби.

Можливість керовано одержувати в нанотрубках як p -, так і n -провідність дозволяє створювати структури, аналогічні КМДН вентилям (рис. В.9). Приклад цей можна розглядати як ілюстрацію можливості вбудовування молекулярних транзисторів у логічні структури інтегральної мікроелектроніки.

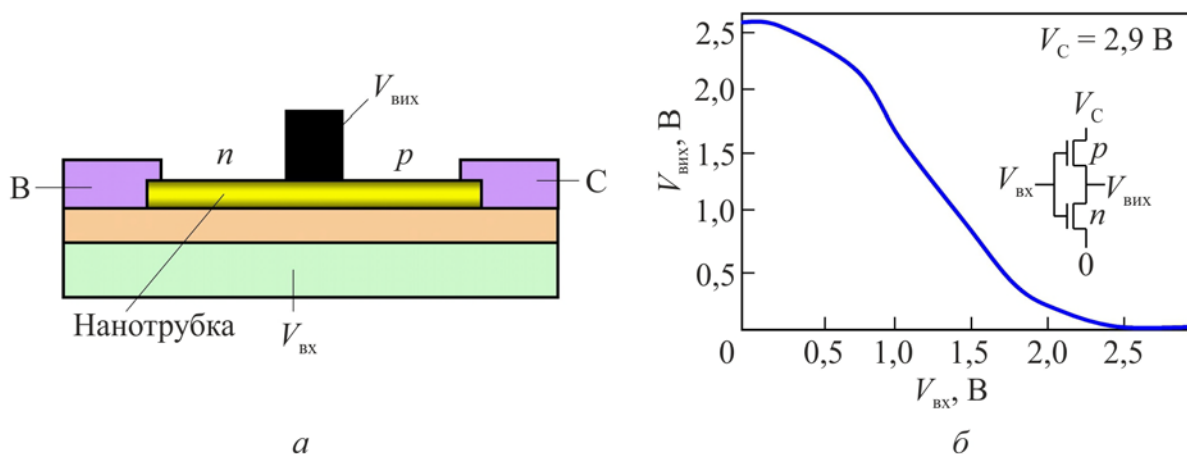


Рис. В.9. Принциповий пристрій (структура) аналога КМДНТ вентиля на одній нанотрубці (а) і його передаткова характеристика (б)

Різноманітність нанотрубок-фулеренів по базових матеріалах, відмінність у їхніх електрофізичних параметрах визначило можливість створення гетероперехідних структур на їх основі. Простий приклад

гетероперехідного приладу наведено на рис. В.10, де показана вигнута нанотрубка, що представляє собою робоче тіло молекулярного гетероперехідного діода «метал–напівпровідник». Вигин – наслідок внесеного в нанотрубку дефекту, утвореного заміною графітового шестикутника на п'ятикутник або семикутник, або на той і інший разом. Як видно з кривої розподілу енергії електрона в областях діода, струм через нього може протікати тільки від «металевої» частини нанотрубки до «напівпровідникової».

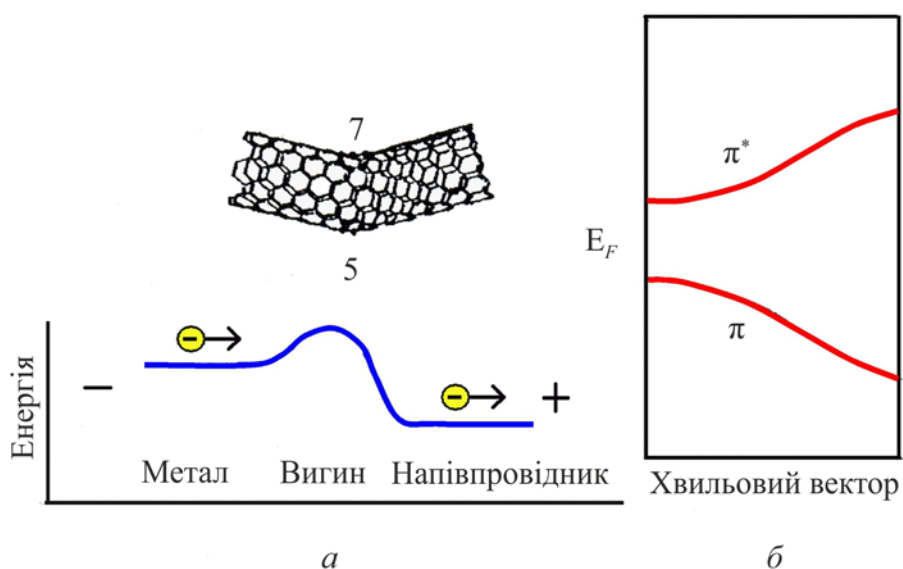


Рис. В.10. Вплив дефекту семикутник–п'ятикутник на геометрію нанотрубки (а) і енергію рухливих електронів (б)

На рис. В.11, а наведено модель транзистора на одностінній вуглецевій трубці, яка відрізняється від такого на рис. В.7 наявністю двох вигинів у ній (наноканалі). Вигини утворюють бар'єри в «металевій» частині трубки, висота яких управляється потенціалами на золотих електродах. Така структура транзистора зумовлює тунельний струм у ньому, допускаючи одноелектронний режим за кімнатної температури. На рис. В.11, б наведено його диференціальну провідність як функцію зміщувальної напруги V по параметру потенціалу заслона V_3 . Поблизу

$V = 0$ за $V_3 = -0,7$ В видно розміту при температурі щілину, яка за $V_3 = -0,8$ В закривається.

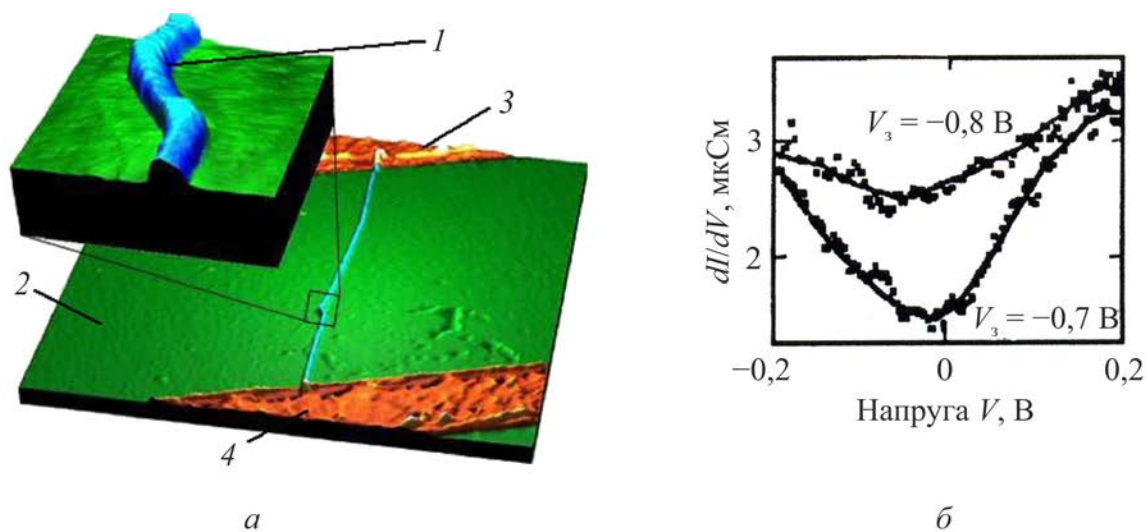


Рис. В.11. Елементи одноелектронного транзистора працюючого за кімнатної температури (а): 1 – фрагмент вигнутої частини нанотрубки; 2 – Si/SiO₂ підкладка; 3, 4 – електроди (Au); залежність диференціальної провідності від зсуву V за двох значень потенціалу заслона й $T = 300$ К (б)

Цікаве рішення у зв'язку із зачепленим аспектом ілюструється на рис. В.12, де представлена схема гетероструктурного нанорозмірного резонансно-тунельного транзистора, робочим тілом якого є нанотрубка: напівпровідникова (2) і дві металеві (1) і (3), що відповідають у структурі транзистора витоків і стоків з хімічними потенціалами μ_b і μ_c відповідно. Бар'єрна область – напівпровідникова нанотрубка (2) – містить орбітальний рівень E_{orb} , енергетичне положення якого контролюється потенціалом заслона «3», що має тісний контакт із бар'єрною областю. Нанорозмірність транзистора обмежена в латеральному напрямку 10 нм за довжини бар'єрної області 3 нм. За $V_3 \approx 0$ ширина забороненої зони нанотрубки ($E_g \approx 1$ еВ) перешкоджає транспорту носіїв через бар'єрну область. У цій ситуації транзистор замкнений. Його струм, аналогічно тунельному струму через вакуумний бар'єр, значно менше 10^{-9} А і пропорційний заселеності резонансного рівня E_0 ($0 < N_0 < 2$). За виконання

умови резонансу $\mu_B = \mu_C + V_3$, де $V_3 > 0$, тунельний перенос через рівень E_0 відкриває транзистор, і струм I_C зростає на кілька порядків, що відповідає одиницям мікроамперів.

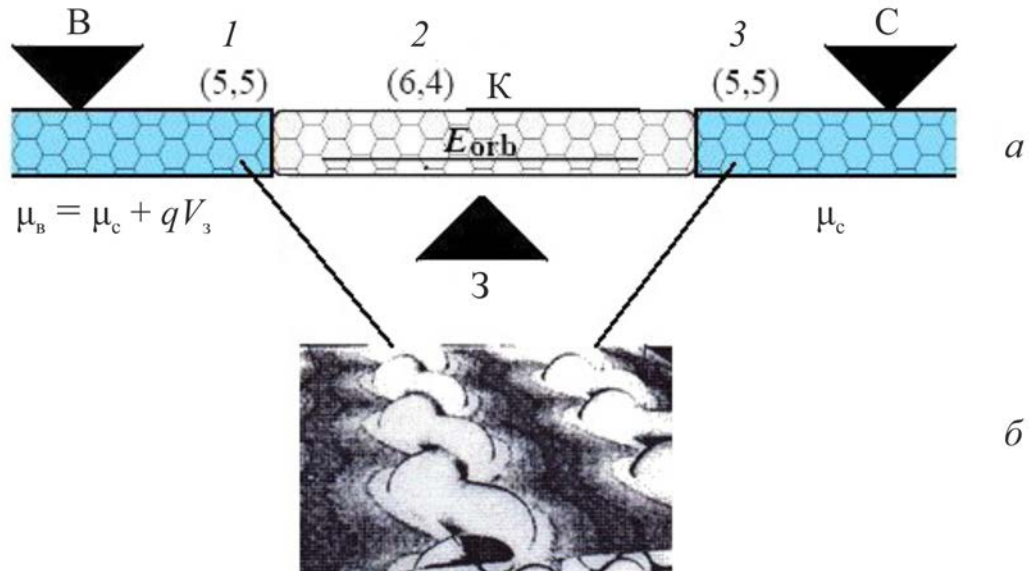


Рис. В.12. Гетероструктурний нанорозмірний резонансно-тунельний транзистор: а – модель: К – канал, 2 – напівпровідникова нанотрубка, В/С – металеві нанотрубки з одномірною електронною провідністю (1, 3); б – структура алюмінієвої нанотрубки контактних областей транзистора

Викладений загалом механізм роботи транзистора відповідає класичній схемі перенесення в резонансно-тунельних структурах із двома бар'єрами. Області (1) й (3) – витік й стік транзистора – являють собою структури атомної розмірності алюмінієвої плівки на підкладці Al_2O_3 (001), що самоорганізуються (рис. В.12). У такому квантовому дроті провідність обумовлена одномірним електронним газом, як і у випадку напівпровідникових нанотрубок-фулеренів. Контакт із бар'єрною областю (2) металевих нанотрубок витіку й стоку здійснюється по периметру її торців. Такі металеві структури з одномірною провідністю становлять інтерес не тільки як контактні області до напівпровідникових нанотрубок, але і як самостійний об'єкт фізичних досліджень і нових приладів.

Транзистору, схему якого наведено на рис. В.12, *a*, властиві всі характеристики, типові для резонансно-тунельних приладів. Його специфіка обумовлена використанням у ньому якісно нових структурних матеріалів нанотрубок-фулеренів. Теоретичний аналіз показує, що прилад зберігає робоздатність у широкому діапазоні температур аж до 300 К, має більшу швидкодію і його максимальна частота лежить поблизу декількох терагерц. Досяжна межа мікромініатюризації відповідає рівню квантово-механічних приладів, до яких сьогодні проявляється пильна увага.

В останні десятиліття в області фізико-технічних проблем, пов'язаних з нанотрубками в електроніці, були досягнуті вражаючі успіхи. Було розроблено кілька методів синтезу нанотрубок (не тільки вуглецевих), методів їх легування з *n*- і *p*-типом провідності й контролю концентрацій носіїв заряду в них тощо. Ці методи широко використовують в макетних приладових розробках. Залишається ще низка важких завдань, без розв'язку яких «нанотрубовій» електроніці не вийти за межі поодиноких застосувань.

Ці труднощі у першу чергу обумовлені малими розмірами нанотрубок, для яких не розроблені методи інтеграції їх у структури інтегральних схем. Відсутня САПР, ще не вистачає досвіду в схемотехнічних аспектах, що відповідають специфіці нанотрубок. До того ж технологія ВНТ ще надто дорога (~100 дол. за грам).

Крім ВНТ до відносно нових матеріалів у наноелектроніці слід віднести графени – двохмірні вуглецеві структури (рис. В.13). Цей матеріал із широкими можливостями в електроніці. Технологія інтеграції графена в приладові структури вписується у традиційну технологію мікроелектроніки. Якщо графен згорнути в трубку, то це буде вуглецева нанотрубка, низькорозмірність якої відповідає $1D$.

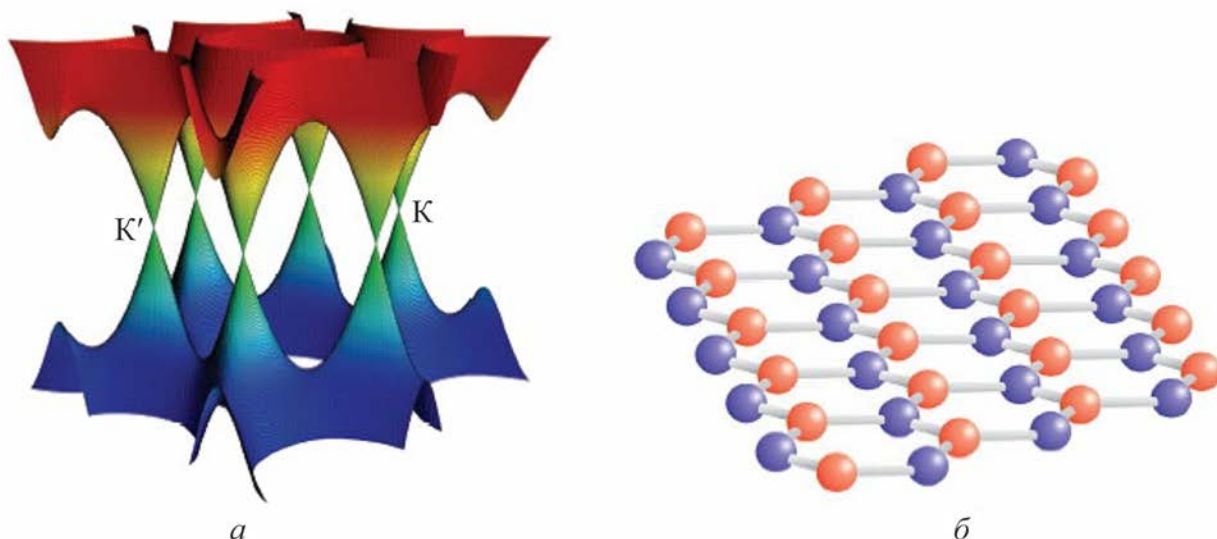


Рис. В.13. Графен – двохмірна вуглецева структура: *a* – зонна структура графена; валентна зона й зона провідності стикаються в точках К,К'; *б* – кристалічна структура графена

Серед порівняно нових нетрадиційних матеріалів поряд із графеном слід зазначити так звані наноклітинні матеріали – клатрати. Їх незвичайні властивості інтригують як науку, так і прикладний аспект. Вони обумовлені взаємовідношенням матриці (базису) із впровадженим у її порожнини матеріалом іншого сорту («гостя»). Це можуть бути ансамблі атомів, молекул, кластерів залежно від наявності відповідних вільних місць у базисі «хазяїна», утворюючи в ній підґратку. Структура клатрата «гість–хазяїн» є його основою в якій супрамолекули являють собою окремі великі утворення, що складаються із великого, але кінцевого, числа тих або інших частинок.

На рис. В.14 представлений фрагмент одного з поліедричних клатратів із клатратоутворювальними його ланками, що ілюструє його структуру.

Таким чином, клатрати – це супрамолекулярні ансамблі, у яких підструктури «гостя» й «хазяїна» зв'язані слабкими зв'язками. Ґратка «хазяїна» побудована з міцних ковалентних зв'язків, а в її порожнечках розташовуються рухливі атоми або молекули «гостя», здатні коливатись або обертатись усередині призначеного для них об'єму. Ця особливість

клатратів обумовила одержання матеріалів з унікальними властивостями, що мають одночасно високу електронну провідність і малу теплопровідність. Це обумовлює високу ефективність у термоелектричних перетворювачах (коефіцієнт Зеєбека до 300 мкВ/К при електропровідності до 700 кСм/см за кімнатної температури). Крім цих властивостей клатрат – дуже міцний матеріал, як і фулерени.

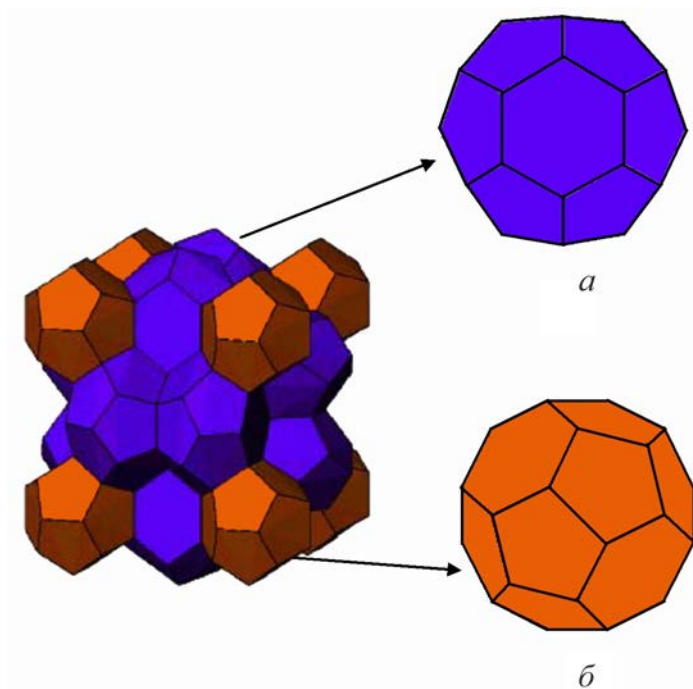


Рис. В.14. Поліедричне зображення структури клатрата–I; праворуч показані клатратоутворювальні поліедри: тетракісдекаедр (а) і пентагональний додекаедр (б)

Утворення клатратів, як і інших супрамолекулярних ансамблів, визначається не стільки хімічною природою речовин, скільки топологічною, геометричною й зарядовою відповідністю підструктур «гостя» й «хазяїна». Така відповідність може спостерігатися при комбінації зовсім різних хімічних об'єктів, що розширює можливості застосування клатратів у тих або інших прикладних областях, зокрема в мікроелектроніці.

Для мікро- та наноелектроніки клатрати мають базуватися на твердотільних кристалах, кристалічні ґратки яких являють собою

впорядковану систему сфероїдних кластерів з атомів напівпровідникових елементів, наприклад Si, Ge тощо. Усередині сфероїдів містяться атоми іншого сорту, які стабілізують підґратку клатратів. Частина атомів підґратки може заміщатися атомами металу, що змінює властивості кристала.

Клатрати як матеріали напівпровідникової мікроелектроніки поки ще вимагають значних дороблень. Для електронної техніки з її масовим виробництвом, величезним ринком збуту клатрати поки залишаються екзотикою. Будемо сподіватися, що ненадовго.

При всій привабливості наноелектроніки слід підкреслити, що вона не є на даний момент альтернативою мікроелектроніці з усією різноманітністю її ІС, яка поки переважає на світовому ринку електронної техніки. Мікроелектроніка охоплює комп'ютерні й периферійні пристрої (32...35%), електроніку широкого застосування (16...17%), промислову електроніку (~14%), спецтехніку й космічну апаратуру (12%), оптоелектроніку (4...5%). До цих областей підключається сьогодні автомобільна, хімічна, металургійна галузі промисловості, що збільшить у маркетингу частку промислової електроніки, у якій сенсорика є домінуючою. З наведених вище обсягів на частку напівпровідникової промисловості доводиться – 13...14%. З них на дискретні прилади й оптоелектроніку доводиться приблизно стільки ж відсотків, решта – на ІС. Тут акценти розставлені у такий спосіб: ІС пам'яті, мікропроцесори й мікроконтролери – більш 50%, логічні ІС (ЛІС) – 20%, аналогові ІС (АІС) – 15%.

Наведені цифри можуть змінюватися щорічно в ту або іншу сторону залежно від тенденцій і кон'юнктури. Сьогодні пам'ять і мультипроцесорні структури визначають основні вимоги до параметрів і архітектури НВІС і НШНІС. При цьому багатокристальний підхід по рівнях інтеграції й швидкодії ІС виявляється цілком конкурентоспроможним за технологічними, конструктивними й економічними обмеженнями відносно

однокристалного варіанта й дозволяє трохи послабити критичність технологій надвисоких рівнів інтеграції й між'єднань.

Зростання рівнів інтеграції за межі 10^5 приводить до посилення функціональної (схемної) спеціалізації ІС. Це звужує їх область застосування у порівнянні зі схемами середнього рівня інтеграції, серії яких забезпечують їх масове застосування, а групова технологія – економічно виправдані ціни. Схеми поодинокого застосування не відповідають вимогам сучасної МЕ ні за функціональністю, ні за технологічними можливостями.

Разом з тим в електроніці сьогодні інтенсивно розвиваються напрямки, проблемно орієнтовані на забезпечення високого рівня якості експлуатаційних, надійнісних і екологічних параметрів технологічних і енергетичних об'єктів, транспортних засобів, повітряних і морських суден, медичного приладобудування. У це число входить і сенсорика, обсяги виробництва приладів якої рік у рік зростають. Ця електроніка не вимагає надвисоких рівнів інтеграції й граничних швидкодій. Разом з тим вона має бути інтегральною з можливістю інтегрування на чипі різних приладових структур різного функціонального призначення, що зводиться до проблеми функціональної й технологічної сумісності. Такий мультичип або системний кристал по ідеї близький до схем спеціального застосування, але значно ширше по можливостях і повністю відповідає вимогам сучасної інтегральної МУ (рис. В.15). Цей напрямок функціонально орієнтованих мультичипів сьогодні активно розвивається у світі поряд з НВІС і НШНІС.

Тут слід підкреслити, що кожний новий напрямок в електроніці виявлявся так чи інакше пов'язаним з використанням нових матеріалів, що забезпечують для нього необхідні електрофізичні властивості й параметри. І, навпаки, поява нових матеріалів стимулює нові підходи у мікросхемотехніці й прикладних аспектах електроніки.

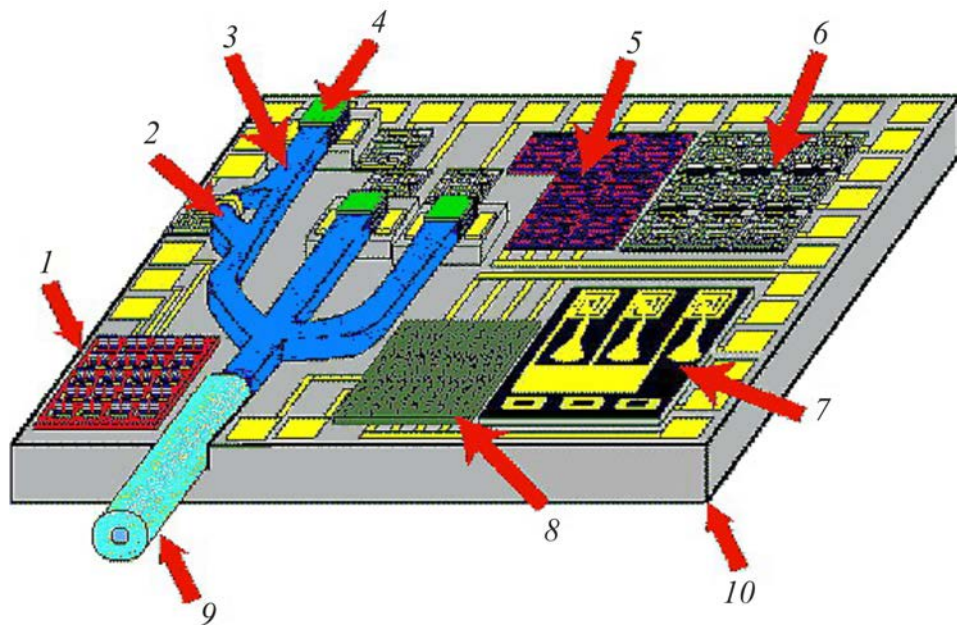


Рис. В.15. Приклад структури мультичипа: 1 – конвертор; 2 – оптичний модулятор; 3 – діелектричні хвилеводи; 4 – оптичний сенсор; 5 – спін-конвертор; 6 – КМОН; 7 – передавальні модулі; 8 – нанoeлектронні елементи; 9 – оптичне волокно; 10 – кремнієва підкладка

У зв'язку зі швидким розвитком високих технологій в електроніці й електронній техніці матеріалознавство й фізика твердого тіла стали пріоритетним базисом їх розвитку. Суть тут матеріалознавства – в удосконалюванні матеріалів і у пошуку нових матеріалів з новими, у ряді випадку, незвичайними властивостями, які диктуються вимогами науково-технічного прогресу.

На закінчення необхідно відзначити той факт, що передові країни вже вийшли на новий рівень технологій у МЕ. Пріоритет технологій та інженерних рішень – у приведенні науки в дію. Оволодіння цими технологіями, розуміння їх цілей та ідеологій сьогодні абсолютно необхідні для того, щоб бути готовим активно сприйняти новий етап розвитку й перспективи МЕ. Уміння пристосовуватися до швидких змін у техніці стало мірою наших зрослих стимулів і нашої життєздатності.

РОЗДІЛ I

МІКРОМІНІАТЮРИЗАЦІЯ ТРАНЗИСТОРІВ У КРЕМНІЄВІЙ ТЕХНОЛОГІЇ

1. ТРАНЗИСТОР ЯК АКТИВНИЙ ЕЛЕМЕНТ У МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ Й ОБМЕЖЕННЯ ЙОГО ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ

1.1. Чисті кімнати в технології ВІС і НВІС

Мікроелектронна промисловість висуває дуже жорсткі вимоги до чистоти повітря у виробничих зонах. Топологічний розмір мікросхем з кожним роком зменшується, і тому стає усе складніше запобігати їх ушкодженням у процесі виробництва. У сучасній мікроелектроніці основними джерелами забруднень при виготовленні мікросхем є технологічні процеси й устаткування (з урахуванням мінімальної участі людини у виробничих операціях). Частинки металу, бактерії та інші забруднення в повітрі можуть викликати дефекти створюваних мікроелементів. Тому від ступеня чистоти повітряного середовища прямо залежить відсоток виходу придатних виробів. Застосування чистих приміщень у мікроелектроніці дозволяє добитися високої якості мікросхем, підвищити їх надійність і суттєво знизити кількість забракованої продукції.

Народження й дитячі роки чистих приміщень випали на період Другої Світової війни, що обумовлено бурхливим розвитком оборонної науки й інтенсивним веденням воєнних дій. Концепція й технологія проектування дозріли в медичній і фармацевтичній областях. Юність чистих приміщень збіглася з періодом перегонів у космосі й, нарешті, зрілість настала у відповідь на виклик промисловості країни Ліліпутії – світу мікроелектроніки, де частинки мікронного розміру подібні до брил

завбільшки з автомобіль, а забруднення у кількості одна частинка на трильйон можуть стати критичними.

Завдання чистих приміщень – забезпечити відсутність забруднень у тому просторі, де виробляється чистий продукт. Отже, дотримання затверджених процедур має привести до бажаного результату, але забруднення мають властивість з'являтися зненацька, і не завжди їх джерело очевидне.

Чисте приміщення – це приміщення, у якому контролюється концентрація аерозольних частинок і яке побудовано й використовується так, щоб звести до мінімуму надходження, генерацію й нагромадження частинок усередині приміщення, і в якому, за необхідності, контролюються інші параметри, наприклад температура, вологість і тиск (ISO 14644–1).

Підвищення функціональної потужності й рівня інтеграції ІС обумовлює підвищення рівня компонентної й елементної мікромініатюризації, тобто зниження проектної норми, це означає ускладнення й подорожчання технології, а отже, НВІС і УВІС. Одним з шляхів обмеження збільшення вартості при груповій технології ІС є перехід до пластин великого діаметра – 300...450 мм. При цьому потрібно збільшити технологічні площі й площі чистих приміщень. Так, 200 мм технологія НВІС 16 Мбіт динамічної пам'яті (*DRAM*) із продуктивністю 20000 пластин на місяць потребує $\sim 5000 \text{ м}^2$ чистих площ для розміщення технологічного устаткування й $\sim 1000 \text{ м}^2$ допоміжних площ більш низького рівня чистоти. Повний цикл створення чипа ІС включає від 14 до 20 технологічних модулів, кожний з яких, у свою чергу, включає від 10 до 20 технологічних кроків.

Одночасно зі збільшенням технологічних площ виробництва НВІС і УВІС збільшуються вимоги до чистоти їх чистих приміщень. Остання визначається класом чистих кімнат: $KЧК = \lg$ (припустима кількість частинок заданого розміру в 1 м^3 об'єму повітря). За міжнародним

стандартом (система СІ) найбільш високий рівень чистоти відповідає КЧК М1 – $3,50 \cdot 10^2 / \text{м}^3$ при розмірі частинки 0,1 мкм або $1,00 \cdot 10^1 / \text{м}^3$ при – 0,5 мкм. Зі збільшенням класу рівень чистоти кімнати знижується. Наприклад, для КЧК М3 – $3,50 \cdot 10^4 / \text{м}^3$ при тому ж розміру частинок, рівному 0,1 мкм.

У виробництві НВІС достатньо актуальним завданням є створення чистих виробничих приміщень із жорсткими вимогами:

- до мікроклімату приміщень (запиленість повітряного середовища, вологість, температура, швидкості повітряних потоків, перепад тиску в суміжних приміщеннях);
- до технологічного устаткування й оснащення (відсутність вібрації, шуму, відкритих частин, що рухаються, використання спеціальних матеріалів тощо);
- до виробничого персоналу (одяг, правила поведінки у робочих приміщеннях).

Чисті приміщення розробляються за технологією, яка дозволяє звести до мінімуму концентрацію сторонніх частинок. Однак, у кожному конкретному випадку стандарти й відповідні нормативно-правові документи визначають свої припустимі ліміти концентрації частинок у повітрі приміщення. Тому проектування кожного такого приміщення унікальне й проводиться з урахуванням особливостей окремо взятого проекту. Проте при створенні проекту такої системи, як чисті приміщення, мають бути дотримані й загальні правила:

- забезпечення необхідного (і точно розрахованого) повітрообміну, рівня температури, тиску й вологості, а також концентрації мікроорганізмів;
- створення й установлення систем якісного очищення внутрішнього повітря, а також раціональний і ефективний розподіл повітря між модулями;

- відділення модулів чистих приміщень як один від одного, так і від загальної конструкції будинку.

По завершенню проектування й планування, чисті приміщення необхідно зібрати. Їх конструкція буде залежати від цільового й функціонального призначення, а також розмірів використовуваного обладнання. Проте, система чистих приміщень має на увазі, що в кожній конструкції незалежно від її параметрів, повинні функціонувати наступні системи:

- система герметизації приміщення;
- система підготовки, очищення, знезаражування й розподілення повітря;
- система установа й підтримування мікроклімату.

Чистота по зважених у повітрі частинках позначається класифікаційним числом N . Максимальна припустима концентрація частинок C_n для кожного даного розміру частинок D визначається з рівняння

$$C_n = 10^N \left(\frac{0,1}{D} \right)^{2,08},$$

де N – клас по *ISO*, що не перевищує 9. Допускаються проміжні класи з мінімальним інтервалом $0,1N$; D – розмір частинок, мкм.

У позначенні класу чистоти конкретного приміщення вказується, за яких розмірів частинок зроблена атестація приміщення.

Наприклад, формулювання – клас 4 *ISO* – (при 0,2 мкм) ставиться до повітря, що містить не більш 2370 частинок/м³ розміром 0,2 мкм і не більш 83 частинок/м³ розміром 1 мкм.

Клас чистоти чистого приміщення визначається чітко регламентованими вимогами (стандартами) за рівнем вмісту в повітрі різного роду домішок і частинок.

До останнього часу у світовій практиці використовувалися різні підходи до класифікації чистих приміщень – *British Standard 5295*, японський стандарт *Stdb9920rev* тощо (табл. 1.1). З них найбільшу популярність одержала проста й наочна класифікація по Федеральному стандарту США 209.

Таблиця 1.1

Співвідношення класифікацій різних стандартів по чистих приміщеннях

Країна, стандарт	<i>U.S.A. 209D</i>	<i>U.S.A. 209E</i>	<i>Britain BS 5295</i>	<i>Australia AS 1386</i>	<i>France AFNOR X44101</i>	<i>Germany VD I.2083</i>	<i>ISO standard</i>
Дата введення	1988	1992	1989	1989	1972	1990	1997
					-	0	
	1	M1,5	C	0,035	-	1	3
	10	M2,5	D	0,35	-	2	4
	100	M3,5	E або F	3,5	4 000	3	5
	1 000	M4,5	G або H	35	-	4	6
	10 000	M5,5	J	350	400 000	5	7
	100 000	M6,5	K	3500	4 000 000	6	8

У 1963 р. у США Інститутом вивчення навколишнього середовища (*IES*) було створено перший стандарт по чистих приміщеннях – Федеральний стандарт США 209A. Він вплинув на розвиток техніки чистих приміщень і стандартизації в області контролю мікрозабруднень в усьому світі.

Подальші його модифікації 209B, 209C, 209D мали ту ж класифікацію. У якості позначення класу чистоти за цими стандартами було взято максимально припустиму кількість частинок з розмірами 0,5 мкм і більше в 1 фут³ повітря. Наприклад, в 1 фут³ повітря приміщення класу 100 має бути не більше 100 частинок з розмірами 0,5 мкм і більше. Завдяки цій простоті стандарт 209 використовувався фактично як

міжнародний стандарт протягом декількох десятиліть, незважаючи на численність національних стандартів.

В останні роки здійснено перехід до метричної системи в області чистих приміщень. Спочатку був прийнятий стандарт США 209E з достатньо оригінальною класифікацією, а потім – міжнародний стандарт ISO 14644–1, на який уже перейшли багато країн світу (табл. 1.2).

Таблиця 1.2

Порівняння сучасного міжнародного стандарту з аналогічними (що раніше діяли) стандартами

ДЕРЖСТАНДАРТ Р ISO 14644–1– 2000	ISO 14644–1	ДЕРЖСТАНДАРТ Р 50766–95	Стандарт США 209 E	Стандарт США 209 D
Клас 1 ISO	1 ISO	P1	–	–
Клас 2 ISO	2 ISO	P2	–	–
Клас 3 ISO	3 ISO	P3 (1)	M 1,5	1
Клас 4 ISO	4 ISO	P4 (10)	M 2,5	10
Клас 5 ISO	5 ISO	P5 (100)	M 3,5	100
Клас 6 ISO	6 ISO	P6 (1000)	M 4,5	1 000
Клас 7 ISO	7 ISO	P7 (10000)	M 5,5	10 000
Клас 8 ISO	8 ISO	P8 (100000)	M 6,5	100 000
Клас 9 ISO	9 ISO	P9 (1000000)	–	

У США наприкінці 2001 р. Федеральний стандарт 209E було скасовано і введено у дію стандарт ISO 14644–1 (табл. 1.3).

Чистота повітря визначається за допомогою концентрації частинок у чистому приміщенні або в чистій зоні в одному з наступних станів:

- побудований (*as-built*) – стан, коли система чистого приміщення завершена з усім необхідним забезпеченням і діє, але без технічного устаткування, матеріалів і присутності персоналу;
- оснащений (*at-rest*) – стан, коли система чистого приміщення завершена, устаткування встановлене й діє відповідно до угоди між покупцем і постачальником, але без матеріалів і присутності персоналу;

- експлуатований (*operational*) – стан, коли система чистого приміщення функціонує відповідно до передбаченого обсягу технологічного устаткування, матеріалів і передбаченою кількістю персоналу.

Таблиця 1.3

Класифікація чистих приміщень і чистих зон за ISO

Клас за ISO	Максимально допустима концентрація частинок (частинок/м ³ повітря), розмір яких дорівнює або перевищує вказаний у таблиці					
	≥ 0,1 мкм	≥ 0,2 мкм	≥ 0,3 мкм	≥ 0,5 мкм	≥ 1 мкм	≥ 5 мкм
ISO 1	10	2				
ISO 2	100	24	10	4		
ISO 3	1000	237	102	35	8	
ISO 4	10000	2370	1020	352	83	
ISO 5	100000	23700	10200	3520	832	29
ISO 6	1000000	237000	102000	35200	8320	293
ISO 7				352000	83200	2930
ISO 8				3520000	832000	29300
ISO 9				35200000	8320000	293000

На рис. 1.1 наведено приклад одного зі стандартів КЧК. У логарифмічному масштабі концентрації частинок у функції їх розміру являють собою прямі лінії, що відповідають КЧК. Кількість частинок в одиниці об'єму повітря зменшується пропорційно розміру частинок у степені 2,2.

Кімнати ультрависокої чистоти визначаються за кількістю частинок розміром $\leq 0,02$ мкм. Сказане відноситься рівною мірою й до оцінки дефектності пластин – щільність дефектів має зменшуватися із зростанням ступеня мікромініатюризації, що ілюструється у табл. 1.4 і на рис. 1.2, з яких випливає:

$$\frac{Y}{Y_0} = \exp(-DA_s), \quad (1.1)$$

де Y/Y_0 – відносна зміна розміру частинки (дефекту); $D \sim Y^2$ – щільність дефектів (см⁻²); A_s – площа чипа (см²).

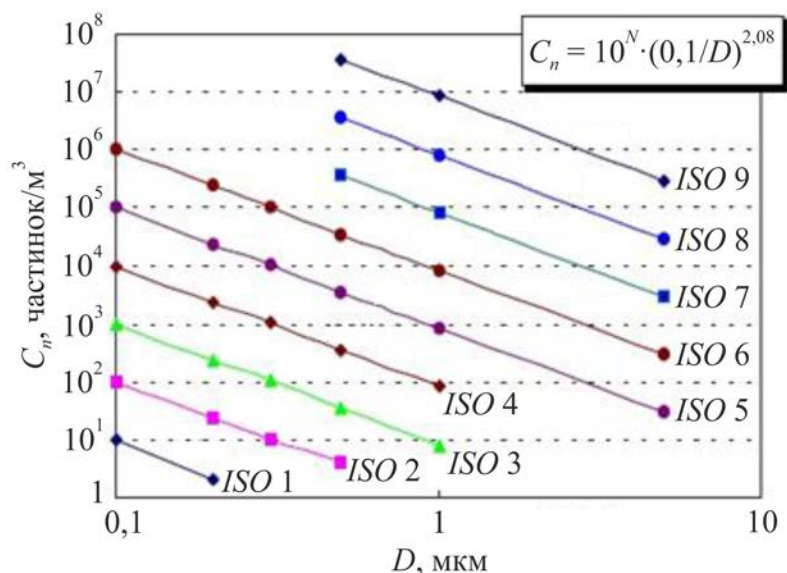


Рис. 1.1. Приклад визначення класу чистих кімнат залежно від розміру частинок за японським стандартом *Stdb9920rev*

Таблиця 1.4.

Допустимий рівень дефектів залежно від проектної норми в технології елементів пам'яті НВІС

ДЗПДВ технологія		4М	16М	64М	256М
1.	Проектна норма, мкм	0,8	0,5	0,35	0,25
2.	Допустимий розмір частинок, мкм	0,12	0,09	0,05	0,03
3.	Граничний розмір частинок	0,27	0,18	0,1	0,06
4.	Гранична щільність дефектів, Д/см ²	0,50	0,40	0,32	0,22
5.	Допустима щільність дефектів для частинок розміром 0,12 мкм, Д/см ²	2,53	0,90	0,22	0,055
6.	Число шарів у структурі ДЗПДВ	9	10	11	13
7.	Допустима щільність дефектів при розмірі частинок 0,12 мкм, що доводиться на один шар, Д/см	0,28	0,09	0,02	0,004

З викладеного випливає, що великомасштабні впровадження НВІС і УВІС, як нового етапу розвитку інтегральної мікроелектроніки, потребує значних капітальних вкладень в усі аспекти мікроелектронної технології в цілому.

Для створення динамічних ЗПДВ, ємністю 1 Гбіт із проектними нормами 200...150 нм потрібно 700...800 технологічних кроків, що вдвічі перевищує кількість технологічних кроків для ДЗПДВ ємністю 16 Мбіт.

Цей інтервал був перекритий за часом усього за 5 років, що поставило вимогу класу чистих кімнат ультрависокої чистоти $\leq 0,1$.

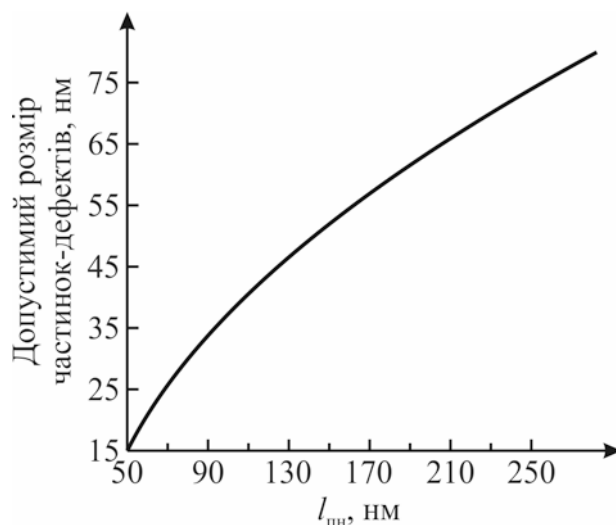


Рис. 1.2. Допустима дефектність пластин у функції необхідної проектної норми

Типові вимоги до характеристик чистих приміщень можна коротко сформулювати так:

- | | |
|--|-----------------|
| 1. Запиленість, част./м ³ | ≤ 10 |
| у робочому просторі | $\geq 0,12$ мкм |
| у просторі допоміжних операцій | $\geq 0,30$ мкм |
| 2. Температурний контроль, °C | |
| у приміщеннях фотолітографії | $22 \pm 0,1$ |
| інші приміщення чистих кімнат | $22 \pm 0,5$ |
| 3. Контроль вологості, % | |
| у приміщеннях фотолітографії | 43 ± 2 |
| інші приміщення чистих кімнат | 43 ± 5 |
| 4. Кількісний состав атмосфери, парціальні тиски | |
| гідрокарбонати | < 100 |
| NO _x | $< 0,5$ |
| SiO ₂ | $< 0,5$ |
| 5. Тиск відносно зовнішнього тиску, Па | > 30 |
| 6. Акустичні шуми, дБ | < 60 |

Вібрація (від 8 до 100 Гц), мкм/с	<3
7. Опір заземлення, Ом	<1
Зміна магнітного поля, мГс	<±1
Напруга статичної електрики, В	<±50

Системи кондиціонування повітря для чистих кімнат мають подавати очищене повітря у певній кількості для того, щоб підтримати заданий рівень чистоти приміщення. Повітря подається в чисті кімнати таким способом, щоб запобігти утворенню застійних зон, де можуть осідати й накопичуватися частинки пилу. Повітря також має бути кондиціоноване за температурою й вологістю відповідно до вимог до параметрів мікроклімату приміщення. Крім того, додаткова кількість кондиціонованого повітря подається у приміщення для створення надлишкового тиску.

Розрахункова величина подачі очищеного повітря максимальна для приміщень із жорстким режимом чистоти й знижується в міру зниження вимог до очищення. Повітрообмін у приміщеннях, як правило, виражається або через рухливість повітря у приміщенні, або через кратність (обм/год).

Фільтри *HEPA* (високоєфективного очищення) з ефективністю 99,97 % за частинками розміром 0,3 мкм були «робочою конячкою» в індустрії чистих кімнат протягом багатьох років. Вони й тепер широко застосовуються у фармацевтичній промисловості, де вимоги до чистоти повітря ще більш жорсткі.

Фільтр *ULPA* (ультрависокого очищення), який має ефективність 99,9995 % за частинками розміром 0,12 мкм, успішно використовувався в чистих кімнатах із жорстким режимом. Існують фільтри більш високої ефективності, але вони дорогі й не мають широкого розповсюдження. Фільтри з ефективністю 99,99 і 99,999 % випускаються декількома

виробниками; досвід показує, що вони також можуть застосовуватися для жорсткого режиму.

Частинки вловлюються волокнами *HEPA*-фільтра за допомогою наступних механізмів (рис. 1.3):

1. Ефект зачеплення (*interception*) проявляється якщо лінія потоку повітря проходить близько (на відстані порядку товщини волокна або ближче) до фільтрувального волокна. Частинки прилипають до волокон.

2. Ефект інерції проявляється для великих частинок. Завдяки великій інерції частинки великого діаметра не здатні обгинати волокна, рухаючись по скривленій траєкторії в потоці повітря, і затримуються в одному з них. Тому вони продовжують прямолінійний рух до безпосереднього зіткнення з перешкодою. Цей ефект збільшується зі зменшенням простору між волокнами й збільшенням швидкості повітряного потоку.

3. Ефект дифузії являє собою зіткнення дрібних частинок забруднень, з діаметром менше 0,1 мкм, із частинками газу з наступною затримкою перших при проходженні через фільтр. Такі частки починають робити рухи в сторони від ліній повітряного потоку на відстані, що перевищують їх діаметр. Така поведінка подібна броунівському руху й збільшує ймовірність того, що частинка зупиниться остаточно під дією одного з вищевказаних механізмів. За малих швидкостей повітряного потоку цей механізм стає домінуючим.

Установка фільтрів *HEPA/ULPA* безпосередньо в стелі чистих кімнат продиктована наміром звести до мінімуму або взагалі виключити можливість нагромадження пилу на яких-небудь поверхнях (наприклад, на стінках повітроводу) по ходу повітря від фільтра до чистої кімнати.

Повітря, що надходить у приміщення після очищення у фільтрах *HEPA* і *ULPA*, практично не містить зважених частинок. Подача повітря у приміщення проводиться із двоякою метою. По-перше, «розчинення» (зменшення концентрації) пилових забруднень, що виникають внаслідок

перебування людей і виконання виробничих процесів. По-друге, захоплення і винесення зазначених забруднень із приміщення.

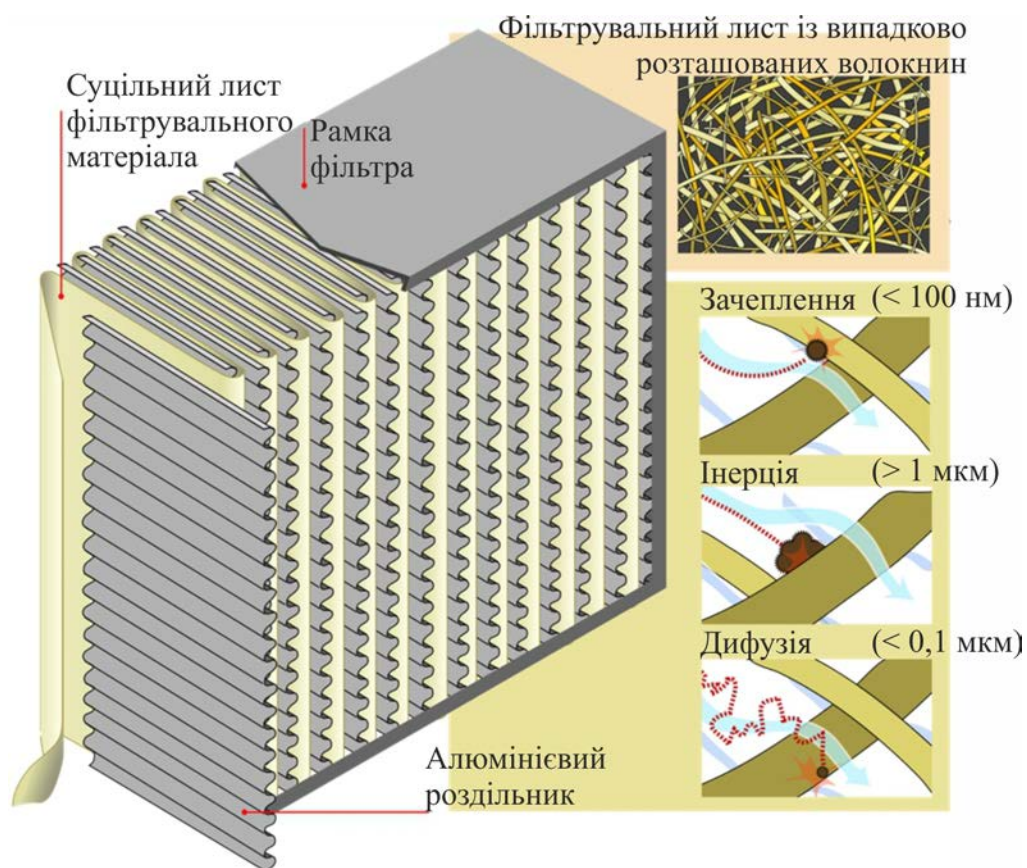


Рис. 1.3. Схема HEPA-фільтра й механізми вловлювання частинок

Відомі три типи циркуляції повітря у приміщеннях:

1. Односпрямована упорядкована течія (раніше називана «ламінарною»), коли лінії потоку всіх повітряних струменів паралельні.
2. Неупорядкована течія (раніше називана «турбулентною»), коли лінії потоку непаралельні.
3. Змішана течія, коли в одній частині приміщення повітряні струмені можуть бути паралельні, а в іншій частині – ні.

У чистих кімнатах із жорстким режимом, як правило, використовується односпрямована течія. Це досягається шляхом встановлення фільтрів HEPA/ULPA по всій площі стелі й обладнання фальшпідлоги з перфорацією. Повітря рухається вертикально від стелі до

підлоги, видаляється через перфорацію у витяжну камеру під підлогою. Потім рециркуляційне повітря по периферійним рециркуляційним повітроводам знову подається у приміщення.

Приплив зовнішнього повітря необхідний для компенсації витягування й ексфільтрації, яка завжди має місце в чистих приміщеннях з надлишковим тиском. Зовнішнє притічне повітря коштує дорого, тому що перед подачею в чисті кімнати його необхідно не тільки очистити, але й піддати температурно-вологісній обробці. Оскільки повністю відмовитися від подачі зовнішнього повітря неможливо, з міркувань загальної економії й енергозбереження його кількість має бути зведена до мінімуму.

Тиск повітря в чистих кімнатах зазвичай буває підвищеним відносно навколишніх приміщень. Як правило, рекомендується перепад тисків на рівні 12 Па. Більш високий надлишковий тиск викликає свистячий шум у щілинах й утруднення при відкриванні дверей.

У блоках чистих приміщень із різними класами чистоти прийнято підтримувати перепад тисків 5 Па між суміжними приміщеннями, при цьому в приміщенні з більш високим класом чистоти підтримується більш високий тиск.

Частка явного тепла в тепловому навантаженні чистих кімнат зазвичай перевищує 95 %. Як правило, потрібне цілорічне охолодження, тому що в приміщення надходить тепло, яке виділяється технологічним устаткуванням і електродвигунами циркуляційних вентиляторів. Невелика частка прихованих тепловиділень створюється за рахунок присутності персоналу. Для кожної чистої кімнати розробляється унікальний проект, тому всі фактори, що впливають на теплове навантаження, повинні бути ретельно проаналізовані.

У приміщеннях із жорсткими й середніми рівнями чистоти значна частина притічного повітря не обробляється кондиціонерами – це рециркуляційне повітря. Необхідне відведення явного тепла здійснюється в змішувально-розподільних камерах, де частина загального потоку

охолоджується в поверхневих теплообмінниках і потім повертається в загальний потік до рециркуляційних вентиляторів (рис. 1.4). Температура повітря на вході в чисті кімнати із жорстким режимом може бути лише на кілька градусів нижче, ніж температура повітря, що видаляється, через великий обсяг припливу. Такий перепад температур дозволяє використовувати стельову установку фільтрів *HEPA/ULPA* з подачею повітря зверху вниз без порушення вимог комфорту для працівників.

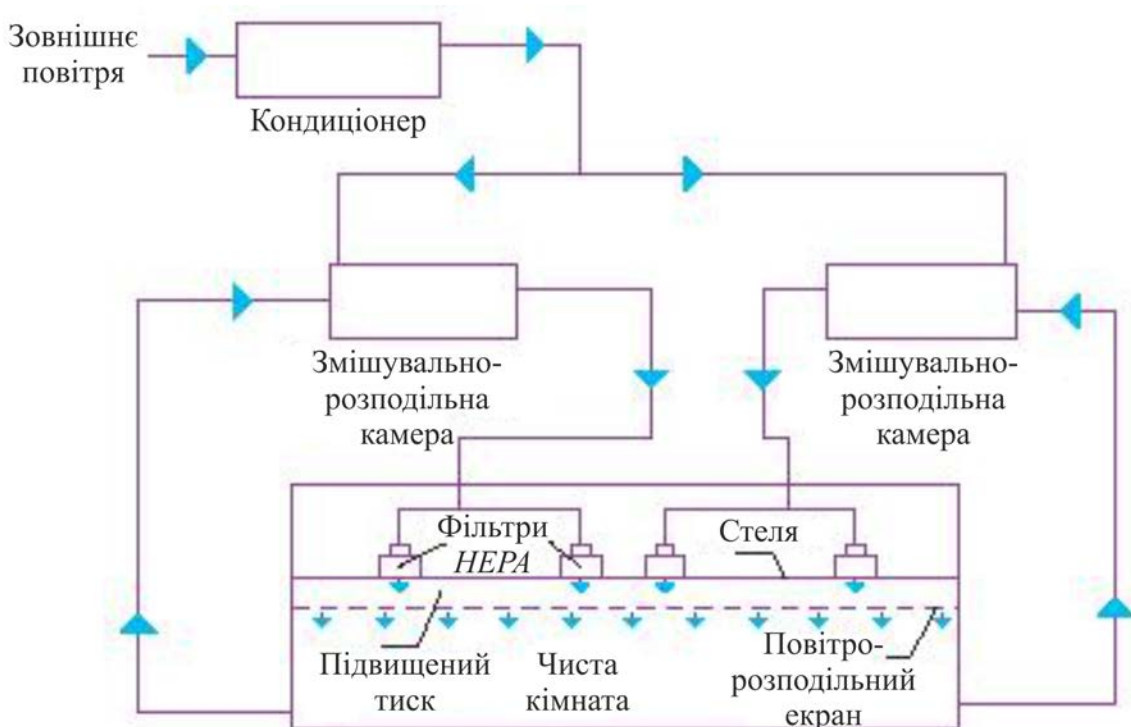


Рис. 1.4. Чиста кімната з упорядкованою односпрямованою циркуляцією й низькою швидкістю руху повітря

У чистих кімнатах із жорстким режимом часто роблять три ступеня очищення зовнішнього повітря: попередня – фільтр *ASHRAE* з ефективністю 30 %, проміжна – фільтр із ефективністю 95 %, остаточна – фільтр *HEPA*. У чистих кімнатах із середнім і помірним режимом як правило буває два ступеня очищення: попередня (30 %) й остаточна (95 %). З назви зрозуміло, що фільтр остаточного очищення ставиться на виході з кондиціонера.

Для того щоб оцінити масштаби чистих приміщень у мікроелектронній промисловості достатньо вказати, що тільки в одній фабриці з виробництва напівпровідникової продукції, що належить *Samsung (Fab14)*, чисті кімнати займають майже 80 000 м².

Вартість площ таких приміщень сильно залежить від класу чистоти й може сягати \$ 3000/фут² (~\$ 270/м²).

1.2. Інтегрування технологічних систем у мікроелектроніці

У зв'язку з ускладненням обладнання й технології субмікронної електроніки та її дорожнечі до кінця двадцятого століття виникла тенденція інтегрування технологічних систем у ній. Суть цієї тенденції полягає в посиленні інформаційного обміну машинами (обладнанням) при постійному зменшенні участі людини у виробничому процесі. Звідси – прагнення до об'єднання індивідуальних машин, агрегатів, установок у єдині керовані мережею комп'ютерів технологічні комплекси, що утворюють разом з персоналом технологічні системи.

Людина у цій ситуації стає як би частиною обладнання, що входить у її кластерну структуру. При цьому чим вищий рівень інтеграції обладнання й технології, тим менша участь людини у виробничому процесі, тим менше потрібно для нього персоналу.

Такий підхід до технології у виробництві дозволяє перейти до модульного принципу нарощування виробничих потужностей, обумовлених необхідністю нових рівнів мікромініатюризації, інтеграції, виходу придатних, надійності тощо. Це – якісно новий крок до нового рівня інтегральної електроніки, її фізикотехнологічного й виробничого базису.

За границею такі комплекси вже існують. Закордонна промисловість високорозвинених країн випускає комплекти таких модулів для кластерного їх складання. Таким чином, можна вважати, що початок

інтегрування технологічних систем у мікро- й наноелектроніці вже покладений.

1.3. Функція активного елемента у мікросхемотехніці й оцінка його енергетичної ефективності

В електронних ланцюгах, зокрема, у мікросхемотехніці, перетворення електричних сигналів здійснюється транзисторами, які є активними елементами (АЕ) ІС. Основною функцією АЕ (рис. 1.5) є відбирання від джерела живлення енергії W , яка, складаючись із енергією вхідного сигналу W_1 , формує вихідний сигнал W_2 .

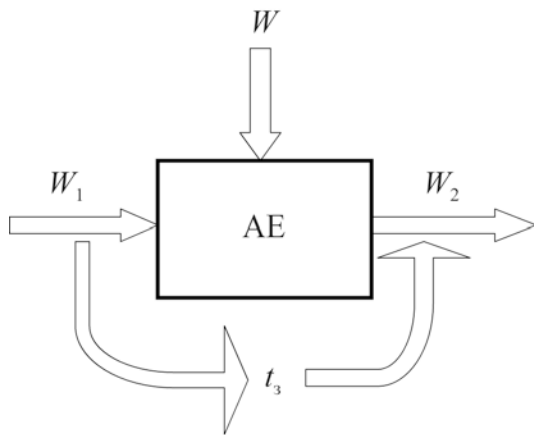


Рис. 1.5. До функції активного елемента в електронних колах інтегральних схем

Відбір енергії АЕ від джерела живлення відбувається за певний кінцевий час t_3 – час затримки. Відношення W/t_3 – швидкість перетворення енергії джерела живлення в енергію сигналу. У цьому параметрі закладений основний фізичний зміст якості АЕ, його добротність:

$$Q_g = \frac{1}{W_1} \cdot \frac{W}{t_3} = \frac{1}{W_1} \cdot \frac{W_2 - W_1}{t_3}. \quad (1.2)$$

Залежно від типу АЕ множник $1/W_1$ – нормувальний коефіцієнт у виразі (1.2). У режимі посилення $W_2 \gg W_1$, що дозволяє представити добротність Q_g у вигляді

$$Q_g \approx A_W t_3^{-1} [\text{с}^{-1}] \approx A_W f [\text{Гц}], \quad (1.3)$$

де $A_W = \frac{W_2}{W_1}$ – коефіцієнт підсилення за потужністю, $f = (2\pi t_3)^{-1}$. Для даного типу приладів і їх фізико-технологічних обмежень $Q_g \approx \text{const.}$ Звідси випливає, що всяке збільшення A_W приводить до зростання t_3 і, навпаки, виграш у швидкодії вимагає зменшення коефіцієнта підсилення АЕ.

Для оцінки енергетичної ефективності Q_e в цифровій мікроелектроніці використовується так званий фактор якості F , логічна добротність (*figure-of merit*), яка визначається як

$$F = W = P t_3 [\text{Дж}], \quad (1.4)$$

де W – енергія, необхідна для роботи приладу, P – потужність, споживана АЕ, t_3 – час затримки, який характеризує його швидкодію.

Енергетична ефективність і фактор якості пов'язані між собою співвідношенням $Q_e = F^{-1}$. Для даного типу приладів $F = \text{const.}$ При цьому з (1.4) випливає, що всяке підвищення швидкодії ($t_3 \downarrow$) АЕ вимагає пропорційного збільшення його потужності ($P \uparrow$). Для стандартної кремнієвої технології досягнутий рівень відповідає таким значенням: $P = 10 \dots 10^{-3}$ мВт/вентиль, $t_3 = 10^{-9} \dots 10^{-7}$ с. Перші цифри в рівностях відповідають НШІС, другі – НВІС. Цим цифрам відповідають фактори якості 10^{-11} і 10^{-13} Дж або $(10^9 \dots 10^7) kT$ за кімнатної температури.

У порівнянні з НВІС, надшвидкісні інтегральні схеми характеризуються на 2...3 порядки більшою швидкістю, але й на 2...3 порядки меншим рівнем інтеграції.

Для досягнення високої енергетичної ефективності й великої швидкодії необхідно знижувати як P , так і t_3 , що означає мінімізацію

фактора якості F і, отже, енергії W . Останнє включає також альтернативу фізико-технологічних рішень, які обумовлюють нові якості АЕ.

При фізико-технологічній оцінці W_{\min} обмеження виникають на рівні термодинамічних наближень, коли W_{\min} задається у вигляді

$$W_{\min} = ST, \quad (1.5)$$

де $S = k_B \ln \frac{1}{\Lambda}$ – ентропія, $\Lambda = \frac{(\overline{\Delta I})^2}{I^2}$ – ймовірність неправильного виявлення сигналу за середньоквадратичної похибки вимірювання струму I на виході АЕ.

Якщо флуктуації ΔI носять класичний характер, тобто якщо вони обмежені макроскопічними флуктуаціями температури, що лежать в інфрачервоному діапазоні частот, для яких

$$\frac{(\overline{\Delta T})^2}{T^2} = \frac{k_B}{\nu C_v(T)}, \quad (1.6)$$

де ν – об'єм АЕ, C_v – середнє значення теплоємності напівпровідникового кристала (для кремнію 1,6 Дж/см³ за $T = 300$ К), то у першому наближенні можна прийняти

$$\Lambda \approx \lambda t_3, \quad (1.7)$$

де t_3 – час затримки, $\lambda = \lambda_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right)$ – частота, або фактор відмов (год⁻¹), E_a – енергія активації, і отже, можна прийняти

$$W_{\min} = k_B T \ln\left(\frac{1}{\lambda t_3}\right). \quad (1.8)$$

Вважаючи для кремнієвої технології $\lambda \sim 10^{-10} \dots 10^{-11} \text{ с}^{-1}$, $t_3 \sim 10^{-8} \dots 10^{-9} \text{ с}$, отримаємо для оцінки $\Lambda = 10^{-20} \dots 10^{-18}$.

З виразів (1.4) і (1.8) випливає, що P , t_3 , I , λ – взаємозалежні величини. Висока надійність ($\lambda \downarrow$) приводить до збільшення струму ($I \uparrow$), аналогічно ($t_3 \downarrow$) вимагає збільшення струму й потужності.

З виразу (1.8) випливає, що мінімальна напруга, що забезпечує прийнятну надійність спрацьовування АЕ: $\frac{W_{\min}}{q} = V_{\min} = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{1}{\Lambda}$.

Перевищення V_{\min} , над термодинамічним потенціалом $V_T = \frac{k_B T}{q}$

визначається множителем $\ln \frac{1}{\Lambda} = 2,3 \cdot \lg(10^{20} \dots 10^{18}) \cong 45 \dots 40$.

За $T = 300 \text{ К}$ потенціал $V_T \approx 0,02 \dots 0,025 \text{ В}$. З наведених цифр випливає, що V_{\min} для отримання якісної ключової характеристики транзистора приблизно на порядок–два перевищує термодинамічний потенціал V_T за $T = 300 \text{ К}$.

Відповідно до виразу (1.8) значення W_{\min} дорівнює майже 10^{-20} Дж . Це на декілька порядків менше, ніж сьогодні досягається у ЦІС.

Якщо прийняти $V_{\min} = V_T$, то $P_{\min} = V_T^2 / Z_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}$, де $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 377 \text{ Ом}$ – імпеданс вільного електрона, μ_0 , ε_0 – магнітна й діелектрична проникності вакууму, відповідно.

Виходячи з цих цифр, гранична швидкодія $t_3 = W_{\min} / P_{\min}$ могла б відповідати фемтосекундному діапазону.

Таке ж значення граничної швидкодії дає квантово-механічне наближення, для якого $W_{\min} = h/t$. За швидкодії транзистора, рівної 1 пс , мінімальна енергія становить $W_{\min} = 10^{-22} \text{ Дж}$. Для прийнятих раніше значень $t_3 = 10^{-9} \text{ с}$ мінімальне значення енергії склало б 10^{-13} пДж . Фемтосекундні часи характерні для взаємодії кванта електромагнітного

випромінювання з речовиною. Так, за поглинання кванта з енергією $h\nu = 1$ еВ, час «спрацьовування» $t_{\min} = h/h\nu = 1$ фс.

Гранично малі значення W і t_3 – це те, до чого прагнуть нанофізика й наноелектроніка. Фізико-технологічні обмеження сьогодні далекі від цих меж.

Співвідношення (1.4) – не єдина форма представлення фактора якості. Воно може мати й іншу структуру під ту розмірність, яка більш відповідає режимам роботи приладів як перетворювачів. Так для приладів, які працюють при високих частотах, більших потужностях або високих температурах, іноді для оцінки фактора якості використовується так званий комбінований фактор якості (*combined figure of merit, CFOM*), який може бути записаний у вигляді:

$$CFOM = F_k = \chi_T \varepsilon \mu_m v_{g \max} E_B, \quad (1.9)$$

де χ_T – теплопровідність; ε – діелектрична проникність напівпровідника; $v_{g \max}$ – максимальна дрейфова швидкість носіїв; μ_m – їх рухливість; E_B – пробивне поле. Усі три перші множники в (1.9) – характеристичні параметри матеріалу, добуток $v_{g \max} \cdot E_B = dV/dt$ [В/с] є величина стала для даного типу приладів і матеріалу їх робочого тіла. В області низьких частот фактор якості, оцінюваний по dV/dt , може бути представлений співвідношенням

$$F_v = q\mu E_m^2, \quad (1.10)$$

у якому $\mu E_m = v_{g \max}$ і $v_{g \max} E_m = \frac{dV}{dt} = \text{const}$.

Для того, щоб відобразити у факторі якості рівень мікромініатюризації компонента або елемента, включають також зайняту ними площу у вигляді

$$F_s = Pt_3S. \quad (1.11)$$

Однак формула (1.4), що визначає F у джоулях, у цифровий МЕ найпоширеніша як узагальнений параметр для порівняння енергетичної ефективності елементів і компонентів кремнієвих ЦІС. Разом з тим, dV/dt як характеристика транзисторів з урахуванням їх параметрів, режимів, напівпровідникових матеріалів може виявитися досить корисної в цьому аспекті.

1.4. Обмеження ключових характеристик біполярного транзистора за фактором dV/dt

Коефіцієнт Джонсона (запропонований А. Johnson з RCA у 1965 р.) – характеристика напівпровідника як матеріалу для високошвидкісних потужних транзисторів. Це добуток швидкості насичення носіїв заряду у матеріалі на напруженість пробивного поля за тих же умов. Цей параметр застосовний як до польових, так і до біполярних (з деякими інтерпретаціями параметрів) транзисторів.

Співвідношення, які визначають обмеження ключових характеристик біполярного транзистора за фактором dV/dt , мають вигляд:

– частотно-вольтова залежність:

$$Vf_c = \frac{v_{g \max} E_B}{2\pi} = \text{const}; \quad (1.12)$$

– частотно-струмова залежність:

$$(I_m X_c) f_c = \frac{v_{g \max} E_B}{2\pi} = \text{const}, \quad (1.13)$$

де X_c – ємнісний імпеданс, який можна визначити з формули для повної

$$\text{ємності колектор–база: } C_0 = \frac{1}{2\pi f_c X_c};$$

– частотно-вольт-амперна залежність:

$$\sqrt{A_w V_T V_m} f_c = \frac{v_{g \max} E_B}{2\pi} = \text{const.} \quad (1.14)$$

Для приладових кремнію й германію фактор $\frac{v_{g \max} E_B}{2\pi} = \text{const} \approx 10^{11} \dots 10^{12}$ В/с. Для широкозонних напівпровідників, таких як SiC, GaN, ZnO, він може перевищувати наведені цифри на два й більш порядків. Права частина наведених співвідношень (1.12) – (1.14) – це характеристика матеріалу. За величиною фактора $\frac{v_{g \max} E_B}{2\pi}$ можна порівнювати й вибирати напівпровідникові матеріали для транзисторів залежно від їхнього призначення. Однак співвідношення (1.12) – (1.14) характеризуються рядом наближень, що знижуює їх коректність. Цю обставину необхідно враховувати при оцінюванні реальних значень параметрів, що входять як у ліву, так і в праву частині наведених співвідношень. Тут можна відзначити кілька моментів, що прояснюють ситуацію.

Так, мінімізація V в (1.12) обмежена знизу нерівністю $V_{\min} \gg V_T = \frac{kT}{q}$. Сильна нерівність обумовлена вимогами до ключових характеристик транзистора й схемою його включення. Врахування поверхневих викривлень електричних полів на краях p – n переходу, неоднорідності поля в структурі приладу зменшують частоту зрізу до значення $f_c \approx 0,1 f_{c \max}$ і пробивні поля у порівнянні з E_B – в 2...3 рази, що

обумовлює обмеження V зверху нерівністю $V < V_{\max}$. Неоднорідність електричного поля й ліній струму приводять до зниження дрейфової швидкості носіїв у базі так, що $v_{g \max} < 0,7v_{g \text{нас}}$. Величина $v_{g \max} = 0,7v_{g \text{нас}}$ відповідає граничній мінімізації W_6 за скейлінгом за умови, коли напруга змикання прирівнюється напрузі пробую й $W_{6 \min} \geq (2 \dots 3) W_{\text{ОПЗ}}$ колектора. Це означає, що при $V = V_{\text{эк}} = 1 \text{ В}$ й $f_c = 20 \text{ ГГц}$ ширина бази має обмежуватися нерівністю $W_{6 \min} \geq 100 \text{ нм}$.

Обмеження виникають і за струмом, зокрема, у співвідношенні (1.13), у якому $I_m \ll I_{\max} = \frac{Q_m}{t_{\text{пр min}}}$, де Q_m – повний фіксований заряд в об’ємі емітер–колектор (е–к). Однак ситуація $Q = Q_m$ у будь-якій локальній області е–к приводить до залежності $W_6(f)$. Із зростанням частоти f величина W_6 зменшується, що може привести до втрати керованості транзистора по базі. Сильне обмеження по I_m може бути обумовлене граничною потужністю розсіювання, ефектом вторинного пробую, зниженням коефіцієнта підсилення зі збільшенням I_k . Більш слабка нерівність $I_m < I_{\max}$ припускає достатньо протяжну базу, що обмежує мікромініатюризацію приладу.

У реальних приладах $I_m X_c = I(f)$ і, як правило, не досягає теоретичної межі (1.14), тому що площа колектора зазвичай в кілька разів більша, ніж це обумовлено I_m , через ефект витиснення струму й геометрій бази та колектора. Як наслідок, завищується повна ємність к–б, яка до того ж збільшується із зростанням f через паразитні ефекти.

Із загальних обмежень для БПТ слід зазначити, що збільшення напруженості поля в базі з метою зниження часу прольоту $t_{\text{пр}}$ збільшує вхідну енергію на носій струму. Це приводить до збільшення втрат і зниженню добротності.

Використання того або іншого співвідношення для оцінки якості приладу залежить від його призначення, типу, геометрії, а також від схеми

включення. Відповідно до цього, співвідношення (1.14) представляється більш універсальним і широко використовується в інтегральній мікроелектроніці.

1.5. Скейлінг процес у мікромініатюризації компонентів інтегральних схем

Як було відзначено раніше, мікромініатюризація – це найбільш ефективний шлях підвищення швидкодії активного елемента й підвищення його енергетичної ефективності. В інтегральній мікроелектроніці інструментом підвищення рівня мікромініатюризації є скейлінг процес (*scaling*), суть якого полягає в пропорційному зменшенні розмірів приладу в межах збереження його фізико-технічних характеристик. По суті скейлінг процес – це масштабування при проектуванні приладу по прототипу, яке полягає у визначенні масштабних множників (або коефіцієнтів) S_M , за допомогою яких параметри приладу, змінені в S_M раз, виражаються через відповідні параметри вихідного прототипу. Така процедура відповідає одномасштабному наближенню, для чого елемент (або ІС) представляється сукупністю його окремих компонентів, кожний з яких складається з однорідних областей, що чітко різняться, наприклад, стік, витік, канал МДНТ, p - n перехід, база БПТ та ін. Вульгарною, простою ідеєю такого «розпаралелювання» є розчленовування великого на малі. При цьому, для того, щоб зберегти всі основні риси великого, необхідно малі зв'язати між собою латеральними зв'язками. Зв'язки ці мають наділяти отриману сукупність окремих областей усіма ознаками адаптації.

Уперше теорію масштабування розробив один із провідних співробітників корпорації *IBM* Роберт Деннард (*R. H. Dennard*), який у 1968 році винайшов напівпровідникову динамічну пам'ять із довільним доступом (англ. *Dynamic Random Access Memory, DRAM*). за ємністю й

габаритами *DRAM* у багато разів перевершувала феритову пам'ять, яка використовувалася на той час і була в 100...1000 раз дешевше. Після цього винаходу Деннард очолив в *IBM* роботу з удосконалювання такої пам'яті й разом з колегами провів численні активні дослідження, які показали, що при зменшенні лінійних розмірів МДП-транзистора й пропорційному зменшенні подаваної на заслін напруги перемикаючі властивості транзистора зберігаються, а швидкість перемикання підвищується. Із цього випливало, що для підвищення продуктивності ІС треба збільшувати щільність упакування й робочу частоту, а енергоспоживання знижувати. Таке пророкування не тільки пояснювало закон Мура, але й розширювало його, оскільки в самому законі говорилося тільки про періодичне зменшення розмірів усіх елементів і зниження їх вартості, а продуктивність процесора взагалі не обговорювалася.

Аналіз отриманих результатів дозволив Деннарду і його співробітникам опублікувати у 1974 році статтю, яка незабаром заслужила власне ім'я — її стали називати *Scaling Paper* (стаття про масштабування). Ця стаття визначила майбутнє технології виробництва цифрових мікросхем на кілька десятиліть. У 2007 році вийшов спеціальний номер журналу *IEEE Solid-State Circuits Society News* під загальним заголовком «Вплив і наслідки теорії масштабування Деннарда». У номері було опубліковано кілька статей з оцінкою ролі теорії масштабування і її автора в історії індустрії інформаційних технологій, і в оригіналі була відтворена сама легендарна стаття. Зараз уже не викликає сумнівів, що поряд із законом Мура, який вказує напрямок розвитку технології, необхідно говорити й про закон масштабування Деннарда, який пояснює, яким саме чином треба рухатися в цьому напрямку.

Стосовно транзисторних структур масштабування здійснюється незалежно як у поздовжньому, так і у вертикальному напрямках. При цьому масштабні коефіцієнти в обох випадках можуть бути різними.

Необхідною вимогою до транзисторів, мікромініатюризованих за скейлінгом, є сумісність за напругою джерела живлення й електричним параметрам з іншими схемами даної серії.

Напруга джерела живлення обмежує масштабний множник S_M транзисторної структури за умовою пробивних напруг при зменшенні товщин його вертикальних шарів (наприклад, емітер–колектор, стік–підкладка тощо). Сумісність за електричними параметрами з іншими схемами обмежує коефіцієнт S_M у горизонтальному напрямку. Наприклад, латеральне масштабування БПТ зменшує опір бази та перехідні ємності, вертикальне – зменшує час прольоту емітер–база й збільшує граничну частоту транзистора.

За глибокої мікромініатюризації метод масштабування має враховувати фізичні, технологічні, схемотехнічні обмеження, які виникають у цій ситуації. Скейлінг впливає на електроміграцію й міграцію, обумовлену механічними напругами, на надійність і ЧНВ, на деградацію характеристик транзистора, викликану гарячими носіями тощо.

Поряд зі зменшенням розмірів скейлінг передбачає вдосконалення виробничих процесів, куди, наприклад, входять вимоги до чистих приміщень, нові методи легування, формування металізації, методи тестових випробувань і контролю, можливості мікролітографії, а також можливі зміни в структурі приладів і використання в них нових матеріалів.

Врахування обмежень методу масштабування важливе, у першу чергу, для технологій НВІС, НШІС, НШНІС. Ці обмеження виникають вже на стадії мікромініатюризації активного елемента при переході до приладів малої геометрії й наноструктур. На цьому рівні скейлінг значною мірою втрачає зміст масштабування як такого. За мікромініатюризації за межами пропорційного масштабування скейлінг слід розглядати з позицій можливої оптимізації фізичних і фізико-технологічних факторів з метою забезпечення необхідної функціональності приладу.

Усі інтегральні компоненти: основні й паразитні є компонентами з розподіленими параметрами, що потребує при їх розрахунку відповідних моделей.

В інтегральному ізопланарному транзисторі розміром, який мінімізується й до якого прив'язуються інші його розміри й топологія, є товщина бази W_b . Цим розміром визначається час прольоту неосновних носіїв через базу τ_b , а також поздовжній опір бази R_b , що обмежує вихідну потужність транзистора й максимальну частоту генерації. Параметрами, за якими мінімізується W_b , є τ_b і $\tau_{ек} = \tau_{еф} + \tau_{е3} + \tau_b + \tau_k + \tau_{к3}$, де $\tau_{е3}$, $\tau_{к3}$ – зарядові часи емітера й колектора відповідно; τ_e , τ_b – пролітні часи. Порядок цих часів знаходиться біля межі $10^{-10} \dots 10^{-11}$ с.

За значенням $\tau_{ек}$ визначається гранична частота транзистора

$$f_{Гр} = \frac{1}{2\pi\tau_{ек}}.$$

Сучасні технології дозволяють одержувати як завгодно тонку штрину бази W_b . Однак на $W_{b, \min}$ накладаються два обмеження: ефект змикання, за якого транзистор втрачає керування по базі, і пробій колекторного переходу, що означає катастрофічний вихід з ладу приладу.

Обидва обмеження можуть бути зведені до одного, якщо в граничному випадку прийняти

$$W_{b \min} = W_{\Sigma опз}, \quad V_B = V_{зм}, \quad (2.1)$$

де V_B , $V_{зм}$ – напруга пробією колектора й напруга змикання відповідно; $W_{\Sigma опз}$ – сумарна ширина областей просторового заряду колекторного й емітерного переходів.

V_B і $W_{опз}$ є функціями рівня легування бази. Для *n*-кремнію:

$$V_B \approx 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{3/2} \left(\frac{N_{ек}}{10^{16}} \right)^{-3/4}, \quad (2.2)$$

й

$$W_{\text{опз}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(V - V_{\text{dif}})}{qN_{\text{ек}}}} \quad (2.3)$$

для різкого p - n переходу. Для інтегральних ключових БПТ обидва переходи: емітерний та колекторний, як правило, – різкі.

У виразах (2.2) і (2.3) N – концентрація домішок на слабологованій стороні переходу.

$$V_{\text{dif}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{\text{Д}}N_{\text{А}}}{n_i^2}, \quad N_{\text{ек}} = \frac{N_{\text{Д}}N_{\text{А}}}{N_{\text{Д}} + N_{\text{А}}}. \quad (2.4)$$

Для електронного кремнію формулу (2.2) можна представити апроксимацією виду

$$V_B \approx 5,6 W_{\text{опз}} N_{\text{ек}}^{-0,3}. \quad (2.5)$$

Якщо прийняти $V_B = 1$ В, то зі співвідношень (2.3) і (2.5) випливає, що $N_{\text{ек}} \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $W_{\text{опз}} \geq 0,03$ мкм.

Як було відзначено раніше, $W_{\text{б min}}$ (і $l_{\text{к min}}$ у МДНТ) обмежується нерівністю $W_{\text{б min}} \geq 3 W_{\text{к опз}} \approx 0,1$ мкм.

Якщо при цьому $W_{\text{б}}$ має бути витримана в межах 10%, то роздільна здатність технологічних методів не має бути більше 100 Å.

Другим обмежуючим фактором є високий рівень легування бази й емітера. При $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ бар'єр стає частково тунельно-прозорим. При $N_{\text{б}} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ товщина бази виявляється одного порядку з $W_{\text{е опз}}$, що обмежує $N_{\text{А}}$ зверху нерівністю $N_{\text{А}} \ll N_{\text{ек}}$ і приводить до зниження максимальної дрейфової швидкості носіїв у базі. Час прольоту через тонку базу ($W_{\text{б}} \leq 1000$ Å) знаходиться у межі (1...2) пс, що на порядок менше, ніж час затримки τ_{RC} . Останнє й визначає інерційність транзистора.

За високого рівня легування емітера відбувається звуження ширини його заборонної зони відповідно до співвідношення

$$\Delta E_g = 10,23 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{3}} + 13,2 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{4}} + 2,93 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ [меВ]} \quad (2.6)$$

або у першому наближенні

$$\Delta E_g = \frac{3q^2}{16\pi\epsilon_{Si}} \left(\frac{q^2 N_{ек}}{\epsilon_{Si} kT} \right)^m \approx 22,5 \left(\frac{N_{ек}}{10^{18}} \right)^m \text{ [меВ]}, \quad (2.7)$$

де $m = (0,3 \dots 0,5)$. За $T = 300$ К звуження ширини забороненої зони ΔE_g може становити від 40 до 75 меВ, що суттєво знижує коефіцієнт інжекції носіїв.

При всьому цьому необхідно враховувати флуктуації концентрації домішок, які приводять до розкиду V_B і W_6 і можуть становити десятки відсотків (рис. 2.2).

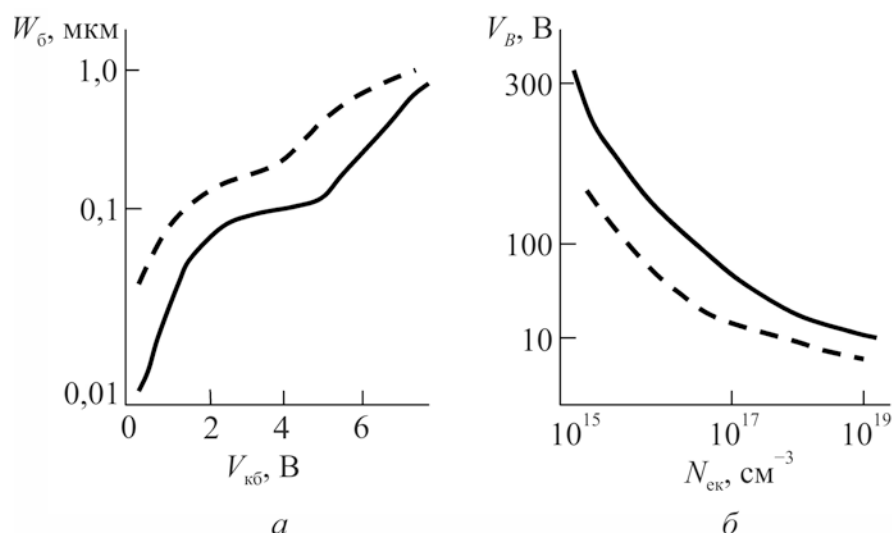


Рис. 2.2. Вплив флуктуації розподілу домішки на товщину бази (а) і пробивну напругу кремнієвого біполярного транзистора (б) (суцільні та пунктирні криві відповідають різним розподілам домішки)

Таким чином, мінімізація БПТ є компромісним рішенням з урахуванням всіх перерахованих факторів. Вибираючи ту або іншу топологію, тип ізоляції, рівень легування бази й підкладки, за заданою величиною $W_{\text{б min}}$ транзистора можна мінімізувати його площу S_{T} або його ємність $C_{\text{кп}}$.

У першому випадку за $N_{\text{б}} = N_{\text{п}}$:

$$S_{\text{T min}} = 22W_{\text{б}} \cdot 9W_{\text{б}} \approx 200W_{\text{б}}^2 \left[\text{мкм}^2 \right] \quad (2.8)$$

й

$$C_{\text{кп}} \approx 3C_{\text{к}} = 350 \varepsilon_{\text{Si}} W_{\text{б}} \left[\text{пФ} \right], \quad (2.9)$$

де прийнято для кремнієвого $p-n$ переходу питому ємність $C_{\text{пит}} = 150 \text{ пФ/мм}^2$.

У другому випадку за $N_{\text{п}} = 0,1 N_{\text{б}}$:

$$S_{\text{T}} = 280W_{\text{б}}^2 \left[\text{мкм}^2 \right] \quad (2.10)$$

й

$$C_{\text{кп min}} = 180 W_{\text{б}} \varepsilon_{\text{Si}} \left[\text{пФ} \right] \quad (2.11)$$

Для збільшення швидкодії транзистора необхідно мінімізувати паразитні ємності та його площу зі збереженням його характеристик. Одним із шляхів вирішення цієї проблеми може бути оптимізований скейлінг разом з підбором матеріалів і технологічних рішень.

2.2. Кремнієвий БПТ, мінімізований за умовою максимальної швидкодії

Однією з цілей скейлінгу є оптимізація транзистора в цілому відповідно до його призначення. Оптимізований за скейлінгом транзистор

передбачає мінімальну кількість масок (фотошаблонів), мінімальну кількість їх суміщень у літографічному процесі. Він має характеризуватися високою добротністю, мінімізованими ємностями, малими опорами емітера й колектора, малим часом прольоту носіїв крізь базу. До цього слід додати високий коефіцієнт підсилення за сталого струму й високі пробивні напруги структурних елементів транзистора.

На рис. 2.3, *а* показано фрагмент БПТ, оптимізованого за умовою максимальної його швидкодії. На рис. 2.3, *б* наведені деякі з основних технологічних операцій формування структури транзистора. Така технологія одержала назву полікремній самосуміщений (ПСС).

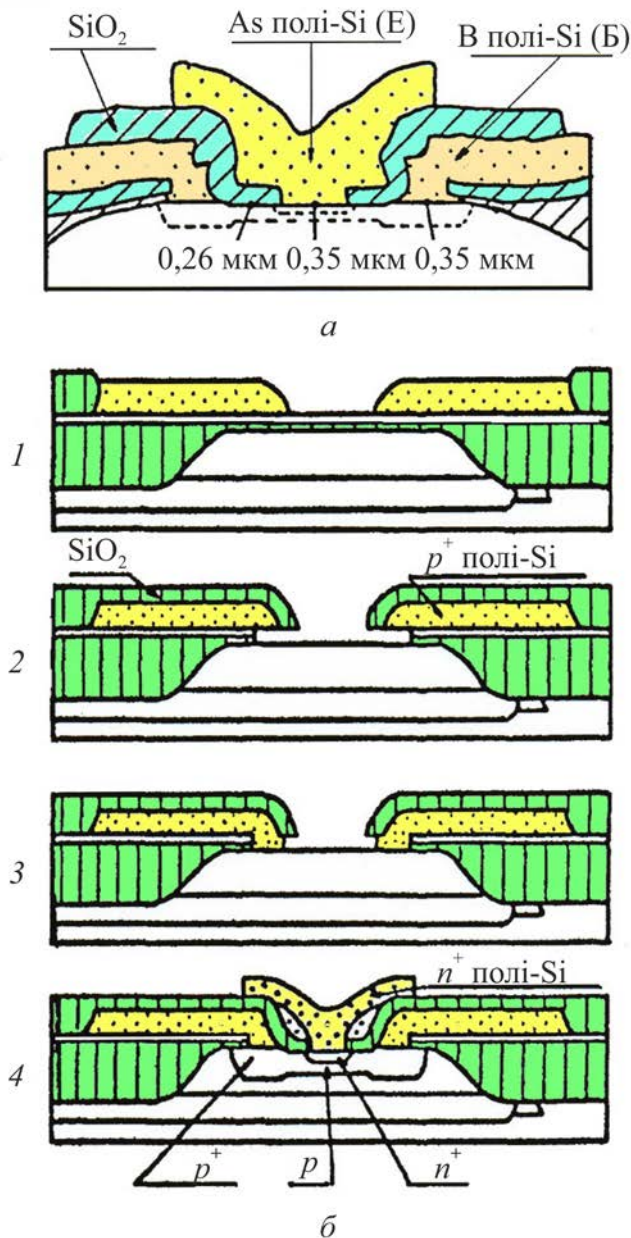


Рис. 2.3. Фрагмент структури інтегрального ПСС БПТ, мінімізованого за скейлінгом (*а*), і основні технологічні операції її формування (*б*): 1 – нанесення шарів $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ й полі-Si, витравлювання полі-Si над областями емітера й бази; 2 – оксидування p^+ полі-Si, витравлювання з поверхні бази SiO_2 й Si_3N_4 ; 3 – нанесення полі-Si на всю поверхню бази й наступне витравлювання з поверхні бази, за винятком контактних областей, формування контактів бази з базовою шиною; 4 – термічне нарощування SiO_2 для маски емітера. У вікно осаджується SiO_2 й полі-Si, анізотропне травлення вікна під емітер, формується полі-Si:As емітерний контакт

Латеральне масштабування дозволило зменшити поздовжній опір бази (до ~ 300 Ом) і перехідні ємності ($C_{\text{еб}}$, $C_{\text{бк}}$, $C_{\text{кл}}$) на рівні $\approx 10 \dots 20$ фФ. Наслідок – зменшення τ_6 до 8 пс і часу затримки для вентиля до 40 пс/вент.

Вертикальне масштабування зменшило час прольоту емітер–база за рахунок мілких переходів і активної області транзистора.

У цілому масштабування обумовило збільшення $f_{\text{гр}}$ до рівня 12...17 ГГц і зниження фактора якості до рівня $\sim 10^{-11}$ Вт·с. Наведені цифри близькі до межі швидкодії кремнієвих БПТ.

Конструктивно-технологічні особливості транзистора (рис. 2.3) обумовлені двоступінчастою базою, внутрішня область якої має ширину $W_6 \approx 0,07$ мкм, мілким емітерним переходом (~ 100 нм), полікремнієвими емітерними й базовими шинами, контакти до відповідних областей яких отримані дифузією з полікремнію: В – у p^+ область зовнішньої бази, As – в n^+ область емітера («промиті» контакти); двошаровою ізоляцією Si_3N_4 – SiO_2 . Остання забезпечує високоякісний режим самосуміщення для формування активної області транзистора зі збереженням необхідних допусків. При цьому застосовується лише одна процедура фотолітографії під емітерне вікно.

2.3. Особливості структури широкосмугового гетероперехідного біполярного транзистора на основі сплаву SiGe

Наступний крок у подальшому вдосконалюванні кремнієвої технології при мікромініатюризації й розширенні широкосмуговості (100...200 ГГц і більше) ілюструється розрізом структури біполярного транзистора з неселективною епітаксіальною базою на основі SiGe (рис. 2.4). Це дозволило одержати необхідне значення ширини забороненої зони бази ($E_{g \text{ SiGe}} < E_{g \text{ Si}}$) і зменшити товщину бази, що мінімізує час її прольоту τ_6 .

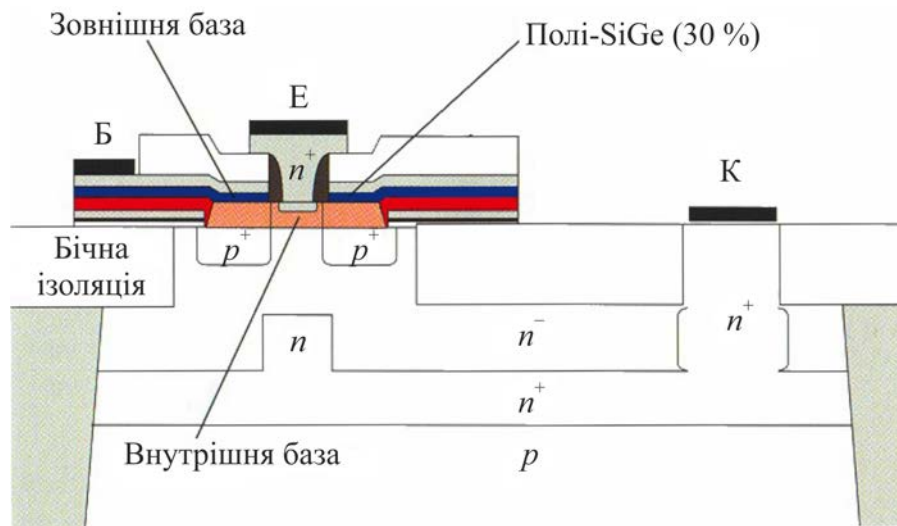


Рис. 2.4. Структура гетероперехідного біполярного транзистора із внутрішньою й зовнішньою базами на основі SiGe:C й полі-SiGe

Для виготовлення гетероперехідного біполярного транзистора (ГБПТ) на основі Si або SiGe необхідно, щоб у створюваній структурі відразу після кремнієвої області емітера розташовувалася область бази SiGe, у якій ширина забороненої зони набагато менше, ніж у Si, оскільки саме така різниця у ширині забороненої зони дозволяє створювати в області бази відносно високу концентрацію легувальних домішок, що й забезпечує високу робочу частоту структури, порівнянну із частотою приладів на основі з'єднань $A^{III}B^V$.

Селективна епітаксія використана тільки для формування емітера й виводів бази, що спрощує технологію формування активного модуля транзистора – селективні процеси складні й важкоконтрольовані, в епішарах й вузьких каналах легко утворюються порожнечі й пори, у тому числі в контактній області бази.

Для обмеження неминучого розігнання бору з p -області бази остання додатково легується вуглецем, що дозволило більш строго контролювати розміри модуля як у вертикальному, так і в горизонтальному напрямках. Використання $Si_{1-x}Ge_x$ бази дозволило реалізувати умови для гетероперехідних біполярних транзисторів (ГБПТ) з $E_{ge} > E_{gb} < E_{gk}$, що обумовило високий коефіцієнт інжекції, більший коефіцієнт підсилення за

струмом, значні струми емітера й колектора за малих струмів бази й високому рівні її легування ($N_A \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$). При $x = var$ база стає градієнтною з $E_{gб}(x)$. Одночасно зі зміною $E_{gб}(x)$ за $x = var$ відбувається зміна параметра ґратки $a(x)$, що для модульної структури внутрішньої бази транзистора є суттєвим фізико–технологічним фактором її формування.

База $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ може бути більш легована у порівнянні зі звичайним біполярним транзистором для зниження опору бази, також може вирощуватися база зі східчастим або градієнтним розподілом Ge для прискорення переносу носіїв через базу.

Можуть бути використані три схеми формування профілю Ge бази (рис. 2.5): а) прямокутний або східчастий; б) лінійний; в) трапецеїдальний.

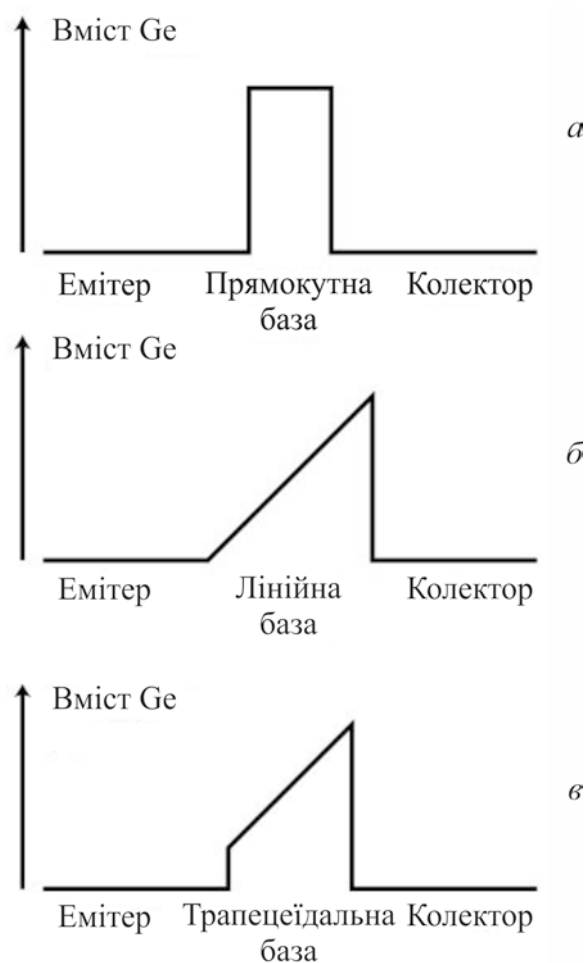


Рис. 2.5. Схеми формування профілю Ge бази гетероперехідного біполярного транзистора

Нахил енергетичної зони, що виникає внаслідок зміни ширини забороненої зони уздовж базової області, забезпечує дуже високі значення (аж до ~ 10 кВ/см) вбудованого електричного поля, що й дозволяє різко зменшити час проходження електронами базової зони. Такі гетероперехідні біполярні транзистори, певна річ, споживають і розсіюють набагато більше енергії, ніж польові МОН транзистори, однак дають змогу працювати при набагато більш високих частотах і при меншому рівні шумів. Наведені переваги й дозволяють розглядати гетероперехідні біполярні транзистори на основі SiGe як достатньо перспективні прилади.

Для порівняльної оцінки ГБПТ і БПТ, розглянутих раніше, можна у першому наближенні використовувати співвідношення:

$$\frac{I_{\kappa(\text{SiGe})}}{I_{\kappa(\text{Si})}} = A_{cv}(x) \frac{D_{n(\text{SiGe})}}{D_{n(\text{Si})}} \exp \frac{\Delta E_v}{kT}, \quad (2.12)$$

$$A_{cv}(x) = \frac{(N_c N_v)_{(\text{SiGe})}}{(N_c N_v)_{(\text{Si})}}, \quad (2.13)$$

де I_{κ} – струм колектора; D_n – коефіцієнт дифузії електронів у базі; N_c, N_v – ефективні щільності станів у зоні провідності й у валентній зоні відповідно. Для напруженого шару SiGe параметр A_{cv} зменшується зі збільшенням x . При зміні x від 0,05 до 0,2 ат. часток коефіцієнт A_{cv} зменшується від 0,6 до 0,4. У Si/Si_{1-x}Ge_x для значень $x < 0,7$ гетероперехід з боку емітера плавний, без розриву в зоні провідності ($\Delta E_c \approx 0$). Це визначає $\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \approx \Delta E_v$, що враховано у співвідношенні (2.12) – $\Delta E_g(x) = \Delta E_{geф}(x)$. Для заданого рівня легування бази $\Delta E_{geф}(x) = 0,74 x$, меВ, за $N_A = 10^{18}$ см⁻³ й $\Delta E_{geф}(x) = 0,69 x$, меВ, за $N_A = 10^{19} \dots 10^{20}$ см⁻³.

В обох випадках залежність $\Delta E_g(x)$ є лінійною функцією вмісту Ge x у сплаві $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ і за $x \approx 0,3 \dots 0,4$ сягає значень $\Delta E_{g\text{еф}}(x) \approx 150 \dots 250$ меВ.

Для вузької бази при мінімізації паразитних параметрів транзистора його швидкодія й максимальна частота будуть обмежуватися часом прольоту носіїв через базу. За цим параметром, аналогічно (2.12)

$$\frac{\tau_{\text{б}}(\text{SiGe})}{\tau_{\text{б}}(\text{Si})} = \frac{2kT}{\Delta E_{g\text{еф}}} \left[1 - \frac{kT}{\Delta E_{g\text{еф}}} \left(1 - e^{-\Delta E_{g\text{еф}}/kT} \right) \right] \quad (2.14)$$

і

$$f_{\text{max}} = \sqrt{\frac{f_{\text{Гр}}}{8\pi R_{\text{б}} C_{\text{к}}}}. \quad (2.15)$$

Приймаючи при $T = 300$ К, $\Delta E_{g\text{еф}} = 75$ меВ, $W_{\text{б}} = 20 \dots 60$ нм, $R_{\text{б}} = 1 \dots 20$ кОм й $N_{\text{А}} = 10^{18} \dots 10^{19}$ см⁻³, $f_{\text{Гр}} = 40 \dots 120$ ГГц, $W_{\text{е}} = 0,5 \dots 1$ мкм, $\beta = 50 \dots 2400$. З наведених співвідношень випливає, що $\tau_{\text{б}}(\text{SiGe}) \leq 0,5 \tau_{\text{б}}(\text{Si})$, f_{max} знаходиться у межах від 30 до 90 ГГц.

Наведені порівняльні оцінки параметрів мікромініатюризованих БПТ і SiGe ГБПТ є досить наближеними. Їх слід розглядати як перспективу використання в структурі БПТ переваг SiGe що досягається комплексом конструкторсько-технологічних методів. Ці моменти знайшли відбиття в представленому на рис. 2.4 розрізі фізичної структури транзистора. У ньому для формування модулів внутрішньої й зовнішньої епітаксialьних баз використовується як монокристалічний, так і полікристалічний SiGe.

Епішар внутрішній бази складається з п'яти субшарів, які нарощуються без розриву й утворюють монолітний модуль. На підкладку нарощується нелегований буферний шар Si, на нього – шар $\text{Si}_{0,88}\text{Ge}_{0,12}$. Наступний шар – SiGe із вмістом Ge 5%, який легується бором ($1 \cdot 10^{19}$ см⁻³) і вуглецем $\approx 0,2\%$ для мінімізації екзодифузії бору. Це дозволило зберегти малу товщину внутрішньої бази в процесі наступних технологічних етапів.

Далі осаджується ще один шар $\text{Si}_{0,95}\text{Ge}_{0,05}$, легований бором на рівні $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Останній Si-шар – поверхневий, з концентрацією бору, як і в попередньому шарі, $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, у якому формується емітер. З викладеного випливає, що внутрішня база є модуляційно легованою, а монолітність модуля визначає її градієнтність.

Структура модуля зовнішньої бази представлена на рис. 2.6. Перший (нижній) шар зовнішньої бази – полі- $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ осаджується за низької температури на тонкий епішар Si, що задає текстуру полі-SiGe. Активна частина зовнішній бази завершується осадженням тонкого (500 \AA) полі-Si шару, легованого BF_2 до рівня $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Модуль пасивується. У SiO_2 і SiGe сухим травленням розкривається емітерне вікно. Травлення припиняється, як тільки буде протравлений полішар SiGe до епітаксіального Si-шару стоп-травлення.

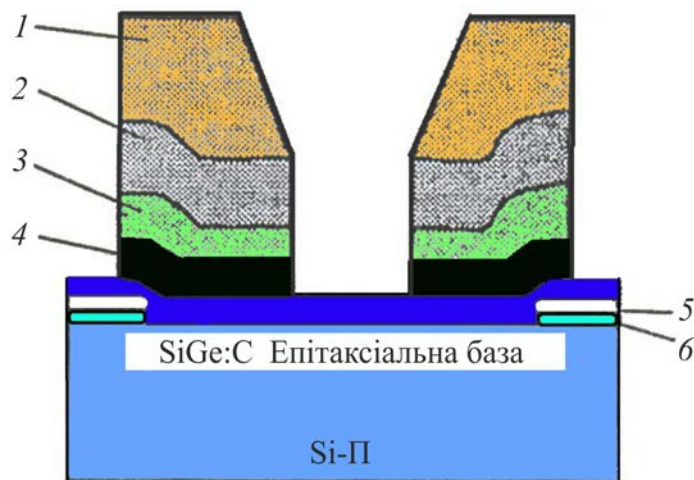


Рис. 2.6. Структура зовнішньої бази: 1 – резист, 2 – SiO_2 , 3 – полі-Si, 4 – полі-SiGe, 5 – Si_3N_4 , 6 – SiO_2

Викладена коротенько технологія ГБПТ, не дивлячись на уявну простоту, є прецизійною, тобто вимагає контролю кожної з операцій формування структури активної області у всіх її частинах.

3. МЕЖІ МІКРОМІНІАТЮРИЗАЦІЇ МДН ТРАНЗИСТОРА ЗА СКЕЙЛІНГОМ

Історія розвитку випуску МДНТ містить достатньо тривалий латентний період. Якщо БПТ для виходу в широке масове виробництво треба було менше 5-ти років, то для польових транзисторів, різновидом яких є МДНТ, цей період становив значно *більше 30 років*. Перший польовий транзистор був представлений до патентування польсько-американським ученим і винахідником Юлієм Лілієнфельдом у 1926 році.

Фундаментальна відмінність МДНТ від БПТ полягає у тому, що робота й параметри БПТ визначаються об'ємними властивостями напівпровідникового матеріалу, а МДНТ не тільки й не стільки об'ємними, скільки *поверхневими* властивостями, властивостями інтерфейсів напівпровідникового матеріалу й діелектрика.

Доки не була розроблена технологія створення структур Si–SiO₂ зі стабільно малою щільністю поверхневих станів і практично вільних від рухливих зарядів в окислі й заряду на пастках, МДНТ не могли відтворювано створюватися й використовуватися. Розв'язок цього завдання зайняв більш 15-ти років.

Розглянемо, як мають змінитися характеристики МДН транзистора при масштабуванні (*scaling*), – тобто при зменшенні в S_M раз – усіх його геометричних розмірів: довжини l_3 і ширини W_3 заслону, товщини підзаслонного діелектрика d_d , глибини залягання p - n переходу d_{pn} (рис. 3.1), а також не показаних на цьому рисунку розмірів міжз'єднань.

Закономірності змінювання основних параметрів і характеристик МДН транзистора при зменшенні всіх лінійних розмірів в S_M раз, які передбачаються класичною теорією масштабування, ілюструються у табл. 3.1 (стовпець 3).

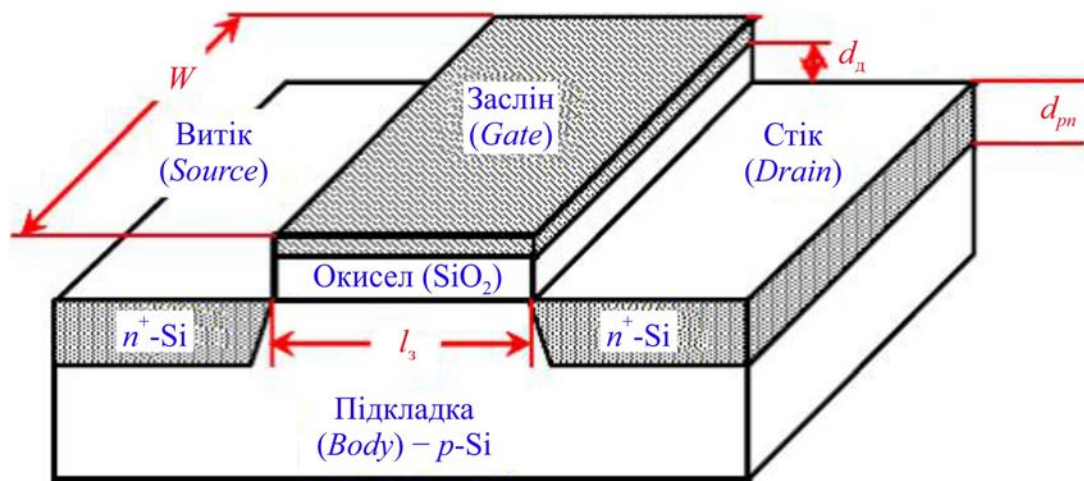


Рис. 3.1. Характерні розміри МДН транзистора, які змінюються при масштабуванні

Таблиця 3.1

Закони масштабування МДН транзисторів

Параметр	Формула	Класичн. $E = \text{const}$	Узагальн. $E = V_c / l$
1	2	3	4
1. Фізичні розміри $l_3, W, d_d, d_{pn}, d_{\text{ОПЗ}}$, міжз'єднання		$1/S_M$	$1/S_M$
2. Електричне поле	$E = \frac{V_c}{l_3}$	1	$V_c \cdot S_M$
3. Напруги V_c, V_3, V_0	$V = E \cdot l$	$1/S_M$	V_c
4. Час прольоту	$\tau = \frac{l}{v}$	$1/S_M$	$1/S_M$
5. Ємність заслона	$C_3 = \varepsilon \frac{W \cdot l_3}{d_d}$	$1/S_M$	$1/S_M$
6. Заряд, який переноситься	$Q = C_3 \cdot (V_c - V_0)$	$1/S_M^2$	V_c/S_M
7. Струм	$I = \frac{Q}{\tau}$	$1/S_M$	V_c
8. Концентрація легувальної домішки у підкладці	N_A	S_M	$V_c \cdot S_M^2$

Таблиця 3.1 (продовження)

Параметр	Формула	Класичн. $E = \text{const}$	Узагальн. $E = V_c / l$
1	2	3	4
9. Глибина області просторового заряду (ОПЗ)	$d_{\text{ОПЗ}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot V}{e \cdot N_A}}$	$1/S_M$	$1/S_M$
10. Розсіювана потужність	$P = V \cdot I = \frac{C \cdot V^2}{\tau}$	$1/S_M^2$	V_c^2
11. Густина потужності на одиницю площі	$P_{\text{пит}} = \frac{P}{W \cdot l_3}$	1	$(V_c \cdot S_M)^2$
12. Енергія, яка витрачається на операцію з одним бітом	$E_{\text{bit}} = P \cdot \tau$	$1/S_M^3$	V_c^2 / S_M
13. Опір міжз'єднань	$R_{M3} = \rho_{M3} \cdot \frac{l_{M3}}{S_{M3}}$	S_M	S_M
14. Омічні втрати у міжз'єднаннях	$\Delta V = I \cdot R_{M3}$	1	$V_c \cdot S_M$
15. Густина струму у міжз'єднаннях	$j = \frac{I}{S_{M3}}$	S_M	$V_c \cdot S_M^2$
16. Відносні втрати у міжз'єднаннях	$\frac{\Delta V}{V}$	S_M	S_M

За сталого поля необхідно пропорційно зменшувати робочу напругу (рядок 3) і збільшувати рівень легування підкладки (рядок 8), щоб глибина області просторового заряду (ОПЗ) (рядок 9) також пропорційно зменшувалася. Закони масштабування інших зазначених у таблиці параметрів визначаються їхньою розмірністю, яку можна оцінити за формулами, наведеними у стовпці 2.

Очевидно, що зменшення фізичних розмірів в S_M разів приводить до пропорційного зменшення ємності заслона (рядок 5) і робочого струму (рядок 7), а також до відповідного зростання швидкодії (рядок 4).

Зменшується також розсіювана кожним елементом потужність (рядок 10), однак затрачувана на одиницю площі потужність за класичного масштабування не має змінюватися (рядок 11) у результаті збільшення щільності пакування.

Важливим параметром, який визначає продуктивність обчислень, є енергія, затрачувана процесором на операцію з одним бітом (англ. *power-delay product*) $E_{bit} = P \cdot \tau$ (рядок 12), яка за класичного масштабування зменшується в S_M^3 разів.

Нарешті, за пропорційного зменшення всіх розмірів провідників, які з'єднують елементи ІС один з одним (міжз'єднань), неминуче зростають:

1. Опір цих провідників (рядок 13) і відносні омичні втрати в них (рядок 16), у результаті чого все більша частина підвідної енергії витрачається на нагрівання сполучних провідників;

2. Густина струму в цих провідниках (рядок 15), що висуває додаткові вимоги до їхньої електроміцності.

Протягом декількох десятиліть при постійному зменшенні розмірів елементів ІС аж до топологічної норми 130 нм усі закони класичного масштабування, дійсно, вдавалося виконувати, хоча це й вимагало додаткових зусиль по боротьбі зі зростаючими паразитними витіканнями.

Основним критерієм можливості збільшення щільності пакування елементів є потужність, яка розсіюється на чипі. За класичного масштабування густина потужності, яка виділяється на одиниці площі, не має залежати від розміру елемента (рядок 11). Однак, цей параметр враховує тільки «активну потужність», затрачувану на перемикання робочих елементів. Разом з тим, при зменшенні розмірів різко зростає й «пасивна» потужність, що виділяється при закритому транзисторі через паразитні витікання.

Це пов'язано з тим, що за пропорційного зменшення напруги живлення різниця потенціалів на заслоні закритого (*off*) і відкритого (*on*) транзистора також зменшується по абсолютній величині й, як наслідок,

експоненціально зростають витікання у закритому транзисторі. У результаті для того, щоб обмежити пасивну потужність при переході до розмірів менше 100 нм, уже не вдається пропорційно зменшувати робочу напругу, яка залишається на рівні 1 В.

У зв'язку із цим було запропоновано ввести нові принципи масштабування, згідно з якими напруга V_c є ще однією незалежною змінною, а узагальнене електричне поле вже не є сталим, а визначається формулою $E = V_c \cdot S_M$. Це, як видно зі стовпця 4 таблиці 3.1, приводить до помітних відмінностей у законах масштабування у порівнянні із класикою.

Одна з найбільш істотних відмінностей полягає в тому, що робочий струм (рядок 7) уже не зменшується при масштабуванні, а визначається напругою V_c незалежно від геометричних розмірів транзистора. У результаті зростає потужність, яка розсіюється на чипі (рядок 10), а густина потужності на одиницю площі (рядок 11) уже не залишається сталою, а зростає пропорційно $(V_c \cdot S_M)^2$.

Крім того, при зменшенні розмірів суттєво уповільнюється зниження енергії E_{bit} , затрачуваної на 1 біт (рядок 12). Зростають у порівнянні із класикою й омичні втрати у між'єднаннях (рядок 14), хоча відносні втрати (рядок 15) залишаються такими ж.

Усе це необхідно враховувати при проектуванні нового покоління процесорів, тим більше, що й швидкодія НВІС – тактова частота не зростає при зменшенні розмірів, – теж перестає підкорятися законам класичного масштабування.

3.1. Структура МДН транзистора і його параметри, які підпадають під скейлінг

На рис. 3.2 представлено переріз n -канального МДНТ з індукованим каналом і полікремнієвим заслоном, мініатюризованого за скейлінгом у

межах плавного наближення, характеристики якого близькі до граничних (HMOS – High Performance MOS транзистор).

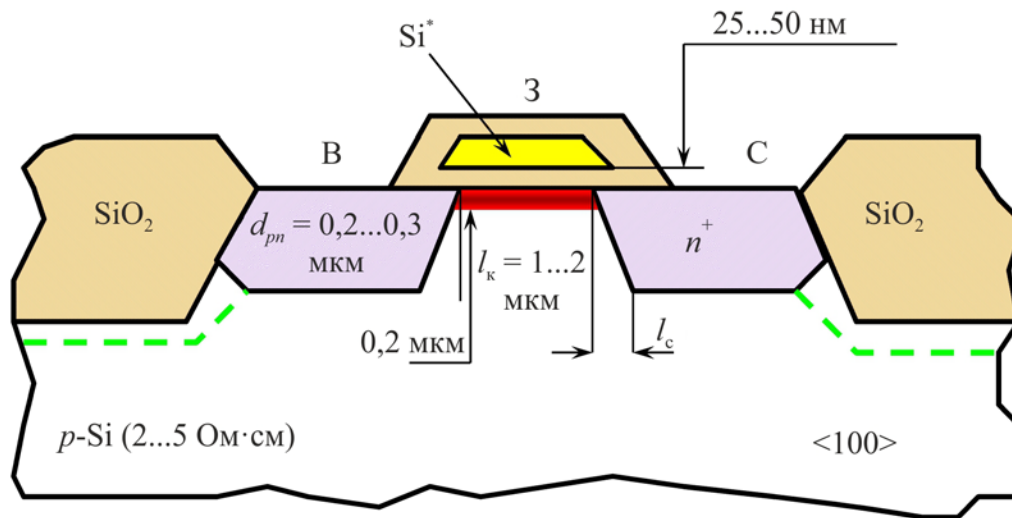


Рис. 3.2. Топологічний переріз n -канального МДН транзистора, мініатюризованого за скейлінгом у межах плавного наближення

Основним параметром, який мінімізується в МДНТ, є довжина каналу l_k , що обумовлює при всіх інших рівних умовах максимальну швидкодію й мінімальний фактор якості F_{\min} . Зі зміною $l_k \sim 1/S_M$ пропорційно змінюються ширина каналу W_k , товщина підзаслонного діелектрика d_d , параметри дифузійних областей (переходів) стоку й витоку ($d_{pn}; L_c$), напруга стоку V_c , струм стоку I_c , час затримки t_3 , рівень легування підкладки $N_A \sim S_M$. У результаті фактор якості зменшується в $1/S_M^3$ разів, що при мінімізації паразитних ємностей МДНТ виводить прилад за швидкодією на рівень десятків гігагерців.

Межі плавного наближення обмежуються у першу чергу ефектами сильного поля, наслідком яких є інжекція в канал гарячих носіїв, ударна іонізація ґратки кремнію поблизу стоку, інжекція й захоплення носіїв у підзаслонний окисел, зростання струмів витікання у підкладку, які є паразитними струмами транзистора, взаємодія потенціалів стоку й витоку й ряд інших ускладнень, які погіршують характеристики приладу, аж до втрати транзисторного ефекту.

Одним з фундаментальних параметрів МДНТ є порогова напруга його передаткової характеристики

$$V_0 = V_{\text{ПЗ}} + 2\varphi_{\text{В}} + V_{\text{об}}. \quad (3.1)$$

Відповідно до енергетичної зонної схеми контакту метал–SiO₂–напівпровідник *p*-типу провідності (рис. 3.3) у виразі (3.1)

$$V_{\text{ПЗ}} = \varphi_{\text{М-Н}} - \frac{Q_{\text{SS}}}{C_0} = \frac{qN_A X_d^2}{2\varepsilon_{\text{П}}} \quad (3.2)$$

– потенціал плоских зон, $\varphi_{\text{М-Н}}$ – контактна різниця потенціалів метал заслона–напівпровідник; Q_{SS} – густина поверхневого заряду діелектрика

(SiO₂), $C_0 = \frac{\varepsilon_{\text{Д}}}{d_{\text{Д}}}$ – питома ємність останнього, $X_d = W_{\text{к ОПЗ}} = \sqrt{\frac{4\varepsilon_{\text{П}} kT}{q^2 N_A} \ln \frac{N_A}{n_i}}$

– товщина каналу (за сильного збіднення);

$$\varphi_{\text{В}} = E_{\text{fП}} - E_{\text{fi}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}, \quad (3.3)$$

де E_{fi} , $E_{\text{fП}}$ – рівні Фермі у власному напівпровіднику й підкладці відповідно. Умові сильної інверсії відповідає рівність $2\varphi_{\text{В}} \approx \varphi_{\text{с}}$, де

$$\varphi_{\text{с}} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (3.4)$$

– поверхневий потенціал, який визначає вигин зон. Наближена рівність $2\varphi_{\text{В}} \approx \varphi_{\text{с}}$ відповідає умові, коли концентрація неосновних носіїв (у цьому випадку електронів) стає рівною концентрації основних носіїв (дірок) в об'ємі підкладки.

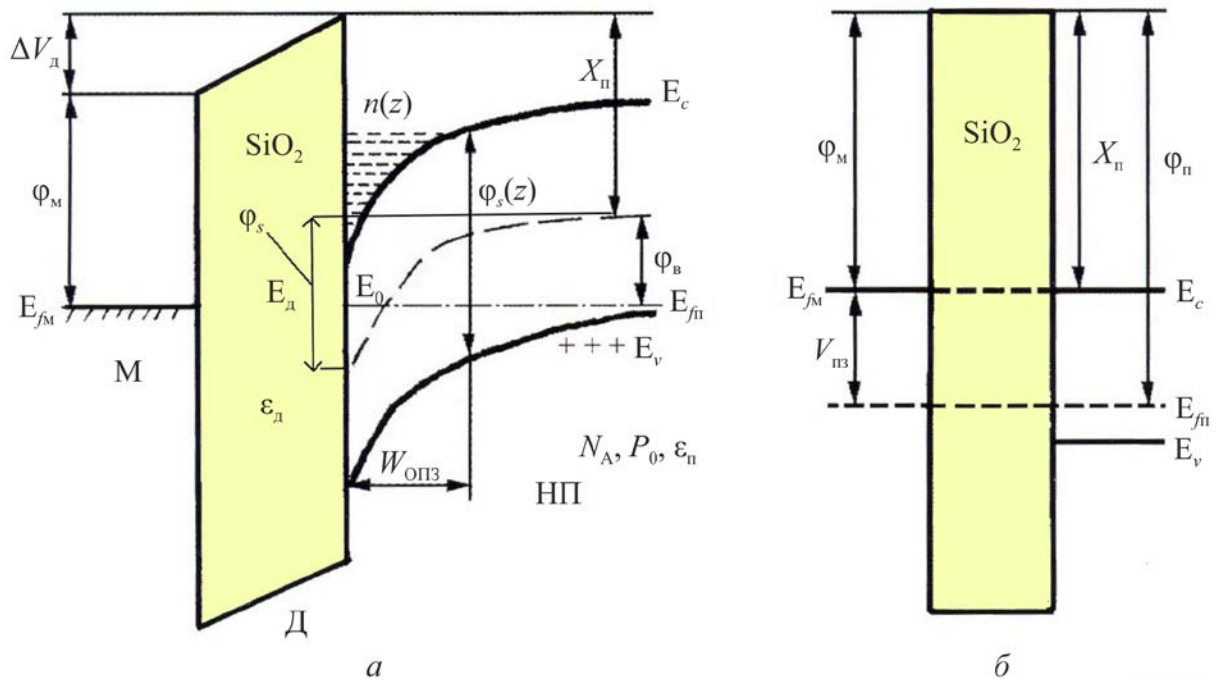


Рис. 3.3. Енергетична зонна схема контакту метал–SiO₂–напівпровідник *p*-типу в режимі сильної інверсії (а), схема до визначення потенціалу плоских зон (б)

Останній член в рівнянні (3.1) – це об’ємний потенціал, який визначається рівнянням Пуассона:

$$V_{об} = \frac{q}{C_3} \int_0^{W_{к.ОПЗ}} N(x) dx = \frac{qN_A}{C_3} W_{к.ОПЗ}, \quad (1.34)$$

де $N(x)$ – концентраційний профіль в ОПЗ каналу ($W_{к.ОПЗ}$).

Об’ємний потенціал впливає на стабільність порогової напруги, а отже, і на стабільність транзистора в цілому.

З викладеного випливає, що порогова напруга транзистора практично не піддається коректному масштабуванню й у межах плавного наближення $V_0 \approx \text{const}$ і не залежить від S_M .

Однак, якщо на підкладку подається зміщення V_n (на рис. 3.2 від’ємне відносно витоку), то об’ємний потенціал має бути записаний у вигляді:

$$V_{об} = \sqrt{\frac{2qN_A \epsilon_{II}}{C_3^2} (\phi_s - V_{II})}. \quad (3.5)$$

При цьому товщина каналу й порогова напруга стають залежними від S_M у вигляді $x_{кс} = \frac{x_k}{S_M}$ і $V_{0s} = \frac{V_0}{S_M}$ і є функціями V_{II} .

У випадку $V_{II} \neq 0$ залежність порогової напруги $V_0''(V_{II})$ в першому наближенні може бути представлена апроксимацією у вигляді:

$$V_0'' \cong V_{0s} + \frac{\sqrt{V_{0s} V_{II}}}{4}. \quad (3.6)$$

Тут можна відзначити також, що оскільки в рамках плавного наближення за скейлінгом $V_0 \approx \text{const}$, то для оцінки порогової напруги V_0 можна використовувати емпіричне співвідношення

$$V_0 = A_1 + A_2 d_d, \quad (3.7)$$

у якому A_1 – стала, обумовлена контактною різницею потенціалів ϕ_{M-II} . Для алюмінієвої металізації $A_1 = 0,9$ В, для полікремнієвого заслона, як на рис. 3.2, – $A_1 = -0,2$ В. Для кремнієвої технології коефіцієнт A_2 наближено дорівнює 18 В/мкм. Якщо прийняти $d_d = 50$ нм, то порогові напруги складуть $V_{0Al} = 1,8$ В, $V_{0Si}'' = 0,7$ В.

Наведені цифри дають уявлення про перевагу полікремнієвого заслона за параметром низької порогової напруги. Полікремнієвий заслін, дає змогу реалізувати, як і у випадку БПТ, самосуміщену технологію в МДНТ, що особливо важливо при мініатюризації транзистора.

При визначенні V_0 у формулі (3.1) враховано заряди, індуковані напругою заслона: заряди вільних носіїв у каналі й об'ємний заряд,

вбудований в ОПЗ. Зі зменшенням l_k й d_{pn} необхідно враховувати також заряди в ОПЗ переходів витоку й стоку. Їхній вплив зростає зі зменшенням довжини каналу за межі $l_k < l_k^*$, де

$$l_k^* = A \left(d_{pn} d_d W_{\Sigma ОПЗ}^2 \right)^{1/3} = A S_M^*{}^{1/3}. \quad (3.8)$$

У співвідношенні (3.8) A – підгінний коефіцієнт, величина якого залежить від розмірності множників у дужках. Так, якщо d_{pn} , $W_{\Sigma ОПЗ}$ будуть представлені в мікрометрах, а d_d – у нанометрах, то коефіцієнт A буде знаходитись у межах: від 0,4 до 0,5. Множник S_M^* по суті являє собою комплексний коефіцієнт масштабування за будь-якої комбінації параметрів: d_{pn} , d_d , $W_{\Sigma ОПЗ}$.

Емпіричне співвідношення (3.8) визначає максимальний рівень мінімізації МДНТ за $l_{k \min}$ у межах плавного наближення при $l_{k \min} = l_k^*$. При $l_k > l_k^*$ МДНТ прийнято вважати довгоканальним, при $l_k < l_k^*$ – короткоканальним (малої геометрії), для якого коректний скейлінг не застосовний.

Умова $l_k \leq l_k^*$ означає різке зростання підпорогового (дифузійного) струму транзистора I_c^* . Для довгоканальних транзисторів струм I_c^* не є, як і порогова напруга, параметром скейлінга. Підпороговий струм визначається при $V_3 = V_0$ і $V_c < \frac{3kT}{q}$, що виключає появу гарячих носіїв у каналі. До порогової напруги I_c^* зростає експоненціально, виходячи на «насичення» при $V_3 > V_0$ і практично не залежить у підпороговій області від потенціалу стоку (рис. 3.4).

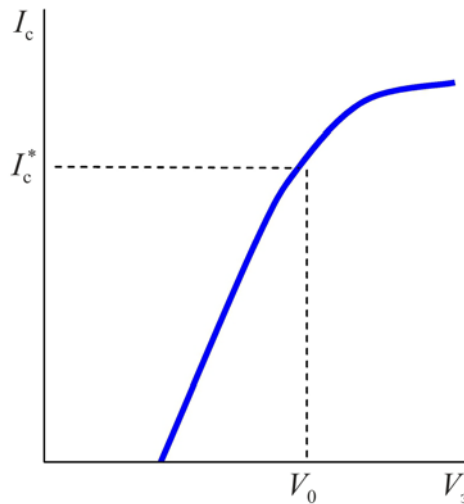


Рис. 3.4. Логарифм підпорогового струму у функції потенціалу заслона

Відповідно до викладеного, величина l_K^* в (3.8) приймається за мінімальну довжину каналу, за якої зростання підпорогового струму I_c^* при $V_c > \frac{3kT}{q}$ не перевищує 10% відносно його номінального значення.

На рис. 3.5 представлена залежність $l_K^*(S_M^*)$, що відображає статистичну оцінку l_K^* великої кількості МДНТ з параметрами d_{pn} , d_d , $W_{\Sigma ОПЗ}$, що знаходяться у широкому діапазоні значень. Із графіка випливає, що співвідношення (3.8) дає добре наближення для МДНТ по оцінці l_K^* при варіюванні S_M^* в межах шести порядків незалежно від того, використовується чи ні принцип масштабування при проектуванні транзистора. Оцінка за цими даними l_K^* для транзистора, представленого на рис. 3.2 з параметрами $d_{pn} = 0,3$ мкм, $d_d = 500$ Å, $W_{\Sigma ОПЗ} = l_K/3$ мкм, укладається в межі $l_K^* = 1 \dots 0,8$ мкм. Це одного порядку з довжинами каналів в *HMOSFET* (1...1,2 мкм), що близько до переходу в короткоканальну область.

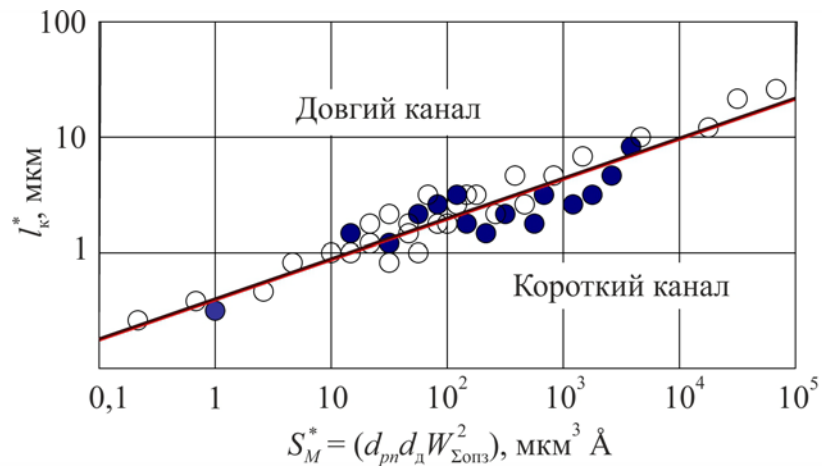


Рис. 3.5. Залежність l_k^* від масштабного коефіцієнта S_M^* , отримана за оцінками великої кількості МДНТ із параметрами, що перекривають S_M^* п'ять порядків

Якщо прийняти для розглянутого транзистора $l_k \approx 0,5$ мкм, $d_{pn} = 0,2$ мкм, $d_d = 250$ Å, $W_{\Sigma\text{опз}} = l_k / 2 = 0,25$ мкм, то відповідно до виразу (3.8), $l_k^* = 0,58$ мкм, що ще допускає пропорційну мікромініатюризацію. При цьому слід мати на увазі, що емпіричне співвідношення (3.8), так само як і графік $l_k^*(S_M^*)$ (див. рис. 3.5), допускають розкид у межах $\approx 20\%$.

Нижче наведено приклад пропорційної мікромініатюризації із $S_M = 5$ для транзистора з $l_k = 5$ мкм.

Параметр	Вихідний	Мініатюризований
l_k , мкм	5	1
W_k , мкм	50	10
N_A , см ⁻³	$5 \cdot 10^{15}$	$2,5 \cdot 10^{16}$
d_{pn} , мкм	2,5	0,5
d_d , нм	100	20
V_0 , В	2,1	0,45
$V_{п}$, В	-7	-1

Як видно з наведених цифр, мікромініатюризований транзистор близький за параметрами до *HMOSFET*.

Для короткоканальних транзисторів була запропонована інша апроксимація:

$$l_k^* = 2,2 \text{ мкм}^{-2} \left(\frac{\delta V_0}{\delta V_c} \right)^{-0,37} (d_d + 0,012 \text{ мкм}) \times (3.9)$$

$$\times (W_{\Sigma\text{ОПЗ}} + 0,15 \text{ мкм}) (d_{pn} + 2,9 \text{ мкм}),$$

де $\frac{\delta V_0}{\delta V_c}$ – гранично припустима зміна порогової напруги у функції

$$V_0 = f(V_c).$$

В обох співвідношеннях (3.8) і (3.9) параметри у скейлінгу ті самі: d_{pn} , d_d , $W_{\Sigma\text{ОПЗ}}$. Серед них d_{pn} – параметр, який при проектуванні може змінюватися у відносно широких межах з тенденцією його мінімізації.

Просування в мікромініатюризації МДНТ зі збереженням їх високих характеристик обумовлене оптимізацією їх технологій. Технологія при цьому стає пріоритетним засобом реалізації субмікронної мікромініатюризації й наноелектроніки.

3.2. Особливості *LOCOS* і *LDD* технологій у мікромініатюризації МДНТ

Застосування обох технологій: *LOCOS* (*The Localized Oxidation Method* – метод локального окиснення) і *LDD* (*Lightly Doped Drain* – слаболегований стік) сприяє зниженню ймовірності появи гарячих електронів біля стоку й струмів витікання, які є паразитними для транзистора. Особливо це суттєво для короткоканальних структур МДНТ.

LOCOS (рис. 3.6) є домінуючою технологією в МДНТ ІС. Вона призначена для одержання високоякісної копланарної ізоляції окислом (SiO_2) активних елементів у ІС.

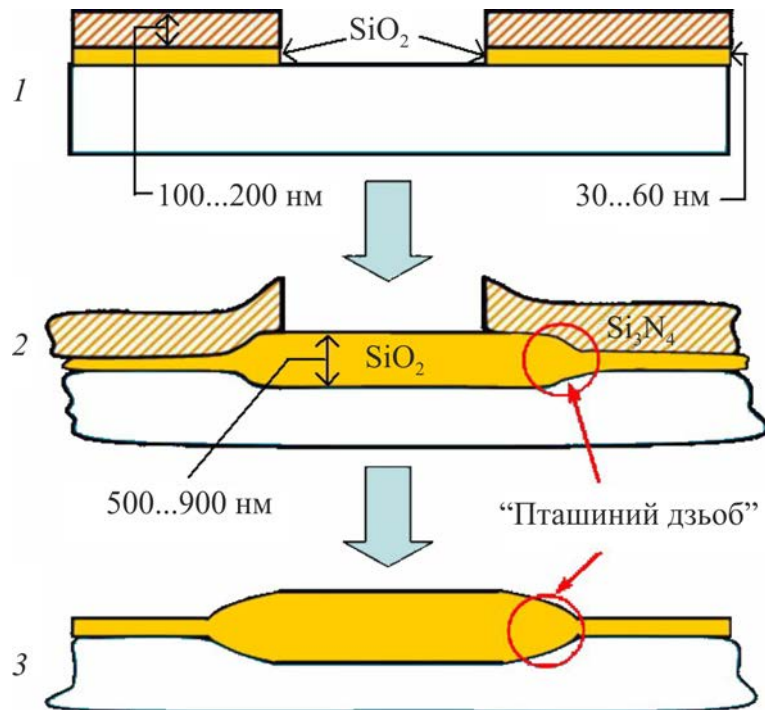


Рис. 3.6. Фрагменти *LOCOS* технології в МДНТ малої геометрії: 1 – формування плівки Si_3N_4 (маска для окиснення) на буферному шарі SiO_2 , розкриття вікна під окиснення й імплантацію бору; 2 – нарощування SiO_2 , латеральне розігнання бору, яке обмежує ширину заслона; 3 – витравлювання Si_3N_4 , утворення копланарної (бічної) ізоляції

Особливістю технології є використання як захисне покриття (маски) нітриду кремнію (Si_3N_4). Для Si_3N_4 у цій якості характерні повільна дифузія кисню в ньому й настільки ж повільне окиснення самого Si_3N_4 . Нітрид кремнію є ідеальним бар'єром для локального окиснення кремнієвої підкладки. Однак за тонких шарів $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ там, де «пташиний дзьоб», утворюється потрійна сполука SiNO у результаті реакції NH_3 з Si підкладки, де NH_3 – продукт реакції води з Si_3N_4 . NH_3 проникає крізь буферний шар SiO_2 і вступає в реакцію із кремнієм підкладки, утворюючи порожнини або канали. Для запобігання появи таких дефектів може бути використаний буферний шар 50 нм $\text{Si}^*/10$ нм SiO_2 , у якому шар

полікремнію Si^* виконує також функцію демпфувальної напруги стискання в Si_3N_4 .

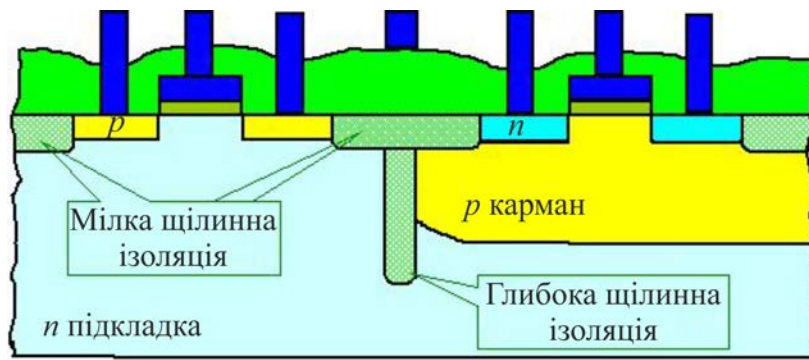
Використання технології *LOCOS* дозволяє

- зменшити паразитні струми стоку,
- спростити технологічний процес (кількість операцій фотолітографії скорочується на одну),
- розділити локальним окислом дифузійні області стоку й витоку в сусідніх структурах.

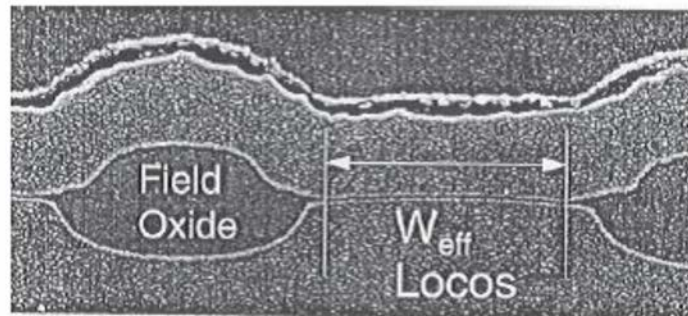
Основними недоліками *LOCOS* процесу є утворення структури «пташиного дзьоба», як наслідку високих механічних напруг поблизу краю цієї структури, виникнення значних електричних полів при підлегуванні каналу МДН транзистора, необхідність формування усе більш тонкого підзаслонного діелектрика, при масштабуванні розмірів МДН транзистора, висока трудомісткість тощо.

Альтернативним *LOCOS* процесу є метод формування канавок під щільну ізоляцію (*STI – shallow trench isolation*), який дозволяє виготовляти як КМДН, так і біполярні ІМС, і дискретні транзистори, що вирізняються підвищеним ступенем інтеграції (рис. 3.7). При цьому посилюються вимоги до локального травлення монокремнію з метою одержання мілколежачих канавок: кути канавок мають бути злегка закруглені, а самі канавки повинні мати злегка похилі стінки. Ці умови необхідні для усунення порожнин усередині діоксида кремнію, яким будуть надалі заповнюватися канавки.

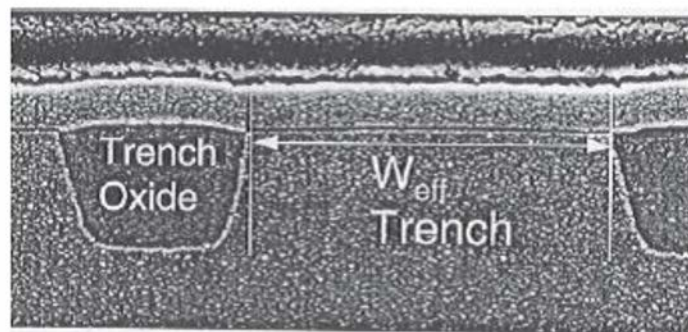
Суть *LDD* технології – у створенні біля стоку/витоку слабколегованих n^- областей, які послаблюють електричне поле біля стоку, у результаті чого знижується ймовірність ударної іонізації кремнію в цій області. Використовуються дві імплантації у самосуміщеній технології: фосфору – для формування неглибоких n^- областей і потім миш'яку для формування n^+ областей стоку/витоку (рис. 3.8).



а



б



в

Рис. 3.7. LOCOS та STI процеси: а – схематичне зображення топології за застосування STI процесу; зображення, отримані за допомогою просвічувальної електронної мікроскопії: б – LOCOS; в – щілина (STI). Видно, що STI потребує менше місця у каналі, ніж LOCOS

На жаль, слабколеговані n^- області поблизу каналу (*LDD*) зменшують порогову напругу транзистора, що особливо помітно для дуже малих довжин каналу.

Для компенсації цього ефекту використовується додаткове легування, за допомогою якого створюється тонкий p^+ шар у вигляді «ореолу» (“*halo*”), що оточує *LDD* області.

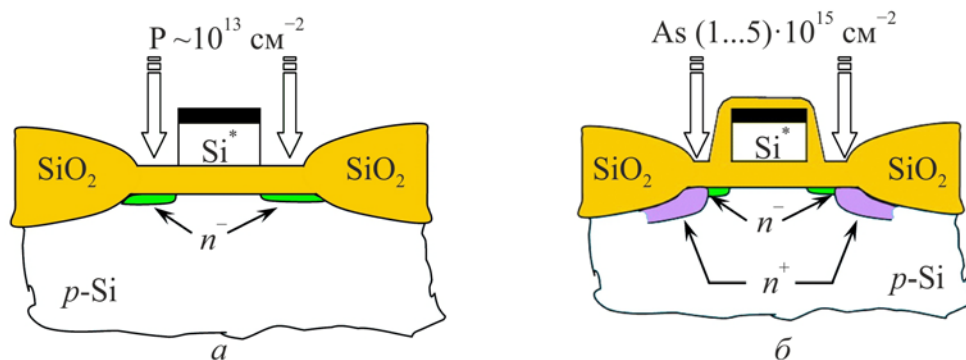


Рис. 3.8. Фрагменти *LDD* технології у МДНТ: *а* – імплантація фосфору для формування n^- областей біля стоку й витоку; *б* – імплантація миш'яку для формування n^+ контактних областей

Глибина *LDD*-областей витоку й стоку становить 50...100 нм для транзисторів з довжиною каналу 0,25 мкм. Зменшення глибини *p-n* переходів до 10 нм приводить до збільшення опору шарів витоку й стоку до 10 кОм/квадрат, що обмежує навантажувальну здатність транзистора. Перекриття *LDD*-областей заслоном має бути не менше 15...20 нм, щоб запобігти зниженню навантажувальної здатності транзистора.

З метою зниження опору контактних областей стоку/витоку й полікремнієвої шини заслона застосовують їх силіціювання. Найменшим опором із силіцидів металів, використовуваних для локальної металізації в МДНТ, мають дисиліциди титану $TiSi_2$ і кобальту $CoSi_2$ (10...15 мкОм·см).

Обидва метали зручні технологічно. Їхні дисиліциди отримують у процесі швидкої термічної обробки суцільної металевий плівки, нанесеної на структуру транзистора, як це показано на рис. 3.9. Відпал здійснюється в атмосфері азоту за температури 600...800 °С. На цьому етапі там, де титан щільно лежить на кремнії, утворюється $TiSi_2$ (реакція більш швидка, ніж утворення TiN). Наступним відпалом за температури 800...900 °С опір $TiSi_2$ знижується на кілька порядків до 2...3 Ом/□ за товщини $TiSi_2$ 50 нм.

Така технологія силіціювання одержала назву самосуміщеної (*self-aligned silicide process* або *silicide*).

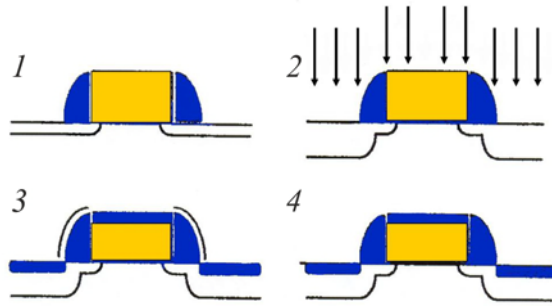


Рис. 3.9. Ілюстрація основних етапів процесу самосуміщення в МДНТ

Силіціювання областей стоку/витоку покращує стокові характеристики транзистора: великий струм стоку й більш виражена ділянка насичення (рис. 3.10), які, як правило, не досягаються у короткоканальних транзисторах.

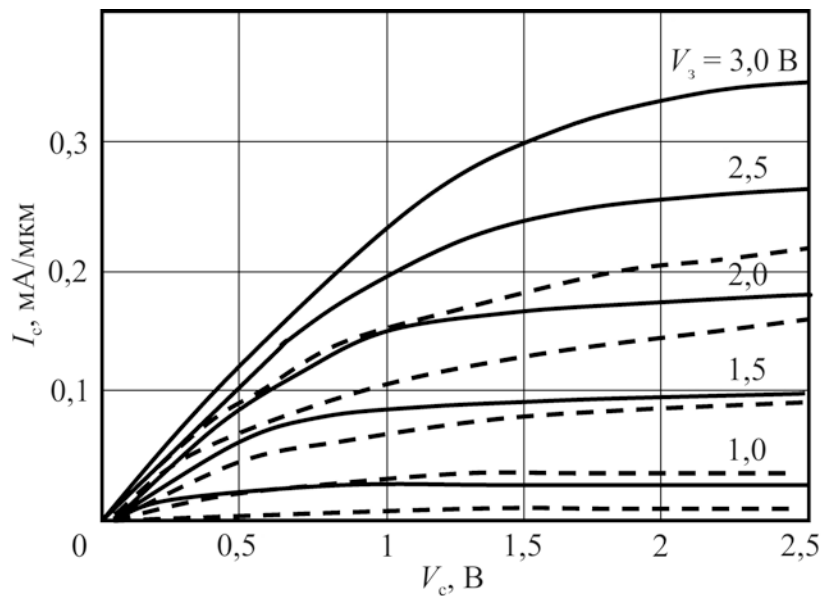


Рис. 3.10. Вплив силіціювання на стокові характеристики МДНТ (суцільні криві) у порівнянні зі стоковими характеристиками транзистора стандартної технології

Таким чином, силіціювання в МДНТ поряд з *LDD* покращує умови мікромініатюризації транзистора.

Для отримання практично монокристалічних дрібнозернистих термічно стійких шарів CoSi_2 плівку кобальту наносять на попередньо осаджену на кремній плівку титану з наступним відпалом. Така бінарна плівка Ti/Co дисиліциду характеризується високою структурною

однорідністю, що дозволяє отримувати при літографії вузькі до 0,2 мкм смужки з високою точністю краю, і високою термостабільністю (приблизно до 1000 °С) за товщин аж до 10 нм.

Для оптимізації силіцидної технології перспективним є застосування бінарних плівок Ti/Co дисиліциду як дифузанта при формуванні неглибоких з низьким опором областей стік/витік (рис. 3.11). Характерні риси такого легування областей стік/витік можна звести до наступних моментів. $CoSi_2$ як дифузانت на поверхні напівпровідника поводить як класичне джерело домішки зі сталою концентрацією. При формуванні мілких областей стік/витік не потрібен наступний високотемпературний відпал, тому що при цьому не виникає істотних порушень у монокристалічному кремнії, які супроводжують іонну імплантацію переходів й приводять до струмів витікання. Ультрамалікі переходи з малими струмами витікання формуються за помірної температури (~800 °С). Дисиліцид, як джерело легувальної домішки, залишаючись на поверхні областей стік/витік, забезпечує малий контактний опір, що зменшує зовнішній опір МДНТ.

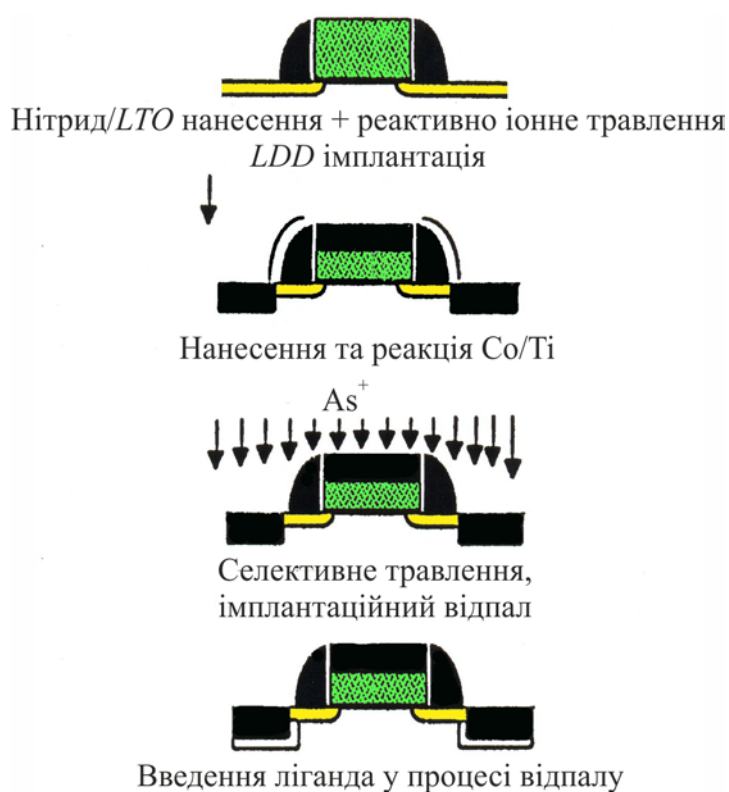


Рис. 3.11. Фрагменти процесу формування областей стік/витік при використанні дисиліциду як твердотільного дифузанта

Для покращення характеристик контактної вузла між дисиліцидом і n^{\pm} областями стік/витік селективно наносять плівку Si^* – буферний шар, який обмежує екзодифузію в дисиліцид (рис. 3.12). Такий контакт одержав назву піднесеного.

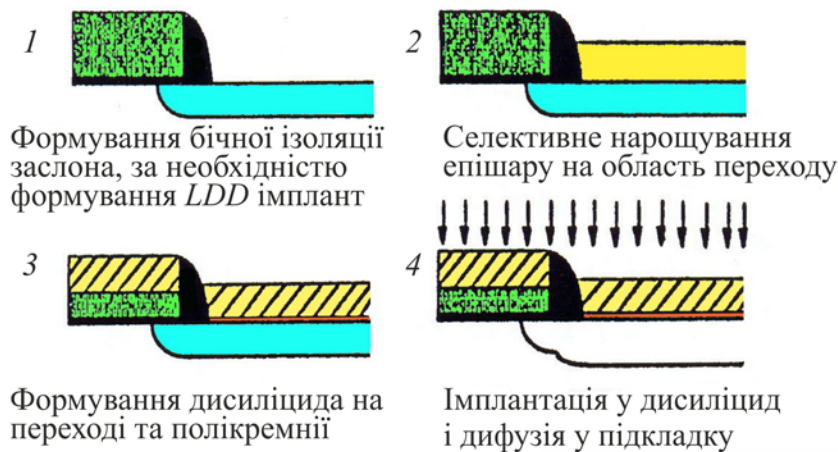


Рис. 3.12. Застосування дисиліциду металу як джерела легувальної домішки областей стік/витік у структурі піднесеного контакту

На рис. 3.13 показано структуру самосуміщеного контакту стоку з його шиною металізації. У ньому між $TiSi_2$ і шиною металізації, наприклад Al, використовується буферний, бар'єрний шар (TiN , Si^*) у формі плоскої чаші, що згладжує гострі кути в контакті, знижує ефект пінчевання й вирівнює густину струму через контакт. При цьому контакт навантажується більш рівномірно. Як наслідок – обмежується масоперенос і знижується ймовірність катастрофічної електроміграції.

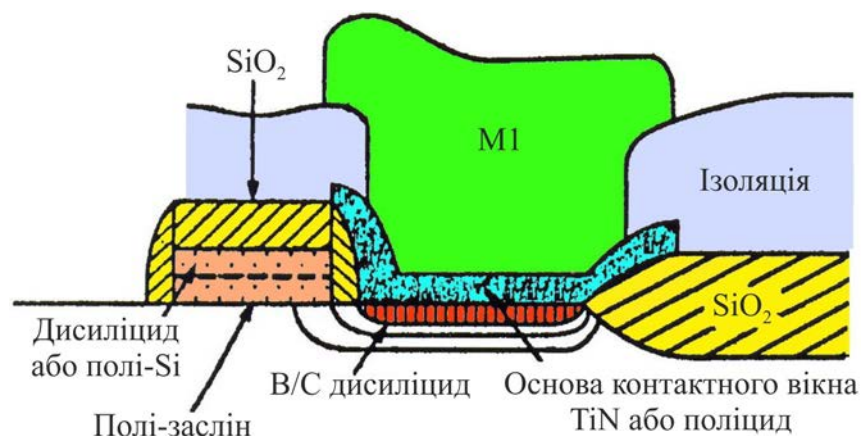


Рис. 3.13. Структура зовнішнього контакту стік/витік з використанням силіціювання буферного шару (TiN , або Si -полі- Si)

3.3. Обмеження довжини каналу за режимом параметрів транзистора

Планарні технології не вирішують самої проблеми короткоканальних МДНТ. Технологічні рішення, як правило, зміщують l_k^* у бік менших величин, що рівносильне збільшенню рівня мініатюризації. У цьому ракурсі обмеження мініатюризації МДНТ обумовлені розігрівом носіїв у каналі, пробоем підзаслонного діелектрика й пробоем стоку на підкладку.

Якщо розсіювання носіїв відбувається на фонах, то розігрів носіїв не відбувається за умови $v_d < v_{ак}$, де $v_{ак}$ – швидкість звуку в напівпровіднику, рівна для кремнію $5 \cdot 10^5$ см/с; v_d – дрейфова швидкість у підзаслонному діелектрику.

Звідси у першому наближенні

$$\frac{\mu_s V_{c \min}}{l_k} < v_{ак}, \quad (3.10)$$

де $V_{c \min} \cong (10 \dots 100) \frac{kT}{q}$, μ_s – поверхнева рухливість носіїв у каналі. Звідси

$$l_k > \frac{(10 \dots 100) \mu_s kT}{q v_{ак}}. \quad (3.11)$$

Якщо прийняти $\mu_s = 500$ см²/(В·с), $T = 300$ К, $V_{c \min} = 10 kT/q$, то відповідно до (3.11) $l_k > (10^{-5} \dots 10^{-4})$ см, що характерно для довгоканальних транзисторів. Для зниження ймовірності розігріву носіїв у них і призначена *LDD*-технологія.

Пробій підзаслонного діелектрика також є одним із критичних факторів, що обмежують l_k знизу. Пробій не відбувається, якщо поле у

підзаслонному діелектрику, який забезпечує необхідну інверсію каналу, залишається менше пробивного.

Як впливає з рис. 3.3, більша частина потенціалу в напівпровіднику припадає на область просторового заряду $W_{\text{ОПЗ}}$. На краю об'єму напівпровідника поле дорівнює нулю й зростає до межі напівпровідник-діелектрик, де воно відповідно до рівняння Пуассона дорівнює:

$$E_0 = \frac{qN_A W_{\text{к ОПЗ}}}{\epsilon_{\text{Si}}}. \quad (3.12)$$

Поле в діелектрику має бути узгоджене з E_0 , що визначає

$$E_{\text{д}} = \frac{\epsilon_{\text{Si}}}{\epsilon_{\text{д}}} E_0 < E_B, \quad (3.13)$$

де $E_{\text{д}}$ – поле в підзаслонному діелектрику; $\epsilon_{\text{д}}$ – діелектрична проникність підзаслонного діелектрика; E_B – пробивне поле. Для якісних плівок SiO_2 поле $E_B \approx 7 \cdot 10^6$ В/см і різко знижується з ростом їх дефектності.

Як впливає из наведених співвідношень, поле в діелектрику визначається полем у напівпровіднику, яке залежить від рівня легування підклади N_A . Чим більше N_A , тим більше E_0 і вище $E_{\text{д}}$.

Якщо на стік транзистора подана напруга V_c , то поле E_0 визначиться у вигляді

$$E_0 = \frac{2(V_c + 2\phi_B)}{W_{\text{к ОПЗ}}}. \quad (3.14)$$

Зі співвідношення (3.12) впливає, що $W_{\text{к ОПЗ}} = \frac{\epsilon_{\text{Si}} E_0}{qN_A}$, що після підстановки в (3.14) приводить його до вигляду:

$$E_0 = \sqrt{2(V_c + 2\phi_B) \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}}} \quad (3.15)$$

підставляючи формулу (3.15) у вираз (3.13), одержимо

$$E_d = \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_d} \sqrt{2(V_c + 2\phi_B) \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}}} \leq E_B. \quad (3.16)$$

Звідси випливає, що зі збільшенням V_c рівень легування підкладки N_A має зменшуватися.

Пробій підзаслонного діелектрика не відбувається, якщо його товщина задовольняє нерівності

$$d_d > \frac{V_3}{m \cdot E_B}, \quad (3.17)$$

де $m = 0,25$ – коефіцієнт запасу. З наведених співвідношень за умовою пробою підзаслонного діелектрика можуть бути визначені максимальна величина $N_{A \max}$, мінімальна товщина $d_{d \min}$ за $l_k \approx (2...3) W_{\text{ОПЗ}}$ як умови запобігання ефекту змикання. Якщо як приклад прийняти $\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}} \approx 3$,

$m = 0,25$, $V_3 = 2$ В, то розрахункові значення будуть дорівнювати: $N_{A \max} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $l_k \geq 0,1...0,2 \text{ мкм}$, $d_{d \min} \geq 130 \text{ \AA}$. Наведені співвідношення дозволяють розрахувати залежність $l_k = f(N_A, V_c)$, яка представлена на рис. 3.14 і відповідає обмеженню l_k по пробою підзаслонного діелектрика SiO_2 .

Як видно, при змінюванні V_c у межах від 1 до 10 В одночасно зі збільшенням $l_{k \min}$ знижується на порядок рівень легування підкладки.

Змінювання рівня легування підкладки при мікромініатюризації обумовлене тим, що при скейлінгу вбудовані потенціали переходів не

зменшуються. Щоб при цьому пропорційно скоротити розміри ОПЗ, необхідно збільшувати рівень легування N_A , який зростає за нелінійним законом.

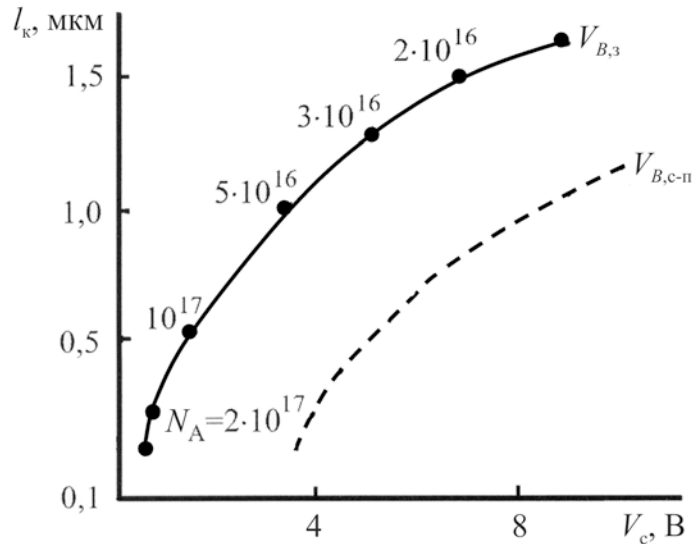


Рис. 3.14. Обмеження довжини каналу транзистора за умовою пробоею підзаслонного діелектрика (суцільна крива) і пробоею стоку на підкладку (пунктирна крива)

За високого рівня легування підкладки й малих товщинах підзаслонного діелектрика обмежуючим фактором зменшення довжини каналу є тунельний струм заслона. Для SiO_2 критичною товщиною є $d_d \leq 50 \text{ \AA}$, якій відповідає $l_k \leq 0,1 \dots 0,05 \text{ мкм}$. З іншого боку, за $d_d > 250 \text{ \AA}$ пробій підзаслонного діелектрика не є обмежуючим чинником при мікромініатюризації транзистора.

Пунктирна крива на рис. 3.14 представляє залежність пробоею стоку на підкладку при зміні l_k і V_c у заданих межах. Із зіставлення кривих (рис. 3.14) видно, що при масштабуванні в межах $l_k > l_k^*$ останній механізм менш критичний.

На рис. 3.15 наведено залежність напруги пробоею стоку на підкладку у функції довжини каналу для двох значень глибини залягання переходів стоку/витоку d_{pn} . З наведених залежностей випливає, що пробивна напруга $V_{B(c-p)}$ має стійку тенденцію до зниження зі зменшенням d_{pn} і різко падає до

одиниць вольтів при зменшенні l_k поблизу l_k^* . Останній ефект обумовлений інжекцією дірок з області стоку в підкладку, що приводить до збільшення струму паразитного $n^+ - p - n^+$ транзистора й, отже, струму підкладки. Такий пробій відповідає м'якому лавинному пробію.

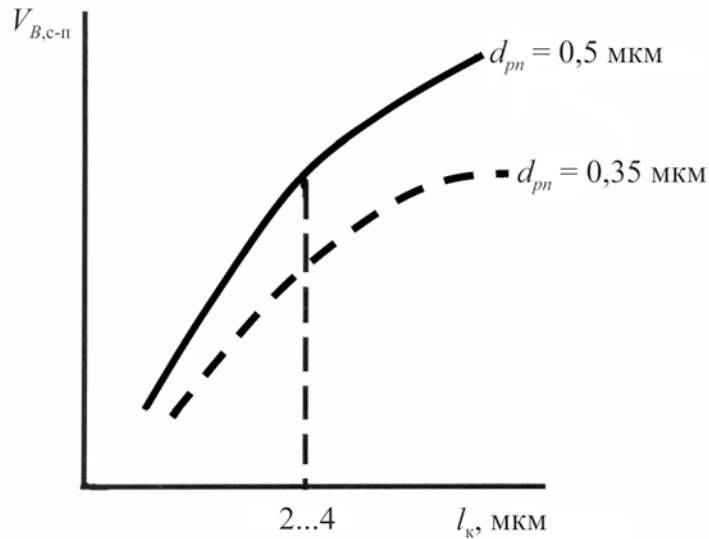


Рис. 3.15. Якісні залежності напруги пробієм стоку на підкладку у функції довжини каналу для двох значень глибини залягання переходів стоку/витоку

З викладеного випливає, що за $l_k < l_k^*$ і $l_k \approx W_{\text{ОПЗ}}$ умови плавного наближення вже не виконуються й починають домінувати ефекти короткого каналу, а саме:

- утрудняється відсікання каналу, порогова напруга прагне до нуля;
- виникає емісія гарячих електронів з каналу в окисел, що супроводжується дрейфом напруги V_0 і зниженням крутості

транзистора $\left(\frac{\partial I_c}{\partial V_3} \right)_{V_c = \text{const}}$;

- виникає змикання ОПЗ витоку й стоку в об'ємі підкладки, струм якої шунтує струм каналу;
- на стокових, вихідних характеристиках зникають області насичення, як наслідок $v_d < v_{d \text{ нас}}$.

Усе це змазує транзисторний ефект і утрудняє використання МДНТ у мікросхемотехніці.

У результаті МДНТ малої геометрії вимагають свого підходу до їхнього аналізу, розрахунків і схемотехнічному аспекту їх використання.

3.4. Обмеження характеристик МДНТ малої геометрії

З 1959 р., який можна вважати «початком ери інтегральних схем», відбувається зменшення характерного розміру окремого напівпровідникового приладу. Однак у міру зменшення довжини каналу МДН транзистора властивості останнього починають різко відрізнятися від властивостей звичайних довгоканальних приладів. Ці відхилення – так звані короткоканальні ефекти – обумовлені суто двовимірним характером розподілу електричних полів в активній області й порівняно високими абсолютними значеннями напруженості полів.

Якщо за незмінної концентрації легуючої домішки в підкладці скорочувати довжину каналу приладу, зрештою вона стане за величиною порядку товщини збіднених шарів p - n переходів стоку й витоку. При цьому розподіл потенціалу в каналі буде так само визначатися поперечним полем E_x , обумовленим напругами на заслоні й підкладці, і поздовжнім полем E_y , ініційованим напругою зсуву стока транзистора.

Якщо ширина заслона 32 нм поки що ще хоч якось звучить як фізична довжина, то ширина зазору діелектрика з діоксиду кремнію, розташованого між кремнієвою підкладкою і заслоном, уже на етапі розробки 45-нм техпроцесу склала всього 1,2 нанометра. Якщо згадати, що діаметр атома кремнію становить усього лише 0,24 нм, то виявляється, що товщина окремих елементів сучасного транзистора порівняна з діаметрами декількох атомів.

У міру того як шар підзаслонного діелектрика стає усе тонше (а сьогодні є транзисторні структури з товщиною підзаслонного окислу

всього 0,8 нм, що дорівнює трьом атомним шарам), зростають такі складові струму витікання, як паразитний струм заслона й тунельний струм через шар оксиду.

Зі зменшенням розмірів транзисторів зростає й струм витікання відключеного транзистора (так званий струм витікання за субпорогової напруги). Таким чином, транзистор майже ніколи не буває повністю відключений.

Крім того, зі зменшенням товщини областей витоку/стоку зростає їхній опір i , відповідно, напруга, необхідна для перемикавання приладу, а також його споживана потужність.

Зменшувати ж опір цих областей шляхом збільшення рівня їх легування не можна, оскільки практично граничні рівні концентрації носіїв уже досягнуті (за концентрації носіїв більше 10^{18} см^{-3} настає виродження напівпровідникового матеріалу, що приводить до зниження рухливості носіїв і погіршення характеристик транзистора). У результаті різко зростає густина споживаної потужності.

Сформульовано два види обмежень при масштабуванні МДНТ.

Перший вид обмежень пов'язаний з необхідністю зниження струмів витікання й пояснюється наступними причинами:

- зниженням порогової напруги при зменшенні довжини каналу;
- змиканням ОПЗ стоку й витоку в об'ємі підкладки;
- тунелюванням носіїв між областями стоку й підкладки за високої напруженості електричного поля в області перекриття стоку заслоном (*GIDL*-ефект);
- лавинним пробоем *p-n* переходу стік-підкладка.

Другий вид обмеження масштабування викликаний необхідністю забезпечення надійного функціонування ІС протягом заданого терміну служби приладів. Він пов'язаний із впливом гарячих носіїв і залежним від часу пробоем підзаслонного діелектрика.

3.5. Нові фізичні ефекти в нанометрових МДН транзисторах

В області настільки малих розмірів (нм) виникають нові фізичні ефекти, які треба враховувати при реалізації транзисторних структур:

- модуляція довжини каналу (*CLM*);
- перекриття збіднених областей витоку й стоку;
- прокол між витоком і стоком;
- ефект короткого каналу / обернений ефект короткого каналу;
- ефект вузького каналу / обернений ефект вузького каналу;
- зменшення рухливості внаслідок вертикальної компоненти електричного поля;
- зменшення поздовжньої рухливості (насичення дрейфової швидкості носіїв у каналі);
- аномальне зростання рухливості;
- підпорогова провідність;
- послідовні опори витоку й стоку;
- зниження потенціального бар'єра під заслоном, викликане напругою на стоку (*DIBL*-ефект);
- статичний зворотний зв'язок;
- вплив гарячих носіїв заряду;
- ефект впливу підкладки, викликаний її струмом (*SCBE*);
- вплив опору підкладки;
- струм витікання, індукований заслоном (*GIDL/GISL*);
- ефект збіднення у полікремнієвому заслоні;
- ефект квантування інверсіонного шару;
- ефект неоднорідного легування;
- струм тунелювання крізь заслон;
- динамічний зсув порогової напруги;
- неквазістатичний ефект;
- ефект саморозігрівання;

- врахування перекриття заслоном областей витоку й стоку;
- ефект близькості карману (WPE);
- ефект впливу ізоляції мілкими канавками (STE).

У короткоканальному приладі розподіл потенціалу має двовимірний характер, і для його опису вже не можна використовувати наближення плавного каналу, яке передбачає, що $E_x \gg E_y$. Двовимірний характер розподілу потенціалу суттєво змінює підпорогову ділянку характеристики приладу (область характеристик польового транзистора за напруги на заслоні менше порогової одержала назву підпорогових характеристик), обумовлює небажану залежність порогової напруги від довжини каналу й напруг зміщення на електродах, зменшує вихідний опір, перешкоджаючи відсіканню каналу.

За підвищених значень електричних полів, характерних для короткоканальних приладів, стає важливою польова залежність рухливості, яка приводить до насичення дрейфової швидкості. За ще більших полів в околі стокового переходу починається ударна іонізація, стає істотною додаткова провідність по підкладці й відбувається так зване включення паразитного біполярного транзистора.

Високі електричні поля приводять також до розігріву носіїв і відповідної інжекції гарячих носіїв в окисел. Таке зарядження окислу обумовлює зсув порогу, дрейф характеристик і погіршення крутості приладу.

Обмеження обумовлені:

- залежністю порогової напруги від $I_K < I_K^*$ і $W_K < W_K^*$;
- ефектами сильного поля в каналі;
- інжекцією гарячих носіїв у підзаслонний окисел, біполярною інжекцією носіїв з областей стоку й витоку в підкладку;
- деформацією профілю й об'єму областей просторового заряду, двовимірністю електричних полів у структурі транзистора, що вимагає

для їхнього розрахунку числових розв'язків двовимірного рівняння Пуассона тощо.

Основним параметром, відхід якого визначає зміни зі зменшенням l_k і W_k характеристик транзистора, є порогова напруга V_0 . Її зміну можна представити у вигляді, аналогічному оцінці впливу потенціалу підкладки V_{II} на V_0 :

$$V_0^* = V_0 \pm \Delta V_0(l_k, W_k, d_{pn}, x_d, N_A, V_c, V_{II}). \quad (3.18)$$

Врахування усіх обмежуючих факторів приводить до того, що МДНТ малої геометрії відхиляються від приладів, мініатюризованих у межах плавного наближення.

Слід також підкреслити, що в процесі мікромініатюризації знижуються пропорційно V_c і V_z . Це приводить до несумісності МДНТ малої геометрії з іншими приладами відповідних серій і зниженню завадостійкості логічних вентилів.

а. Ефект короткого каналу

У довгоканальних транзисторах значення порогової напруги не залежить від довжини каналу. Зі зменшенням довжини каналу змінюється конфігурація двовимірного електричного поля об'ємного заряду в підкладці за рахунок зближення областей просторового заряду витоку й стоку, при цьому збільшується середня напруженість поля під заслоном. Це приводить до збільшення модуля поверхневого потенціалу й, отже, зниженню порогової напруги при зменшенні довжини каналу. Цей ефект називається «ефектом короткого каналу».

На рис. 3.16, *a* наведено розподіл поля у короткоканальному МДНТ порівняно з розподілом поля у довгоканальному транзисторі. Як випливає з рисунка, поле у короткоканальному транзисторі вже не відповідає умові

плавного каналу, що обумовлює залежність V'_0 від l_k . Якісно це ілюструється рис. 3.16, на якому представлені типові характеристики $V'_0(l_k)$ (рис. 3.16, б) і $V'_0(V_{пн})$ (рис. 3.16, в). З наведених характеристик випливає, що зі зменшенням l_k порогова напруга зменшується й тим швидше, чим менше l_k . Цей ефект обумовлений зменшенням заряду Q_s в ОПЗ напівпровідника, що відповідно до (3.1) приводить до зменшення порогової напруги, тобто

$$V'_0 = V_0 - \Delta V'_0. \quad (3.19)$$

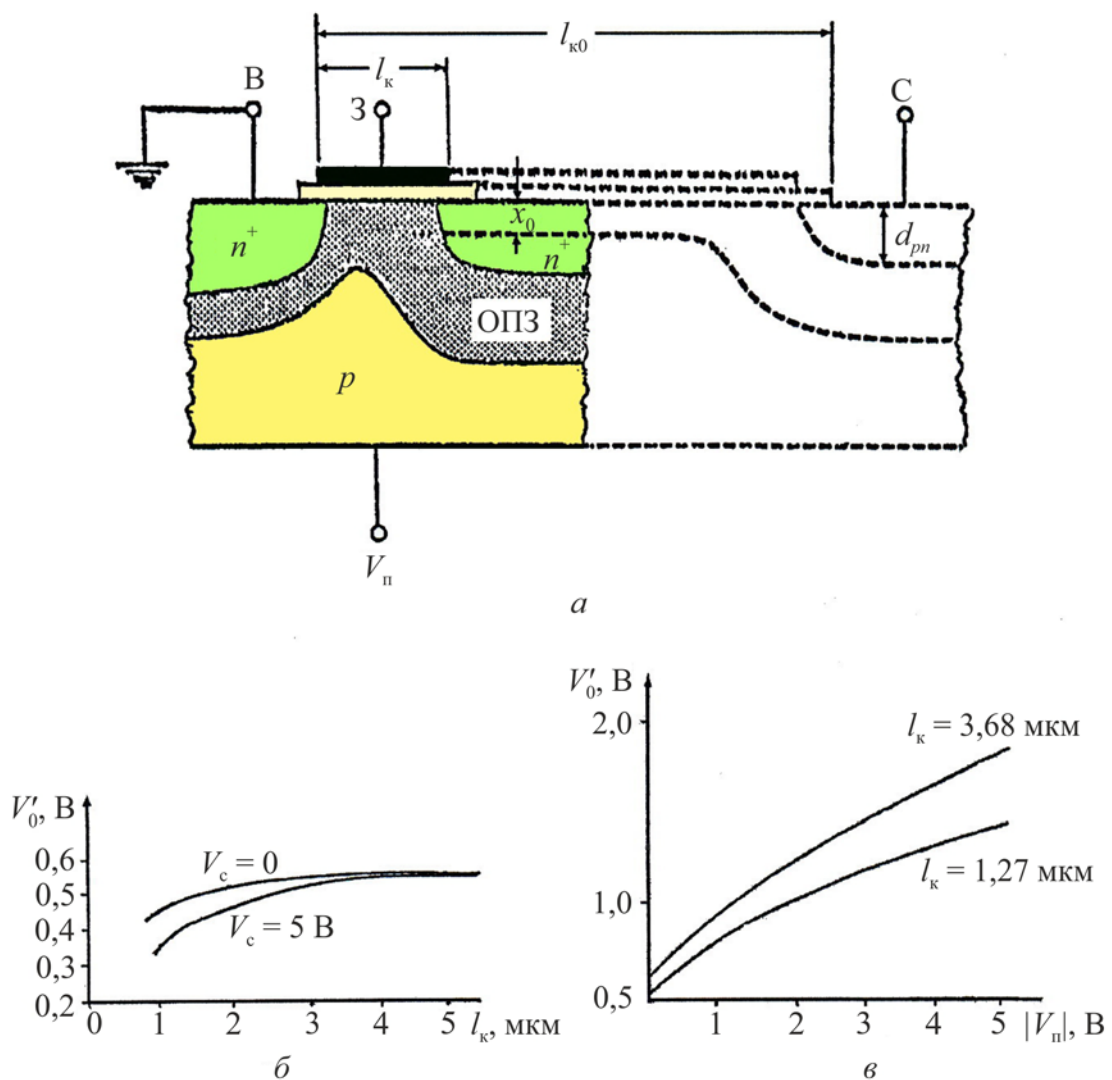


Рис. 3.16. Розподіл поля у короткоканальному МДНТ порівняно з розподілом поля у довгоканальному транзисторі (пунктирні лінії) (а); типові характеристики залежності порогової напруги від довжини каналу $V'_0(l_k)$ (б) і від потенціалу на підкладці

$V'_0(V_{пн})$ (в)

У цьому суть ефекту короткого каналу.

Для розрахунків V_0' може бути в першому наближенні використана модель, представлена на рис. 3.17. Вона відповідає режиму транзистора до моменту змикання. У ній змінювання заряду Q_s представлено коефіцієнтом

$$K_s = \frac{l_k + l'_k}{2l_k} < 1. \quad (3.20)$$

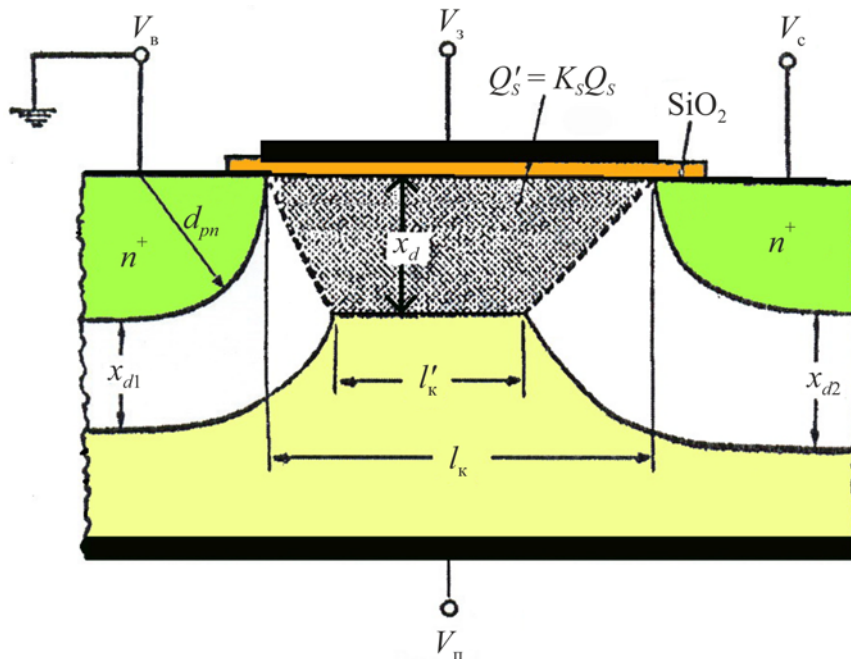


Рис. 3.17. Модель для розрахунків порогової напруги V_0' короткоканального МДНТ до ефекту змикання

З геометричних уявлень відповідно до моделі можна записати:

а) $V_c = 0, x_{d1} = x_{d2} = x_d = W_{\text{ОПЗ(В)}}$,

$$K_s = 1 - \left[\sqrt{1 + \frac{2x_d}{d_{pn}}} - 1 \right] \left(\frac{d_{pn}}{l_k} \right), \quad (3.21)$$

$$x_d = \sqrt{2K_s \varepsilon \frac{2\phi_B - V_{\text{П}}}{qN_A}}. \quad (3.22)$$

б) $V_c \neq 0, x_{d1} \neq x_{d2}$,

$$K_s = 1 - \left[\sqrt{1 + \frac{x_{d1}}{d_{pn}} + \frac{x_{d2}}{d_{pn}} - 1} \right] \left(\frac{d_{pn}}{l_k} \right), \quad (3.23)$$

$$x_d = \sqrt{2K_s \varepsilon \frac{2\varphi_B - V_{п} + V_c}{qN_A}}. \quad (3.24)$$

Записуючи V'_0 у вигляді

$$V'_0 = V_{пз} + 2\varphi_B + \frac{Q'_s}{C_0} = V_{пз} + 2\varphi_B + \frac{K_s Q_s}{C_0},$$

де $Q'_s = K_s Q_s$, одержимо після підстановки K_s з виразів (3.21) і (3.23)

$$V'_0 = \underbrace{V_{пз} + 2\varphi_B + \frac{Q_s}{C_0}}_{V_0} - \underbrace{\frac{Q_s}{C_0} \left[\sqrt{1 + \frac{2x_d}{d_{pn}} - 1} \right]}_{\Delta V'} \frac{d_{pn}}{l_k}. \quad (3.25)$$

У виразі (3.25) $\left[\sqrt{1 + \frac{2x_d}{d_{pn}} - 1} \right] \frac{d_{pn}}{l_k}$ – квадратна дужка в (3.21) або в

(3.23) відповідно до режиму роботи транзистора.

З формули (3.25) випливає, що $V'_0 < V_0$, а $\Delta V'_0$ зростає зі зменшенням l_k . Обмежуючим фактором зменшення l_k є залежність V'_0 від $V_{п}$, як було відзначено раніше.

У деяких транзисторах зі зменшенням довжини каналу порогова напруга спочатку зростає, потім зменшується. Зростання порогової напруги

зі зменшенням довжини каналу називають оберненим ефектом короткого каналу. На відповідному графіку (рис. 3.18, крива 2) з'являється горбок.

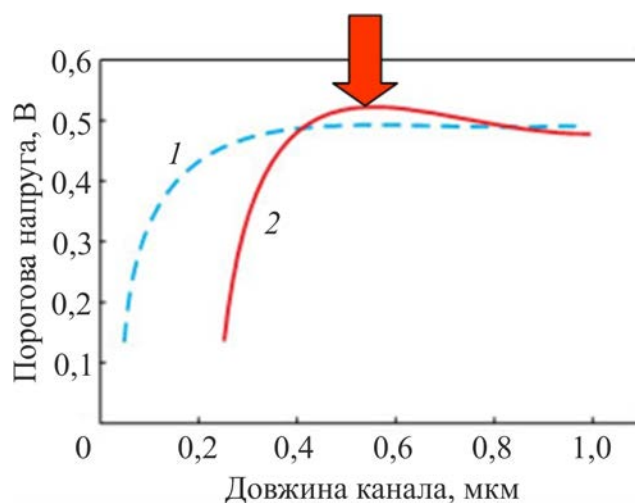


Рис. 3.18. Зниження порогової напруги при зменшенні довжини каналу: прямий (1) і обернений (2) ефект короткого каналу

Цей ефект має наступне пояснення. При виготовленні транзисторів з полікремнієвим заслоном на краях заслона виникають механічні напруги. Ці напруги приводять до появи точкових дефектів у підкладці по краях заслона, які збирають домішки з підкладки в процесі подальшого термічного оброблення. У результаті в каналі по краях заслона з'являються дві області з підвищеною концентрацією домішки. При зменшенні довжини каналу ці області зближаються, і збільшується їх внесок у середню концентрацію домішки в каналі. Тому спочатку спостерігається збільшення порогової напруги. Далі основний ефект – зближення збіднених областей витоку й стоку – стає переважним, і порогова напруга зменшується.

б. Ефект вузького каналу

Область об'ємного заряду зазвичай ширше каналу за рахунок крайового ефекту. Коли ширина каналу стає порівняною з шириною

збідненої області під заслоном, частка просторового заряду, який виходить за межі, визначені заслоном, стає істотною порівняно із загальним зарядом під заслоном. Внаслідок закону збереження заряду за тієї ж напруги на заслоні частка заряду, що перебуває під заслоном, тобто в області каналу, зменшується на величину заряду, який виходить за межі заслона. Тому для того, щоб забезпечити в області каналу такий же заряд, як і в ширококанальному транзисторі, необхідно збільшити потенціал заслона.

Таким чином, ефект «вузького каналу», на відміну від SCE , супроводжується не зменшенням, а зростанням порогової напруги V_0 .

Ширина каналу W_K обмежує струм стоку у випадку кремнієвих МДНТ нерівністю

$$I_c \leq q \cdot n_s \cdot v_{g \text{ нас}} \cdot W_K, \quad (3.26)$$

де n_s – густина поверхневого заряду, $v_{g \text{ нас}}$ – дрейфова швидкість насичення. Для довгоканальних транзисторів звичайне співвідношення $W_K / l_K \approx 10$. Це співвідношення може зберігатися й для короткоканальних транзисторів, у яких $W_K \leq W_K^*$.

Величина W_K^* відповідає ширині каналу, за якої починає проявлятися ефект вузького каналу, як це показано на рис. 3.19. З наведеної залежності випливає, що суть ефекту вузького каналу полягає у збільшенні зі зменшенням W_K порогової напруги транзистора. Отже, у цьому випадку

$$V_0'' = V_0 + \Delta V_0(W_K). \quad (3.27)$$

Сам ефект обумовлений збільшенням об'ємного заряду в ОПЗ напівпровідника $Q_s''(n_s)$. При цьому фактором, який обмежує W_K знизу, є пробій підзаслонного діелектрика.

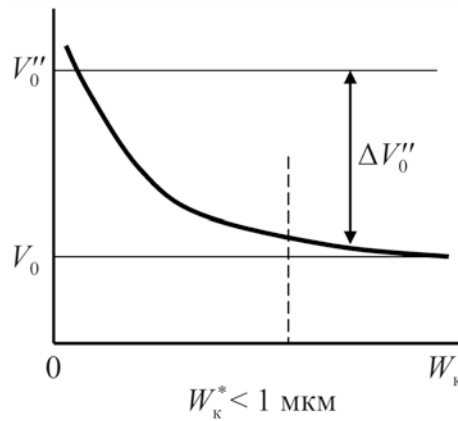


Рис. 3.19. Типова залежність порогової напруги від ширини каналу за $l_k = \text{const}$, $V_c = \text{const}$

Пробивній напрузі SiO_2 відповідає максимальне значення $n_s \cong 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Якщо прийняти швидкість насичення $v_{g \text{ нас}} = 10^7 \text{ см/с}$ і $I_c = 1 \text{ мкА}$, то відповідно до формули (3.26) $W_k \geq 10^{-2} \text{ мкм}$.

На рис. 3.20 наведено картину розподілу поля у вузькоканальному транзисторі по ширині каналу W_k у порівнянні з розподілом поля в транзисторі із широким каналом. На рис. 3.21 представлена спрощена модель, яка дозволяє оцінити вплив її параметрів на значення порогової напруги V_0'' в ефекті вузького каналу.

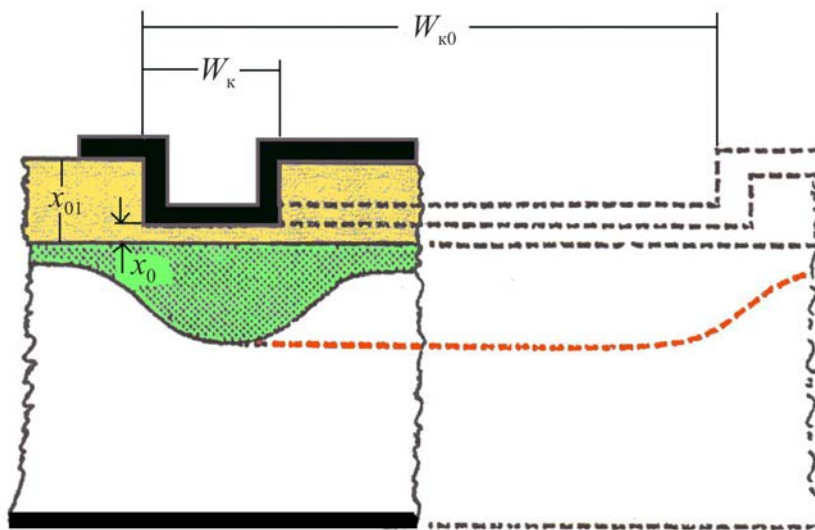


Рис. 3.20. Приблизна картина розподілу поля у вузькоканальному МДНТ по ширині каналу в порівнянні з розподілом поля у транзисторі із широким каналом

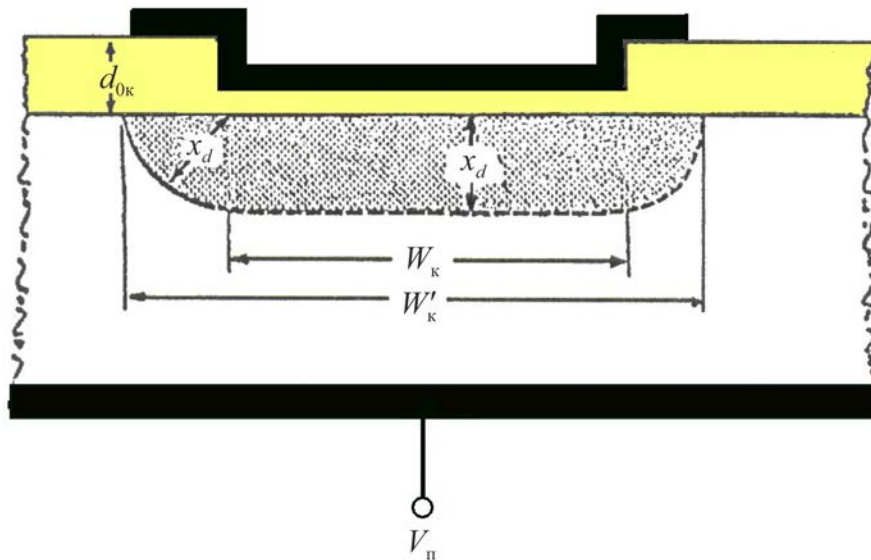


Рис. 3.21. Модель для розрахунку ефекту вузького каналу в МДНТ

Методологія розрахунку V_0'' аналогічна розглянутій вище для ефекту короткого каналу.

За визначенням

$$V_0'' = V_{пз} + 2\phi_B + \frac{K_z Q_s}{C_0}, \quad (3.28)$$

де

$$K_z Q_s = Q'', \quad K_z = 1 + \frac{\pi x_d}{2W_k} \quad (3.29)$$

і, отже,

$$\Delta V_0'' = \frac{\pi x_d Q_s}{2W_k C_0}, \quad (3.30)$$

$$V_0'' = V_0 + \Delta V_0''. \quad (3.31)$$

Відповідно до наведеного співвідношення – зі зменшенням W_k збільшуються $\Delta V_0''$ і V_0'' .

Ефект, зворотний вищеописаному, тобто зменшення порогової напруги при зменшенні ширини каналу, називають оберненим ефектом вузького каналу. Він спостерігається в транзисторах, ширина каналу яких

обмежена окислом, наприклад при ізоляції канавками. У цих випадках напруженість електричного поля на границі з ізолюючими канавками виявляється більше, ніж у центральній частині під заслоном, тому інверсія каналу на границі з канавками настає раніше, ніж у центрі. Це приводить до зменшення ефективної порогової напруги.

У результаті в МДНТ малої геометрії змінювання порогової напруги визначиться як:

$$V_0'' = V_0 - \Delta V_0' + \Delta V'' \quad (3.32)$$

При одночасному зменшенні геометричних розмірів обидві раніше обговорені тенденції (для одночасно вузького й короткого каналу) працюють у протилежних напрямках. Ефект, пов'язаний зі зменшенням ширини, домінує, і зазвичай на практиці спостерігається збільшення порогової напруги при пропорційному скороченні геометричних розмірів.

На порогову напругу короткоканального транзистора малої геометрії впливає й ступінь імплантації каналу. При виготовленні МДНТ з коротким каналом для одержання необхідного значення порогової напруги, зменшення впливу гарячих електронів і запобігання ефекту змикання витока зі стоком використовується неоднорідне легування методом іонної імплантації. Неоднорідність може бути як у вертикальному, так і у поздовжньому (уздовж каналу) напрямку. При цьому ускладнюється вираз для коефіцієнта впливу підкладки, і він перестає бути константою.

Під каналом змикання виключається, якщо $N_A = 0,1N_J$, де

$$N_J = N_A + \frac{Q_j}{x_l} \quad (3.33)$$

У виразі (3.33) Q_j – імплантований заряд, x_l – товщина імплантованого шару (рис. 3.22). При цьому об'ємний потенціал визначиться як

$$V_J = \frac{qN_J}{2K_s\epsilon} x_l^2. \quad (3.34)$$

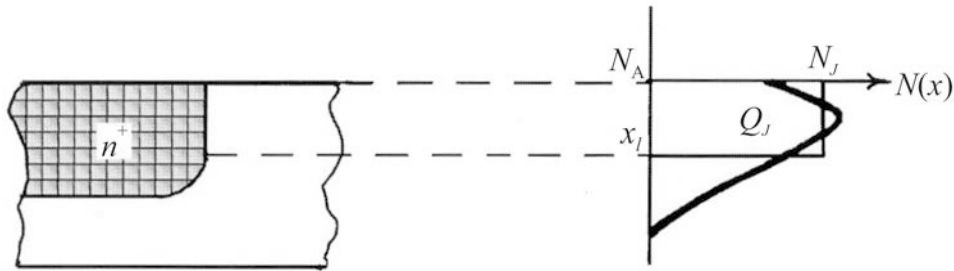


Рис. 3.22. Модель до розрахунку впливу імпантування каналу МДНТ малої геометрії на обмеження ефекту змикання в ньому

Якщо $(2\phi_B - V_{\text{п}}) \leq V_J$, то відповідно до рис. 3.21

$$x_{d1} = \sqrt{\frac{2K_s\epsilon}{qN_J}(2\phi_B - V_{\text{п}})}. \quad (3.35)$$

При зворотній нерівності, коли $(2\phi_B - V_{\text{п}}) > V_J$,

$$x_{d1} = \sqrt{x_l^2 + \frac{2K_s\epsilon}{qN_J}(2\phi_B - V_{\text{п}} - V_J)}. \quad (3.36)$$

У наведених співвідношеннях ϵ визначається в ОПЗ транзистора.

3.6. КНІ технологія в МДНТ малої геометрії

При зменшенні лінійних розмірів елементів НВІС, зростають і паразитні ємності між ізолюючими p - n переходами витoku й стоку й підкладкою, а також опір цих електродів й підвідних провідників. При цьому все більша частина споживаної КМДН-структурами потужності затрачається на заряд вказаних ємностей у момент перемикування

транзистора з одного стану в інший, а час, за який відбувається цей заряд, визначає загальну швидкодію схеми.

Для підвищення цієї швидкодії в дослідницькому підрозділі *IBM (IBM Research Division)* ще на початку 1989 року було запропоновано помістити між поверхневим приладовим шаром кремнію й монокристалічною кремнієвою підкладкою шар ізолятора, який має різко зменшити паразитну ємність й підвищити швидкодію ІС.

Історично МДН транзистори, виготовлені за технологією «кремній-на-ізоляторі» (КНІ МДНТ, *SOI MOSFET*), з'явилися достатньо давно як елементи схем спеціального застосування.

Перші КНІ транзистори мали структуру «кремній-на-сапфірі», і їхньою головною перевагою вважалася відсутність радіаційно-індукованих струмів у *p-n* переходах стоку й витоків.

До початку 90-х рр. ХХ ст. КНІ технології не розглядалися як серйозна альтернатива комерційної об'ємної технології, головним чином, через свою дорожнечу.

Згодом з'ясувалося, що КНІ МДНТ мають достатньо істотні функціональні переваги перед транзисторами звичайних об'ємних технологій з неізолюваною підкладкою.

КНІ – тришарова структура, яка складається з монокристалічної кремнієвої підкладки, на поверхні якої сформований діелектричний шар SiO_2 (бар'єр), закритий зверху тонким шаром монокристалічного кремнію – приладовим шаром. У приладовому шарі формується структура транзистора, у якій області стоку й витоків пронизують приладовий шар наскрізь до шару SiO_2 (структура крайового приладу). Шар SiO_2 (*BOX – buried oxide*) здійснює електричну ізоляцію приладового шару від підкладки (рис. 3.23).

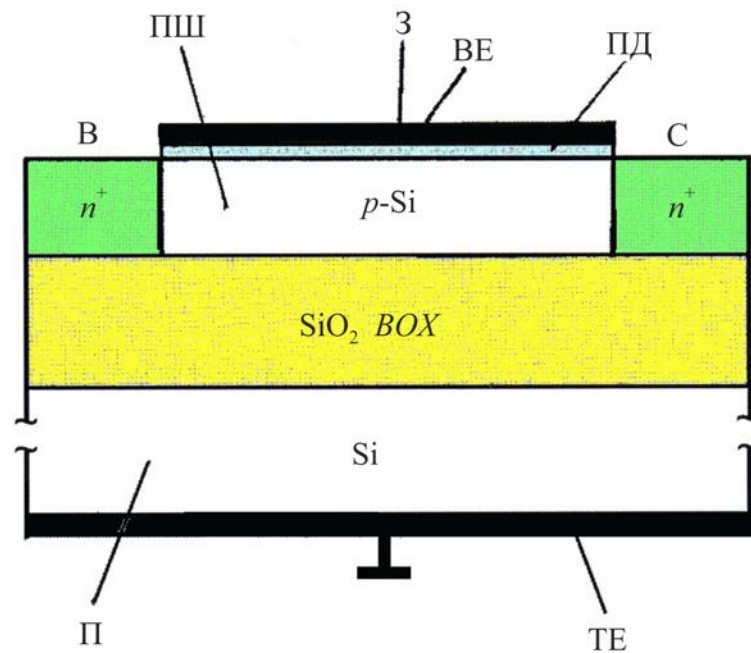


Рис. 3.23. Принципова структура КНІ *n*-МДНТ (кремній на ізоляторі):

П – підкладка (монокристалічний кремній), ПШ – приладовий шар (мк-Si), *BOX* – прихований шар, ПД – підзаслонний діелектрик, BE, TE – верхній і тильний контакти

Наявність діелектричного шару в КНІ виключає цілий ряд паразитних ефектів, які властиві об'ємним МДНТ. Це стосується струмів витікання, фотоструму, який виникає під дією радіації, ефекту засувки в КМДНТ вентиля тощо. Діелектрична ізоляція в КНІ забезпечує міжкомпонентну ізоляцію в ІМС практично за будь-яких схемних конфігурацій вентиля.

Вплив КНІ полягає у тому, що поняття глибини збідненого шару зникає (x_{dep}) і замінюється товщиною кремнію (d_{Si}). Це дозволяє відмовитися від надвисокого рівня легування каналу, що у свою чергу приводить до збільшення рухливості зарядів у каналі.

Перелаштування параметрів КНІ МДНТ визначається товщиною приладового шару: чим менше його товщина, тем менше проникнення поля стік–підкладка, тем менш імовірні ефекти сильного поля в транзисторі.

Структура КНІ така, що вона відкриває реальні можливості мікромініатюризації за межами обмежень плавного наближення аж до значень $l_k \approx 10$ нм. До таких позицій слід віднести:

- зі зменшенням ємностей переходів досягається зменшення ємності вентиля на 15...30 % залежно від типу його схеми. Це означає за всіх інших рівних умов збільшення приблизно у тих же межах його швидкодії;
- зі зменшенням площі переходів зменшуються струми витікання, що відповідає підвищенню енергетичної ефективності активного елемента;
- малий підпороговий струм підвищує температурну стабільність МДНТ до 0,5 мВ/°С й робочі температури до 300 °С;
- мала товщина робочого тіла КНІ МДНТ обумовила високу радіаційну стійкість транзистора (10 Мрад) (рис. 3.24);
- спрощення технології ізоляції дозволяє збільшити рівень інтеграції у КНІ МДНТ в інтегральних мікросхемах на 20...30 %, не змінюючи рівень мікромініатюризації транзистора (рис. 3.25);
- більш просту процедуру скейлінгу, параметрами якого є товщини приладового шару й шару SiO₂, технології одержання яких допускають варіювання їх товщин у широких межах;
- більш широкі функціональні можливості за рахунок використання багатозаслонної структури транзистора.

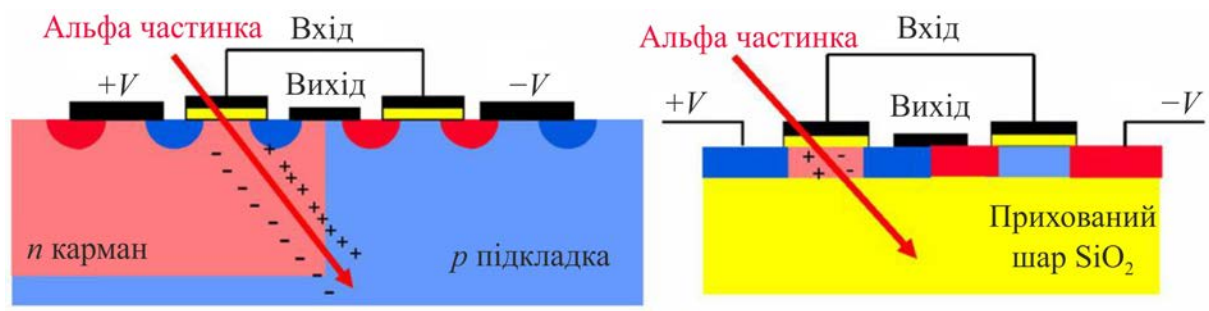


Рис. 3.24. Ілюстрація високої радіаційної стійкості транзистора

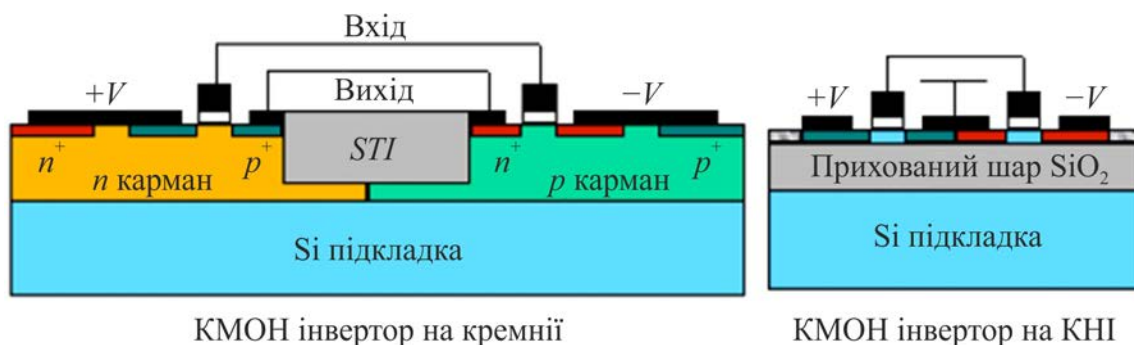


Рис. 3.25. Ілюстрація збільшення рівня інтеграції у КНІ МДНТ

Однією з серйозних проблем у КНІ МДНТ є саморозігрів внаслідок низької термічної провідності шару SiO₂. Перегрів активної області може сягати 100...300 К. Її термічний опір сильно залежить від температури (рис. 3.26).

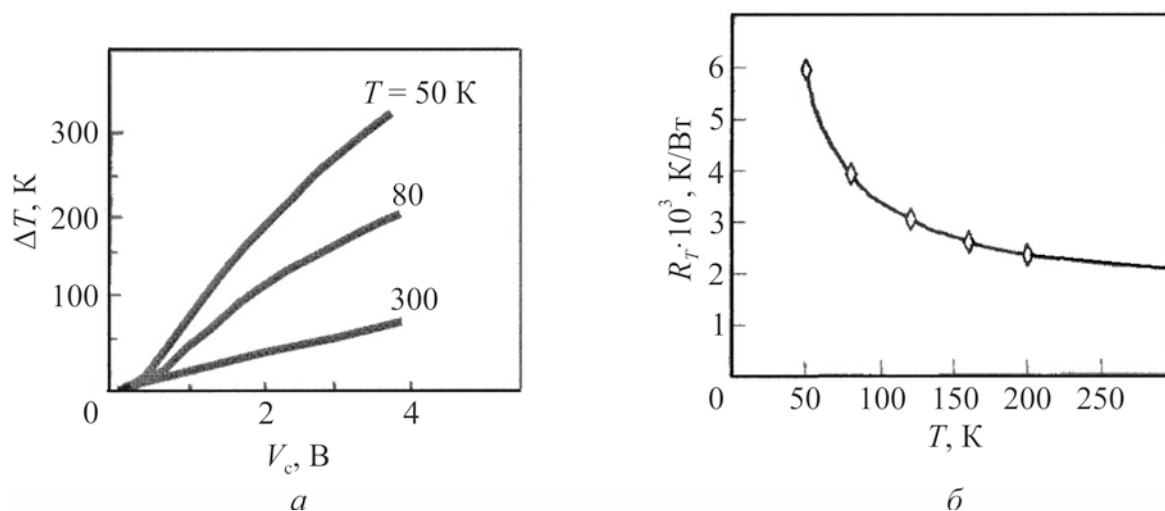


Рис. 3.26. Типові залежності перегріву транзистора від напруги на стоці (а) й температурна залежність його термічного опору в статичному режимі (б)

Температура активної області приладового шару визначається в першому наближенні як

$$T = T_0 + \Delta T = T_0 + R_T P_T, \tag{3.37}$$

де T_0 – температура навколишнього середовища, R_T – термічний опір транзистора, °C/Вт, $P_T = I_c V_c$ – його потужність споживання, Вт.

Перегрів транзистора супроводжується зниженням надійності роботи МДНТ і погіршенням його характеристик.

За сильного перегріву зростає ймовірність прояву в стокових характеристиках від'ємного опору, з чим пов'язана нестабільність роботи транзистора практично за всіма основними його параметрами. Для мінімізації саморозігріву зменшують товщину діелектричного шару, підвищують рівень легування активної області приладу. Однак обидва ці методи мають свої обмеження: d_{SiO_2} – знизу, N_A – зверху.

Ефект саморозігріву швидко знижується в динамічному режимі КНІ МДНТ, а також за низьковольтного режиму його роботи, характерному для короткоканальних приладів.

При всьому цьому КНІ відноситься до технології, яка швидко розвивається, з успіхами якої пов'язані реалізації основних тенденції транзисторної мікроелектроніки – зменшення споживаної потужності активного елемента, підвищення його швидкодії до пікосекундного діапазону, досягнення нанорозмірних проектних норм, ультрависоких рівнів інтеграції у НВІС і УВІС.

3.7. Базові режими КНІ МДНТ

Приладовий аспект у КНІ МДНТ, обумовлений їхньою граничною мікромініатюризацією, більш різноманітний, ніж у випадку розглянутих раніше МДН транзисторів.

На основі КНІ створюються два типи приладів, які відрізняються своїми характеристиками й режимами роботи: із частковим збіднінням активної області (об'єму між витокон і стоком) – *PDT* (*partially depleted*) і з повним, наскрізним збіднінням шару Si – *FDT* (*fully depleted*). Обидва режими визначаються товщиною приладової плівки й ступенем її легування. Товщина плівки кремнію в *PDT* $> 1000 \text{ \AA}$, а у *FDT* $< 1000 \text{ \AA}$ і у короткоканальному транзисторі її товщина не перевищує 300 \AA (рис. 3.27).

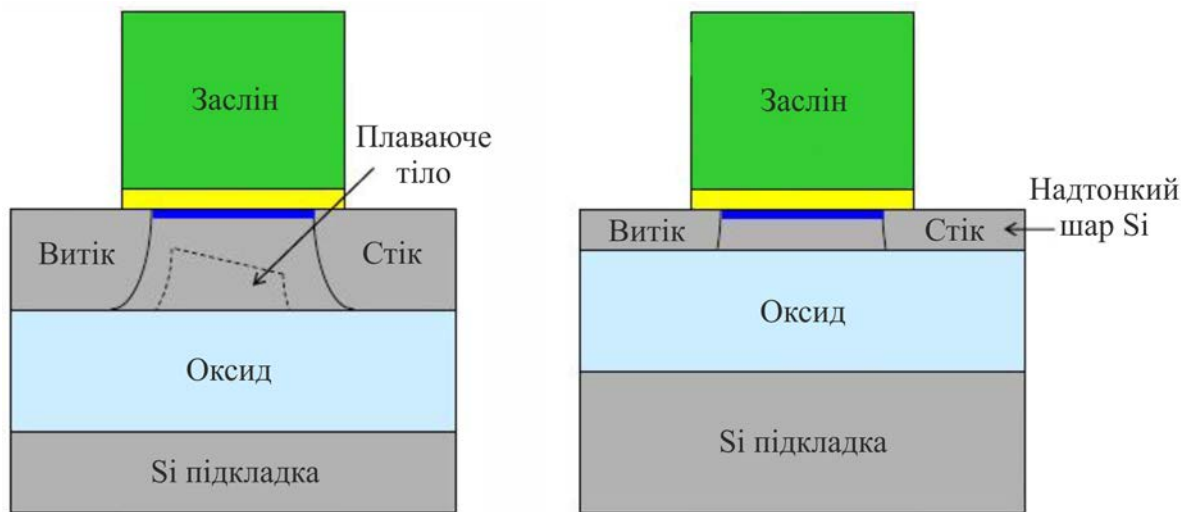


Рис. 3.27. Базові режими КНІ МДНТ

Критерієм, за яким можна розрізняти повністю й частково збіднені КНІ транзистори, є порівняння максимальної товщини збідненої області в районі витоку $[x_d(0) \cong x_d(y=0, \varphi_B = 2\varphi_F)]$ і в районі стоку $[x_d(l) \cong x_d(y=l, \varphi_B = 2\varphi_F + V_{CB})]$ з товщиною шару кремнію d_{Si} .

За виконання умов $x_d(l) < d_{Si}$ маємо частково збіднений випадок (*PD*), якщо ж $x_d(l) > x_d(0) > d_{Si}$ – повністю збіднений (*FD*) випадок. У проміжному випадку, коли $x_d(L) > d_{Si} > x_d(0)$, говорять про так назване динамічне збіднення.

Існують різні варіанти конфігурацій КНІ МДН транзисторів, які включають у себе можливість керування напругою як з верхнього заслона (*front gate*), так і з боку підкладки (нижнього заслона, *back gate*).

На рис. 3.28 показано типову структуру *PDT*, загальний вигляд і його еквівалентну схему. Транзистор сформований у порівняно товстому приладовому шарі, який у *PDT* не перекривається повністю ОПЗ по його товщині, у ній залишається нейтральний об'єм, який виконує роль підкладки, як в об'ємному приладі. У цьому *PDT* мало в чому відрізняється від об'ємних аналогів.

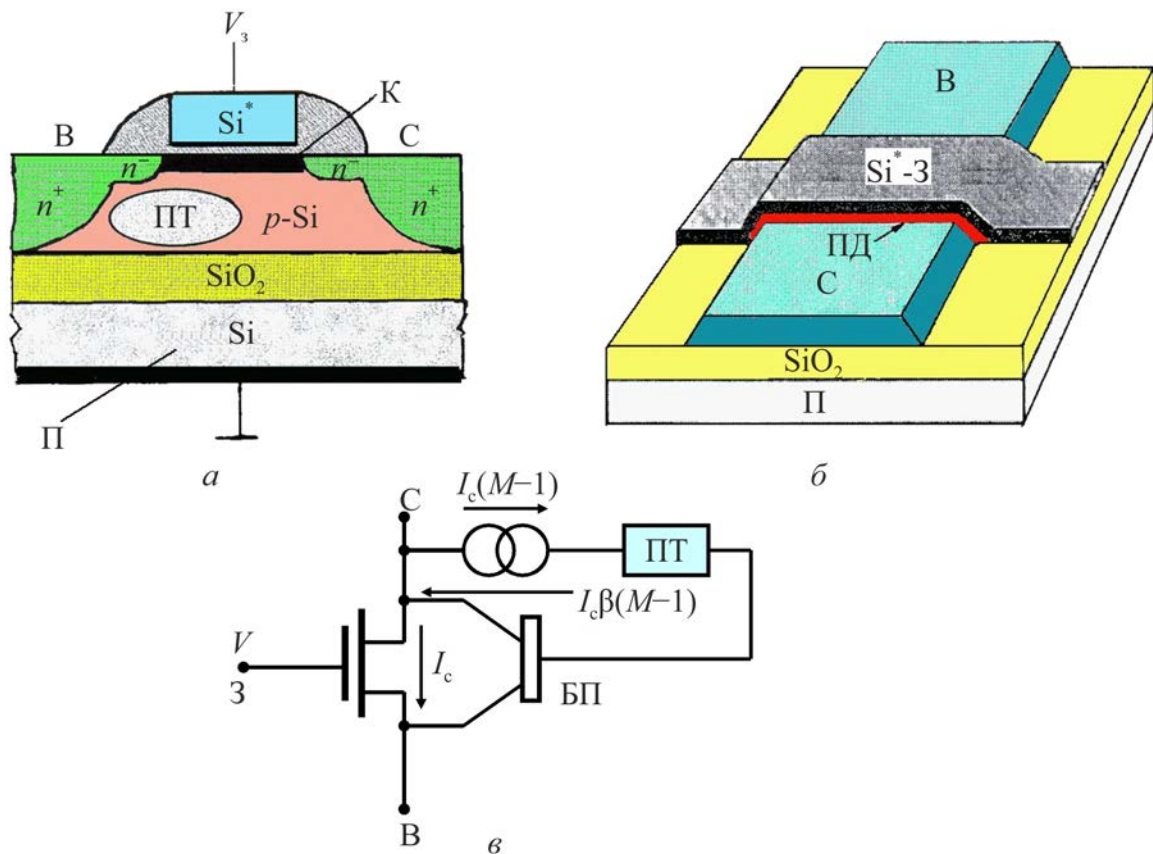


Рис. 3.28. КНІ PDT: а – структура, б – загальний вигляд, в – еквівалентна схема; П – кремнієва підкладка, ПТ – плаваюче тіло, ПД – підзаслонний діелектрик

За відсутності електричного контакту приладового шару з підкладкою КНІ в короткоканалному МДНТ за ударної іонізації в області стоку виниклі дірки ідуть у нейтральний об'єм активної області й накопичуються поблизу витoku (рис. 3.28), підвищуючи його потенціал і знижуючи порогову напругу транзистора. Цей ефект отримав назву ефект плаваючого тіла (*floating body, FB*). На еквівалентній схемі йому відповідає елемент *FB* у колі зворотного зв'язку паразитного транзистора БП, де M – коефіцієнт множення за слабого лавинного пробую.

База частково збідненого КНІ МДНТ ємнісним образом пов'язана з усіма виводами транзистора, що означає збільшення (зменшення) потенціалу бази при збільшенні (зменшенні) потенціалів кожного з електродів. Найчастіше база виявляється у прямозмщеному щодо витoku режимі, що обумовлює зменшення ефективної порогової напруги.

Внаслідок *FBE* (ефект плаваючого тіла) поточне значення потенціалу бази стає функцією попереднього електричного стану приладу. На схемному рівні це приводить до перехідних ефектів різного роду й небажаному розкиду часів поширення сигналу в колах залежно від електричної «передісторії» конкретного кола. Розкид часів затримки в одному транзисторі через ефекти електричної передісторії може становити до 8%.

На рис. 3.29 показано прояви ефекту плаваючого тіла на стокових (*a*) і передатних (*б*) характеристиках *PDT*. На стокових характеристиках він проявляється у вигляді кінк-ефекту (зламу), на передатних – зводиться до ефекту засувки (*latch*). Наслідком кінк-ефекту є обмеження струму стоку й низькочастотного шуму в каналі в режимі насичення стокової характеристики. Ефект засувки є наслідком додатного зворотного зв'язку через плаваюче тіло за слабкої інверсії й високої напруги на стоці.

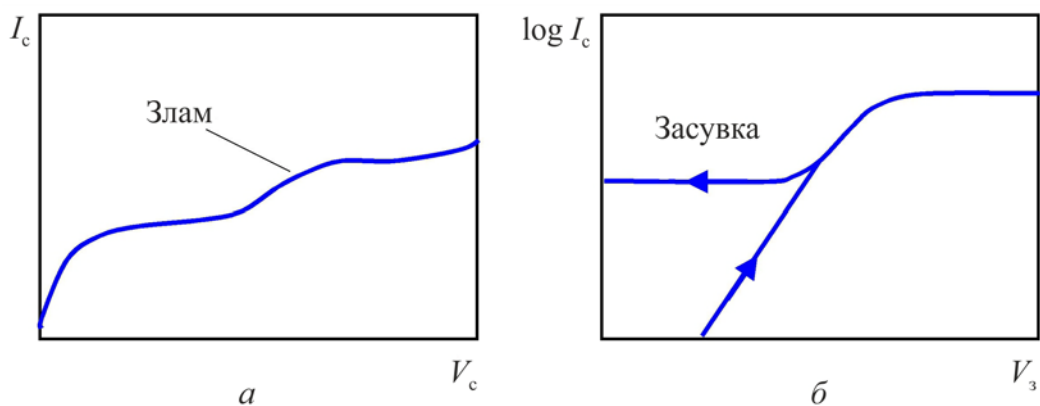


Рис. 3.29. Ілюстрація прояву ефекту плаваючого тіла на стоковій (*a*) і передатній (*б*) характеристиках

Ефект плаваючого тіла залежить від потенціалу активної області, порогової напруги й струму транзистора, що аналогічно впливу потенціалу підкладки на порогову напругу в інтегральному об'ємному МДНТ.

Ефекти плаваючого тіла приводять також до нестационарних нестабільностей і гістерезисів вихідних і передатних ВАХ частково збіднених КНІ МДНТ. Для боротьби з небажаними ефектами плаваючої

бази іноді використовують додатковий контакт бази, який, як правило, з'єднує базу з контактом витoku (*body tie*) і фіксує її потенціал. Така процедура ускладнює процес виготовлення й збільшує ефективні геометричні розміри транзистора.

Для зниження ефекту плаваючого тіла в *PDT* використовують *LDD* технологію, знижують час життя неосновних носіїв, імплантуючи в активну область германій, зміщують потенціал підкладки, реалізують режим повного збіднення.

Режим *FDT* характерний тільки для КНІ МДНТ і практично виключає ефект *FB*.

На рис. 3.30 наведені структура *FDT* і його характеристики, які ілюструють їх відмінності від таких у *PDT*.

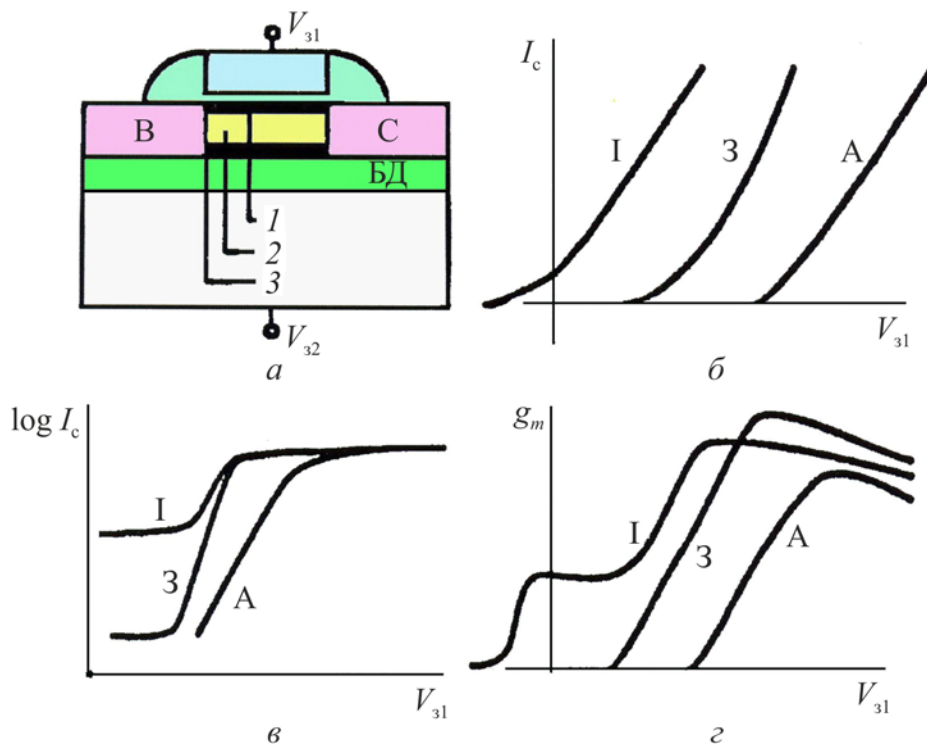


Рис. 3.30. Структура КНІ *FD* транзистора (а): 1 – верхній канал, 2 – ОПЗ, 3 – тильний канал; якісне представлення його характеристик: б – сильна інверсія верхнього каналу, в – слабка інверсія каналу, з – взаємна провідність для режиму тильного каналу:

А – акумуляція, З – збіднення, І – інверсія, БД – бар’єрний діелектрик

Для *FDT* характерно повне виснаження по глибині приладового шару, товщина якого гранично мінімізована. За межами наскрізного виснаження область інверсії при збільшенні потенціалу заслона залишається сталою й дорівнює d_{Si} . *FDT* має, як правило, два заслони: верхній V_{31} і тильний V_{32} (нижній), співвідношення між якими у першому наближенні має вигляд:

$$\Delta V_{31} = \frac{d_{д1}}{d_{д2}} \Delta V_{32}, \quad (3.38)$$

де $d_{д1}$, $d_{д2}$ – товщини підзаслонного й бар'єрного (*BOX*) діелектриків відповідно.

У транзисторі цій ситуації відповідає утворення другого, тильного каналу (рис. 3.31), включеного паралельно з верхнім каналом. Основний керувальний заслін – верхній. Його потенціал $|V_{31}|$ набагато менше потенціалу $|V_{32}|$. Однак режим роботи приладу (акумуляція, збіднення, інверсія) визначається співвідношенням між V_{31} і V_{32} (як це показано на рис. 3.31 для випадку короткоканального транзистора за наявності біля стоку ударної іонізації). Позиція рис. 3.31, *а* відповідає режиму інверсії, рис. 3.31, *б* – акумуляції.

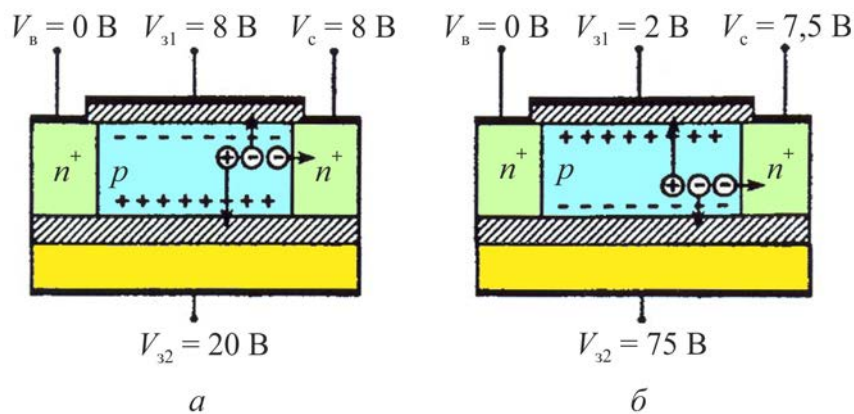


Рис. 3.31. Вплив зміщення на тильному електроді на режим роботи транзистора

Можливі проміжні режими визначаються співвідношенням між V_{31} і V_{32} . За наявності ударної іонізації FDT може переходити в режим роботи із частковим збідненням.

Наявність тильного керувального електрода приводить до наступних особливостей роботи МДНТ.

Порогова напруга зменшується лінійно зі збільшенням V_{32} (рис. 3.30) між режимами акумуляції й інверсії біля тильного каналу. Коефіцієнт зв'язку між двома заслонами пропорційний відношенню $\frac{d_{д1}}{d_{д2}}$.

Крутість передатної характеристики (рис. 3.30) залежить від співвідношення концентрацій дефектів на верхньому й тильному інтерфейсах. Її максимальне значення відповідає ситуації, коли концентрації дефектів на інтерфейсах малі, при тому, що товщина бар'єрного шару набагато більше товщин підзаслонного діелектрика ($d_{д1}$) і приладового шару (d_{Si}).

Взаємна провідність g_m (рис. 3.30) проявляє насичення, коли активується тильний інтерфейс. Найгірший варіант відповідає режиму акумуляції, що приводить до зменшення рухливості в каналі за рахунок впливу вертикального поля й зростання опору каналу внаслідок зміни ОПЗ стоку й витoku.

Обидва заслони можуть бути зв'язні між собою гальванічним зв'язком з керувальною напругою $V_{31,2}$.

Одним зі шляхів зменшення споживаної потужності ІС є зниження напруги живлення. Однак воно не може бути менше збільшеної учетверо порогової напруги. У той же час порогова напруга не може бути зменшена нижче 0,2 В, оскільки це приводить до збільшення підпорогового струму, який визначає споживану потужність у пасивному режимі НВІС.

Розвиток цієї ідеї реалізований в транзисторі з динамічним керуванням (рис. 3.32), у якому верхній заслін зв'язаний безпосередньо з активною областю приладу ($DT - MOSFET, Dynamic Threshold$).

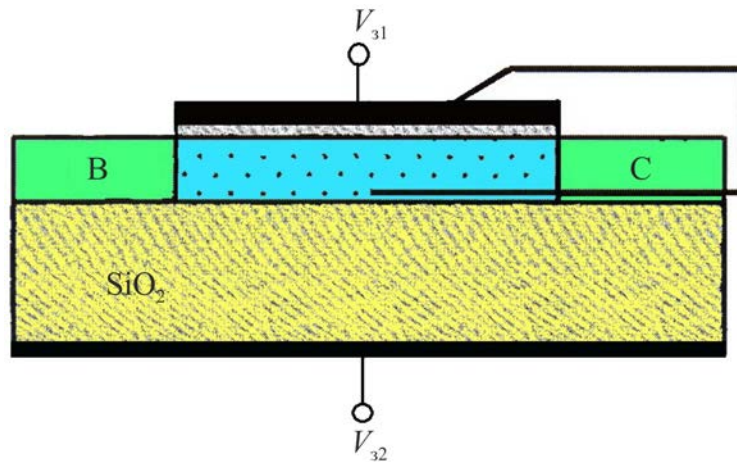


Рис. 3.32. Структура КНІ МДНТ з динамічним керуванням

Таке підключення керувального заслона означає підключення його до бази паразитного біполярного транзистора БП. Це автоматично знижує порогову напругу, збільшує g_m і струм стоку й підвищує швидкодію.

DT – транзистор зі змінною залежно від режиму роботи приладу пороговою напругою ($V_0 = \text{var}$). При вимиканні МДНТ його порогова напруга має бути високою й обмежувати струм витікання. При включенні порогова напруга має бути низькою, що забезпечує високу крутість передатної характеристики транзистора в ключовому його режимі (60 мВ/дек.). У цілому, DT приводить до покращення характеристик МДНТ за робочих напруг $\leq 0,6$ В. При цьому вираш у порівнянні із двозаслонним транзистором, наприклад по g_m , може становити 30...40 %.

Специфіка КНІ визначає й специфіку скейлінга транзисторів. Одно- і двозаслонні транзистори із частковим збідненням не вирішують повною мірою проблему їх граничної мікромініатюризації у зв'язку з погіршенням при скейлінгу їх характеристик, як це мало місце й в об'ємних приладах. Найбільш підходящим для граничної мікромініатюризації представляється FDT , у якому такі параметри, як товщини приладової плівки й бар'єрного шару, легування підкладки й активної області, зміщення на тильному електроді, дозволяють варіювати його характеристики у відносно широких межах.

Зменшення товщини кремнієвого тіла КНІ МДНТ (мова йде тільки про повністю збіднені прилади) приводить до зменшення підпорогового розмаху (S -фактора) і відповідно, до зменшення підпорогових струмів витікання внаслідок зменшення ємності збідненого шару

З іншого боку, рухливість носіїв у каналі зі зменшенням товщини кремнієвої плівки помітно зменшується. Це пояснюється тим, що в дуже тонких базах товщина кремнієвої плівки стає порівнянною з товщиною інверсійного шару (порядку декількох нм), по суті в базі відбувається об'ємна інверсія. Це означає, що на транспорт носіїв у каналі починає впливати додатковий механізм розсіювання на шорсткостях межі поділу з прихованим окислом.

Мінімізація довжини каналу в FDT визначається в основному товщинами приладової плівки (d_{Si}) і підзаслонного діелектрика (d_d). Співвідношення, які визначають мінімальну довжину каналу l_k^* , обмежену режимом плавного наближення, мають вигляд:

$$l_{kFD}^* = \sqrt{0,5 \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_d} d_{Si} d_d} \quad (3.39)$$

і

$$l_{kFD}^* = \frac{d_{Si} + \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_d} d_d}{\pi} \quad (3.40)$$

відповідно, де $\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_d} = 3$ і $d_d < d_{Si}$. Мінімальне значення d_d обмежене тунельним струмом заслона й перебуває біля межі $\geq 50 \text{ \AA}$.

Ефективна довжина каналу, за якої ймовірність появи гарячих носіїв достатньо мала, задається нерівністю $l_{kFD} > l_{kFD}^*$. За умовою обмеження

дрейфової швидкості носіїв у каналі й ефекту змикання приймають $l_{\text{кFD}} \approx 3l_{\text{кFD}}^*$.

Зі співвідношень (3.39) і (3.40) не впливає пропорційна зміна всіх параметрів МДНТ, що підпадають під скейлінг. Товщини d_{Si} і $d_{\text{д}}$ можуть розглядатися як практично незалежні параметри, які обирають з фізико-технологічних аспектів при розробці (проектуванні) і створенні приладу. Основним параметром мікромініатюризації *FDT* є товщина приладової плівки.

На рис. 3.33 наведено розрахункові передатні характеристики КНІ МДНТ за параметром d_{Si} при $d_{\text{д}} = 2$ нм, $l_{\text{к}} = 50$ нм і $V_{\text{с}} = 1$ В.

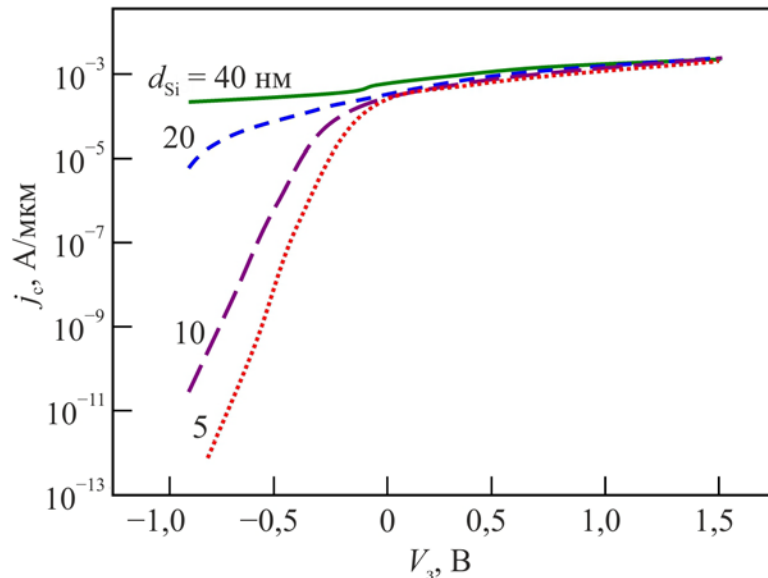


Рис. 3.33. Розрахункові передатні характеристики за параметром товщини приладової плівки d_{Si} при $d_{\text{д}} = 2$ нм, $l_{\text{к}} = 50$ нм і $V_{\text{с}} = 1$ В

Із зіставлення характеристик впливає, що при $d_{\text{Si}} = 40$ нм (близько до об'ємного МДНТ і *PDT*) і $V_{\text{с}} = 1$ В транзистор не вимикається (ефект засувки). Зі зменшенням d_{Si} до 10 нм струм відключення зберігається дуже малим навіть при нелегованому каналі, обмеження при якому обумовлені ($l_{\text{к}} = 50$ нм) ефектом змикання, флуктуацією розподілу домішок, тунелюванням носіїв. З викладеного впливає, що мінімізація каналу досягається у *FDT* зменшенням d_{Si} за межі 10 нм.

Якщо скористатися співвідношеннями (3.39) і (3.40), то при $d_{Si} = 10$ нм, $d_d = 5$ нм довжини каналів складуть 30 і 45 нм відповідно. Для граничного випадку $d_{Si} = d_d = 5$ нм довжини каналів складуть приблизно 20 нм. Остання цифра вже відповідає короткоканальному транзистору.

Однозаслонний *FDT* при $d_{Si} = 5$ нм і $l_k = 25$ нм ще зберігає високу крутість (60 мВ/дек) передатної характеристики. На рис. 3.34 показано структуру транзистора з ультратонким каналом. Области витоку й стоку винесені за межі довжини заслона. Їх нарощування отримане епітаксією з наступною іонною імплантацією для зниження опору n^+ областей і отримання низькоомних контактів до них. Канал транзистора слабо легований, що добре для *FD*, але погано для опору каналу, який за настільки малої його товщині стає високоомним. Звідси – рівень легування каналу має строго контролюватися.

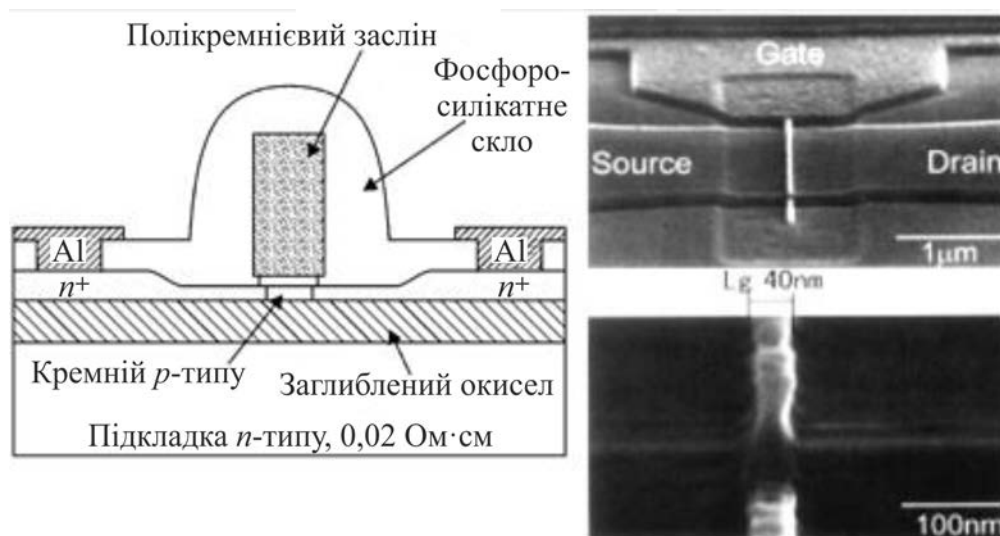


Рис. 3.34. Структура КНІ з ультратонким шаром кремнію (4...18 нм) й довжиною каналу 40 нм (зліва) та її фотографія (зверху). Справа внизу показано заслін транзистора у збільшеному масштабі

Нанорозмірний МДНТ являє собою прилад без об'ємної напівпровідникової підкладки й з повністю інверсійним каналом. При цьому слід мати на увазі, що в малорозмірних каналах ($d_{Si} \leq 5$ нм)

починають проявлятися $2D$ ефекти, що може привести до істотних деформацій характеристик транзистора.

3.8. Двох- і більше заслонні КНІ МДНТ

Відповідно до викладеного впливає, що однозаслонні FDT не вирішують повною мірою проблему їх граничної мікромініатюризації у зв'язку з погіршенням при скейлінгу їх характеристик. При цьому основним фактором обмежень виступає ефект короткого каналу, що погіршує керованість транзистора, що й знижує його надійність.

Подальше просування в мікромініатюризацію КНІ МДНТ обумовлене «приборкуванням» ефекту короткого каналу в них. В остаточному підсумку, цей шлях може впритул наблизити МДН транзистори до наноелектроніки.

На рис. 3.35, *а* наведено елемент двохзаслонного FDT , у якому верхній і тильний заслони ідентичні. На рис. 3.35, *б* показано розрахункові профілі розподілу по товщині каналу електричного поля й концентрації носіїв у FDT з $d_{Si} = 3$ нм при високому рівні легування каналу. З наведених кривих випливає, що за спільної дії обох заслонів має місце об'ємна інверсія каналу на відміну від поверхневої в однозаслонному МДНТ. Неосновні носії протікають по середині товщини каналу і їх взаємодія з інтерфейсами виявляється суттєво обмеженою – знижується поверхневе розсіювання, рівень низькочастотних шумів і ефект короткого каналу, зростає струм стоку й взаємна провідність.

У результаті I_K^* для двохзаслонного МДНТ виявляється у півтора раза менше порівняно з однозаслонним.

Для двохзаслонного FDT характерно:

- ефективне придушення пікового зростання поля поблизу стоку, відповідального за появу гарячих носіїв у каналі;

- зниження критичності товщини приладової плівки при мікромініатюризації каналу;
- більше значення струму транзистора внаслідок паралельного підключення обох каналів.

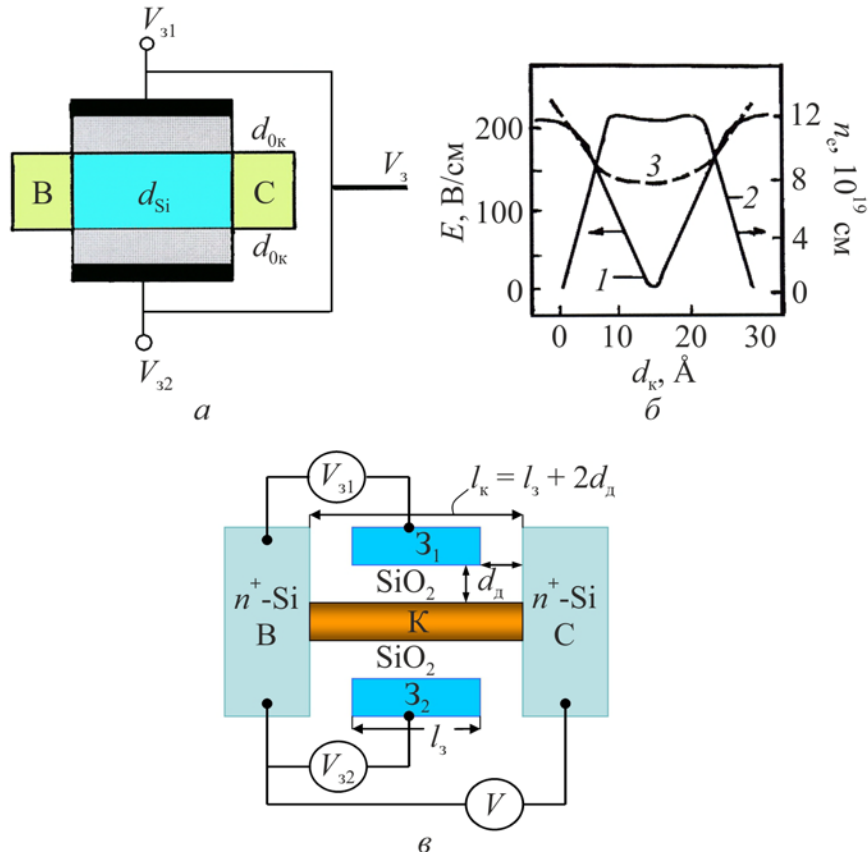


Рис. 3.35. Двохзаслонний FDT: а – розріз уздовж каналу; б – розрахункові характеристики розподілу електричного поля (1) і концентрації електронів (2) по товщині каналу; в – модель для розрахунків

Розвиток ідеї DT- і двохзаслонного транзистора привів до створення транзистора з «дельта»-структурою заслона (рис. 3.36) та із заслоном, який охоплює активну область каналу по всьому його периметру, що одержав назву GAA (Gate All Around) (рис. 3.37).

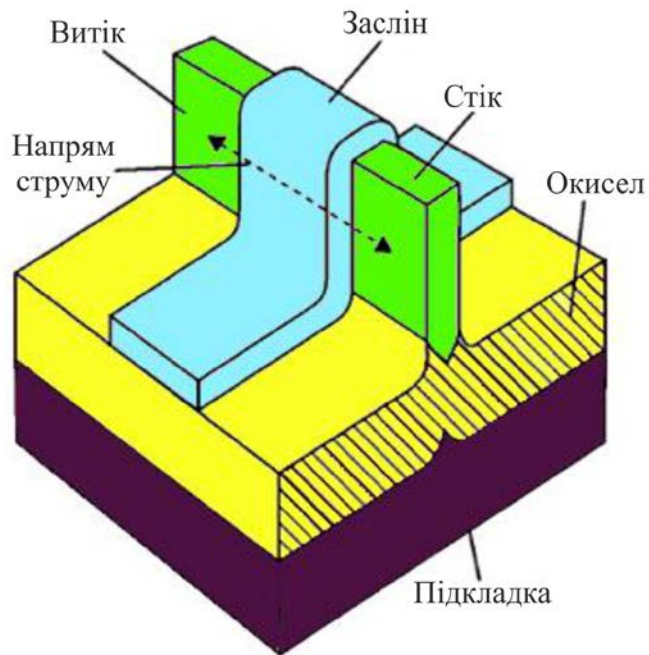


Рис. 3.36. Загальний вигляд моделі КНІ МДНТ із «дельта»-структурою заслона

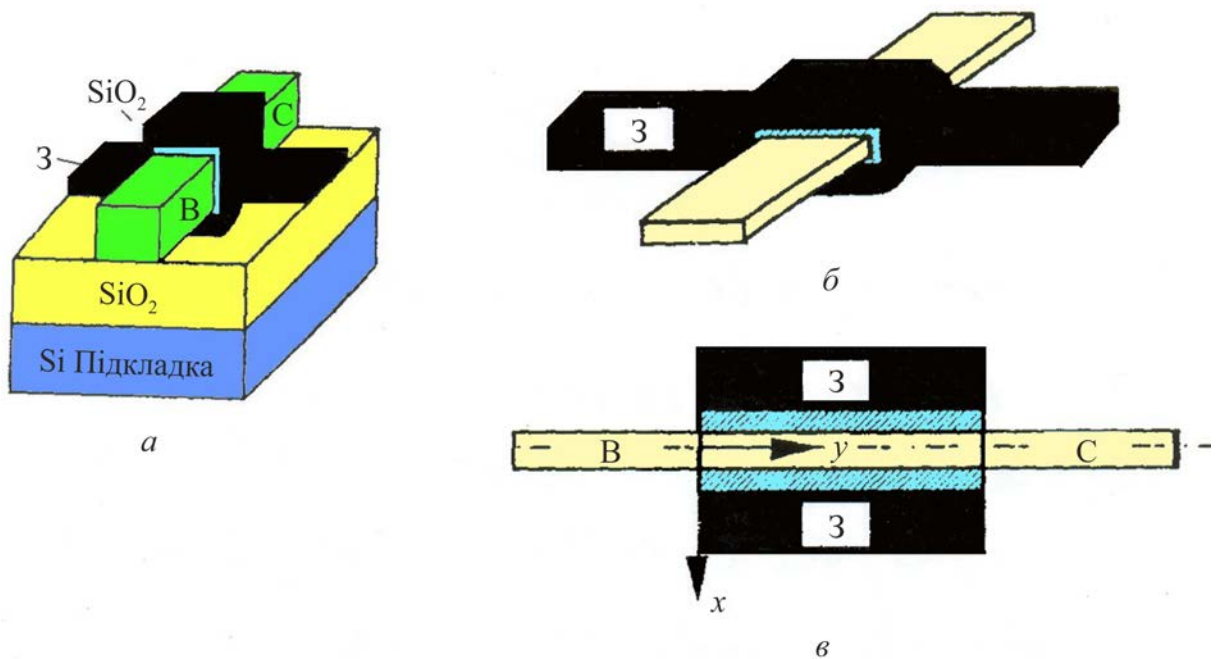


Рис. 3.37. До структури GAA КНІ транзистора: а – схематичне представлення загального виду; б – фрагмент заслона з каналом; в – перетин заслона уздовж каналу

На рис. 3.38 наведено порівняльні передатні характеристики для всіх трьох модифікацій *FDT*. З них випливає, що взаємні провідності стосовно однозаслонних *FDT* зростають для двохзаслонного в два рази, для *GAA* – у три рази. Однак приблизно у тому ж співвідношенні дорожчає технологія транзистора і його інтеграція в структурах інтегральних схем.

Двохзаслонний *FDT* має високі характеристики. Його технологія по суті відповідає стандартній КНІ МДНТ технології. Сьогодні він є добре апробованим ($l_k \leq 20$ нм) швидкодіючим транзистором. Він може виконуватися як у планарній геометрії, так і у вертикальній (рис. 3.39).

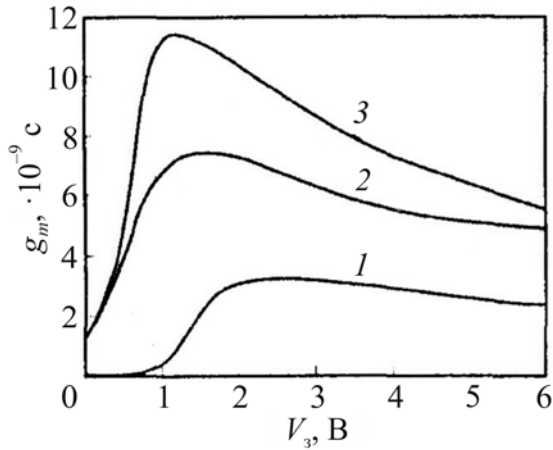


Рис. 3.38. Порівняльні передатні характеристики *FDT*:

1 – однозаслонний, 2 – двохзаслонний,
3 – *GAA*

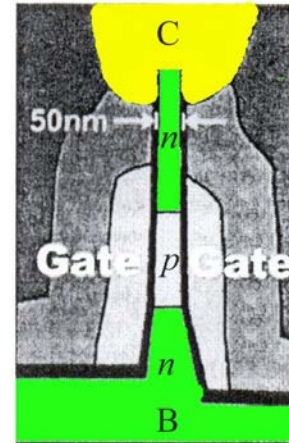


Рис. 3.39. Перетин двохзаслонного *FDT* вертикальної геометрії

Структура й принцип дії МДНТ допускають створення приладу із чотирма заслонами (рис. 3.40).

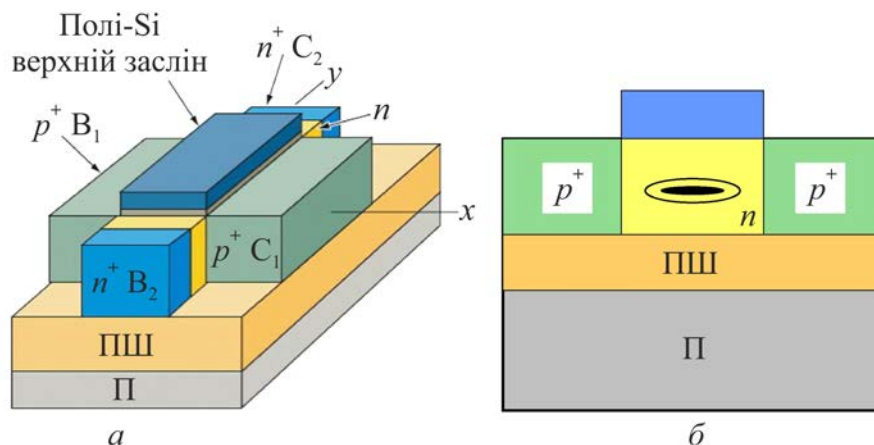


Рис. 3.40. Структура чотирьохзаслонного КНІ МДНТ:

П – підкладка, ПШ – прихований шар SiO_2

Структура й режим роботи чотирьохзаслонного КНІ МДНТ відповідають частковому збідненню каналу. Він містить, аналогічно двохзаслонному транзистору, верхній і тильний заслони й два латеральні заслони, сполучені з функціями витоку й стоку. Останнім управляють перетином каналу аналогічно тому, як це відбувається в польових транзисторах.

Кожний заслін може незалежно здійснювати керування транзистором (включення й вимикання). Модуляція провідністю є наслідком спільного керування за рахунок польового й інжекційного ефектів. Максимальний опір каналу має місце, коли його перетин обмежений квантово-розмірними ефектами (квантовий дріт), мінімальне – коли на латеральних заслонах відсутнє зміщення.

Чотирьохзаслонний КНІ МДНТ – прилад з більш високою функціональністю, ніж традиційний МДН об'ємний або КНІ. Сьогодні він навряд чи може знайти застосування в сучасній інтегральній мікроелектроніці НВІС не тільки через більш складну й більш дорогую технологію. Чотирьохзаслонний КНІ МДНТ скоріше слід розглядати як елемент приватного застосування. Разом з тим інтерес до нього з боку наноелектроніки не позбавлений резону.

3.9. Вплив інжекції гарячих носіїв на деградацію МДНТ малої геометрії

З ефектів сильного поля у короткоканальних МДНТ найбільшого значення набуває інжекція гарячих носіїв, які виникають в області стоку. Вони, у першу чергу, відповідальні за деградацію й надійність роботи транзистора, що обмежує його час наробки на відмову (ЧНВ).

Ефект сильного поля приводить до пінчевання каналу (рис. 3.41). На ділянці Δl_k поле E_m біля стоку максимально. За сильних нагрівальних полів у цій області відбувається ударна іонізація ґратки кремнію. Силові лінії

поля зміщаються у підкладку, куди спрямовуються дірки, створюючи струм витікання $I_{\text{п}}$.

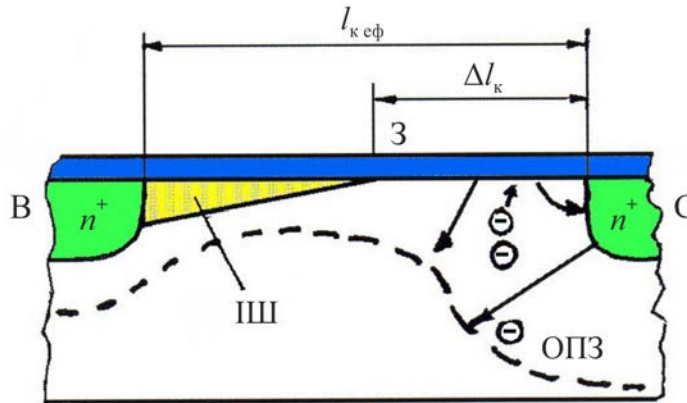


Рис. 3.41. Пінчевання каналу в короткоканальному n -МДНТ внаслідок ефекту сильного поля; ІІІ – інверсний шар

Пінчевання каналу в МДНТ має місце, коли потенціал стоку V_c стає більше потенціалу насичення $V_{c\text{нас}} = V_s - V_0$ (рис. 3.42). У режимі $V_c > V_{c\text{нас}}$ довжина каналу $l_{\text{к}}$ не є більшою сталою величиною. При цьому I_c зростає відповідно до співвідношення

$$I_c = \frac{l_{\text{к}}}{l_{\text{к}} - \Delta l_{\text{к}}(V_c)} I_{c\text{нас}}, \quad (3.41)$$

де

$$\Delta l_{\text{к}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(V_c - V_{c\text{нас}})}{qN_n}}, \quad (3.42)$$

де qN_n – заряд області збіднення; $V_{c\text{нас}} = V_0 - \phi_B + V_s$.

У виразі (3.42) $V_{c\text{нас}}$ розраховується при заданому $l_{\text{к}}$ без врахування пінчевання.

Пінчевання каналу й гарячі носії у короткоканальному МДНТ інтегрально проявляються на стокових, вихідних характеристиках транзистора (рис. 3.42). Як видно, у них ділянка насичення (т. 2)

характерно не проявляється, за межами якого (т. 3) струм стоку починає швидко зростати. Такі деградовані характеристики $I_c = f(V_c)$ незручні для використання їх у ключовому режимі.

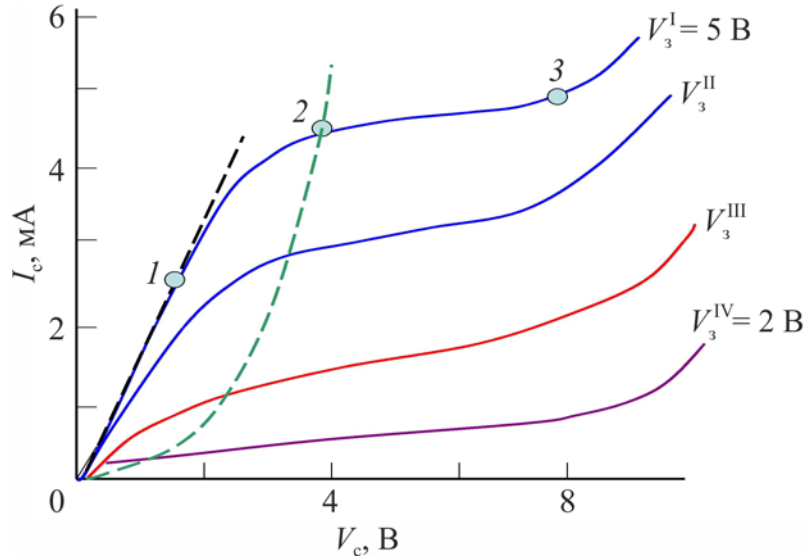


Рис. 3.42. Деформація вихідних характеристик короткоканального n -МДНТ із від’ємним зміщенням на підкладці: 1 – кінець лінійної ділянки за низького потенціалу стока; 2 – вихід на насичення в режимі пінчевання каналу; 3 – початок слабкого лавинного пробою

Оцінка деградації характеристик і параметрів МДНТ базується на обробці статичних даних і емпіричних співвідношеннях, що впливають із них при використанні тієї або іншої моделі.

Тут ми не будемо робити детальний аналіз механізмів деградації, а обмежимося загальною оцінкою, виходячи з емпірики, яка може бути отримана з виразу

$$\Delta\xi \sim \left[\frac{I_c}{W} \left(\frac{I_{\text{пmax}}}{I_c} \right)^{\frac{\varepsilon_{im}}{\varphi_i}} t \right]^n, \quad (3.43)$$

де $\Delta\xi$ – зміна, деградація того або іншого параметра транзистора (V_0 , g_m , $I_{\text{сп}}$, I_c тощо); W – ширина транзистора, обмежена знизу W_k , $I_{\text{пmax}}$ –

максимальний струм підкладки, А; I_c – струм стоку, що відповідає $I_{п\max}$, А; ε_{im} – порогове значення енергії, яке відповідає втратам надійності приладу, еВ; φ_i – енергія ударної іонізації, еВ; t – час наробки на відмову ($t_{чнв}$), с; $n < 1$ – емпіричний коефіцієнт, для кремнієвих МДНТ він укладається в межі 0,3...0,7.

Для визначення струму підкладки використовується проста апроксимація:

$$I_{п\max} \approx 2I_c \exp\left(-\frac{\varphi_i}{q\lambda_e E_m}\right), \quad (3.44)$$

де λ_e – довжина вільного пробігу гарячого електрона.

У цих наближеннях апроксимація для $t_{чнв}$ має вигляд

$$t_{чнв} \approx \left(\frac{I_{п\max}}{W}\right)^{\frac{\varepsilon_{im}}{\varphi_i}}, \quad (3.45)$$

де для кремнієвих приладів $\frac{\varepsilon_{im}}{\varphi_i} = 3$.

Час наробки на відмову в формулі (3.45) визначається на сталому струмі за заданим значенням $\Delta\xi$. Величина $\Delta\xi/\xi$ при виборі задається з урахуванням конкретних умов роботи приладів, схеми їх включення й інших факторів. Виходячи зі статистичних оцінок, найчастіше приймається величина $\Delta\xi/\xi = 0,1$.

З викладеної методології можна зробити оцінку впливу масштабування на деградацію приладу. Виходячи з відомого вже факту, що $I_{п}$ зростає зі зменшенням l_k , можна записати

$$I_{п} \sim \exp\left(-\frac{B}{E_m}\right). \quad (3.46)$$

Приймаючи далі $E_{m(\text{ск})} \approx S_M E_m$, отримаємо

$$\frac{I_{\text{п(ск)}}}{I_{\text{п}}} = \exp \left[-\frac{B}{E_m} \left(\frac{1}{S_M} - 1 \right) \right], \quad (3.47)$$

звідки випливає, що за скейлінгу час наробки на відмову зменшується як

$$\Delta t_{\text{чНВ}} \sim \exp \left[\frac{mB}{E_m} \left(\frac{1}{S_M} - 1 \right) \right], \quad (3.48)$$

де m і B – емпіричні параметри при апроксимації

$$t_{\text{чНВ}} = B \left(\frac{1}{I_{\text{п}}} \right)^m,$$

тут $m = 2 \dots 3,5$ для n -канальних МДНТ.

З викладеного випливає, що час наробки на відмову в МДНТ малої геометрії зменшується зі збільшенням рівня мікромініатюризації.

Висновок фактично очевидний, але корисний для міркування.

На закінчення необхідно підкреслити, що досяжний рівень мікромініатюризації й інтеграції обмежується можливостями мікролітографії (фото, електронно-променевої, рентгенівської, іонно-променевої і, може бути, якої-небудь ще). Серед її обмежень достатньо вагомим є економічний фактор, вагомість якого зростає зі збільшенням її роздільної здатності, збільшенням діаметра пластин і вимогам по виходу придатних. Разом з тим, мікролітографія – це базова ключова технологія створення інтегральних схем будь-якого рівня.

4. ПАРАЗИТНІ ПАРАМЕТРИ МДН ТРАНЗИСТОРА І ЇХ ОЦІНКА

Зі збільшенням рівня мікромініатюризації МДНТ при зниженні споживаної ними потужності й збільшенням швидкодії при оцінці характеристик транзистора необхідно враховувати його паразитні параметри, такі як R і C , відповідальних за погіршення фактора якості й збільшення струмів витікання. Особливо це суттєво для комп'ютерних систем пам'яті. Базовим елементом пам'яті (статичної, динамічної або енергонезалежної) у мікроелектроніці залишається транзистор з його лінією зв'язку у вентилях.

4.1. Резисторна схема МДНТ

Спрощену схему резисторного кола МДН транзистора наведено на рис. 4.1. У ній тільки опір каналу R_k не є паразитним. Він є найбільшим опором у схемі. Його величина обмежується рухливістю носіїв у каналі та рівнем легування каналу.

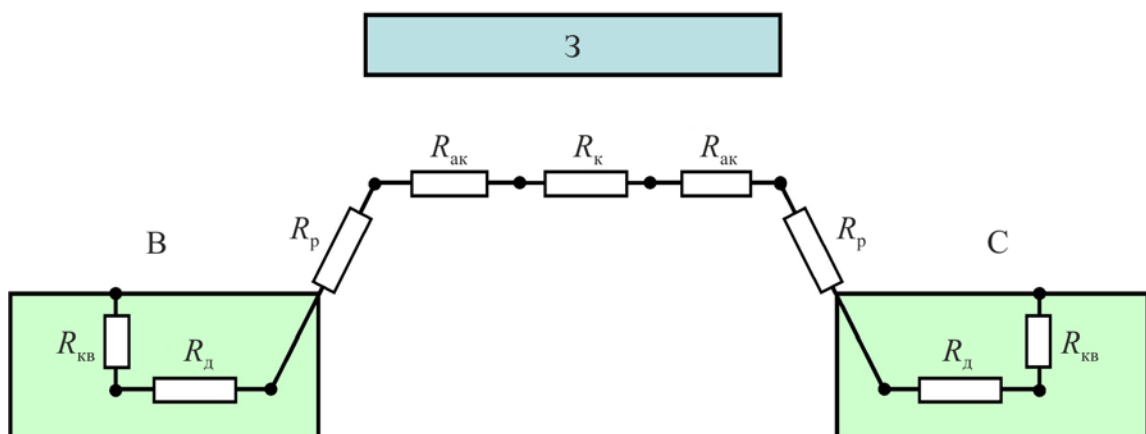


Рис. 4.1. Спрощена схема резисторного кола МДН транзистора. Опори: R_k – каналу, $R_{ак}$ – акумуляції, R_p – розсіювання, R_d – дифузійний, $R_{кв}$ – контактний

Усі інші опори є паразитними, величини яких мають бути мінімізованими. До них відносяться опори: акумуляції $R_{ак}$, розсіювання R_p ,

дифузійний R_d і контактний $R_{кв}$. У загальному випадку контактний опір містить у собі опір областей слабого легування R_{ldd} біля стоку/витоку.

Як видно з рис. 4.1, усі опори включені послідовно. Це визначає повний опір транзистора R_{Π} у вигляді:

$$R_{\Pi} = R_{к} + 2(R_{ак} + R_p + R_d + R_{кв}) = \frac{V_c}{I_{снас}}. \quad (4.1)$$

На рис. 4.2 наведено схему паразитних опорів у структурі контакт–канал. Їх приблизні величини для трьох рівнів мікромініатюризації, l_{\min} , наведено в табл. 4.1. З неї випливає, що контактний опір $R_{кв}$ в структурі паразитних опорів є визначальним за величиною. Обидва опори $R_{к}$ і $R_{кв}$ в основному й визначають латеральний опір МДН транзистора.

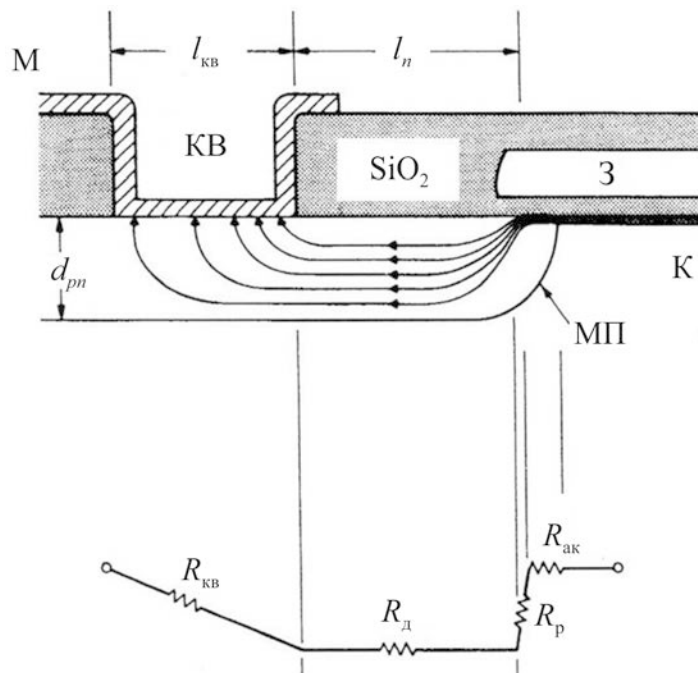


Рис. 4.2. Схема паразитних опорів у структурі контакт–канал: М – метал, 3 – заслін, К – канал, KB – контактне вікно, МП – металургійний перехід

Вплив скейлінгу на параметри резисторної схеми МДН транзистора

Параметр	Мінімальний розмір у транзисторі, λ , мкм		
	0,5	0,25	0,1
$I_{c\text{ нас}}, \text{ мкА/мкм}$	300	500	500
$V_{\text{кк}}, \text{ В}$	3,3	2,5	1,5
$l_{\text{еф}}$	0,35	0,18	0,08
$R_{\text{п}} = V_{\text{кк}}/I_{c\text{ нас}}, \text{ кОм}$	6,67	6,67	10
$R_{\text{ldd}}, \text{ кОм/}\square$	1	2,8	2
$\rho_{\text{с}}, \text{ Ом/}\square$	200	250	300
$R_{\text{кв}}, \text{ кОм}$	0,564	1,8	10,2
$R_{\text{кв}}, \text{ Ом}$ (із силіціюванням)	105	320	1700

Для короткоканальних транзисторів $R_{\text{к}}$ має порядок одиниць кОм, а $R_{\text{кв}}$ – сотень Ом. Зі збільшенням рівня мікромініатюризації відношення $R_{\text{к}}/R_{\text{кв}}$ зменшується за рахунок площі контактів. Так, для $l_{\text{к}} > 0,35$ мкм $R_{\text{кв}} \approx 0,1 R_{\text{к}}$, для $l_{\text{к}} < 0,25$ мкм $R_{\text{кв}} \approx 0,3 R_{\text{к}}$ і більше.

Зі збільшенням рівня мікромініатюризації зростають усі опори пропорційно масштабному коефіцієнту S_M , у тому числі й $R_{\text{п}}$. Однак це не приводить до істотного зниження швидкодії по параметру τ_{RC} , тому що за скейлінгу із зростанням R пропорційно зменшуються паразитні ємності в структурі транзистора. Однак для підвищення швидкодії необхідно зменшувати як ємності, так і опори.

Якщо в МДНТ витік/стік виконані на основі силіцидної технології, а заслін – за самосуміщеною, що типово для приладів малої геометрії, то дифузійною компонентою в структурі паразитних опорів можна знехтувати в силу малості $R_{\text{д}} \sim l_n$, де l_n – середня довжина переносу (див. рис. 4.2). Опір $R_{\text{д}}$ лежить у межах від десятків до сотень Ом/□. Малим розмірам ширини контактного вікна відповідають більші значення $R_{\text{д}}$.

Силіціювання контакту з метою зниження контактного опору не вимагає великої товщини силіцидного покриття, яке має бути значно менше глибини переходу d_{pn} стоку/витоку. Якщо товщина силіцидного

шару буде порівняна з d_{pn} , то усередині області n^+ виникає шар з великим опором, що збільшує в кілька разів контактний опір між силіцидом і кремнієм. Це пов'язано зі зменшенням концентрації легувальної домішки N_D углиб дифузійної області контакту. Наявність бар'єра ϕ_B між силіцидом і кремнієм приводить до експоненціального збільшення питомого опору

$$\rho_{KB} \sim \exp\left(\frac{\phi_B}{\sqrt{N_D}}\right), \text{ а разом з ним і } R_{KB}.$$

Для оцінювання в загальному випадку може бути використана формула:

$$R_{KB} = \frac{\sqrt{\rho_{KB}\rho_c}}{W_{KB} \operatorname{th}\left(\frac{l_{KB}}{l_n}\right)}, \quad (4.2)$$

де ρ_{KB} – питомий поверхневий опір контакту, який зазвичай лежить у межах $10^{-6} \dots 10^{-7}$ Ом·см²; ρ_c – питомий опір області стоку, який не перевищує 200...300 Ом/□; W_{KB}, l_{KB} – ширина й довжина контактного вікна, l_n – середня довжина переносу носіїв від заслона до контакту (рис. 4.2), яка визначається формулою:

$$l_n = \sqrt{\frac{\rho_{KB}}{\rho_c}}. \quad (4.3)$$

Якщо прийняти при $l_{\min} = 0,5$ мкм, $\rho_{KB} = 1 \cdot 10^{-6}$ Ом·см², $\rho_c = 200$ Ом/□, $W_{KB} = 3l_{\min} = 1,5$ мкм, $l_{KB} = l_{\min} = 0,5$ мкм, то $l_n = 0,5$ мкм, $\operatorname{th}\frac{l_{KB}}{l_n} = 0,76$, і відповідно до формули (4.2) одержимо $R_{KB} = 140$ Ом.

У формулі (4.2) параметром її трансформації є відношення $\frac{l_{\text{KB}}}{l_n}$.

Якщо при цьому $l_{\text{KB}} \leq 0,6l_n$, то для оцінки R_{KB} можна використовувати співвідношення

$$R_{\text{KB}} \approx \frac{\rho_{\text{KB}}}{W_{\text{KB}} l_{\text{KB}}}. \quad (4.4)$$

За тих же параметрів: $W_{\text{KB}} = 1,5 \text{ мкм}$, $l_{\text{KB}} = 0,5 \text{ мкм}$ відповідно до співвідношення (4.4) R_{KB} буде дорівнювати 130 Ом, що не перевищує 10 % відносно формули (4.2).

З виразу (4.4) випливає, що зі збільшенням рівня мікромініатюризації контактний опір буде зростати пропорційно S_M^2 й може стати обмежуючим швидкодію транзистора.

Така ситуація може виявитися близькою вже за $l_{\text{min}} = 0,15 \text{ мкм}$. Якщо тепер прийняти $l_{\text{min}} \approx W_{\text{KB}} \approx l_{\text{KB}}$ і $l_{\text{KB}} \geq 1,5l_n$, то R_{KB} зручніше визначати за формулою

$$R_{\text{KB}} \approx \frac{\sqrt{\rho_{\text{KB}} \rho_c}}{W_{\text{KB}}} \sim S_M, \quad (4.5)$$

звідки випливає $R_{\text{KB}} \approx 1100 \text{ Ом}$.

Тут слід підкреслити, що контактний опір разом з опором R_{idd} залишається значно менше опору транзистора у режимі насичення. У цьому режимі паразитними опорами можна знехтувати.

У лінійному режимі за малої напруги стоку паразитними опорами нехтувати не можна й, у першу чергу, контактним опором. При мікромініатюризації транзистора на рівні 0,1 мкм опір R_{KB} може виявитися найбільшим у резисторному колі.

Для зменшення в субмікронній технології ($l_{\min} \sim 0,1 \text{ мкм}$) контактні області стоку/витоку виносяться за межі каналу й піднімають.

4.2. Ємнісна схема МДНТ

Спрощену ємнісну схему МДНТ наведено на рис. 4.3. У ній тільки ємність заслона C_3 не є паразитною. Нею визначається вихідний струм транзистора. Усі інші внутрішні ємності є паразитними. Ємності заслін-виток $C_{зв}$ і заслін-стік $C_{зс}$ входять у фізичну структуру заслона. Але вони не впливають на розподіл струму в каналі й, отже, відносяться до паразитних параметрів, що входять в ефективну ємність заслона у вигляді:

$$C_{\text{еф}} = C_3 + C_{зв} + C_{зс}. \quad (4.6)$$

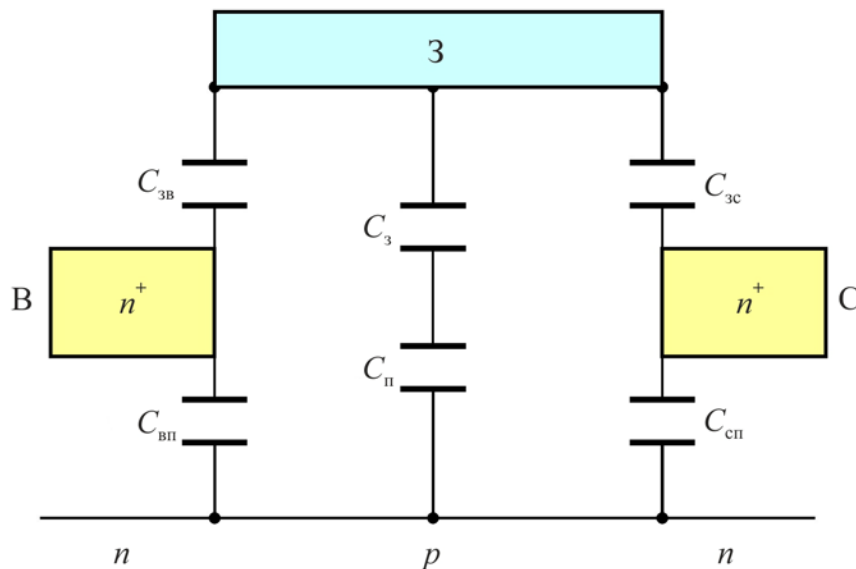


Рис. 4.3. Спрощена ємнісна схема МДНТ

Сума $C_{зв} + C_{зс}$ становить приблизно 15...20 % від ємності заслона, що визначає ефективну ємність як

$$C_{\text{еф}} \approx (1,15 \dots 1,20) C_3. \quad (4.7)$$

Ємності витік–підкладка $C_{\text{вп}}$ й стік–підкладка $C_{\text{сп}}$ обумовлені $p-n^+$ переходами між контактними областями і підкладкою. Їхні величини визначаються формулою

$$C_{pn^+} = \varepsilon_{\text{Si}} \frac{S_A}{W_{\text{ОПЗ}}}, \quad (4.8)$$

де $\varepsilon_{\text{Si}} = 1,05 \cdot 10^{-12}$ Ф/см – абсолютна діелектрична проникність кремнію, S_A – площа контактної області витоку/стоку. Область просторового заряду визначається відомою формулою

$$W_{\text{ОПЗ}}^2 = \frac{2\varepsilon_{\text{Si}}V}{qN_{\text{п}}}, \quad (4.9)$$

де $N_{\text{п}}$ – рівень легування підкладки, $q \cong 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона.

Якщо прийняти $N_{\text{п}} = 10^{17}$ см⁻³, $V = 3,3$ В, $S_A = 1$ см², то питома ємність C_{pn^+} на одиницю площі буде дорівнювати $5 \cdot 10^{-8}$ Ф/см² або 0,5 фФ/мкм². При цьому сумарна ємність відносно підкладки C_j буде дорівнювати

$$C_j = C_{\text{зп}} + C_{\text{сп}} \leq 0,2 C_3. \quad (4.10)$$

Ємність заслона C_3 , яка входить у вирази (4.7) і (4.10) визначається як

$$C_3 = C_0 \cdot l_{\text{к}} \cdot W_{\text{к}}, \quad (4.11)$$

де $C_0 = \frac{\varepsilon_{\text{д}}}{d_{\text{д}}}$ – питома його ємність; $\varepsilon_{\text{д}}$, $d_{\text{д}}$ – діелектрична проникність і товщина підзаслонного діелектрика. Якщо таким діелектриком є термічний

SiO₂, то його абсолютна діелектрична проникність буде дорівнювати $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 0,345 \text{ пФ/см}$. Для транзистора з $l_k = 0,35 \text{ мкм}$, $W_k \approx 1 \text{ мкм}$ (W_k лежить у межах від $3l_k$ до $10l_k$), $d_{\text{SiO}_2} = 150 \text{ нм}$ відповідно до (3.59) ємність складе $\sim 1,5 \text{ фФ}$.

Якщо не враховувати паразитних параметрів транзистора, то його час затримки оцінюється формулою:

$$\tau_{\text{п}} = C_3 \frac{V}{I_{\text{нас}}}. \quad (4.12)$$

При $V = 3,13 \text{ В}$, $I_{\text{нас}} = 0,4 \text{ мА}$, $\tau_{\text{п}}$ буде дорівнювати 12 пс, що відповідає $f_{\text{гр}} = 50 \text{ ГГц}$. З урахуванням паразитних ємностей $C_{3 \text{ еф}} \approx C_3 + 0,4 C_3 = 2,1 \text{ фФ}$ час затримки за наведених цифр зростає до 25 пс і в стільки ж разів зменшується $f_{\text{гр}}$.

Таким чином, паразитні параметри транзистора є обмежуючим чинником його швидкодії й фактора якості. Тип транзистора, його геометрія й технологія мають передбачати максимальну мінімізацію його паразитних параметрів.

При цьому необхідно враховувати схеми включення транзистора (транзисторів) в інтегральні мікросхеми.

4.3. Ємнісна структура КМДНТ вентиля

Таким вентилям у мікросхемотехніці є простий КМДНТ інвертор, принципову схему якого наведено на рис. 4.4. Вона складається з двох транзисторів, включених послідовно: ключового n -МДНТ і навантажувального p -МДНТ із загальним входом на обидва заслони. Таке включення транзисторів називається комплементарним. Такий елементарний вентиль є базовим у ЦІС, у тому числі, у ВІС і НВІС.

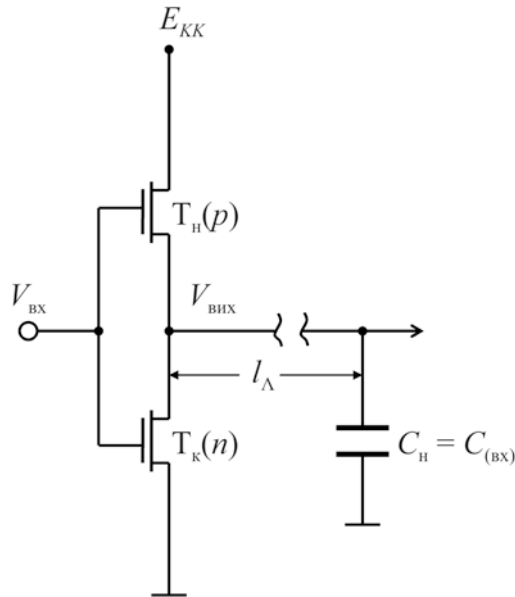


Рис. 4.4. Принципова комплементарна схема простого інвертора:
 $T_{к(n)}$ – ключовий n -транзистор, $T_{н(p)}$ – навантажувальний p -транзистор

Навантаженням інвертора є вхідна ємність $C_{н}$, зв'язана з інвертором сигнальною лінією довжиною $l_{л}$. Ємність $C_{н}$ визначається ємністю вентиля, який навантажує інвертор.

У кремнії рухливість дірок більш, ніж удвічі менше рухливості електронів. У послідовному колі струм має бути однаковий для обох транзисторів. Це визначає $W_{к(n)} = W_{н(p)}/2$ ємність інвертора без врахування лінії зв'язку у вигляді:

$$C_{ін} = C_n + 2C_n = 3C_n, \quad (4.13)$$

де C_n – ємність ключового транзистора.

При цьому час затримки інвертора буде дорівнювати

$$t_{3i} = \frac{C_{ін} E_{КК}}{I_{ВЫХ}} = 3\tau_n, \quad (4.14)$$

де τ_n визначається з урахуванням паразитних ємностей транзистора, тобто $\tau_n \approx 20$ пс.

Ємність простої лінії (рис. 4.5) без врахування навантаження визначається формулою:

$$C_{\Lambda} = \frac{\epsilon_{\text{Д}}}{d_{\text{Д}}} \cdot k' \cdot l_{\Lambda} \cdot W_{\Lambda}, \quad (4.15)$$

де $d_{\text{Д}}$, $\epsilon_{\text{Д}}$ – товщина й діелектрична проникність розділового діелектрика лінії, l_{Λ} , W_{Λ} – її довжина й ширина відповідно. Коефіцієнт k' враховує крайові ефекти в лінії, і у середньому приймається рівним ~ 3 .

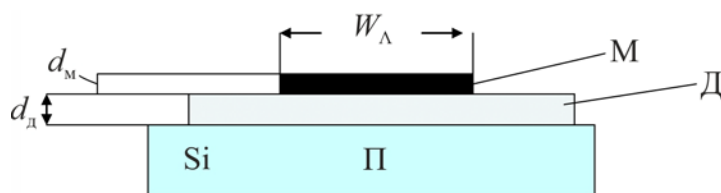


Рис. 4.5. Фрагмент перетину простої однорівневої лінії зв'язку:
М – метал, Д – діелектрик, П – підкладка (кристал)

Якщо прийняти для оцінки $d_{\text{Д}} = W_{\Lambda} = 0,5$ мкм, $\epsilon_{\text{Д}} = \epsilon_{\text{SiO}_2} = 0,345$ пФ/см, то відповідно до (4.15) питома ємність на одиницю довжини лінії, $C_{\Lambda 0}$ буде дорівнювати $\sim 10^3$ фФ/см. При цьому ємність інвертора складе:

$$C'_{\text{ін}} = 3C_n + C_{\Lambda}, \quad (4.16)$$

де $C_{\Lambda} = C_{\Lambda 0} l_{\Lambda}$.

Для субмікронної мінімізації вентиля можна прийняти $W_{\text{к}}(n) = 0,5$ мкм, $C_n = 1,2$ фФ, $l_{\Lambda} = 10$ мкм. Цим цифрам відповідає $C_{\Lambda} = 1$ фФ і $C'_{\text{ін}} = 4,6$ фФ. При $I_{\text{вих}} = 0,2$ мА, $V_{\text{КК}} = 3,3$ В час затримки інвертора (до навантаження) буде дорівнювати

$$t'_{3i} = \frac{C'_{iH} V_{KK}}{I_{вих}} = 77 \text{ пс.} \quad (4.17)$$

Якщо навантаженням інвертора є ідентичний йому вентиль (з $t_3 = 20 \text{ пс} \times 3$), то затримка інвертора зростає до

$$t''_{3i} = 77 \text{ пс} + 60 \text{ пс} = 137 \text{ пс.}$$

Затримка, внесена у вентиль лінією, пропорційна її довжині. Так у розглянутому прикладі для лінії довжиною в 1 мм її ємність і затримка на ній зростуть до $C_{\Lambda} = 107 \text{ фФ}$ і $t_{3i} = 1769 \text{ пс}$, відповідно.

Наведені цифри не враховують у затримці лінії її RC компоненту й падіння на ній напруги (IR). Для коротких сигнальних ліній, $l_{\Lambda} \leq 2 \text{ мм}$, цими ефектами в першому наближенні можна знехтувати. Наприклад, для алюмінієвої металізації з форматом $0,5 \times 0,5 \text{ мкм}^2$ і $l_{\Lambda} = 1 \text{ мм}$ активний опір лінії не перевищує 150 Ом, а повний опір p -МДНТ із шириною каналу $W_k = 1 \text{ мкм}$ виміряється одиницями кОм.

На рис. 4.6 представлені залежності $t_{3\Lambda}(l_{\Lambda})$ за параметром ширини лінії W_{Λ} . З наведених кривих випливає, що помітне зростання часу затримки починається з $l_{\Lambda} > 2 \text{ мм}$ і надлінійно зростає при $l_{\Lambda} \geq 5 \text{ мм}$. До цього слід додати, що чим складніша схемотехнічна архітектура вентиля (наприклад, як на рис. 4.7 у порівнянні з рис. 4.4), тим більше його ефективна ємність і більше внесок у затримку міжз'єднань.

Вентиль на рис. 4.7 має чотири транзистори: два p -типу й два n -типу. Його загальна ефективна ємність дорівнює без врахування навантаження $C_{\text{еф}} = 2C_n + 4C_n = 6C_n$ і з урахуванням навантаження $C_{\text{еф}} = 12C_n$. За рахунок міжз'єднань ($l_{\Lambda} = 1 \dots 2 \text{ мм}$) затримка зростає порівняно із затримкою транзистора приблизно в 10 разів.

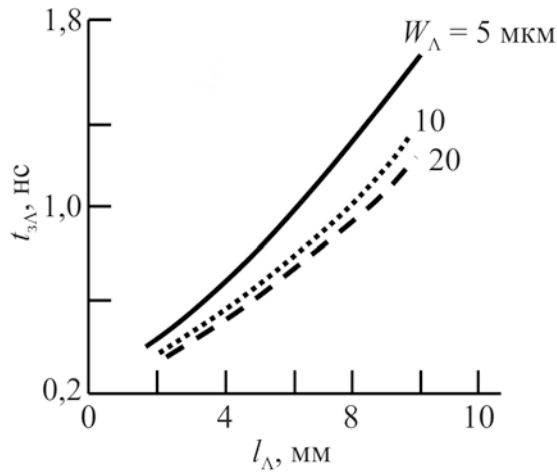


Рис. 4.6. Залежність часу затримки сигналу від довжини лінії з урахуванням активних втрат

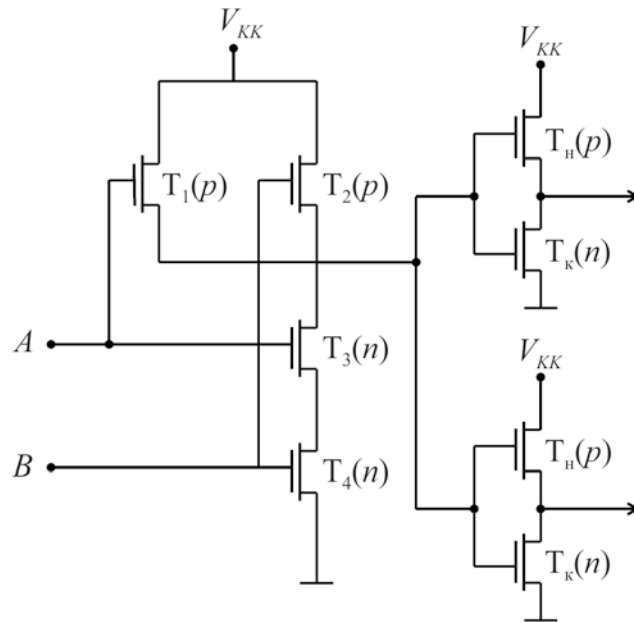


Рис. 4.7. Принципова схема логічного вентиля навантаженого на два ідентичні вентиля

Таким чином, обмежувальним фактором швидкодії у вентилях, у першу чергу, є його лінії зв'язку. Це обмеження проявляється тим ефективніше, чим вище робоча частота інтегральної мікросхеми.

Для зменшення ємності лінії в ній використовуються діелектрики із гранично малими діелектричними проникностями – $\epsilon_d \sim 1,2 \dots 2$. Це у два – два з половиною рази менше, ніж $\epsilon_{\text{SiO}_2} \cong 4$. Це так звані *low-k* діелектрики.

Для зниження активних втрат в RC -лініях метали її провідника повинні мати питомий опір менший, ніж в алюмінія (наприклад, Au, Cu).

Ці технології дозволяють суттєво зменшити час $t_{з\lambda}$ відносно лінії зі структурою Al-SiO₂, але вони достатньо трудомісткі й відносно дорогі. Однак, проблема затримки сигналу по лінії залишається однією з ключових в рамках тенденції розвитку мікроелектроніки – підвищення швидкодії й рівнів інтеграції інтегральних схем.

РОЗДІЛ II

МЕТАЛІЗАЦІЯ Й ОБМЕЖЕННЯ У БЛОЦІ МІЖЗ'ЄДНАНЬ

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛІНІЙ ЗВ'ЯЗКУ НА КРИСТАЛІ ТА ЇХ ОБМЕЖЕННЯ

5.1. Загальна характеристика блока міжз'єднань

При переході до НВІС міжз'єднання починають визначати практично всі основні параметри інтегральних мікросхем: швидкодію, площу кристала, енергію перемикавання, надійність, трудомісткість проектування тощо. Ці проблеми посилюються зі збільшенням рівня інтеграції у НВІС і УВІС, для яких потрібна багаторівнева металізація й розведення.

Для блока міжз'єднань НВІС характерні наступні моменти. Загальна довжина міжз'єднань може на два–три порядки перевищувати лінійні розміри кристала. Це обумовлює необхідність багаторівневої металізації (до 12 рівнів), ускладнює її розміщення й потребує додаткової площі на кристалі. Багаторівнева металізація передбачає в ній наявність вертикальних міжрівневих контактів, розміри яких субмікронні, а технологія достатньо складна при обмеженому доступі до довільної точки кристала НВІС.

Лінії на кристалі у багаторівневій металізації утворюють до кількох сотень (400 і більше) перетинань, що приводить до зниження завадостійкості лінії, до її нерегулярності й нелінійності.

У табл. 5.1 наведено відомості про кількість рівнів систем металізації деяких існуючих і перспективних мікропроцесорних НВІС.

За технології 0,25 мкм тільки 20% затримок у ВІС визначаються заслонами МДН-транзисторів, а 80% – міжз'єднаннями. За технології 0,18 мкм затримка навіть у мідних лініях зв'язку зрівнялася із затримкою у вентилях (табл. 5.2).

Таблиця 5.1

Дані про кореляцію кількості рівнів металізації НВІС з роком їх виготовлення у світі

Рік випуску НВІС	2005	2007	2008	2012	2013	2016	2017	2019
Кількість рівнів металізації	11	11	12	12	13	13	14	14

Таблиця 5.2

Затримки у транзисторі та лініях міжз'єднань інтегральних схем

Технологія	Затримка у транзисторі, пс	Затримка у лінії міжз'єднань за довжини лінії $l_{\Lambda} = 1$ мм, пс
1,0 мкм (Al, SiO ₂)	≈ 20	≈ 1
100 нм (Cu)	≈ 5	≈ 30
35 нм (Cu)	≈ 2,5	≈ 250

Потужність, затрачувана на перезарядження лінії та її випромінювання, може становити до 80% потужності кристала, що обмежує рівень інтеграції й погіршує фактор якості. Для запобігання перегріву кристала інтегральної схеми потрібні примусові методи охолодження, що ускладнює конструкцію НВІС і обмежує її рівень мінімізації.

Неузгодженість параметрів ліній з навантаженнями приводить до значного розкиду часів затримки передачі сигналів по них і збільшенню фактора якості лінії.

Для ліній зв'язку в НВІС і НШІС характерна сильна частотна дисперсія. Це може привести до якісної зміни передачі сигналу, коли хвильовий характер поширення сигналу змінюється на дифузійний, що на два порядки знижує швидкість передачі сигналу.

Мікромініатюризація в межах масштабування приводить до пропорційного збільшення таких параметрів лінії, як R_Λ , ΔV_Λ , j_Λ . За субмікронних розмірів формату лінії при більших частотах її роботи скін-ефект може привести до катастрофічної відмови надійності, що обмежує її параметри зверху.

До викладеного слід додати, що для НВІС характерні більші струми (3...5 А) у шинах живлення, більші швидкості зміни струмів ($dj/dt \geq 10^8$ А/с), більші спадання напруги ($\Delta V_\Lambda = 1...1,5$ В) уже на довжинах лінії $l_\Lambda \geq 1...10$ см.

У проблемі загальної надійності інтегральних схем на між'єднання припадає 26%, на контакти й зовнішні виводи – 23%, що становить приблизно половину відмов інтегральних схем. Деградація ліній зв'язку й контактів обумовлена у першу чергу електроміграцією і масопереносом у них, низькою надійністю вертикальних контактів у багаторівневій металізації. За великої щільності контактних площинок термокомпресія не забезпечує високої надійності контактів.

Ці моменти вносять свої обмеження на мікромініатюризацію блока металізації.

Практично всі параметри лінії підпадають під скейлінг (табл. 5.3). З табл. 5.3 випливає, що зі збільшенням рівня мікромініатюризації (S_M) між'єднання (лінії зв'язку) будуть обмежувати надійність і час наробки на відмову НВІС і УВІС.

Пропорційне масштабування потребує зменшення розмірів не тільки транзисторів, але й провідників. Питомий опір металу визначається довжиною вільного пробігу електронів, яка залежить від температури й щільності дефектів. Дефектами служать і межі провідників. Для тонких металевих плівок опір визначається тільки межами. У граничному випадку всі металеві плівки мають однаковий опір, обумовлений тільки товщиною. У плівках спостерігається ще й кристалізація. Якщо товщина плівки менше розміру кристала, то плівка рветься на острівці і її опір прямує до

нескінченності. Для мідної плівки критична товщина 30 нм, за якої плівка розпадається на острівці. Критичну товщину плівок можна зменшити, використовуючи сплави (наприклад, Cu + Zn) і багат шарові структури $TaN_x - (Cu + Zn) - TaN_x$.

Таблиця 5.3

Масштабні коефіцієнти параметрів лінії при мініатюризації

Параметр лінії	Масштабний коефіцієнт	Примітка
l_Λ	$1/S_M$	близький зв'язок
	S_M	далекий зв'язок
d_M	$1/S_M$	товщина металізації
W_Λ	$1/S_M$	ширина лінії
R_Λ	S_M	близький зв'язок
	S_M^2	далекий зв'язок
C_Λ	$1/S_M$	близький зв'язок
	$S_M C_0$	далекий зв'язок
R_k	S_M^2	обмеження за $r_{k \min} \leq 10^{-6} \dots 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{см}^{-2}$
j	S_M	обмежене катастрофічною електроміграцією
ΔV_k	S_M	падіння на контакті

5.2. Сигнальні лінії у ВІС й НВІС

В інтегральних мікросхемах розглядають два типи зв'язків: сигнальні й шини джерела живлення. Останні відносно сигнальних кіл є порівняно потужнострумовими зі своєю електротехнічною специфікою, яка потребує числових методів аналізу. Відзначимо тільки, що в них основною проблемою є шуми перемикання, для боротьби з якими потрібні свої методи й засоби. Тут вони не розглядаються.

Принципова структура сигнальних ліній на кристалі показана на рис. 5.1. Електропровідний шар лінії (метал, силіциди, полікремній) наноситься на діелектричну підкладку (у традиційній кремнієвій технології

SiO₂), сформовану на поверхні чипа. У багаторівневій металізації кожний рівень відокремлений від попереднього діелектриком, а міжрівневі зв'язки виконуються вертикальними контактами (рис. 5.2).

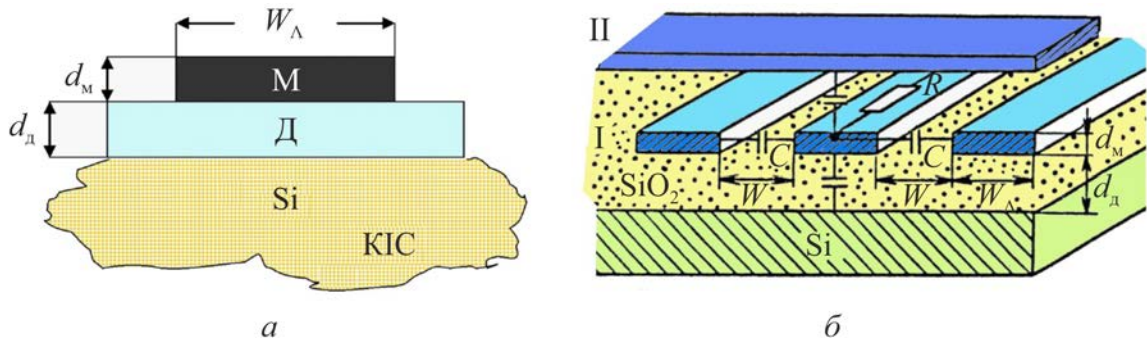


Рис. 5.1. Фрагмент структури сигнальних ліній зв'язку: *а* – для однорівневої металізації; *б* – для дворівневої металізації (міжрівневий зв'язок не показано); М – металізація (Al, Cu, Au, полі-Si, силіциди), Д – діелектрик (SiO₂, Al₂O₃, Si₃N₄); KIC – кристал інтегральної схеми

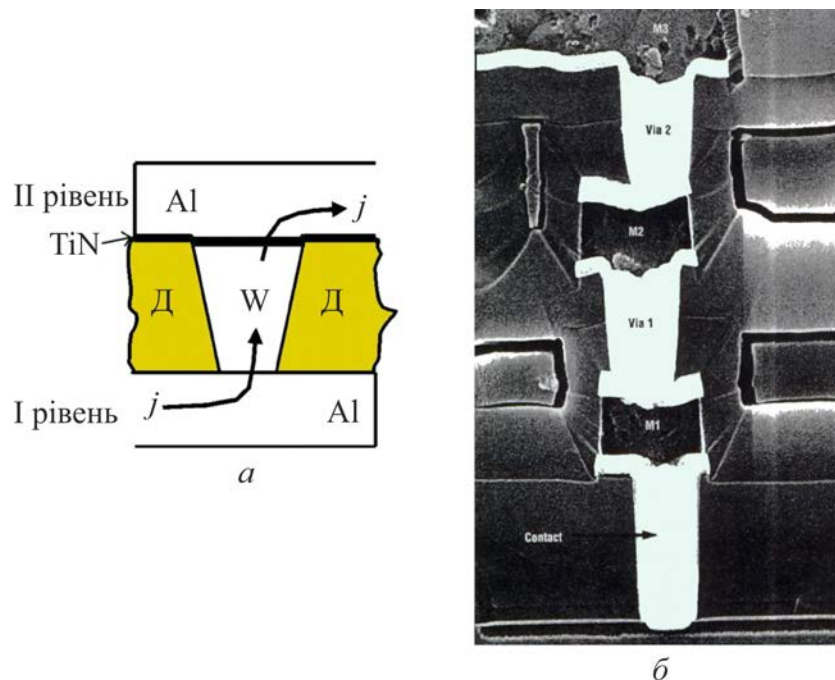


Рис. 5.2. Фрагменти вертикального зв'язку в міжрівневій металізації: *а* – зв'язок між двома рівнями; *б* – стек-контакт між трьома рівнями; W – вольфрамовий міжрівневий контакт; TiN – буферний шар; Д – діелектрик

Як випливає з рис. 5.1, лінія має розподілений ємнісний зв'язок з підкладкою. Порядок цих ємностей визначається матеріалом металізації й

типом діелектрика в структурі лінії й знаходиться у межах від десятих часток пФ/мм до одиниць пФ/мм.

Сигнальні лінії є лініями з розподіленими параметрами. Їх еквівалентні схеми відповідають або C -, або RC -, або LC -чотириполюсникам (рис. 5.3).

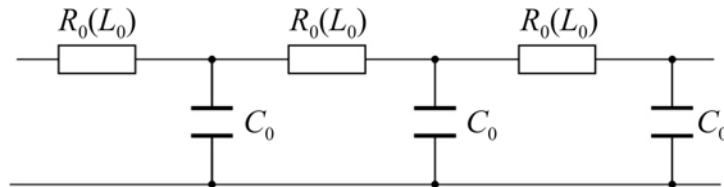


Рис. 5.3. Еквівалентне коло (модель) лінії зв'язку на кристалі; C_0 , R_0 , L_0 – погонна ємність, опір, індуктивність, відповідно, які визначаються на одиницю довжини лінії

Сигнальний зв'язок на кристалі може бути як близьким (*local*) так і далеким (*global*) (рис. 5.4).

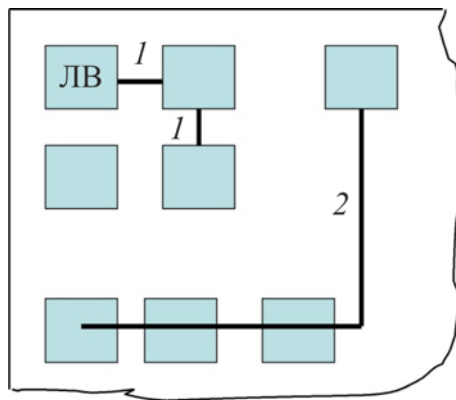


Рис. 5.4. Лінії зв'язку на кристалі: 1 – близький зв'язок, 2 – далекий зв'язок, ЛВ – логічний вентиль

Архітектура топології сучасних мікросхем з багат шаровою металізацією по лінійних розмірах і перетинам провідників являє собою ієрархічну систему (рис. 5.5).

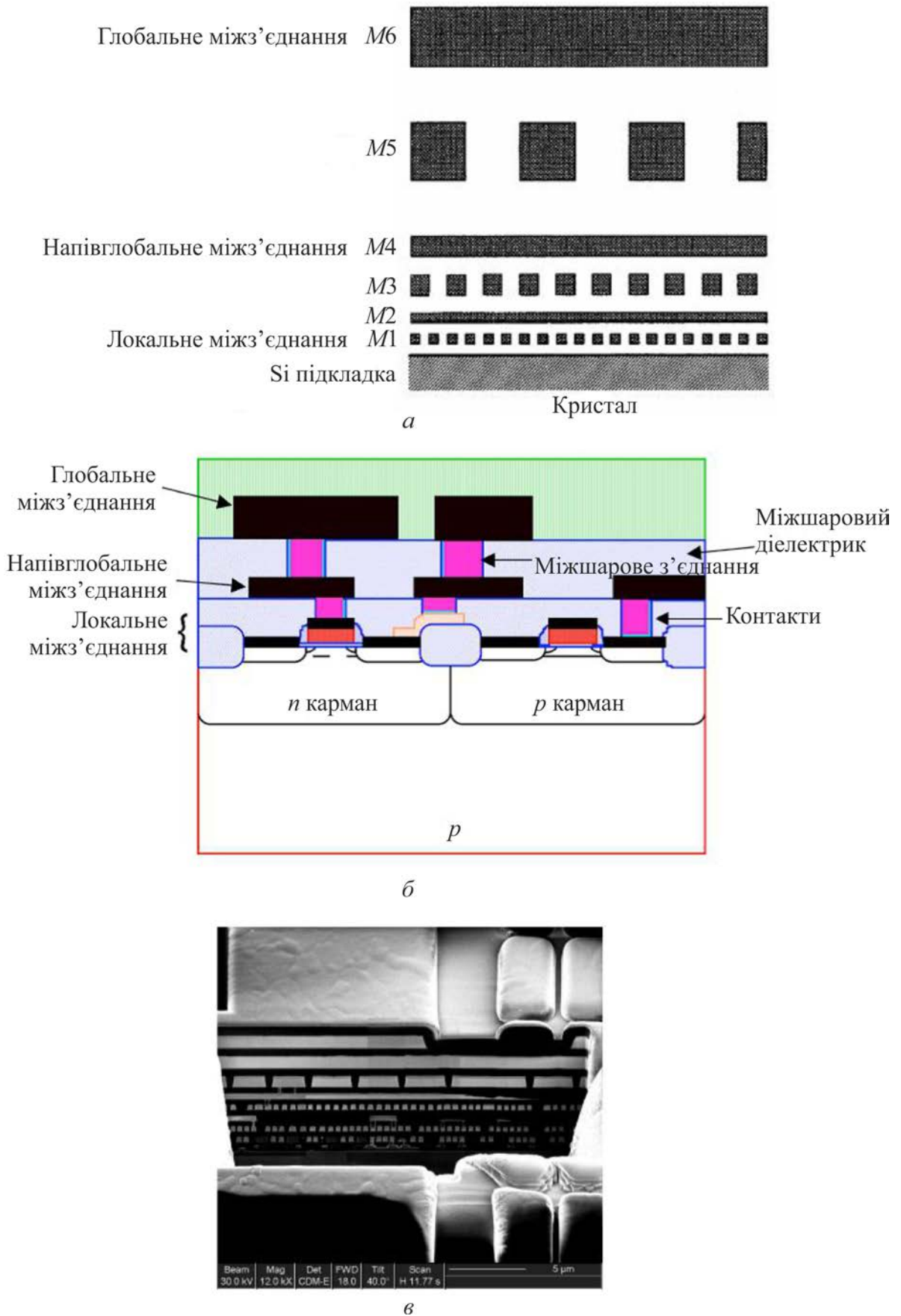


Рис. 5.5. Схематичне зображення (а, б) і мікрофотографія (в) провідників різних рівнів НВІС

Нижній шар металу $M1$, що контактує з напівпровідниковими областями, має мінімальний крок розведення, а отже, мінімальний перетин провідника. Для того, щоб стала RC струмопровідних ліній не збільшувалася, з'єднання в шарі металу $M1$ робляться короткими. Це – так звані локальні з'єднання. У декількох наступних шарах металу, названих проміжними, щоб збалансувати значення RC для цієї групи, перетин провідників, як і довжина з'єднань, збільшуються. Перетин провідників верхніх шарів металу, названих глобальними, вибирається максимально можливим для мікросхеми даного рівня складності. Крок глобального розведення значно перевищує крок локального розведення $M1$. Така ієрархічна система міжз'єднань з різними розмірами ліній у різних шарах металу дозволяє зменшити розкид сталих часу RC з урахуванням різної довжини локальних і глобальних міжз'єднань. Глобальні з'єднання можуть бути в три з половиною – чотири рази довшими, ніж локальні, за тих же значень RC , що й для локальних шарів.

Коротка лінія зберігає регулярність практично на всій довжині лінії. Це спрощує розрахунки її параметрів і режимів.

Довгі сигнальні лінії є розподіленими нерегулярними структурами. Коректний розрахунок параметрів такої лінії достатньо складний. Це обумовлено низкою характеристик ліній, які не формалізуються в єдиній фізичній постановці завдання. До них відносяться, наприклад, технологічний розкид, імовірнісна нелінійність, електроміграція тощо.

У сучасних інтегральних мікросхемах, коли складність міжз'єднань сягає нового рівня, були введені напівглобальні міжз'єднання між локальними й глобальним (див. рис. 5.5). Ієрархія міжз'єднань виглядає таким чином:

- локальні міжз'єднання – використовуються для дуже коротких міжз'єднань на рівні пристрою;
- напівглобальні міжз'єднання – використовуються для підключення пристроїв усередині блоку;

- глобальні міжз'єднання – використовуються для підключення довгих міжз'єднань між блоками, включаючи живлення, землю й тактові імпульси.

Характер передавання сигналу лінією визначається її параметрами, у першу чергу її характеристичним опором $Z_0 \sim \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$. Хвиля, поширюючись по лінії, зазнає ряд відбивань. На рис. 5.6 наведено два приклади загасання хвилі, які поширюються по лінії зі швидкістю v_λ , залежно від відношення Z_B/Z_0 , де Z_B – імпеданс вентилля у колі генератора й навантаження. Якщо опір вентилля $Z_B \gg Z_0$, то загасання буде носити експоненційний характер (рис. 5.6, а). Якщо $Z_B \ll Z_0$, то загасання буде носити коливальний характер (рис. 5.6, б). Коливання в лінії знижує її завадостійкість. За малих Z_B (або R_B) і більших довжинах лінії l_Λ коливальний характер загасання в ній може призвести до логічних помилок у роботі інтегральних схем.

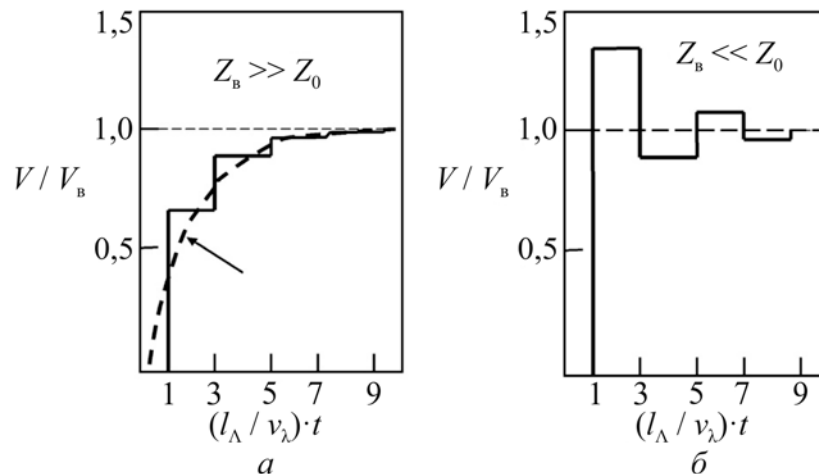


Рис. 5.6. Приклади загасання хвилі по лінії зв'язку на кристалі у функції відносної довжини поширення: а – експоненційне, б – коливальне

Для виключення коливального загасання при передачі сигналу по лінії необхідно виконання нерівностей: $Z_B > Z_0$ і $C_\Lambda > C_H$, де C_Λ , C_H – ємності відповідно лінії й навантаження.

У НВІС сигнальні лінії в межах їх робочих частот відповідають RC -лініям з параметрами.

$$R_0 = \frac{\rho_M}{d_M W_\Lambda} \quad (5.1)$$

$$C_0 = \varepsilon_d \varepsilon_0 \left[m \left(\frac{W_\Lambda}{d_d} \right) + m' \left(\frac{d_M}{W_\Lambda} \right) \right], \quad (5.2)$$

де ρ_M – питомий опір матеріалу струмопровідного шару; m , m' – коефіцієнти, що враховують наявність шарів у структурі лінії «земля–живлення» і двовимірний характер розподілу електричного поля у тонкоплівковому провіднику. При субмікронних розмірах лінії можна в першому наближенні прийняти $m \sim m' \approx 1 \dots 3$. Для виключення крайових ефектів у форматі лінії мають витримуватися співвідношення

$$\frac{W_\Lambda}{d_d} > 1 \quad \text{й} \quad \frac{W_\Lambda}{d_d} \approx \frac{W_\Lambda}{d_M} \approx 3. \quad (5.3)$$

Якщо d_d зростає, то зростають ємнісні перехідні завади, отже, товщина діелектрика в структурі лінії не може задаватися довільно.

У субмікронних структурах ліній у НВІС у межах скейлінга при оцінці погонних параметрів можна прийняти

$$d_d \sim d_M \sim W_\Lambda. \quad (5.4)$$

Параметром, який визначає характер передачі сигналу по лінії, є відношення $\frac{R_0}{\omega L_0}$, яке частотно-залежне.

При

$$\frac{R_0}{\omega L_0} \ll 1 \quad (5.5)$$

активним опором лінії можна знехтувати й розглядати лінію як LC -лінію.

При

$$\frac{R_0}{\omega L_0} \gg 1 \quad (5.6)$$

можна знехтувати індуктивним опором лінії й розглядати її як RC -лінію.

З нерівностей (5.5) і (5.6) випливає, що за деякої частоти $\omega = \omega^*$ відбувається переродження RC -лінії в LC -лінію. При цьому

$$R_0 = \omega^* L_0 \quad \text{й} \quad R_0 C_0 = \frac{\omega^*}{v_\lambda^2}. \quad (5.7)$$

При всіх $\omega < \omega^*$ реакція лінії відповідає RC -чотирьохполоснику. При $\omega > \omega^*$ лінія RC перероджується в LC -лінію.

Можна із прийнятним ступенем наближення прийняти

$$l_\Lambda = M^* \cdot d_M = M^* \cdot d_D, \quad (5.8)$$

де M^* – коефіцієнт пропорційності, який є цілим числом.

У найпростішому випадку для оцінювання R_0 і C_0 можна обмежитися співвідношеннями

$$R_0 = \frac{\rho_M}{d_M W_\Lambda}, \quad C_0 = \frac{\varepsilon_D \varepsilon_0 W_\Lambda}{d_D}, \quad (5.9)$$

підстановка яких в (5.7) дає, із врахуванням (5.8)

$$R_0 C_0 = \frac{\omega^*}{v_\lambda^2} = \frac{\rho_M \varepsilon_D \varepsilon_0}{d_D^2} = \frac{\varepsilon_D \varepsilon_0 \rho_M M^{*2}}{l_\Lambda^2}$$

і

$$\omega^* = \frac{\varepsilon_D \varepsilon_0 \rho_M v_\lambda^2 M^{*2}}{l_\Lambda^2}, \quad (5.10)$$

де $v_\lambda = \sqrt{L_0 C_0}$ – швидкість поширення сигналу по лінії.

При цьому потужність, споживана лінією на перезарядження її ємності, буде визначатися у вигляді

$$P_\Lambda = \frac{l_\Lambda C_0 V^2}{t_3}, \quad (5.11)$$

де V – амплітуда сигналу, t_3 – час перезарядження, рівний інтервалу між двома логічними імпульсами.

З (5.11) випливає, що для зменшення потужності P_Λ треба зменшувати довжину лінії й збільшувати час її перезарядження, тобто лінія має бути короткою й низькочастотною, що суперечить ідеології НВІС.

5.3. Обмеження лінії по її середній довжині

Для оцінювання середньої довжини лінії \bar{l}_Λ можна використовувати співвідношення, що зв'язує \bar{l}_Λ з іншими параметрами металізації, тобто

$$\bar{l}_\Lambda = \frac{n \cdot \bar{l}_{\Lambda \text{сх}} \cdot N_M \cdot a'_{\text{ш}} \cdot W_{\Lambda \text{min}}}{m_p} = A \cdot W_{\Lambda \text{min}}, \quad (5.12)$$

де A – числовий множник; n – середнє значення коефіцієнта розгалуження по виходу; $\bar{l}_{\Lambda\text{сх}}$ – середня довжина лінії в кроках схеми, $a_{\text{ш}}$; $a'_{\text{ш}}$ – середній крок розміщення елементів схеми на кристалі в одиницях $W_{\Lambda\text{min}}$; $N_{\text{м}}$ – середня кількість монтажних каналів; $m_{\text{р}}$ – кількість рівнів розведення.

За високого рівня елементної інтеграції й оптимізованого трасування $\bar{l}_{\Lambda\text{сх}}$ і $N_{\text{м}}$ буде $\sim N_{\text{е}}^{1/6}$, де $N_{\text{е}}$ – загальна кількість елементів.

Якщо прийняти в межах співвідношення Рента ($\gamma \approx 2/3$) для $N_{\text{е}} = 5 \cdot 10^3$, $n = 2,5$, $\bar{l}_{\Lambda\text{сх}} = 4,1$, $N_{\text{м}} = 25$, $a'_{\text{ш}} = 3$, $m_{\text{р}} = 2$, то коефіцієнт A буде рівний 384 і

$$\bar{l}_{\Lambda} = 384 W_{\Lambda\text{min}}, \text{мкм}. \quad (5.13)$$

У прийнятих наближеннях середня величина ємності визначиться у вигляді:

$$\bar{C}_{\Lambda} = C_0 \bar{l}_{\Lambda}. \quad (5.14)$$

Підстановка виразу (5.13) у формулу (5.14) для оцінки \bar{C}_{Λ} в даному прикладі дає

$$\bar{C}_{\Lambda} = 77 W_{\Lambda\text{min}}, \text{пФ}, \quad (5.15)$$

де $C_{0(\text{Al})} = 0,2 \frac{\text{пФ}}{\text{мм}}$. Для полікремнієвого розведення $C_{0(\text{Si}^*)} = 0,31 \frac{\text{пФ}}{\text{мм}}$. Якщо

зв'язок виконано p - n переходом, то $C_{0(pn)} = 2,21 \frac{\text{пФ}}{\text{мм}}$.

У цих же наближеннях час затримки лінії визначається як:

$$t_{3\Lambda} = \frac{1}{2} \bar{l}_{\Lambda}^2 (W_{\Lambda}) R_0 C_0. \quad (5.16)$$

Залежність $t_{3\Lambda} = f(W_{\Lambda})$ зображена на рис. 5.7 для $\bar{l}_{\Lambda} = 1 \text{ см}$, $\frac{W_{\Lambda}}{d_M} = 3$, $\rho_{M(\text{Al})} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $m = m' = 3$, $\varepsilon_{\text{д}(\text{SiO}_2)} = 4$. На ньому пунктирна лінія відповідає часу затримки, коли $R_0 = 0$. Це означає відсутність втрат у ній. З рис. 5.7 випливає, що активні втрати збільшують час затримки лінії більш, ніж на два порядки.

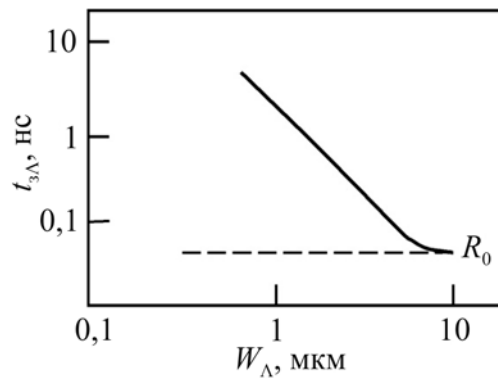


Рис. 5.7. Приклад залежності часу затримки лінії від ширини її металізації

Зі зменшенням ширини лінії при скейлінгу за межі мікрометрової її формату, час затримки зростає з довжиною лінії пропорційно \bar{l}_{Λ}^2 . Це обмежує рівень мікромініатюризації лінії за її геометричними параметрами, що обмежує рівень інтеграції інтегральних схем і їх швидкодію.

5.4. Електротехнічні параметри ліній зв'язку та їх обмеження

На рис. 5.8 наведено елементарне коло зв'язку двох ідентичних логічних вентилів, імпеданси яких рівні Z . Імпеданс Z_A відповідає навантаженню генератора Γ на вході лінії, хвильовий опір якої Z_{Λ} . Усі

імпеданси в цьому колі є частотно-залежними. Їх взаємозв'язок визначається співвідношенням:

$$Z_A = Z_\Lambda \frac{Z + Z_\Lambda \cdot \operatorname{tg}(\gamma_\Pi l_\Lambda)}{Z_\Lambda + Z \cdot \operatorname{tg}(\gamma_\Pi l_\Lambda)}, \quad (5.17)$$

де $\gamma_\Pi = \frac{\omega}{v_\lambda}$ – стала поширення електромагнітної хвилі по лінії. Для помірних частот ω (ВІС, НВІС) у коротких лініях зв'язку $\gamma_\Pi l_\Lambda \ll 1$, що дозволяє прийняти у формулі (5.17) $\operatorname{tg}(\gamma_\Pi l_\Lambda) \approx \gamma_\Pi l_\Lambda$. Умова оптимального коефіцієнта передачі по потужності лінією визначається узгодженням імпедансів у вигляді рівності $Z = Z_A$. Однак ця умова в інтегральних схемах важко здійснена, як це було відзначено в попередньому параграфі.

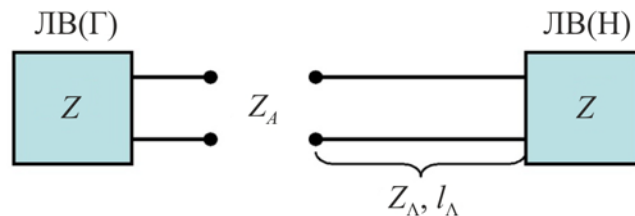


Рис. 5.8. Спрощена схема лінії зв'язку між двома логічними вентилями (ЛВ),
Г – генератор, Н – навантаження

У лініях близького зв'язку й за не дуже високих частот допускається деяка неузгодженість імпедансів лінія–навантаження в межах

$$\left| \frac{Z}{Z_A} \right| \leq \xi = 2 \dots 3, \quad (5.18)$$

де ξ – параметр розугодження,

$$\frac{Z}{Z_\Lambda} = f(\gamma_\Pi l_\Lambda) > 1. \quad (5.19)$$

Співвідношення (5.19) разом зі співвідношенням (5.17) визначають область прийнятних Z у системі заданих параметрів $\gamma_{\Pi\Lambda}$, Z/Z_{Λ} і ξ .

Спільний розв'язок (5.17–5.19) приводить до співвідношення

$$\gamma_{\Pi\Lambda} = \left(\frac{Z_{\Lambda}}{Z}\right) \left[\left(\frac{Z}{Z_{\Lambda}}\right) - 1 \right] \leq \frac{Z_{\Lambda}}{Z} (\xi - 1), \quad (5.20)$$

яке відображено графічно на рис. 5.9. Заштрихована його частина визначає при заданому коефіцієнті ξ значення прийнятних імпедансів Z .

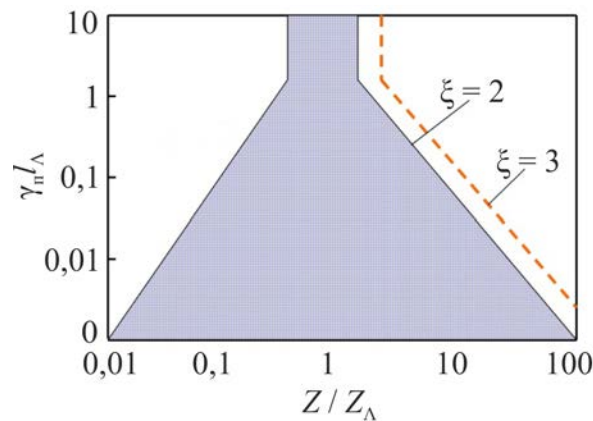


Рис. 5.9. Залежність параметра $\gamma_{\Pi\Lambda}$ від відношення імпедансів генератора й лінії за параметром розугодження ξ

Зі співвідношення (5.20) випливає

$$Z = \frac{Z_{\Lambda}(\xi - 1)}{\gamma_{\Pi\Lambda}}, \quad (5.21)$$

При цьому потужність, що розсіюється лінією, визначиться у вигляді:

$$P_{\Lambda}(\omega) = \frac{V^2}{Z} = \frac{\gamma_{\Pi\Lambda} V^2}{Z_{\Lambda}(\xi - 1)}, \quad (5.22)$$

Залежність потужності P_{Λ} від частоти ω обумовлена коефіцієнтом поширення γ_{Π} – чим менша частота, тем менша потужність, що розсіюється лінією.

Якщо лінія відповідає RC еквівалентному колу, то крім активних втрат для неї характерні також відносно більші часи затримки $t_{3\Lambda}$ у поширенні сигналу по лінії.

Для оцінки часової затримки лінії введемо наступні співвідношення:

$$\omega \sim \frac{1}{t_{\Pi}} = \frac{g_0}{t_{3\Lambda}}, \quad (5.23)$$

де t_{Π} – час наростання сигналу, $g_0 = 10 \dots 20$ – безрозмірний коефіцієнт. З урахуванням співвідношення (5.23) коефіцієнт поширення γ_{Π} приводиться до виду

$$\gamma_{\Pi} = \frac{\omega}{v_{\lambda}} = \frac{g_0}{v_{\lambda} \cdot t_{3\Lambda}}, \quad (5.24)$$

що після підстановки в співвідношення (5.21) дає

$$Z \leq \frac{t_{3\Lambda} (\xi - 1)}{g_0 \varepsilon_{\text{д}} l_{\Lambda}}, \quad (5.25)$$

де прийнято $Z_{\Lambda} v_{\lambda} \sim \varepsilon_{\text{д}}^{-1}$.

З (5.25) випливає

$$t_{3\Lambda} \geq \frac{g_0 \varepsilon_{\text{д}} Z l_{\Lambda}}{\xi - 1}. \quad (5.26)$$

Якщо прийняти $g_0 = 20$, $Z = 50$ Ом, $l_{\Lambda} = 10^{-2}$ м, $\varepsilon_{\text{д}} = \varepsilon_{\text{SiO}_2} \varepsilon_0 \approx 4 \cdot 10^{-11}$ Ф/м, $\xi = 2$, то оцінка часу затримки складе $t_{3\Lambda} > 4 \cdot 10^{-10}$ с. Якщо тепер

прийняти $Z = 1000$ Ом за тих же параметрів, то час затримки зросте до $1 \cdot 10^{-8}$ с. У середньому час затримки лінії довжиною 1 см з урахуванням знака нерівності у співвідношення (5.26) укладається в межі від 10^{-7} с до 10^{-9} с.

З виразу для потужності розсіювання (5.22) і часу затримки (5.26) лінії можна одержати формулу для оцінювання її фактора якості F :

$$F = P_{\Lambda \min} t_{з\Lambda} > \frac{g_0 \varepsilon_d l_{\Lambda}}{\xi - 1} V^2. \quad (5.27)$$

Для значення параметрів g_0 , ε_d , ξ , l_{Λ} , використовуваних у попередньому прикладі, для фактора якості за $V = 1$ В одержимо значення $F > 10^{-9}$ Дж.

Усі нерівності у формулах, що приводяться, означають обмеження відповідного параметра лінії.

6. СКІН-ЕФЕКТ І ЙОГО ЗВ'ЯЗОК З ОБМЕЖЕННЯМ ПАРАМЕТРІВ ЛІНІЇ

6.1. Загальна характеристика скін-ефекту

Зі зростанням швидкодії інтегральних схем, розширенням їх частотного діапазону, обмежувальним фактором у сигнальних лініях зв'язку стає скін-ефект (поверхневий ефект). Суть його полягає у витисненні струму зі зростанням частоти ω з об'єму провідника до його поверхні (рис. 6.1).

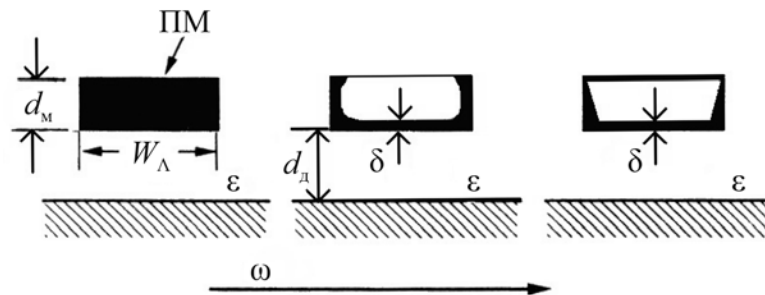


Рис. 6.1. Зменшення ефективного перерізу металевого провідника лінії зв'язку зі зростанням її робочої частоти ω ; ПМ – переріз металізації

Як впливає з рис. 6.1 наслідком скін-ефекту є зменшення ефективного перерізу провідника лінії, що приводить до зростання в ній густини струму, ймовірності катастрофічної електроміграції й, в остаточному підсумку, до втрати надійності інтегральної схеми.

Таким чином, скін-ефект у сигнальних лініях зі збільшенням їх швидкодії за межі 10 ГГц вже стає проблемою.

Розподіл густини струму по перерізу металізації лінії від частоти залежить від багатьох факторів, коректне врахування яких достатньо складне. До них відносяться параметри матеріалів, які входять у структуру лінії, її геометрія, рівень мікромініатюризації тощо. Ця складність уже

виникає на рівні теоретичного аналізу й комп'ютерного моделювання проходження сигналу по лінії.

Відповідно до тенденції розвитку мікроелектроніки, скін-ефект – окрема проблема. Ми обмежимося розглядом відносно простої ситуації, коли лінія навантажена з обох кінців (вільна лінія) у наближенні нормального скін-ефекту стосовно до НВІС і НШС. Обмеження за скін-ефектом в них – це обмеження по швидкодії, по фазовій швидкості $v_\lambda = c/\gamma_{\Pi}$ поширення електромагнітної хвилі по лінії зі зростанням її частоти ω .

Скін-ефект у провіднику зі струмом (закон Лоренца) обумовлений загасанням напруженостей електричного й магнітного полів від поверхні провідника усередину по експоненті

$$E_x = E_0 e^{-\alpha x} \text{ і } H_x = H_0 e^{-\alpha x}, \quad (6.1)$$

де $\alpha = \sqrt{\pi f \mu \sigma} = \sqrt{\frac{\omega \mu \sigma}{2}}$ – коефіцієнт загасання, $\mu = \mu_m \mu_0$ – магнітна проникність провідника, σ – його провідність.

При $x = \frac{1}{\alpha} = \delta$ амплітуди полів зменшуються в e разів. Цією величиною прийнято оцінювати товщину скін-шару δ , яка відповідно до (6.1), визначається співвідношенням

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho_m}{\omega \cdot \mu}}, \quad (6.2)$$

де ρ_m – питомий опір матеріалу металізації лінії.

Для низки металів, використовуваних у лініях зв'язку, товщини скін-шару за $f = 1$ ГГц і кімнатної температури лежать у межах від 60 до

200 мкм. Як випливає із співвідношення (6.2), δ зменшується зі зменшенням питомого опору металу й зростанням частоти сигналу.

У високочастотних лініях зв'язку як металізацію переважно використовується мідь, стійкість до електроміграції якої приблизно в п'ять разів перевищує алюмінієву металізацію.

На рис. 6.2 показано макет такої лінії. У ній мідний провідник має зверху й знизу хромові покриття товщиною 0,15 і 0,1 мкм, відповідно. Хромове покращує поліпшує адгезію міді до діелектрика, у який упакована лінія. Більш товстий верхній шар хрому захищає також мідну металізацію від корозії.

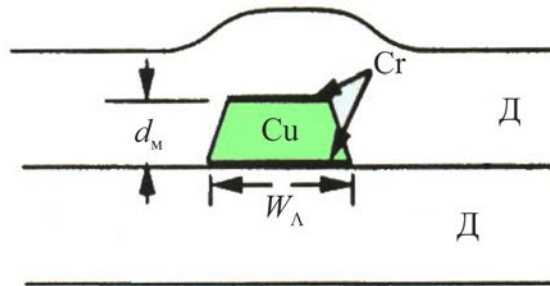


Рис. 6.2. Спрощена схема (поперечний переріз) високочастотної лінії зв'язку з мідною металізацією

Діелектриком у цьому випадку є поліімід, відносна діелектрична проникність якого лежить у межах від 3,5 до 3, що менше діелектричної проникності SiO_2 . Це дозволяє знизити ємність лінії й розширити її частотний діапазон.

Усі структурні шари лінії беруть участь в оцінюванні її скін-ефекту. За високих частот (десятки ГГц) електричне поле може проникати в діелектрик (рис. 6.3). Це може привести до зміни характеру поширення електромагнітної хвилі по лінії.

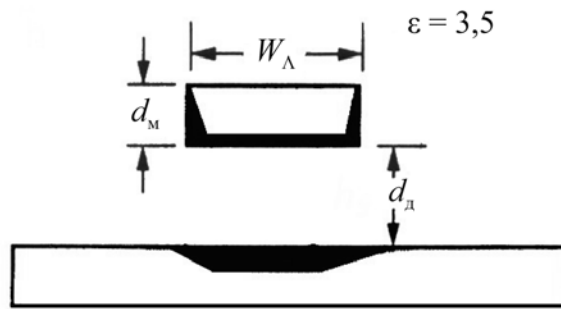


Рис. 6.3. Модель до проникнення електричного поля лінії в діелектричну підкладку за високих частот; товщини d_m і d_d лежать у межах одиниць мікрометрів

Для хрому з питомим опором за кімнатної температури (298 К) $\rho_m = 12,9$ мкОм·см і молярною магнітною сприйнятливістю $\chi = 3,6 \cdot 10^{-6}$ од. СГС за $f = 20$ ГГц товщина скін-шару $\delta = 1,3$ мкм, що значно більше товщини хромового покриття – 0,15 мкм. У результаті розподіл густини струму в мідній металізації буде більш рівномірним, що суттєво для обмеження скін-ефекту.

Для мідної металізації за $\rho_m = 1,59$ мкОм·см і магнітної сприйнятливості, що лежить у межах від $5,4 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-5} од. СГС, уже на частоті 5 ГГц товщина скін-шару δ складе 0,94 мкм. Це близько до товщини $d_m \approx 1$ мкм при субмікронному форматі лінії.

На рис. 6.4 наведено залежність товщини скін-шару в мідній металізації від частоти сигналу ω . З рисунка випливає, що за частоти 30 ГГц δ зменшується до 0,4 мкм і далі майже лінійно зменшується зі зростанням частоти.

На рис. 6.5 наведено частотну залежність загасання електричного поля в мідному провіднику лінії. Як видно, загасання зростає із частотою й за межами $f > 1$ ГГц помітно обмежує мінімальну товщину металізації ліній.

Величина магнітної проникності в співвідношенні (6.2): $\mu = \mu^* \cdot \mu_0$, де μ^* – відносна магнітна проникність матеріалу металізації лінії, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ од. СГС – магнітна стала або магнітна проникність вакууму.

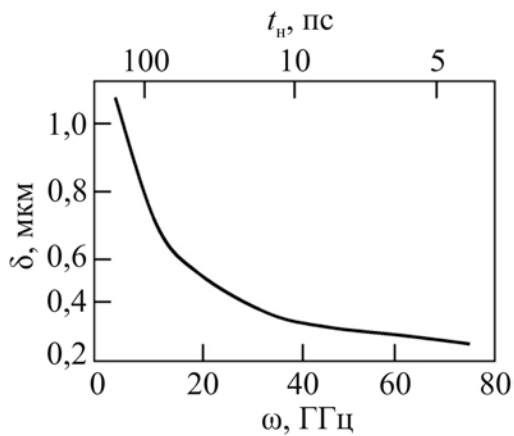


Рис. 6.4. Товщина скін-шару в мідній металізації у функції частоти;
 t_n – час наростання сигналу

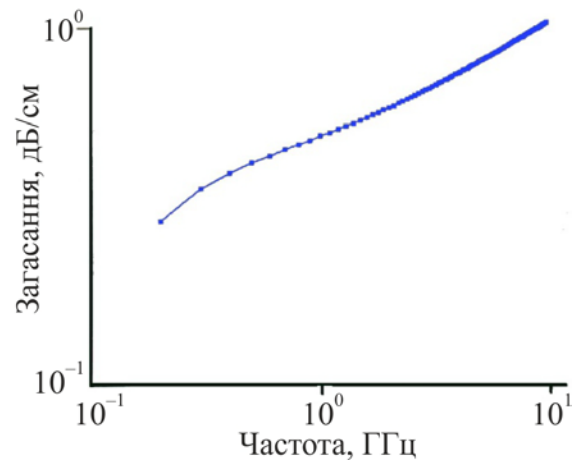


Рис. 6.5. Частотне загасання електричного поля в мідній лінії з форматом 8 мкм x 4 мкм на поліімідному діелектрику ($\epsilon_d = 3,5$) і з імпедансом $Z_0 = 58$ Ом

Відносна магнітна проникність, пов'язана з магнітною сприйнятливістю, як

$$\mu^* = 1 + 4\pi\chi. \quad (6.3)$$

Оскільки для розглянутих матеріалів (антиферомагнетики, парамагнетики) $\chi \ll 1$, то в цих випадках можна прийняти $\mu \cong \mu_0$, що визначає порядок $\mu \sim 10^{-6} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$.

6.2. Умова виключення скін-ефекту в лінії зв'язку

У RC -лініях НВІС при передачі цифрової інформації основні незатухаючі частоти, які відповідають логічним сигналам, мають відповідати нерівності

$$\omega \leq \frac{2}{R_\Lambda C_0 l_\Lambda}. \quad (6.4)$$

При цьому характеристичний опір лінії визначається у вигляді

$$Z_{\Lambda 0} = K \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad (6.5)$$

де $\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ – характеристичний опір при вільному поширенні в даному середовищі; $K \sim \frac{\varepsilon}{C_0}$ – коефіцієнт, який враховує геометрію лінії, він є функцією $\left(\frac{W_{\Lambda}}{d_M}\right)$.

Для ліній зв'язку НВІС відношення $\left(\frac{W_{\Lambda}}{d_M}\right)$ лежить у межах від одиниці до трьох. За $\frac{W_{\Lambda}}{d_M} = 1$ коефіцієнт $K = 0,47$, за $\frac{W_{\Lambda}}{d_M} = 3$, $K = 0,38$.

Для оцінки впливу на товщину скін-шару параметрів лінії W_{Λ} й d_M скористаємося співвідношеннями:

$$\rho_M = \frac{R_{\Lambda}}{l_{\Lambda}} \cdot d_M \cdot W_{\Lambda}, \quad \omega < \frac{2}{R_{\Lambda} C_0 l_{\Lambda}}, \quad \mu = Z_0^2 \cdot K^{-2} \cdot \varepsilon \quad \text{і} \quad K \approx \frac{\varepsilon}{C_0}. \quad (6.6)$$

Їх підстановка в співвідношення (6.2) приводить його до виду

$$\delta = \frac{R_{\Lambda}}{Z_{\Lambda 0}} \sqrt{K \cdot d_M \cdot W_{\Lambda}}. \quad (6.7)$$

З аналізу співвідношення (6.7) випливає, що при $\delta \ll d_M$ і $\delta < \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d_M}{K W_{\Lambda}}}$ відношення $\frac{R_{\Lambda}}{Z_0}$ має задовольняти нерівності

$$\frac{R_{\Lambda}}{Z_0} < \frac{1}{2} \left(\frac{d_M}{K \cdot W_{\Lambda}} \right). \quad (6.8)$$

Нерівність (6.8) отримано у наближенні, коли $\delta \ll d_M$. Отже, воно означає ситуацію, коли поверхневим ефектом у лінії нехтувати не можна. Нерівність (6.8) вимагає, щоб $R_{\Lambda} < Z_{\Lambda 0}$. Однак, для сигнальних ліній з мінімальними втратами остання нерівність практично не виконується й, як правило, у них $R_{\Lambda} > Z_{\Lambda 0}$ і $\frac{W_{\Lambda}}{d_M} > 1$.

Поки нерівність $R_{\Lambda} > Z_{\Lambda 0}$ зберігається, скін-ефектом при розрахунках параметрів лінії можна знехтувати.

За наявності скін-ефекту в RC лінії її опір R стає залежним від частоти й зростає зі збільшенням ω внаслідок зменшення ефективного перерізу металізації. За субмікронних розмірів лінії й $\delta < d_M$ опір R стає поверхневим $R_s(\omega)$ як і провідність лінії $G(\omega)$, яка достатньо велика.

Від частоти побічно можуть залежати індуктивність $L(\omega)$ і ємність $C(\omega)$ лінії. Причина – у розподілі поля при його проникненні в діелектрик, що приводить до зміни ефективної діелектричної проникності лінії. Залежності $R(\omega)$, $L(\omega)$ і повного імпедансу лінії $Z(\omega)$ наведені на рис. 6.6.

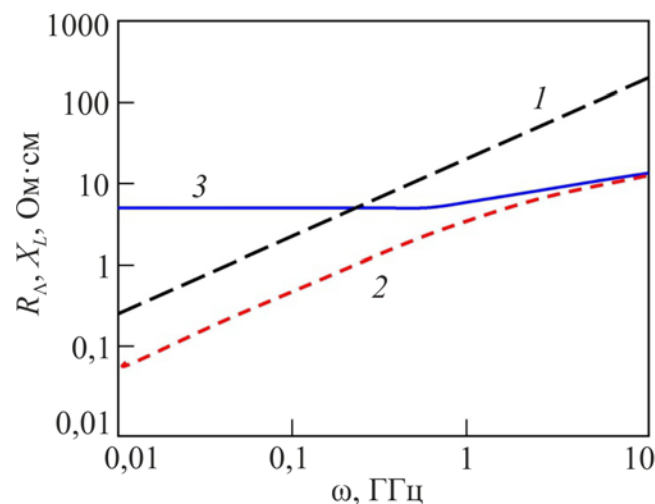


Рис. 6.6. Приклад частотної залежності активного опору, індуктивного імпедансу:

1 – $R_{\Lambda}(\omega)$; 2 – $X_L = \omega L_{\Lambda}$; 3 – повний імпеданс лінії

У результаті стала поширення γ_{Π} і характеристичний опір $Z_{\Lambda 0}$ мають оцінюватися за формулами:

$$\gamma_{\Pi} = \sqrt{[R(\omega) + i\omega L(\omega)][G(\omega) + i\omega C(\omega)]} \quad (6.9)$$

і

$$Z_{\Lambda 0} = \sqrt{\frac{R(\omega) + i\omega L(\omega)}{G(\omega) + i\omega C(\omega)}}, \quad (6.10)$$

де L і C відносяться до внутрішніх параметрів вільної лінії.

6.3. Обмеження фазової швидкості в лінії скін-ефектом

Фазова швидкість поширення електромагнітної хвилі по лінії v_{λ} є одним з важливих її параметрів. Від неї залежить якість передавання сигналу й гранична швидкодія лінії. Як було раніше відзначено, фазова швидкість визначається відношенням $v_{\lambda} = \frac{\omega}{\gamma_{\Pi}}$.

Зі зростанням частоти стала поширення γ_{Π} стає комплексною величиною

$$\gamma_{\Pi} = a_3 + ik_{\lambda}, \quad (6.11)$$

де $a_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{RC\omega}$ – коефіцієнт загасання амплітуди електромагнітної хвилі

на одиницю довжини лінії, k_{λ} – хвильове число. За низьких частот:

$$v_{\lambda} = \sqrt{\frac{2\omega}{RC}}, \quad (6.12)$$

де R і C – незалежні від частоти опір і ємність лінії. У виразі (6.12) опір R визначається на сталому струмі.

За високих частот і наявності скін-ефекту фазова швидкість визначається у вигляді:

$$v_{\lambda} = \frac{C}{\sqrt{\epsilon_d} \left(1 + \frac{\delta}{d_d} \right)}. \quad (6.13)$$

З виразу (6.13) випливає, що за $\delta \ll d_d$, v_{λ} асимптотично наближається до

$$v_{\lambda} = \frac{C}{\sqrt{d_d}}. \quad (6.14)$$

Співвідношення (6.14) визначає максимальну швидкість поширення електромагнітної хвилі по лінії обмежувальним параметром, яким є діелектрична стала. Чим менша ϵ_d , тим більша фазова швидкість, обмежена зверху швидкістю світла у вакуумі. За фіксованої діелектричної сталої максимальна фазова швидкість не залежить від частоти $v_{\lambda \max} = \text{const}$. Це означає передачу сигналу по лінії без викривлення й максимальну її швидкодію.

Однак за певних параметрів діелектричної підкладки (d_d , ϵ_d) у ній можуть існувати одна або кілька незатухаючих мод, що може призвести до значних викривлень переданого лінією сигналу й до збою роботи інтегральної схеми.

З наведених співвідношень випливає, що фазова швидкість у лінії зв'язку залежить від таких її параметрів, як: d_m , d_d , ϵ_d тощо. На рис. 6.7 наведено якісні залежності $\frac{v_{\lambda}}{c}(\omega)$ по параметрах d_m (рис. 6.7, а), d_d

(рис. 6.7, б), ε_d (рис. 6.7, в). На них чітко видний вихід v_λ на насичення, яке відповідає $\frac{v_{\lambda \max}}{c}$ у межах десятих часток (0,3...0,5).

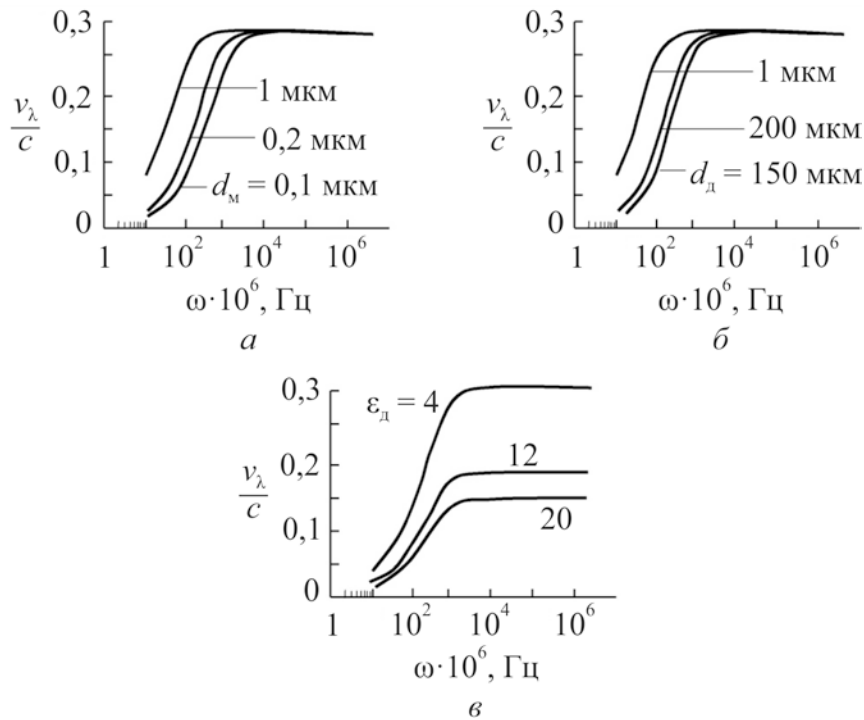


Рис. 6.7. Частотні залежності фазової швидкості у лінії по параметрах:

a – товщини провідника, *б* – товщини діелектрика, *в* – діелектричної її проникності

З викладеного випливає, що параметри лінії з розширенням її частотного діапазону не можна змінювати довільно, без врахування її хвильових характеристик.

7. ЕЛЕКТРОМІГРАЦІЯ ТА ЇЇ ЗВ'ЯЗОК З ОБМЕЖЕННЯМИ В ЛІНІЯХ ЗВ'ЯЗКУ

7.1. Загальна характеристика електроміграції

Електроміграція (ЕМ) – один з основних факторів, які обмежують надійність ліній зв'язку й контактів в інтегральних схемах. При субмікронній мініатюризації обмеження електроміграцією у надійнішому її аспекті стає визначальними.

Суть ЕМ – у переносі іонів металу (маси) провідника зі струмом уздовж лінії, що в остаточному підсумку має своїм наслідком переривання, розрив струму в ній (катастрофічна електроміграція, КЕМ).

У результаті, ефект електроміграції може призвести до часткового або повного руйнування провідника під впливом температури (плавлення металу) або через повне розмиття металу під впливом електроміграції (*void* – «пустота», «лакуна»). З іншого боку, речовина, яка накопичується, може сформувати нову ненавмисну сполуку (*hillock* – «горбок, купка»), що може привести до деградації схеми (рис. 7.1).

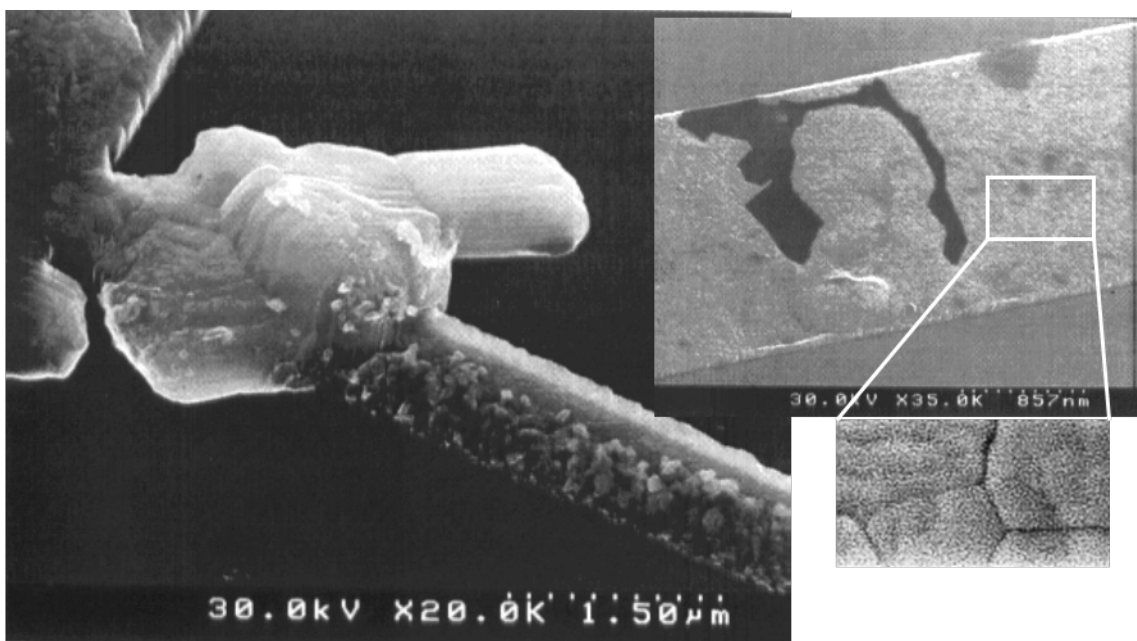


Рис. 7.1. Формування горбків і пустот у провіднику через електроміграцію

У 1960 році співробітник *Motorola Jim Black* емпірично вивів рівняння, яке визначає середній час наробки на відмову (СЧНВ) ліній підданих електроміграції:

$$\text{СЧНВ} = \frac{A}{j^n} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (7.1)$$

де A – константа, значення якої залежить від властивостей металевої лінії; j – густина струму ($\text{А}\cdot\text{м}^{-2}$); n – емпіричний коефіцієнт, значення якої знаходиться в діапазоні від 1 до 7 (зазвичай – 2); E_a – енергія активації (Дж) (для Al $E_a = 0,5 \dots 0,7$ Дж); k – стала Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж \cdot К $^{-1}$); T – температура (К).

Час від початку навантаження провідника струмом до його розриву називається часом до відмови (*time-to-failure, TTF*) або довговічністю провідника.

Електроміграція спостерігається більшою або меншою мірою у всіх металах. Її інтенсивність характеризується енергією активації E_a . Чим більша енергія активації, тем менша ймовірність КЕМ. Чим вища температура металізації лінії, її температурний градієнт і вище електричне поле у провіднику, тим інтенсивніше протікає електроміграція й скорочується час наробки на відмову (див. вираз (7.1)).

В об'ємних металах електроміграція починає проявлятися поблизу їхньої температури плавлення $\left(\sim \frac{3}{4}T_{\text{пл}}\right)$. У тонких плівках металів (полі- й монокристалічних) ЕМ стає помітною вже за $T = \frac{1}{2}T_{\text{пл}}$. Для алюмінієвих провідників ліній це відповідає температурі $T = 423 \dots 466$ К.

У процесі розвитку ЕМ відбувається локальне зменшення перетину металізації. Це приводить до збільшення локальної густини струму в

провіднику, і, отже, до локального розігріву, що у свою чергу викликає прискорення електроміграції аж до КЕМ.

Обмеження тут визначається максимально припустимою густиною струму в межах обмежених температур. Наближені значення E_a , j_{\max} , T для декількох металів, використовуваних у лініях зв'язку, наведено в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Енергія активації електроміграції для деяких матеріалів металізації та їх гранично припустимі значення густини струму й температури

Матеріал	Температурний діапазон, °C	Максимальна густина струму, А/см ² (x10 ⁶)	Енергія активації
Al [*]	100...260	1	1,48
Al ^{**}	100...250	< 0,5	0,48
Al-1%Si ^{**}	170...250	2	0,5
Al-1,5%Cu ^{**}	180...350	2	0,6
Cu ^{***}	280...400	~9	1,25
Au ^{**}	210...270	7	0,73
W ^{**}	300	20	1,96
TiN-SiO ₂	340...820	22	1,5
TiN/Al/Cu	250...320	16...24	0,62

* – об'ємний

** – із зернистою структурою

*** – після відпалу

Наведені в табл. 7.1 значення енергії активації залежать від кристалічної структури металевої плівки і її морфології, а також від співвідношення розмірів зерен до формату металізації (W_{Λ} , d_m). Ці фактори визначають переважний механізм переносу маси в провіднику лінії, а отже, і енергію активації процесу електроміграції (рис. 7.2).

Електроміграція – процес дифузійний. У високочистих об'ємних металах енергія активації дифузійних процесів в них максимальна. Для алюмінію, наприклад, вона складає майже 1,5 еВ (табл. 7.1). Якщо дифузія відбувається переважно по границях зерен, то E_a вкладається в межі від 0,6 еВ до 0,8 еВ, а при поверхневій дифузії вона не перевищує 0,2...0,3 еВ.

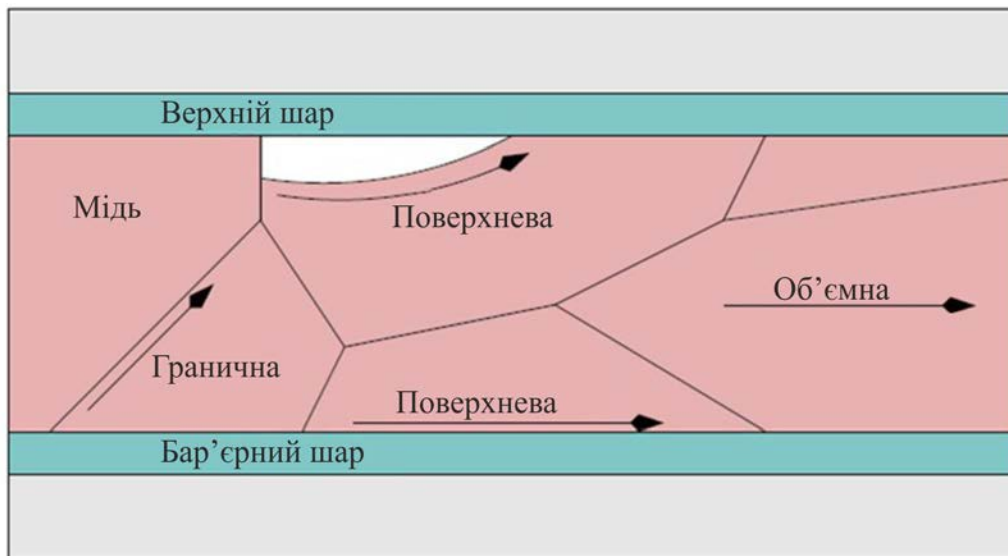


Рис. 7.2. Шляхи дифузії у мідній лінії між'єднань. Шляхи дифузії визначають потік маси за рахунок дифузії іонів уздовж відповідних шляхів

На процес дифузії іонів у лінії впливає її геометрія. Для алюмінієвої металізації шириною в межах $1 \text{ мкм} < W_{\Lambda} \leq 10 \text{ мкм}$ дифузія відбувається в основному по границях зерен. У цій області значень W_{Λ} зі збільшенням ширини металізації E_a зменшується: для Al:1,5% Cu E_a лежить у межах від 0,8 eV ($W_{\Lambda} = 3 \text{ мкм}$) до 0,6 eV ($W_{\Lambda} \leq 10 \text{ мкм}$). Для $W_{\Lambda} < 1 \text{ мкм}$ енергія активації електроміграції зростає за рахунок удосконалювання структури металізації до (1...1,4) eV, що близько до об'ємного алюмінію.

Електроміграція у провідних підкладках відбувається переважно по міжзеренним границям внаслідок більш низького значення енергії активації дифузії в них (Al: 0,6...0,8 eV проти 1,2...1,4 eV в об'ємі) (рис. 7.3).

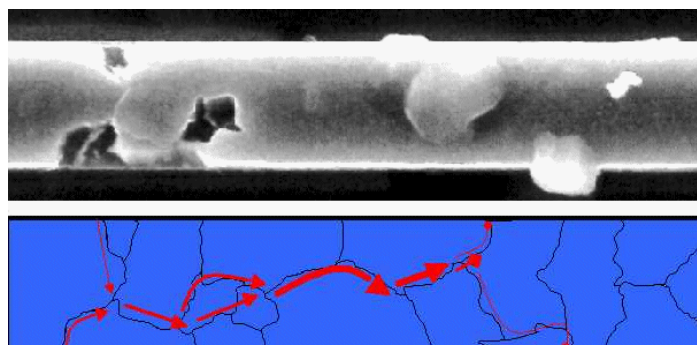


Рис. 7.3. Електроміграція іонів металу по міжзеренним границям

З наведених матеріалів алюмінієва металізація досліджена найбільш повно. Піввіковий досвід її застосування в лініях інтегральних схем відображає достатньо повно основні аспекти електроміграції й масоперенесення в них. У цьому розділі досвід використання алюмінієвої металізації буде використаний як базовий порівняно з новими матеріалами, обумовленими розвитком НВІС, УВІС, НШНІС.

При цьому слід підкреслити, що інтерес до алюмінієвої металізації з боку мікроелектроніки зберігається ще й сьогодні.

7.2. Механізм виникнення електроміграції

При перенесенні маси через провідник у ньому утворюються вакансії атомів, які можуть утворювати преципітати (порожнечі) у шарі металізації. Порожнечі утворюються тоді, коли дві або більше вакансій перетинаються (рис. 7.4). Чим більше таких перетинань, обумовлених неідеальністю кристалічної структури провідника, тим більше утворюється порожнеч і більше їх розмір.

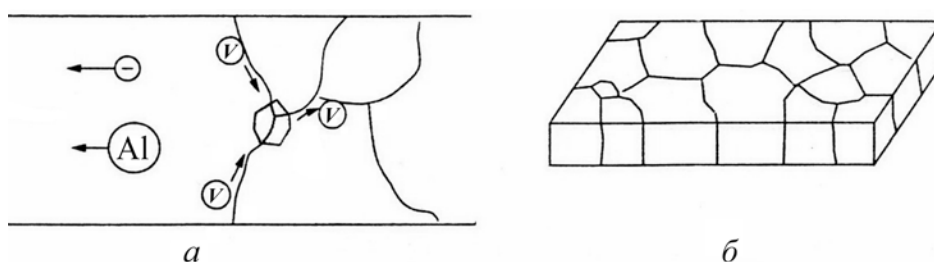


Рис. 7.4. Утворення порожнеч при електроміграції в лінії (а) і приблизна її крупнозерниста структура (б)

Залежно від механізму дифузії й кристалічної структури провідника, розглядають два типи утворення преципітатів вакансій у ньому: клиноподібних і лінійних (розривних) (рис. 7.5). Перші зменшують переріз провідника, що приводить до збільшення густини струму й прискорення електроміграції в ньому. Другі приводять до розриву лінії, що означає її

катастрофічний вихід з ладу. Це відбувається тоді, коли порожнечі при своєму розростанні перекривають переріз металізації.

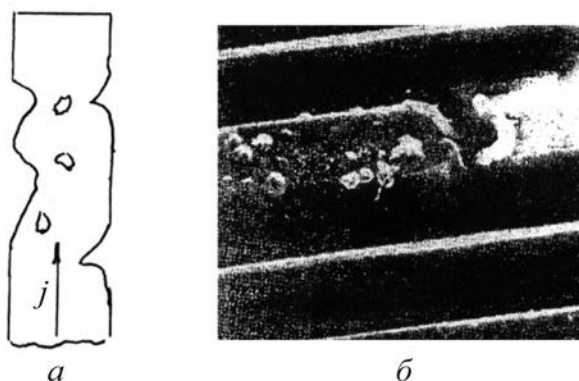


Рис. 7.5. Ілюстрація преципітатів вакансій, які утворюють порожнечі в металізації:
a – клиноподібні, *б* – розривні

Для зниження електроміграції та ймовірності утворення порожнеч у металізації необхідно вдосконалювати її кристалічну структуру. Одна з таких структур, що одержала назву «бамбукової», схематично показана на рис. 7.6. У ній практично не утворюються потрійні перетинання, куди стікалися б вакансії.



Рис. 7.6. Фрагмент субмікронної лінії з «бамбуковою» структурою

Для отримання «бамбукової» структури товщина й ширина металізації мають бути переважно субмікронними, а технологія (осадження, відпалу тощо) має забезпечити одержання необхідної текстури.

7.3. Вплив електроміграції на обмеження довжини лінії

Електроміграція в металізації лінії починається з моменту, коли іон металу втрачає зв'язок з ґраткою й може рухатися в полі ґратки. Цьому

сприяє термічна активація, обумовлена як струмом через провідник, так і зовнішнім нагріванням. Термічна активація підвищує енергію зв'язаного із ґраткою іона металу, а, відповідно, і ймовірність подолання їм її потенціалу. Якщо іон металу долає потенціальний бар'єр ґратки і стає вільним, то на його місці залишається вакансія V , яка також може мігрувати по кристалу.

На вільний іон металу M^+ у полі електричного струму діють дві сили (рис. 7.7): електричного поля F_E і сила електронного захоплення (сила «електронного вітру») F_{wind} . Остання є наслідком зміни моменту електрона в умовах протікання електричного струму. При цьому $F_E \ll F_{wind}$, що визначає напрямок руху іона.

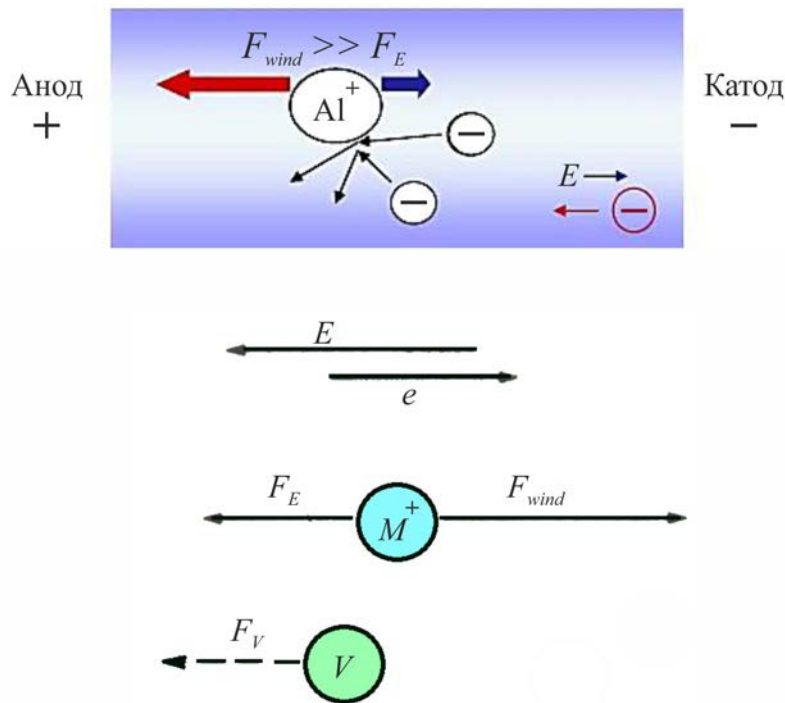


Рис. 7.7. Схема діючих сил на іон металу в провіднику зі струмом в електричному полі

Вакансії V будуть рухатися в протилежному напрямку, обумовленому дифузійним механізмом їх міграції.

Повна (результуюча) сила, що діє на окремий іон металу в провіднику, має два протидіючі внески: електростатичну силу (спрямовану так само, як і електричне поле) і зворотну силу (вплив електронного вітру).

Електростатична сила

Прикладання електричного поля приводить до виникнення електростатичного притягання, яке діє на ядро іона металу. Напрямок і величина електростатичного притягання залежить від заряду ядра іона, з урахуванням впливу ефектів екранування заряду. Позитивно заряджені ядра іонів (катіони) притягаються до катода, у той час як негативно заряджені ядра іонів (аніони) притягаються до анода. Електростатична сила F_E визначається за формулою:

$$F_E = a \cdot Z \cdot e \cdot E = a \cdot Z \cdot e \cdot j \cdot \rho, \quad (7.2)$$

де a – коефіцієнт, який враховує вплив ефекту екранування заряду ($a \ll 1$); Z – валентність атома у сполуці; e – заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); j – густина струму ($\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$); ρ – питомий опір ($\text{Ом} \cdot \text{м}$).

Коли електроміграцію було виявлено в провідниках, передбачалося, що міграційні ефекти будуть аналогічні тим, які мають місце в рідкому електролізі.

Вважалося, що іони металу в провіднику завжди будуть рухатися до катода, як в електролізі. Але у деяких випадках, які становлять інтерес для металізації інтегральних схем (заснованої на добрих металевих провідниках), міграція спостерігалася в протилежному напрямку – до анода. Цей разючий ефект виникає в результаті впливу електронного вітру.

Сила електронного вітру

Електрони рухаються уздовж доріжок металізації, створюючи струм. Ці електрони схильні до розсіювання. Розсіювання електронів відбувається на дефектах ґратки: вакансіях, домішках, границях зерен, дислокаціях і навіть на фононних коливаннях іонів металу від їхнього ідеального положення. Розсіювання електронів породжує електричний опір, але це також приводить до появи сили, що діє на ядро іона металу.

У результаті розсіювання електрон змінює свій напрямок. Ця зміна в напрямку супроводжується прискоренням, яке й приводить до виникнення сили. Електрони також прискорюються в електричному полі. Коли встановлюється загальна швидкість дрейфу електронів, сила, яка діє на іони, завдяки електронному розсіюванню направляється так само, як і потік електронів – це називається силою електронного вітру F_{wind} , яка описується формулою:

$$F_{wind} = -e \cdot n_e \cdot \lambda \cdot \sigma_i \cdot E, \quad (7.3)$$

де n_e – щільність електронів; σ_i – поперечний переріз зіткнення; λ – середня довжина вільного пробігу.

Термін «електронний вітер» походить від подібності з, наприклад, деревом, яке обдувається вітром. Вітер тут аналогічний потоку електронів, а листи на дереві – іонам металу в провіднику.

Результуюча сила

У добрих провідниках, на зразок тих, які використовують у металізації ІС, сила електронного вітру є переважною (домінуючою) силою, яка діє на ядра іонів, що приводить до переміщення атомів до анода. Результуюча сила, що діє на іони, може бути представлена в наступному вигляді:

$$F_{net} = F_{wind} + F_{direct} = (Z_w + Z_d) \cdot e \cdot j \cdot \rho = Z^* \cdot e \cdot j \cdot \rho, \quad (7.4)$$

де Z_{wind} , Z_{direct} і Z^* відносяться до ефективних валентностей для сили електронного вітру, електростатичної сили й результуючої сили відповідно.

Дифузія

Переміщення ядер іонів металу відбувається за рахунок дифузійних переходів. У випадках, що представляють інтерес для металізації, має місце самодифузія або дифузія по вакансіях.

Швидкість дифузії описується коефіцієнтом дифузії з розмірністю $[m^2/s]$. Коефіцієнт дифузії D_a залежить від температури відповідно до рівняння Арреніуса:

$$D_a = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right), \quad (7.5)$$

де D_0 – константа дифузії (m^2/s); E_a – енергія активації для дифузії (Дж/моль); R – газова стала ($8,314 \text{ Дж}\cdot\text{моль}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$); T – абсолютна температура (К).

Коефіцієнт дифузії й енергія активації залежать від природи матеріалу.

На рис. 7.8 зображено профіль простої кубічної металевої ґратки з однієї вакансією. Вакансія може перейти (перестрибнути) у кожне з положень 1, 2, 3 або 4 (тобто вакансія може помінятися місцями з атомом в одному із зазначених положень). За відсутності яких-небудь зовнішніх впливів, ймовірності переходу вакансії в кожне з положень рівні, поки необхідна для цього енергія однакова для кожного положення, а енергія активації для переходу з місця на місце завжди одна й та сама.

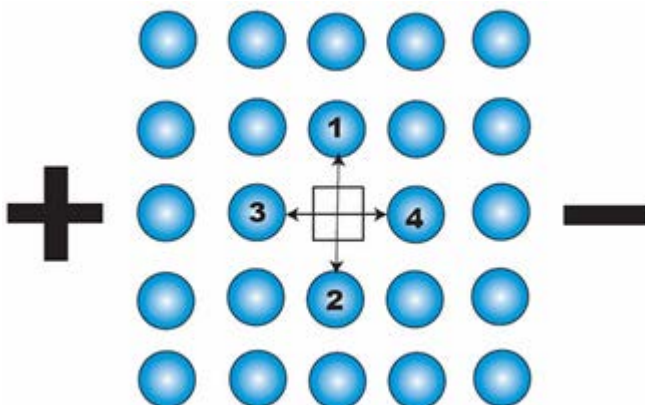


Рис. 7.8. Профіль простої кубічної металевої ґратки з однієї вакансією

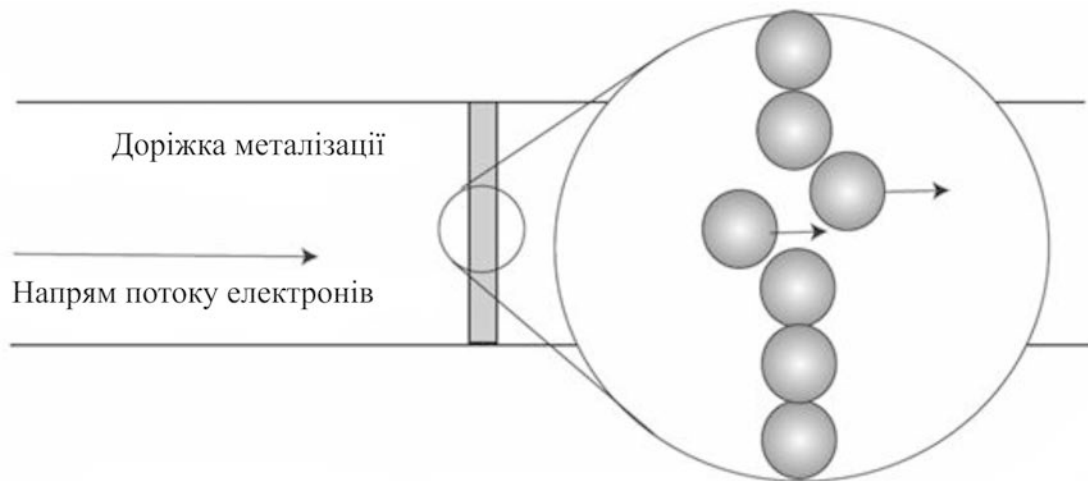
За прикладання електричного поля значення енергії активації для переходу в положення 1 і 2 залишаються ідентичними, у той час як енергія активації для переходу в положення 4 виявляється менше, ніж для переходу в положення 3. Це приводить до зсуву дифузійних переходів вакансій убік катода. Цей результуючий потік вакансій до катода відповідає результуючому потоку атомів (іонів) до анода. Можна вважати, що даний потік іонів металу існує завдяки ефективному заряду Z^* іона й пов'язаної з ним результуючій силі.

$$J = C \cdot D_a \frac{F_{net}}{R \cdot T} = C \cdot D_a \frac{Z^* \cdot e \cdot \rho \cdot j}{R \cdot T}, \quad (7.6)$$

де J – потік атомів ($\text{м}^2/\text{с}$); C – концентрація атомів ($1/\text{м}^3$); D_a – коефіцієнт дифузії ($\text{м}^2/\text{с}$).

Слід зазначити, що весь цей результуючий потік атомів у край незначний. Є лише дуже невеликий зсув руху атомів, наприклад, у тисячі атомів 499 з них будуть дифундувати в напрямку анода, а 501 – до катода, що приводить до сумарної (результуючої) міграції всього двох атомів до катода. Електроміграція – це дуже повільний процес, що потребує часу.

Електроміграція являє собою масоперенесення у металевому провіднику через передачу імпульсу між провідними електронами й атомами металу, які дифундують. Рівномірна електроміграція в доріжках металізації, за її підтримання, не буде викликати руйнування: у стаціонарному (стійкому) стані, ніяких ушкоджень спостерігатися не повинне, крім як на початку й наприкінці доріжки металізації. Це відбувається тому, що уздовж доріжки металізації кількість атомів, що надходять у певний обмежений об'єм, дорівнює кількості атомів, що залишають цей об'єм (рис. 7.9).



У кожній з областей, кількість атомів, що надходять до неї, дорівнює кількості атомів, що залишають її

Рис. 7.9. Рівномірна електроміграція в доріжці металізації

Пошкодження доріжок металізації викликають відхилення (дивергенція) у потоці атомів. Коли кількість речовини, що залишає якийсь об'єм, не дорівнює кількості речовини, яка в нього входить, то пов'язані із цим нагромадження й втрата матеріалу призводять до пошкоджень.

Коли потік атомів в область більше, ніж потік, що залишає її, речовина накопичується у формі горбка або нитки. Якщо потік, який залишає область, більше потоку, який входить, то вичерпання речовини в результаті приводить до утворення порожнини (рис. 7.10).

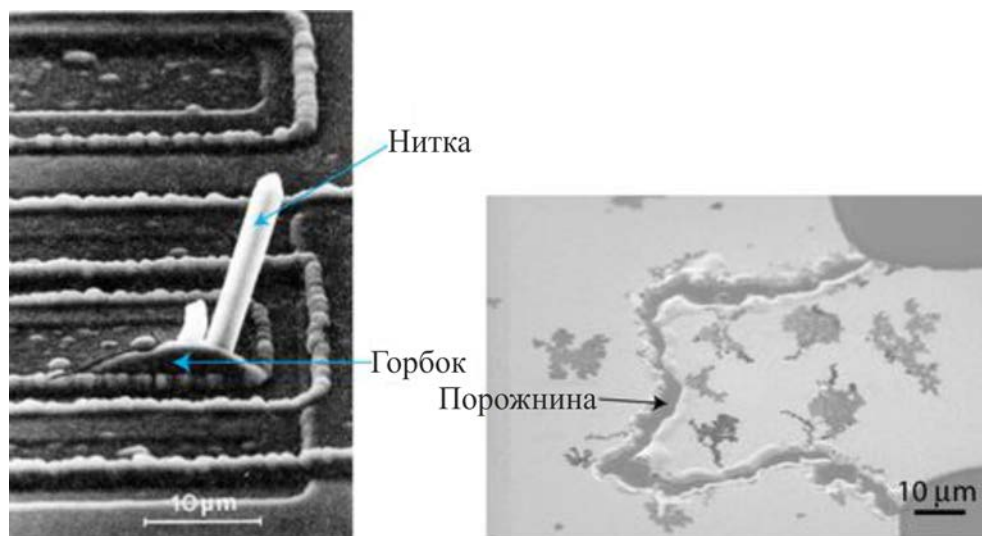


Рис. 7.10. Утворення горбків, ниток і порожнин за електроміграції (мікрофотографії РЕМ)

Області утворення порожнин, як правило, пов'язані із сусідніми областями нагромадження речовини, тому що атоми переміщуються з однієї області в іншу. Напруження в доріжці металізації проявляються у результаті масоперенесення.

Гradient напруги накопичується в металевій доріжці й перешкоджає силі електроміграції. Утворення порожнин і горбків частково послабляє ці напруги. Порожнина формується з ослабленням розтягувальних напруг, у той час як зростання горбків послаблює напруги стиску (рис. 7.11).

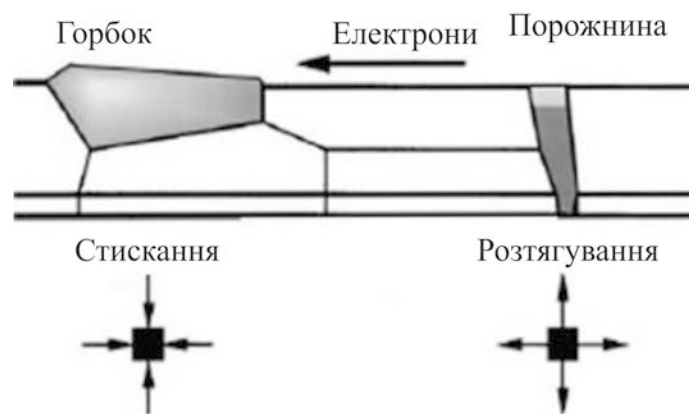


Рис. 7.11. Механічні напруження в металевій доріжці за електроміграції

Порожнини й горбки шкідливі для доріжок металізації, оскільки зростаючий горбок може вступати в контакт із іншими доріжками металізації, що приведе до короткого замикання, до небажаного шляху протікання електричного струму. У міру росту порожнини, ефективна площа поперечного перерізу доріжки металізації зменшується. Це приводить до збільшення як опору, так і густини струму в системі. Порожнина, у результаті, веде до розмикання кола, коли немає ніяких матеріальних перемичок, що замикають його.

Ці ефекти порушують нормальне функціонування інтегральних схем і призводять до їх відмови. Природа мікропроцесорного чипа робить його відновлення неможливим і, якщо чип відмовив, то його слід замінити.

Для ідеального металу за відсутності градієнта температури базове співвідношення електроміграції записується у вигляді:

$$F_a = \frac{N_a D_a}{kT} \cdot Z^* \cdot q \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (7.7)$$

де F_a – потік іонів, N_a – щільність атомів у металі провідника, D_a – коефіцієнт дифузії, $Z^* q$ – ефективний заряд іона, E_a – енергія активації процесу.

Потоку іонів, якщо він великий, відповідає потік вакансій, F_v , який визначається з рівняння безперервності:

$$\frac{dC_v}{dt} = -\nabla F_v + \frac{C_v - C_v^0}{\tau}. \quad (7.8)$$

За стаціонарних умов $\frac{dC_v}{dt} = 0$ і

$$\nabla F_v = \frac{C_v - C_v^0}{\tau}, \quad (7.9)$$

де C_v, C_v^0 – концентрація вакансій і рівноважне її значення, відповідно; τ – середній час життя вакансії.

У рівноважному стані $C_v = C_v^0$, звідки випливає $\nabla F_v = 0$. При зростанні числа вакансії $C_v \neq C_v^0$ й, отже, $\nabla F_v \neq 0$.

Потік іонів металу, обумовлений електроміграцією у лінії між катодом і анодом, створює градієнт концентрацій вакансій і їх преципітатів. Градієнт вакансій обумовлений їх різною концентрацією біля катода й анода: біля катода концентрація вакансій вища, ніж біля анода. Метал біля анода зазнає напруги стискання відносно катода. Це обумовлює

градієнт механічних напруг у металізації лінії й додатковий потік іонів металу F' , спрямований назустріч потоку F_a :

$$F' = \frac{N_s D_a}{kT} \left[Z^* qE - V_a \left(\frac{d\sigma_n}{dx} \right) \right], \quad (7.10)$$

де V_a – атомний об'єм металу (для алюмінію 10 см^{-3} , що відповідає $N_a = 6,03 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$); σ_n – нормальна механічна напруга до границі зерна.

У виразі (7.10) коефіцієнт $D_a = f(\sigma_n)$. Він експоненціально зменшується зі збільшенням σ_n .

Якщо ефект механічної напруги й ефект, обумовлений захопленням, зрівнюються, то відповідно до формули (7.10)

$$\frac{d\sigma_n}{dx} = \frac{Z^* qE}{V_a} \quad \text{і} \quad \frac{\Delta\sigma_n}{\Delta x} = \frac{\sigma_A - \sigma_K}{l_\Lambda}, \quad (7.11)$$

що відповідає максимальному напруженню в металізації.

Алюмінієва металізація не витримує таких високих механічних напружень. У ній виникають дефекти у вигляді горбків і порожнин, на яких відбувається релаксація напруг.

З виразу (7.10) впливає критична довжина лінії, яка відповідає максимальному градієнту механічних напружень у ній:

$$\Delta x_{\text{кр}} = l_{\Lambda\text{кр}} = \frac{\Delta\sigma_n V_a}{Z^* qE}. \quad (7.12)$$

За $\Delta x < x_{\text{кр}}$ критична електроміграція в лінії не виникає. Експериментально було показано, що для алюмінієвої металізації $x_{\text{кр}} \approx 20 \text{ мкм}$.

З формули (7.10) випливає, що для зниження електроміграції треба збільшувати σ_n . Одночасно із цим зменшується коефіцієнт дифузії D_a , що у свою чергу, також сприяє (7.10) зниженню електроміграції. Для зменшення коефіцієнта дифузії D_a використовують сплави алюмінію з міддю.

Типовий склад Al–Cu сплаву це Al–1,5ат%Si–4ат%Cu. Незважаючи на збільшення питомого опору з 2,86 мкОм·см (чистий Al) до 3 мкОм·см (Al–Cu сплав), покращення в частині електроміграції робить такий сплав достатньо привабливим.

Покращена опірність електроміграції обумовлена рядом причин:

- оскільки масоперенесення в Al відбувається уздовж границь зерен, добавка Si і Cu знижує швидкість дифузії на границі, за рахунок збільшення енергії активації граничної дифузії;
- добавка Cu приводить до появи CuAl_2 преципітатів (рис. 7.12), які зосереджені в основному на границях зерен перешкоджаючи дифузії уздовж цих границь. Преципітати служать також як джерела Cu, сповільнюючи будь-яке ушкодження, тому що преципітати мають розчинитися перше ніж рівень Cu на границі зерен знизиться суттєво. Швидкість розчинення відносно низька оскільки стаціонарний потік міді може бути встановлений від преципітату до преципітату до того, як почнеться міграція.

За температури 230 °C розчинність міді в алюмінії становить усього 0,05%. Типові присадки Cu в алюмінієву металізацію сягають 4 ат%. При більших присадках мідь в алюмінії сегрегує, утворюються преципітати, що знижують рухливість іонів алюмінію. Алюміній з міддю також утворює хімічну сполуку CuAl_2 , що може вносити зміни в електротехнічні параметри лінії й контактів.

Однак слід мати на увазі, що зі збільшенням відсоткового вмісту міді в алюмінії вона починає сама електромігрувати у міжз'єднанні.

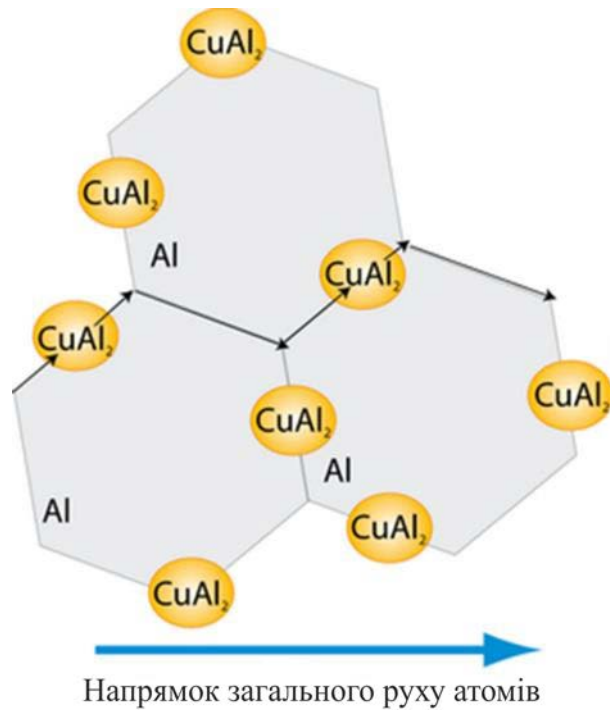


Рис. 7.12. Утворення CuAl_2 преципітатів у Al–Cu сплаві

З формули (7.7) також випливає, що зниженню електроміграції сприяє зменшення електричного поля в провіднику. Однак при цьому може бути порушений режим роботи схеми за параметрами ρ , V , j .

У лініях, у яких $l_{\Delta} > x_{\text{кр}}$, вживають заходів для штучного зниження напруг. Створюють у металізації отвори, формують горбки й порожнини, використовують бамбукову структуру, а також відмінні від алюмінію матеріали з більшою енергією активації.

7.4. Вплив температурного градієнта й електричного поля за умовою катастрофічної електроміграції

З рівняння Блека (7.1) видно, що ефект електроміграції є функцією температури, однак існує більш «підступна» і не настільки явна залежність від температури, яка прискорює ушкодження за рахунок порожнеч (рис. 7.13).

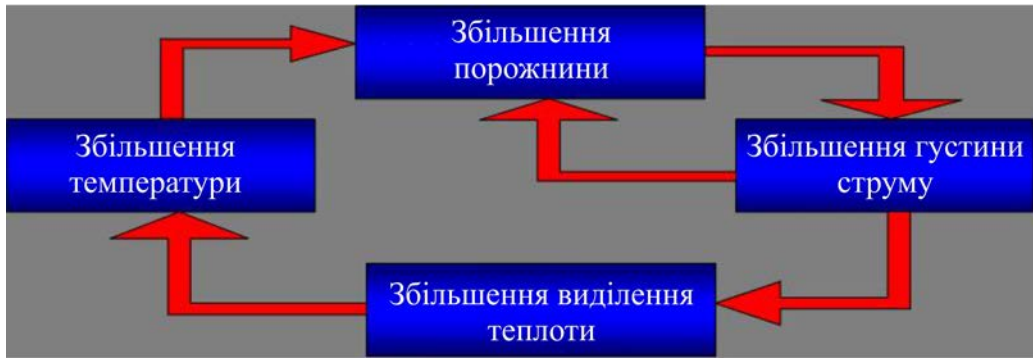


Рис. 7.13. Циклічний позитивний зв'язок, який, в остаточному підсумку, призводить до катастрофічної відмови

Катастрофічна електроміграція означає розрив ліній зв'язку внаслідок масоперенесення під дією електричних сил і теплової дифузії вакансій. Їхня концентрація C_v визначається температурою в кожній точці лінії й енергією активації процесу E_v :

$$C_v \approx N_a \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right). \quad (7.13)$$

Наявність градієнта температури $\frac{dT}{dx}$, обумовлює потік вакансій

$$F_v \approx D_v N_a \left(\frac{Q'}{kT}\right) \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}, \quad (7.14)$$

де Q' – енергія, яка включає енергію активації E_v і теплоту перенесення.

Прийmemo для спрощення аналізу переріз лінії прямокутним (рис. 7.14). Тоді кількість тепла на одиницю довжини лінії визначиться як

$\rho_m \cdot \frac{I^2}{d_m^2}$, I – струм через лінію, ρ_m – питомий опір металізації, $d_m^2 = S_\Lambda$ –

переріз лінії. Градієнт температури в першому наближенні може бути визначений у вигляді:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\rho_M I^2}{\lambda_D d_M^3} = \frac{\text{кількість теплоти}}{\text{теплопровідність} \cdot \text{товщина}}, \quad (7.15)$$

де λ_D – теплопровідність діелектричної підкладки, на якій лежить провідник лінії.

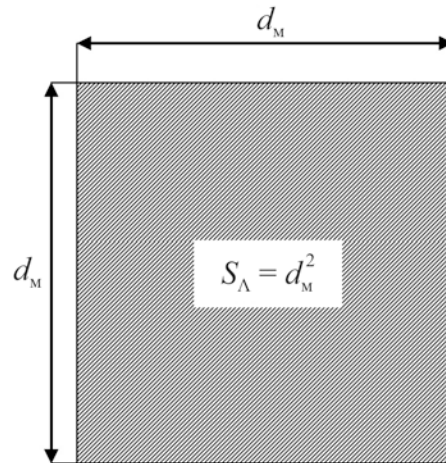


Рис. 7.14. Модель перерізу металізації лінії для обмеження по фактору температурного градієнта

Якщо прийняти, що потік вакансій, через поперечний переріз провідника при КЕМ рівний або трохи менший кількості атомів в об'ємі, то умова КЕМ має відповідати нерівності

$$F_v \cdot d_M^2 \cdot t_k < N_a \cdot d_M^3, \quad (7.16)$$

де t_k – час до моменту розриву металізації.

Спільний розв'язок (7.14), (7.15) і (7.16) дозволяє оцінити мінімально припустимий формат металізації, обмежений КЕМ, нерівністю

$$d_M^4 > D_v t_k \left(\frac{Q'}{kT} \right) \cdot \frac{\rho_M I^2}{\lambda_D T}, \quad (7.17)$$

звідки

$$d_M^2 = \sqrt{D_v t_K \left(\frac{Q'}{kT} \right) \cdot \frac{\rho_M I^2}{\lambda_d T}}. \quad (7.18)$$

Роль електричного поля в КЕМ, обумовлена силою, що діє на електрон

$$F_f = q n_e E = \frac{j}{\mu'_e q}, \quad (7.19)$$

де μ'_e – рухливість електрона, віднесена до сили. За електроміграції сила F_f (7.19) прикладається до кристалічної ґратки. З нею пов'язаний потік атомів (масоперенесення), який визначається виразом:

$$F_a = \mu_a F_f, \quad (7.20)$$

де μ_a – рухливість атомів у провіднику. Підставивши вираз (7.19) у формулу (7.20) отримаємо:

$$F_a = \left(\frac{\mu_a}{\mu'_e} \right) \cdot \left(\frac{j}{q} \right). \quad (7.21)$$

Приймаючи для КЕМ $F_a \approx F_v$, з виразу (7.16) отримаємо:

$$N_a d_M^3 \geq \left(\frac{\mu_a}{\mu'_e} \right) \cdot \left(\frac{j t_K}{q} \right). \quad (7.22)$$

З формули (7.22) випливає, що кількість електронів $\left(\frac{j t_K}{q} \right)$, яка може пройти через провідник до його розриву, дорівнює кількості атомів в об'ємі d_M^3 , помноженій на співвідношення рухливостей атомів і електронів.

Це, мабуть, основний висновок зі співвідношення (7.22), тому що числова оцінка в цьому випадку достатньо важка через малий порядок параметрів μ_a й μ'_e , які визначаються експериментально.

З викладеного випливає, що тепловий режим і електричне поле обмежують формат металізації лінії, а отже, і її рівень мікромініатюризації.

7.5. Стрес-міграція у закріпленій лінії зв'язку

Існує ще один механізм масоперенесення у металізації знеструмленої лінії. Він пов'язаний з механічними напругами в багатошаровій структурі лінії й обумовлений неузгодженістю коефіцієнтів термічного розширення в її структурних шарах. Це, так звана, стрес-міграція.

Механічні напруги, якщо вони великі, приводять до утворення вакансій (порожнеч) у металізації, як і у випадку електроміграції, але без участі електричного струму. Електроміграція й стрес-міграція – процеси різні. Однак їх наслідки аналогічні, вони приводять до зменшення часу наробки на відмову аж до розриву лінії.

На рис. 7.15 показано просту структуру лінії на прикладі алюмінієвої металізації. Вона складається із кремнієвої підкладки, шару діелектричної (SiO_2 , Si_3N_4) ізоляції й пасивації, у яку лінія повністю упакована. Цифри біля шарів відповідають коефіцієнтам розширення за температури 300 К. Як видно, розбіжності термічних коефіцієнтів для шарів сягає порядку величини.

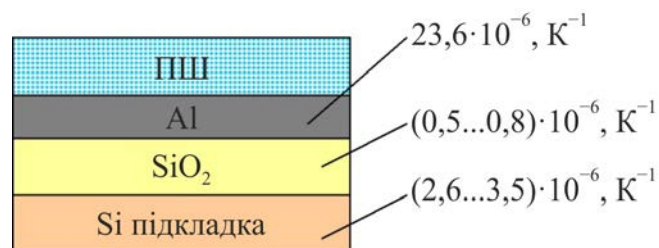


Рис. 7.15. Схема перерізу однорівневої лінії зв'язку з алюмінієвою металізацією;

ПШ – пасивуючий шар

Для вільного незакріпленого алюмінієвого провідника стрес-міграція малоімовірна через високу швидкість поверхневої рекомбінації порожнеч. У процесі пасивування, капсулювання закріпленої лінії в ній виникають механічні напруги, які оцінюються за формулою:

$$\sigma_{\text{H}}(T) = f_{\Gamma} E [\alpha_t(\text{Al}) - \alpha_t(\text{Si})] (T_n - T_0), \quad (7.23)$$

де f_{Γ} – геометричний фактор, який враховує геометрію провідника й діелектрика і еластичність кожного з них. У простій структурі лінії, представлений на рис. 7.15, можна у першому наближенні прийняти $f_{\Gamma} \approx 1$.

E – модуль Юнга, рівний для алюмінієвої металізації $7 \cdot 10^6$ Н/см², $\alpha_t(\text{Al})$, $\alpha_t(\text{Si})$ – термічні коефіцієнти розширення алюмінієвої металізації й кремнієвої підкладки (чипа), рівні відповідно $23 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ і $2,6 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹; T_n – температура осадження й пасивування, рівна приблизно 550 °С, T_0 – температура завершення процесу (може бути кімнатною).

За $T_0 = 300$ К й наведених вище значеннях параметрів з виразу (7.23) впливає напруга в лінії рівна $\sigma_{\text{H}} = 5 \cdot 10^4$ Н/см²... $6 \cdot 10^4$ Н/см². Цього більш, ніж достатньо, для стресового ефекту в алюмінієвій лінії.

Наведені цифри близькі до реальної ситуації, оскільки експериментально підтверджено, що максимум стрес-міграції в алюмінієвій металізації має місце за температур 150...250 °С, що пов'язано з особливостями технології осадження алюмінію на SiO₂ і механізму релаксації механічних напруг у закріпленій плівці.

У жорстко й щільно закріпленій лінії релаксація високої механічної напруги в ній за рахунок пластичної деформації неможлива. Однак локальна деформація в металізації може мати місце, як це було при електроміграції в алюмінієвій лінії за рахунок виникнення за високих механічних напруг горбків і порожнин. За локальної пластичності в

металізації виникає локальна повзучість металу, наслідком якої є виникнення в ній порожнеч, обумовлених термодифузією вакансій. Чим більший розмір порожнеч, тим менша вільна енергія системи, тим система ближче до термодинамічної рівноваги. Поява в металізації лінії порожнеч – це результат зменшення в ній механічних напруг. Однак, якщо за свого зростання розміри порожнеч перекривають формат лінії, то це означає катастрофічний вихід її з ладу, розрив. Повзучість металу характеризується її швидкістю, обумовленою фактором прискорення β_n . Фактор β_n є функцією температури й енергії активації процесу:

$$\beta_n = K_c (T_M - T_0)^n e^{-\frac{E_a}{kT}}, \quad (7.24)$$

де T_M – температура осадження металу, n і K_c – коефіцієнти, які визначають експериментально, як і E_a для матеріалу лінії та її структури. Наприклад, для алюмінієвої металізації $E_a = 0,58$ еВ, $n = 2,33$.

З викладеного випливає, що стрес-міграція визначається двома механізмами, представленими співвідношеннями (7.23) і (7.24), які є функціями температури: перше – лінійної, друге – експоненціальної. Це означає, що для кожного металу, структури й технологічних режимів лінії є якийсь діапазон температур, у якому стрес-міграція сягає максимального значення. Для алюмінієвої металізації він перебуває в межах 150...250 °С.

Усі види згаданих міграцій в остаточному підсумку приводять до зменшення часу наробки на відмову ліній зв'язку. Стрес-міграція у цьому відношенні не є виключенням.

7.6. Середній час наробки на відмову, обмежений масоперенесенням у лінії

Процеси, які обумовлюють стрес-міграцію, безпосередньо пов'язані з геометрією лінії, її форматом, W_Λ і d_M . При цьому середній час наробки на відмову (СЧНВ) буде пропорційний

$$\text{СЧНВ} \sim (W_\Lambda)^{m'} \cdot (d_M)^{n'}, \quad (7.25)$$

де m' і n' – експериментально визначувані величини, які укладаються в межі від 2 до 8 залежно від технологічних режимів формування лінії й матеріалу металізації.

Для кількісної оцінки СЧНВ в алюмінієвій металізації були запропоновані апроксимації, які враховують наведені вище співвідношення:

$$t_{50} = \xi_t \frac{W_\Lambda^3}{\sigma} \text{ для } \frac{d_M}{W_\Lambda} < 1 \quad \text{і} \quad t_{50} = \xi_t \frac{d_M^3}{\sigma} \text{ для } \frac{d_M}{W_\Lambda} \geq 1, \quad (7.26)$$

де t_{50} – час виходу з ладу 50 % ліній на кристалі; ξ_t – коефіцієнт, який залежить від параметрів лінії; σ – масштабний коефіцієнт (дисперсія за нормального розподілу ймовірності). Логарифмічний нормальний розподіл є добрим наближенням розподілу випадкових флуктуацій як у фізичних, так і у виробничих процесах, що вимагають статистичних оцінок.

В апроксимаціях (7.26) σ не є сталим коефіцієнтом, вона залежить від W_Λ і d_M , і експоненціально зростає зі збільшенням рівня мікромініатюризації лінії. На рис. 7.16 наведено залежність $\sigma(W_\Lambda)$, з якої впливає швидке зростання σ у субмікронній області лінії. Зі зростанням σ

зменшується середній час наробки на відмову (рис. 7.16, б), як при зменшенні W_{Λ} , так і при зменшенні d_m .

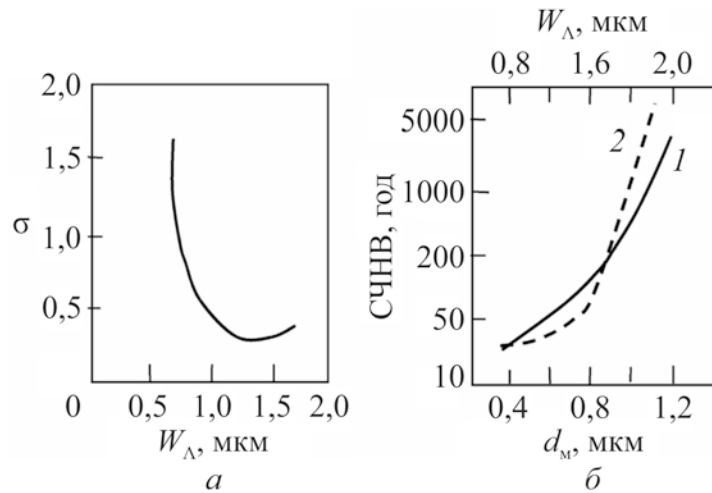


Рис. 7.16. До оцінки апроксимованих параметрів лінії, які обмежують її середній час наробки на відмову: а – залежність девіації від ширини металізації лінії з бамбуковою структурою; б – залежність середнього часу наробки на відмову алюмінієвої лінії зв'язку від товщини (1) і ширини (2) її металізації

З викладеного випливає, що рівень мікромініатюризації лінії обмежується її середнім часом наробки на відмову, що у свою чергу обмежує масштабний коефіцієнт $S_M > 1$ уже в межах пропорційного масштабування.

Електричний струм у закріпленій лінії, відповідальний за електроміграцію, пропорційний току транзистора. У МДН транзисторі

$$I_c \sim C_y \frac{W_k}{l_k} = \frac{\epsilon_d}{d_d} \frac{W_k}{l_k}, \quad (7.27)$$

де $C_y = \frac{\epsilon_d}{d_d}$ – питома ємність заслона.

Усі три параметри: d_d , W_k , l_k піддані скейлінгу й зменшуються пропорційно S_M .

Відповідно до виразу (7.27) при скейлінгу

$$I_c(S_M) \sim \frac{1}{1/S_M} \cdot \frac{1/S_M}{1/S_M} \sim S_M. \quad (7.28)$$

Якщо формат лінії узгоджений з форматом контакту, то густина струму в лінії

$$j_\Lambda = \frac{I_c}{W_\Lambda d_M} \sim S_M^3. \quad (7.29)$$

Середній час наробки на відмову пропорційний j^{-2} . З урахуванням співвідношення (7.29) це приводить до залежності

$$t_{\text{СЧНВ}} \sim S_M^{-6}, \quad (7.30)$$

що означає катастрофічну втрату надійності лінії зі зростанням її рівня мікромініатюризації.

Використання бамбукового ефекту в металізації може суттєво послабити категоричність залежності (7.30). При цьому проблема забезпечення прийнятної надійності субмікронних ліній зв'язку переходить у технологічний аспект.

Стрес-міграція також вносить свій внесок в обмеження рівня мікромініатюризації за пропорційного скейлінгу лінії.

Відповідно до апроксимації

$$\text{СЧНВ} \sim W_\Lambda^3 \left(\text{або } d_M^3 \right) \sim S_M^{-3}. \quad (7.31)$$

Бамбуковий ефект тут також відіграє істотну роль, що обмежує катастрофічне зниження часу наробки на відмову. Але головний ефект, по-видимому, полягає у застосуванні нових матеріалів для металізації й у пошуку оптимальної структури лінії.

У цьому ракурсі достатньо перспективними представляються фотонні й оптоелектронні методи й засоби передачі й перетворення сигналів у НВІС, УВІС, НШНІС, які сьогодні вже успішно розробляються.

7.7. До оцінки апроксимативних параметрів лінії, які обмежують її середній час наробки на відмову

Складність фізико-технологічних процесів у лініях зв'язку інтегральних мікросхем створює складності в коректному описі їх надійності. До цього слід додати, що відмови в роботі того або іншого об'єкта (приладу або системи) відбуваються по самим різним і незалежним однієї від одної причинам і тим імовірніше, чим складніше об'єкт. Блок між'єднань у НВІС значною мірою підпадає під таке визначення.

При тестових випробуваннях використовуються комп'ютерні моделі, які дозволяють оцінити з певним ступенем імовірності по тим або іншим критеріям катастрофічний час наробки на відмову. Однак програми випробувань у ряді випадків не є повними, тому що в них не враховуються всі можливі умови експлуатації об'єкта. Для ліній зв'язку при оцінці їх надійності найчастіше використовують поняття середнього часу наробки на відмову (СЧНВ). СЧНВ є загальною мірою надійності лінії в заданих режимах роботи.

СЧНВ визначається часом t_{50} виходу з ладу 50 % ліній на кристалі. За критерій ухвалюється збільшення опору лінії на 20 %.

Для визначення t_{50} використовуються переважно прості активаційні моделі, аналогічні співвідношенню Арреніуса, у вигляді:

$$t_{50} = A_w \left(\frac{T}{j} \right)^n \cdot \exp \left(\frac{E_a}{kT} \right) \quad (7.32)$$

або

$$t_{50} = A_w j^{-n} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (7.33)$$

тому що основний множник, який визначає залежність $t_{50}(T)$, міститься в експоненціальному члені.

У формулі (7.33) A_w – стала, яка залежить від матеріалу, кристалічної структури й геометрії металізації, E_a – енергія активації процесу, n – емпіричний коефіцієнт, T – температура.

Температура T , яка входить у співвідношення (7.33), містить у собі й джоулевий розігрів ΔT , який за більших густин струму робить істотний внесок у СЧНВ.

Залежність $\Delta T(j^2)$ може бути визначена за формулою:

$$\Delta T(j^2) = \frac{R_T R_0 j^2}{1/S_\Lambda^2 - \alpha_t^* R_T R_0 j^2}, \quad (7.34)$$

де

$$\Delta T = T - T_0 = R_T j^2 S_\Lambda R, \quad (7.35)$$

$$R = R_0(1 + \alpha_t^* \Delta T), \quad (7.36)$$

T – температура провідника; T_0 – температура навколишнього середовища, °C; R_0 , R – електричні опори провідника, Ом; R_T – його термічний опір, °C/Вт; α_t^* – температурний коефіцієнт опору металу провідника.

Для алюмінієвої металізації t_{50} визначається за $T = 150 \dots 250$ °C при підвищеній густині струму $j = 10^6 \dots 3 \cdot 10^6$ А/см². Коефіцієнт n лежить у межах від 1 до 3 і більше. Менші значення n відповідають ситуації, коли температурним градієнтом у лінії можна знехтувати, більші – коли ним знехтувати не можна.

Для алюмінієвої металізації зазвичай приймають $n \approx 2$, що відповідає режиму, коли $t_{50}^{-1} \sim (\text{кількості вакансій}) \cdot (\text{швидкість їх утворення})$. Для цього випадку енергія активації експериментально була визначена приблизно рівною 0,5 еВ, що близько до характеристичного значення E_a електроміграції в алюмінієвій металізації із зернистою структурою. У випадку бамбукової структури E_a зростає до 1,4 еВ.

Залежність t_{50} від ширини лінії W_Λ є функцією відношення W_Λ/d_3 , де d_3 – розмір зерна металізації. Якщо це відношення зменшується, то СЧНВ має зростати внаслідок наближення структури металізації до «бамбукової», що зменшує як електроміграцію, так і стрес-міграцію в лінії. Ефект зростання t_{50} у субмікронній області ($W_\Lambda \leq W_{кр} \approx (2 \dots 4) d_3$) ілюструється на вставці (рис. 7.17) для трьох значень густини струму в алюмінієвій металізації з буферним і покривним шарами титану: Ti–Al–Ti.

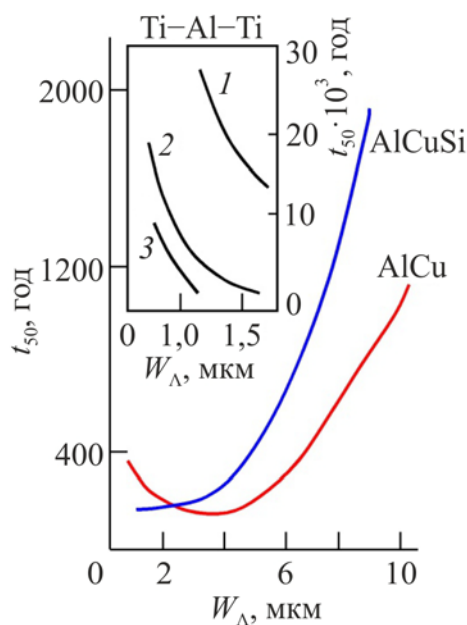


Рис. 7.17. Залежність середнього часу наробки на відмову від ширини лінії із зернистою структурою металізації для двох алюмінієвих сплавів: AlCuSi й AlCu у режимі тестових випробувань. На вставці ті ж залежності для ліній Ti–Al–Ti у субмікронній області за параметром густини струму:
 $1 - 1 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$, $2 - 2 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$, $3 - 2,5 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$

Зменшення відношення W_Λ/d_3 за заданої технології, яка визначає кристалічну структуру плівкового провідника, здійснюється за рахунок зменшення ширини лінії.

Залежність часу наробки на відмову від W_{Λ} є важливим моментом при проектуванні металізації ліній зв'язку, застосуванні нових матеріалів і нових рівнів мікромініатюризації.

На рис. 7.17 наведено залежності $t_{50}(W_{\Lambda})$ для двох сплавів провідників лінії – AlCuSi (1...1,5 %) і AlCu (0,5 %). Енергії активації електроміграції для зернистої їх структури становлять $\sim 0,62$ еВ і $\sim 0,42$ еВ. З наведених кривих випливає, що сплави алюмінію навіть за невеликих відсотків складових помітно збільшують СЧНВ порівняно з алюмінієвою металізацією. Уведення міді в сплав приводить до збільшення його енергії активації E_a й, відповідно до рівняння (7.33), до збільшення t_{50} . Додавання кремнію в алюмінієвий сплав знижує контактну електроміграцію, яка в загальній контактній надійності може становити помітну частку.

Збільшення СЧНВ в алюмінієвій металізації не обмежується використанням у ній вищенаведених сплавів. Гарні результати були отримані в структурах металізації Ti–AlCu–Ti, TiN–AlCu–TiN, що дозволило збільшити їх граничні значення максимальних густин струму до $(16...24) \cdot 10^6$ А/см² і енергію активації до 0,62...0,75 еВ. Пасивований нітрид титану витримує температури 340...620 °С й характеризується енергією активації електроміграції $\sim 1,5$ еВ. Однак технологія формування лінії ускладнюється й здорожується. Їх область застосування виправдана при частотному діапазоні роботи лінії ≤ 1 ГГц у ВІС не занадто потужних і не розрахованих на жорсткі вимоги до надійності.

На рис. 7.18 наведені залежності $t_{50}(W_{\Lambda})$ для Ti–(AlCu)–Ti і AlCu металізації в однорівневій лінії за $j = 1$ мА/см² і $T = 250$ °С. Із зіставлення кривих на рис. 7.18 випливає, що використання Ti як бар'єрного й покривного шарів дає вигоду у t_{50} у два порядки. Це співвідношення зберігається в межах зміни W_{Λ} від 0,5 до 2 мкм. Такий результат відповідає вже високій технології.

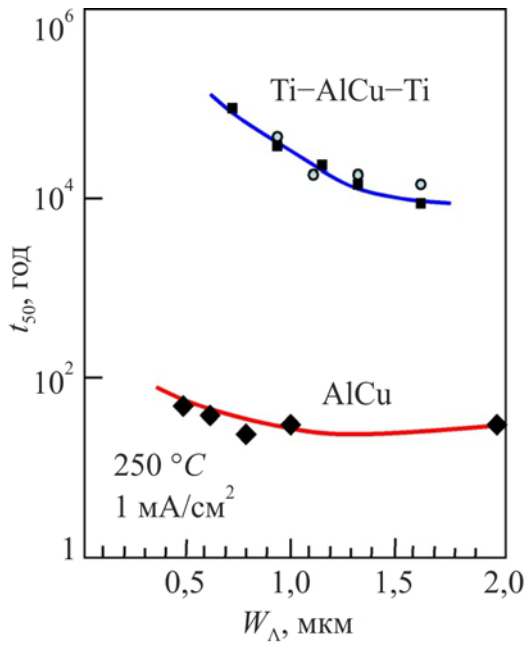


Рис. 7.18. Порівняльні характеристики середнього часу наробки на відмову залежно від ширини ліній для металізацій Ti-(AlCu)-Ti й AlCu

7.8. Структура багатошарової лінії зв'язку

У надшвидкісних, високочастотних інтегральних схемах комутувальні провідники є багатошаровими. Один із прикладів такої багатошаровості розведення наведено на рис. 7.19.

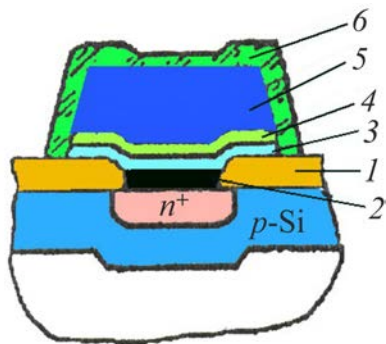


Рис. 7.19. Переріз контакту з багатошаровою лінією зв'язку. Шари: 1 – діелектричний, 2 – контактний, 3 – адгезійний, 4 – буферний, 5 – провідний, 6 – пасивувальний

Переріз лінії показаний разом з її електричним контактом до напівпровідникового приладу на кремнієвій підкладці. Структура лінії містить шість шарів. Шари 1 і 6 у даному прикладі утворені плівками SiO₂, як це було в простих структурах ліній.

Контактний шар 2 має:

- забезпечувати омічність контакту метал–напівпровідник за будь-якого типу провідності й будь-якого рівня легування останнього;
- щільне прилягання до напівпровідника без зазорів та інших мікродфектів на інтерфейсі, які сприяють електроміграції;
- сприяти відновленню природної плівки окисла, яка виникає на поверхні напівпровідника;
- мати малу розчинність і малий коефіцієнт дифузії в кремнії, які обмежують ерозію напівпровідника.

Як матеріали контактних шарів використовують Mo, Cr, Ni, Ti, Pt, Ir тощо. У НВІС із приладами Шотткі контактний шар має утворювати бар'єрний контакт із напівпровідником при рівнях його легування від 10^{15} см^{-3} до 10^{18} см^{-3} . Такий контакт Шотткі має відповідати практично ідеальній вольтамперній характеристиці. Близькими до цих вимог є матеріали на основі Ni, W, Mo.

Адгезійний шар 3 (Ti, Mo, Cr) необхідний для щільного упакування шарів вертикальної структури лінія–контакт.

Буферний, бар'єрний шар 4 призначений для запобігання дифузії матеріалу провідника в нижні шари й Si. Ідеальний буферний шар має бути щільним, мати аморфну мікроструктуру, гладеньку поверхню, вільну від мікродфектів, і забезпечувати ізоляцію (капсулювання) провідника лінії вже при самому його тонкому шарі й мати малий електричний опір. Як буферні шари можуть бути використані матеріали: Mo, Ni, Pt.

Провідивний шар 5 – Al, Cu, W, Au. Застосування того або іншого матеріалу для металізації багатошарової лінії визначається її режимом (j , f , T ...), структурою блоку міжз'єднань (одно- або багаторівнева) і обмеженнями за надійністю.

З перерахованих матеріалів провідивних шарів золото за сукупністю його параметрів для високоякісних НВІС і НШІС є кращим.

Крім перерахованих вище шарів для забезпечення технологічних вимог існує ряд допоміжних шарів, які забезпечують належний рівень технології.

До допоміжних технологічних шарів можна віднести розкиснювальний, адгезійний, антивідбивальний та інші шари. У технологічному процесі деякі допоміжні технологічні шари можуть витрачатися й (або) видалятися.

Розкиснювальний шар – це тонкий шар хімічно активного відносно кисню металу (Ti, Zr, Hf, Ta, Mo), у завдання якого входить очищення поверхні напівпровідника від кисню й інших домішок, що забезпечує, наприклад, отримання якісних контактних шарів силіцидів із гладенькою міжфазною границею силіцид–кремній при взаємодії силіцидоутворювального металу й кремнію. У процесі зазначеної взаємодії розкиснювальний шар витрачається, і продукти його згодом хімічно видаляються разом із залишками силіцидоутворювального металу, який не прореагував.

Антивідбивальний шар – шар із низьким коефіцієнтом відбивання, необхідний на операції фотолітографії при суміщенні рисунка фотошаблону з раніше створеним на підкладці топологічним рисунком інтегральної схеми. Антивідбивальний шар може видалятися після проведення цієї операції.

Стоп-шар – тонкий шар, який необхідний для зупинення процесу «сухого» травлення. Наприклад, цей шар потрібен при одночасному розкритті контактних вікон («колодязів») до області заслона й стоку–витоку МДН транзисторів, щоб запобігти травленню заслона, оскільки товщина ізолюючого шару, у якому розкриваються вікна, над заслоном суттєво менша, ніж над областями стоку–витоку, а селективність процесу «сухого» травлення недостатня.

Змочувальний шар – тонкий шар, який сприяє безпустотному, однорідному заповненню провідним матеріалом канавок (траншей) і

контактних «колодязів» у міжрівневому діелектрику та підвищує термічну стабільність і електроміграційну стійкість провідного шару.

Технологія алюмінієвої металізації порівняно проста, відносно дешева й добре відпрацьована. Основний її недолік обумовлений контактною електроміграцією, як і в самій лінії, і непридатністю алюмінію для міжрівневого зв'язку в НВІС і НШІС. Це робить алюміній мало придатним у субмікронній технології за високого рівня мікромініатюризації інтегральних схем.

З викладеного випливає, що технологія багат шарової лінії зв'язку значно складніша й дорожча однорівневого стандартного розведення. Збільшення кількості шарів у структурі лінії означає більшу ймовірність втрати її надійності, а також зниження виходу придатних у процесі виробництва інтегральних схем.

7.9. Контактна електроміграція й масоперенесення

Основний недолік алюмінієвої металізації в контактній структурі лінії зв'язку обумовлений розчинністю кремнію в алюмінії, як це впливає з фазової діаграми (рис. 7.20).

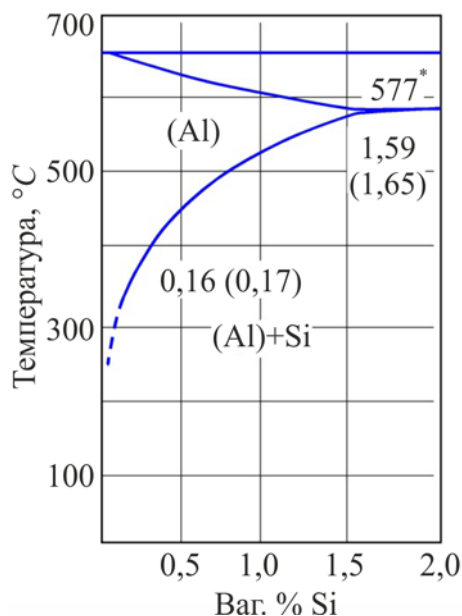


Рис. 7.20. Фрагмент фазової діаграми розчинності кремнію в алюмінії. Температура 577 °С відповідає утворенню евтектичного сплаву Al-Si

З фазової діаграми випливає, що за температури відпалу алюмінієвої металізації (~450 °C) частка розчиненого кремнію становить ~10 ваг.%. Це значно перевищує добавки кремнію (0,5...1,5)% у сплаві AlCu, і означає ерозію кремнієвої підкладки.

Ця ситуація має місце, коли алюміній перебуває в тісному контакті (без буферного шару) з Si (рис. 7.21). За температури осадження алюмінію (~250 °C) розчинність кремнію в ньому не перевищує 0,5 ваг.% і ерозія підкладки майже відсутня (рис. 7.21, а). За відпалу кремній у катода зазнає активного травлення з утворенням шпильчастих порожнин, заповнюваних алюмінієм (пік-яма) (рис. 7.21, б). Такий контакт може створити прокол мілких переходів (≤ 200 нм) аж до короткого замикання, аналогічного за наслідками розриву лінії.

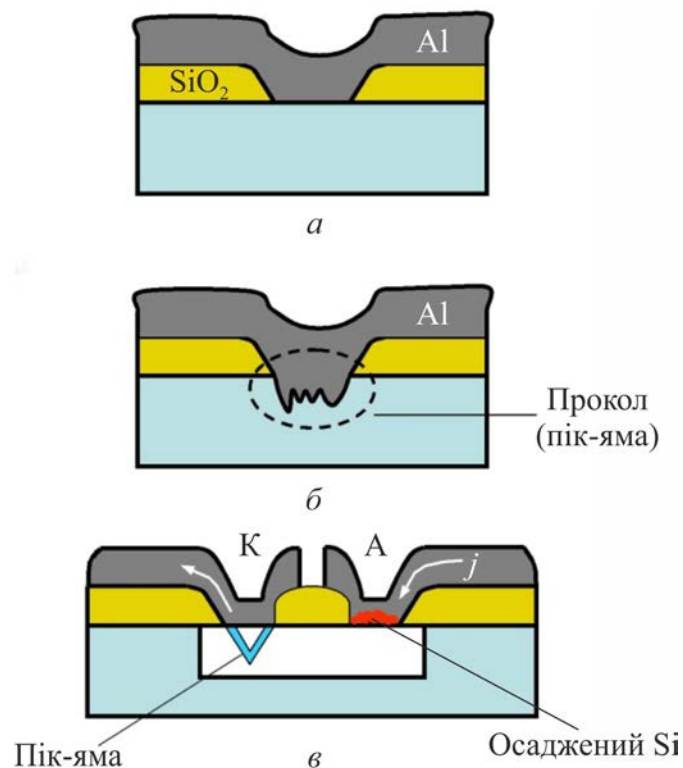


Рис. 7.21. Електроміграція на контакті Al-Si: а – до відпалення, б – після відпалення, в – масоперенесення, розчинення, перенесення і випадання кремнію

Іони кремнію, які захоплюються струмом лінії за напрямком електронного вітру, будуть випадати на анодному контакті з утворенням

горбків (рис. 7.21, в). У процесі перенесення кремній випадає в об'ємі алюмінієвої плівки й на границі поділу метал–діелектрик у вигляді преципітатів, які порушують однорідність структури металізації.

У цьому суть контактної електроміграції. Для її зменшення між алюмінієм і кремнієм вводять бар'єрний шар, наприклад, Ti–TiN або TiW. Однак, якщо струм на контакті значно зростає, то бар'єрний шар не захистить контакт і лінію від електроміграції. По суті, усі бар'єрні шари з урахуванням технології лінії зв'язку не є ідеальними.

Для якісної оцінки середнього часу наробки на відмову за контактної електроміграції можна використовувати емпіричне співвідношення:

$$t_{50} \sim d_{pn}^2 \left(\frac{W_k^m}{j} \right)^n \exp\left(\frac{E_a}{kT} \right), \quad (7.37)$$

де d_{pn} – глибина залягання переходу; m , n – сталі, які визначають апроксимативно за експериментальними даними (за невеликих струмів і $d_{pn} < 1$ мкм коефіцієнт $n \approx 2$ і є функцією Джоулевого тепла); W_k – розмір контактної вікна; E_a – енергія активації процесу.

З формули (7.37) випливає, що СЧНВ за умовою контактної електроміграції зменшується пропорційно квадрату коефіцієнта масштабування S_M^2 .

7.10. Електроміграція у вертикальних контактах і їх надійність

Вертикальні контакти, які реалізують зв'язок між рівнями блоку зв'язку, також роблять свій внесок в електроміграційну надійність лінії. Їх канали в НВІС мають субмікронні розміри, що приводить до технологічних труднощів їх щільного заповнення, без пор і тріщин. Наявність перехідних кутів у вертикальних каналах зв'язку приводить у

цих місцях до пінчевання струму й зростання його густини та нерівномірності струмового навантаження контакту (рис. 7.22). Наслідком цих факторів є прискорення електроміграції в лінії біля контакту й зниження її часу наробки на відмову.

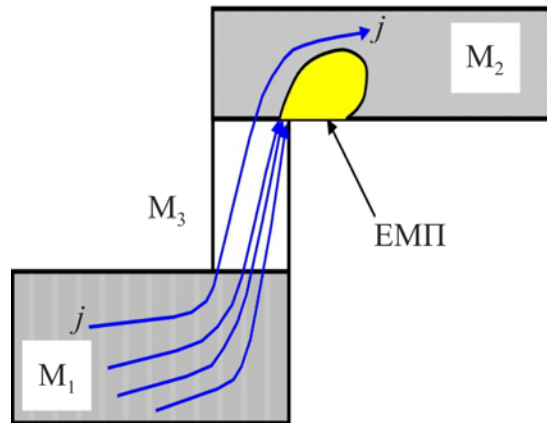


Рис. 7.22. Схема пінчевання струму на перехідному куті: M_1 – металізація першого рівня розведення; M_2 – металізація другого рівня розведення; M_3 – метал вертикального контакту; ЕМП – електроміграційна порожнина

Раніше було відзначено, що алюміній і його сплави не придатні для субмікронних вертикальних контактів у НВІС. Для них переважно використовується вольфрам і мідь за відповідних форматів контактного вікна. На рис. 7.23 наведено приклад стандартної геометрії контактного вікна, заповнюваного металом. Його стінки мають деякий нахил, що поліпшує його заповнення. Для неглибоких контактних вікон їх стінки виконуються прямовисними, що спрощує їх технологію й підвищує рівень мікромініатюризації.

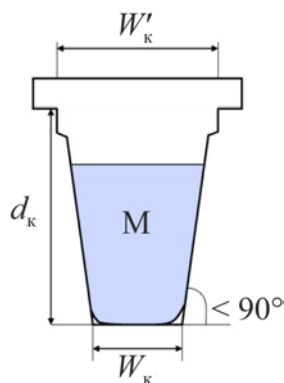


Рис. 7.23. Стандартна геометрія контактного вікна вертикального зв'язку. Мінімальний розмір формату для такої геометрії d_k/W_k

≤3

Геометрія контактної вікна обмежується його форматом (*aspectration*, AR), обумовленим відношенням d_k/W_k (рис. 7.23). Для субмікронних розмірів контактних вікон їх формат укладається в межі від 1 до 10. Обмеження формату зверху обумовлене здатністю того або іншого металу до щільного заповнення контактної вікна й структурою блоку зв'язку (рис. 7.24).

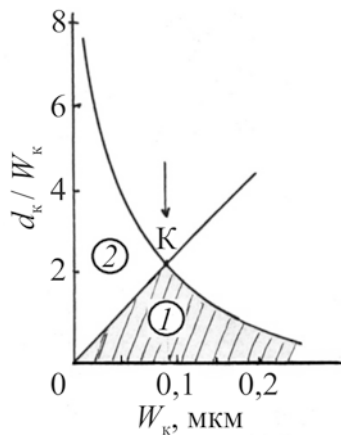


Рис. 7.24. Якісна залежність максимального формату від W_k для контактної вікна із прямовисними стінками:
1 – бездефектне заповнення металом; 2 – дефектне (пори, тріщини), K – критична точка для якої $W_k > W_{кр}$ і $(d_k/W_k) < (d_k/W_k)_{кр}$

Для міжрівневих вертикальних контактів вольфрам виявився найбільш вдалим матеріалом як з позицій електроміграції, так і в якості бар'єрного шару, який обмежує дифузію алюмінію й міді. Це дозволяє використовувати вольфрам у міжрівневому зв'язку з металізацією на основі алюмінію і його сплавів (AlCu, AlCuSi тощо).

Для зниження ефекту пінчевання струму й більш рівномірного розподілу густини струму по контакту між лінією й вертикальним контактом формується бар'єрний шар з нітриду титану TiN або Ti (див. рис. 5.2). Титан за $T = 360...400$ °C утворює інтерметалічну сполуку з алюмінієм $TiAl_3$ (товщиною 200...250 Å), яка також може виконувати функції бар'єрного шару. Її питомий опір ($\rho = 200...300$ мкОм·см) вище питомого опору TiN. У Ti він на два порядки менше, як і у W, у яких $\rho = 5,5...5,6$ мкОм·см. Однак титан має погану адгезійну здатність, що в контактних структурах може призвести до відмови.

У всіх випадках формування міжрівневого зв'язку температурні режими мають забезпечувати оптимальні характеристики вертикальних контактів з лініями. Як приклад, на рис. 7.25 наведено фрагмент структури дворівневого розведення на AlSiCu за розмірів металізацій близьких до субмікронних. Алюміній і кремній осаджувалися одночасно за $T = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$, що близько до точки утворення евтектичного сплаву Al–Si.

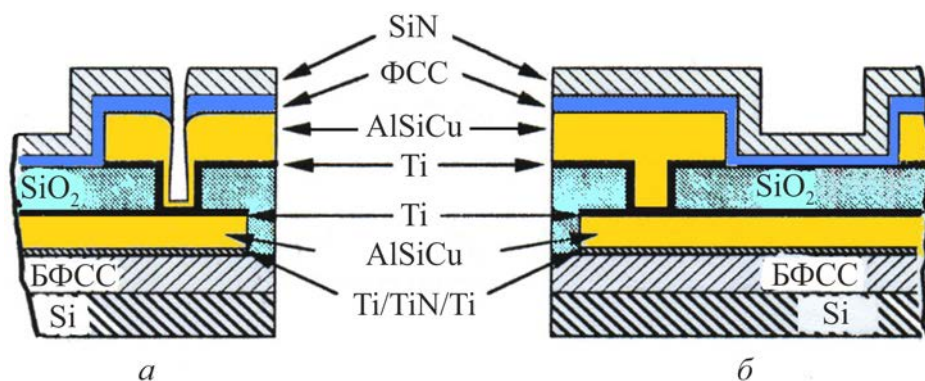


Рис. 7.25. Фрагмент структури дворівневої металізації AlSiCu:

a – стандартна технологія осадження за температури $200\text{ }^{\circ}\text{C}$;

б – високотемпературне осадження за температури $500\text{ }^{\circ}\text{C}$;

БФСС – борофосфоросилікатне скло

У процесі осадження алюміній і кремній дифундують в Ti, що приводить до утворення композита Al–Ti–Si, а також фази й сплаву TiAl_3 а також сплаву, що містить великий відсоток кремнію. Після осадження AlSiCu структура AlSiCu/Ti, як це показано на рис. 7.25, перетворюється в структуру AlCu/AlTiSi, яка не містить кремнієвих преципітатів. У лінії преципітати з'являються за її пасивації й відпалення.

Матеріали, які заповнюють вертикальні канали, мають грубозернисту структуру, що містить одну або дві фази з орієнтацією $\langle 111 \rangle$. За діаметра каналу $0,3 \dots 0,7\text{ мкм}$ при суцільному його заповненні така структура вертикальної металізації близька до «бамбукової», що підвищує її резистивність до електроміграції.

Однак, вольфрамовій технології в міжрівневому зв'язку в НВІС і НШС поки не знайдено конкурентоспроможної альтернативи.

Наявність вертикальних контактів багаторівневої металізації помітно знижує час наробки на відмову (рис. 7.26).

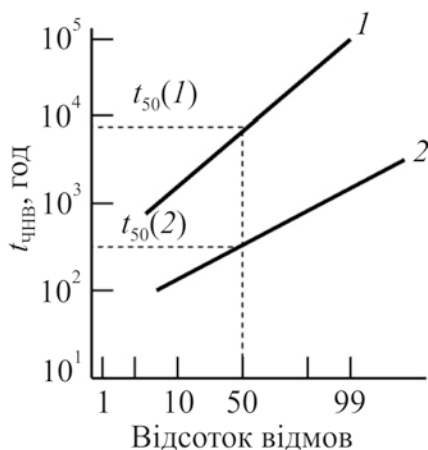


Рис. 7.26. Порівняння часу наробки на відмову для однорівневої (1) і двохрівневої (2) лінії Ti–AlCu–Ti з вольфрамовим вертикальним контактом

Як видно із зіставлення кривих на рисунку, зменшення t_{50} щодо однорівневого розведення (1) при переході до дворівневого (2) може становити порядок величини.

З викладеного випливає, що проблема контактної надійності в НВІС і УВІС є однією із ключових у технології блоку між'єднань інтегральних схем.

8. МЕТАЛІЗАЦІЯ В ЛІНІЯХ ЗВ'ЯЗКУ

8.1. Вибір матеріалів металізації в схемах високо рівня інтеграції

У зв'язку з основною тенденцією розвитку інтегральної мікроелектроніки (підвищення швидкодії, рівнів інтеграції й мікромініатюризації, надійності блоку міжз'єднань) у НВІС й УВІС виникає необхідність пошуку нових матеріалів для металізації й структури ліній зв'язку. Нові матеріали металізації мають володіти наступними характеристиками:

- відповідати низьким імпедансам лінії з метою зниження її активних і реактивних опорів;
- підвищеною резистивністю до електроміграції при одночасному зростанні робочої густини струму ліній;
- гарною адгезією до поверхні кремнію й до його окислів або іншим матеріалам, використовуваних для міжрівневої ізоляції;
- простою й відтворюваною технологією формування металізації й рисунка міжз'єднань, а також надійних омичних контактів до поверхні напівпровідника;
- можливістю суцільного заповнення субмікронних каналів міжрівневого зв'язку;
- пластичністю й стійкістю до корозії.

До перерахованого можна додати вимоги, які характеризують взаємодію металізації із шарами, що входять у структуру лінії, а саме: мати низький коефіцієнт дифузії матеріалів, які контактують із металізацією, і навпаки, узгодженість коефіцієнтів термічного розширення в них; не утворювати інтерметалічних сполук; мати температуру евтектики сплавів, яка перевищує температуру формування міжшарового діелектрика.

Алюміній і його сплави (AlCu, AlCuSi) значною мірою задовольняють основним вимогам металізації в кремнієвій технології й

широко застосовуються в інтегральних мікросхемах, у тому числі, у ВІС. Питомий опір алюмінію за 300 К $\rho \approx 2,65 \cdot 10^{-6}$ Ом·см достатньо малий. Тому очікувати істотного виграшу в зниженні активного опору лінії при заміні алюмінію іншим металом не доводиться. Тільки три метали: Ag ($\rho = 1,47$ мкОм·см), Cu ($\rho = 1,53$ мкОм·см) та Au ($\rho = 2,35$ мкОм·см) мають електропровідність вищу, ніж у алюмінія. При заміні Al на Ag опір лінії R_L зменшується не більш, ніж у два рази. Цього недостатньо для вирішення проблем металізації НВІС і УВІС.

Однак усі три метали Ag, Cu, Au важчі Al і, отже, мають значно вищий поріг електроміграції, що означає більші припустимі густини струму в лінії й за всіх інших рівних умов більший СЧНВ.

Низький поріг електроміграції алюмінію – основний його недолік. З цієї причини він не підходить для металізації субмікронного формату. Проте технологія субмікронної металізації на алюмінієвій основі продовжує порівняно успішно розвиватися, що залишає алюміній у числі прийнятних матеріалів металізації для схем високого рівня інтеграції. Багатошарова багаторівнева система металізації з між'єднаннями на основі алюмінію застосовувалася в субмікронних технологіях кремнієвих ІС до 0,13 мкм технології, потім у якості між'єднань стали використовувати мідь.

Серед металів Ag, Cu, Au золото по сукупності своїх характеристик як металізація практично поза конкуренцією. Основним обмежуючим фактором у ньому є його дорожнеча. У порівнянні з мідною металізацією золото обходиться приблизно вдесятеро дорожче як матеріал металізації. Воно уступає міді за провідністю (приблизно на 23%) й теплопровідністю (приблизно на 20%).

Однак золото приблизно у два рази важче міді ($19,32$ г/см³ і $8,93$ г/см³, відповідно), що означає більш високу його стійкість до електроміграції, яка має той же порядок, що й у вольфраму. У золота немає такої корозії, як у міді й алюмінію.

Золото й мідь утворюють евтектику з алюмінієм. Обидві евтектики мають більший опір, ніж Al, що приводить до втрат у лініях. У потужнострумових колах із зростанням температури товщина евтектичного шару зростає. Температура утворення евтектики невелика: 100 °C (Al–Au) і 250 °C (Al–Cu). В останньому випадку нарощування евтектичного шару значно повільніше, ніж у першому випадку, що обумовлює більший середній час наробки на відмову.

Ці особливості евтектичних сплавів проявляються, головним чином, у кульових з'єднаннях, робоча температура яких близька до зони уражуваності.

Вольфрамова й силіцидна металізації були згадані раніше з позицій їх обмежень у лініях зв'язку. Тут ми обмежимося прикладом мідної металізації, яка в цей час активно розвивається стосовно до НВІС із проектними нормами $\leq 0,25$ мкм.

8.2. Мідна металізація в лініях зв'язку НВІС

Переваги мідної металізації перед алюмінієвою визначаються меншим питомим опором міді й більшою її резистивністю до електроміграції, що означає підвищення густини струму в лінії. У міді вище теплопровідність. На відміну від вольфраму мідь легко піддається травленню й допускає хіміко-механічне полірування для згладжування рельєфу й ущільнення структури металізації.

Після осадження міді вона відпалюється за невисоких температур для стабілізації її кристалічної структури. Час відпалювання є функцією товщини металізації й зростає з її збільшенням (рис. 8.1). На рисунку представлена мікрофотографія зміни кристалічної структури мідної металізації після відпалювання й планаризації від її товщини (d_m), починаючи від тонкоплівкового практично аморфного підшару й

закінчуючи грубозернистою плівкою, одержуваною електролітичним нарощуванням (1800 нм).

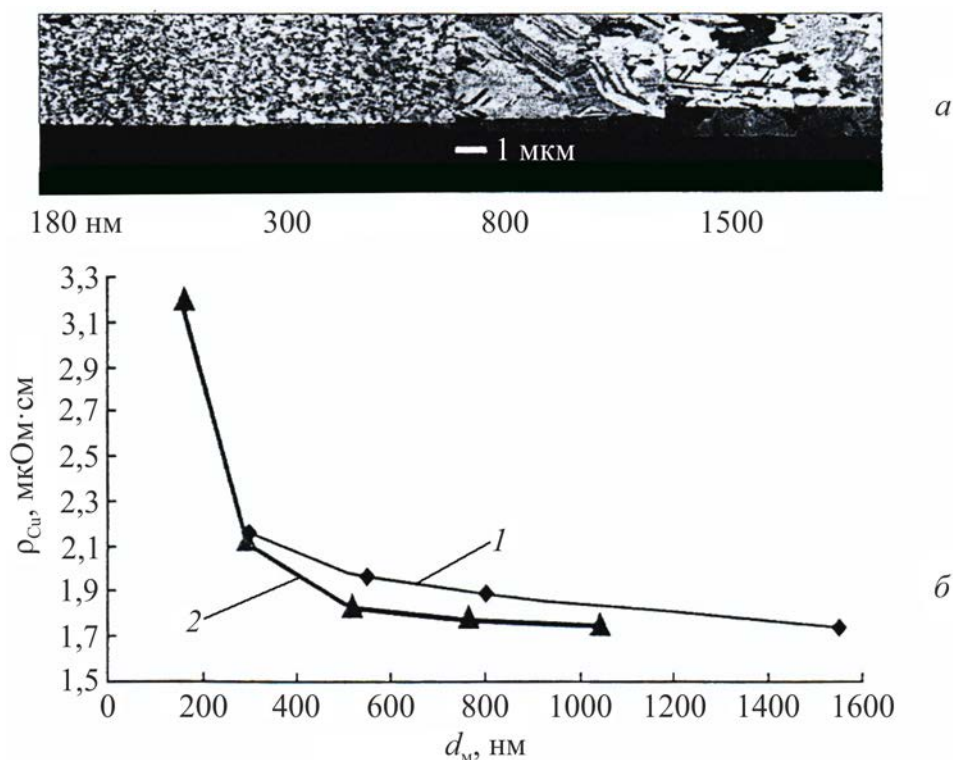


Рис. 8.1. Мідна металізація: а – змінювання розмірів кристалітів від товщини плівки; б – залежність питомого опору плівки від змінювання її товщини в процесі планаризації (1) і травлення (2)

Питомий опір мідної металізації має зростати зі зменшенням її товщини. За планаризації й полірування товщина плівкового провідника зменшується й, отже, його опір зростає (рис. 8.1). Це обмежує знизу товщину металізації й глибину її планаризації й полірування.

Кристалічна структура плівок міді за порівняно низьких температур осадження й відпалювання може бути отримана як дрібно-, так і грубозернистою. Це дозволяє міді щільно заповнювати вертикальні канали в багаторівневому розведенні з малими електричними опорами у вертикальному зв'язку.

При металізації Cu у випадку одно- або дворівневого розведення знижується число етапів інтеграції.

До цього треба додати дешеву технологію металізації, яка використовує гальванічне осадження міді. Для гальванічної технології характерні низькі температури (аж до кімнатних) і високі швидкості нарощування мідних шарів у широких діапазонах їх товщин (від 100 нм до одиниць мкм).

Принципова відмінність технології мідної металізації від технології алюмінієвої металізації полягає у способі формування самих провідників (рис. 8.2).

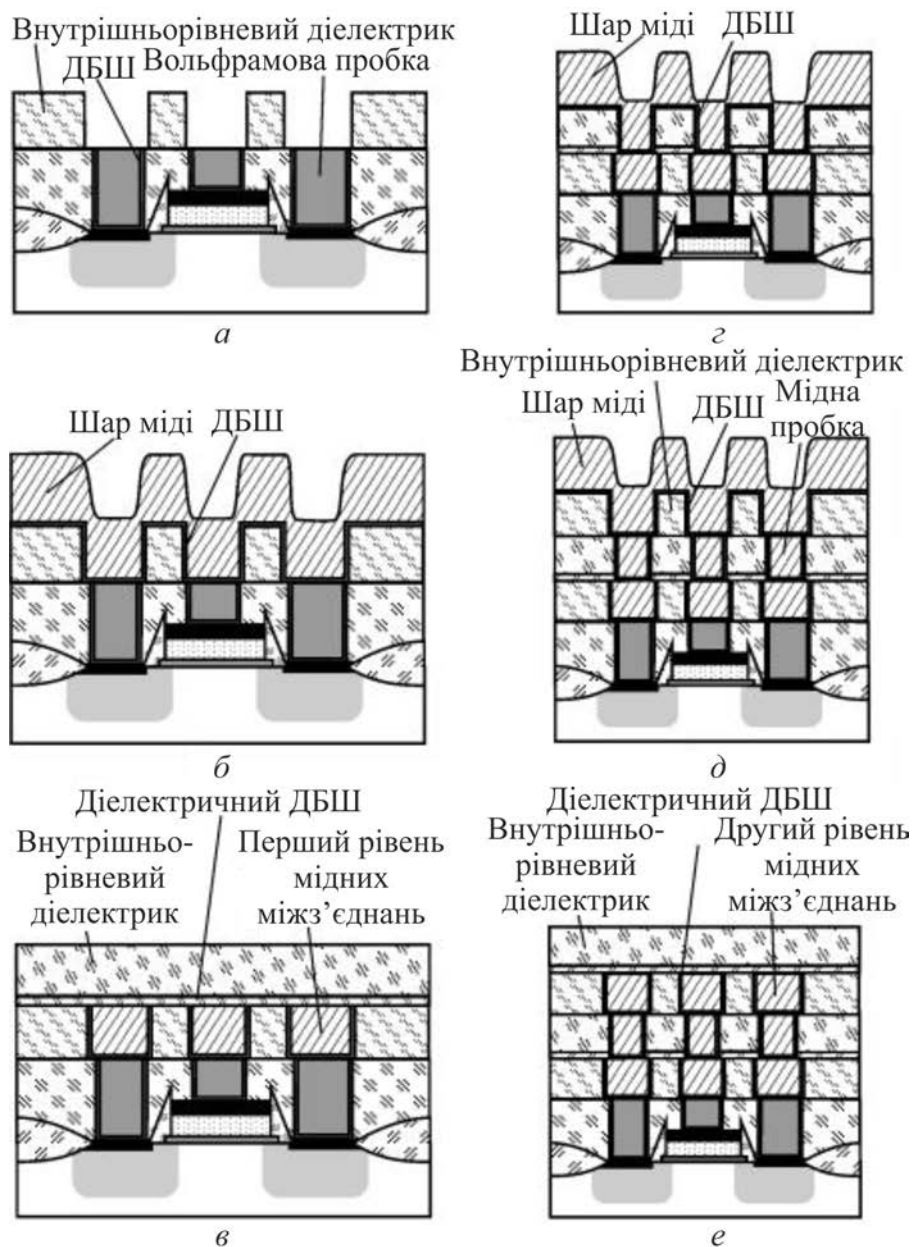


Рис. 8.2. Схема формування багаторівневої, багатошарової металізації з між'єднаннями на основі міді

Якщо в алюмінієвій металізації провідники формуються шляхом прямої фотолітографії по провідному шару, то в мідній металізації (рис. 8.2, а) спочатку осаджується шар внутрішньорівневого діелектрика. У цьому шарі за допомогою фотолітографії й «сухого» травлення створюються траншеї, рисунок яких відповідає майбутнім мідним провідникам. Далі послідовно наносяться тонкий дифузійно-бар'єрний шар (ДБШ) методом конформного осадження й шар міді одним з методів, що дозволяють безпустотно заповнити зазначені траншеї (рис. 8.2, б). Потім проводиться планаризація, у процесі якої мідь і ДБШ видаляються з відкритої поверхні діелектрика й залишаються тільки усередині траншей (рис. 8.2, в), у результаті чого виникають мідні провідники, з усіх боків, крім верху, оточені ізолюючим діелектриком. Даний метод формування мідних провідників одержав назву «*Damascene*» за аналогією з візерунками, створюваними насічкою золотом на виробках з дамаської сталі.

Одним з недоліків міді є її уразливість до корозії. Мідь не утворює щільного окислу (наприклад, такого як Al_2O_3 або SiO_2) і потребує захисного покриття, яке повинне мати гарну адгезію до міді й більш низьку провідність на одиницю об'єму, ніж мідь. Таким захисним шаром може бути багатошарова дрібнозерниста структура SiO_2 загальною товщиною $\leq 11000 \text{ \AA}$ (рис. 8.3).

Інший недолік мідної металізації обумовлений значною дифузією міді в металах, напівпровідниках і SiO_2 . Мідь має високу твердотільну розчинність у кремнії вже за $200^\circ C$, що призводить до втрати працездатності кремнієвих приладів. Звідси – необхідність в ефективних бар'єрних шарах, що виключають дифузію міді по границях зерен бар'єрного шару.

З цієї причини метали групи ванадію й хрому виявилися непридатні для бар'єрних шарів мідної металізації, незважаючи на те, що мідь, на

відміну від алюмінію, не утворює з цими металами інтерметалічних сполук і має в них дуже малу розчинність.

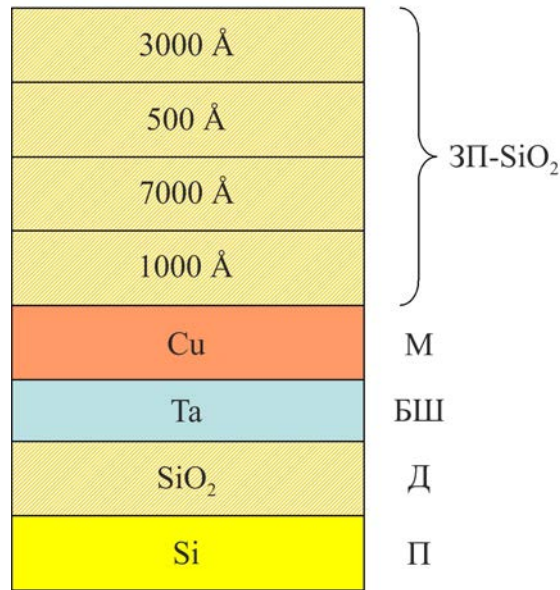


Рис. 8.3. Приклад структури лінії з мідною металізацією: ЗП – захисне покриття з використанням дрібнозернистого SiO₂ у склі, М – металізація, БШ – буферний шар, Д – діелектрик, П – підкладка

Найбільш підходящими матеріалами для бар'єрних шарів міді виявилися аморфні плівки Ta, Ti і їх силіциди. Із цієї групи металів найбільш ефективним бар'єрним матеріалом виявився нітрид танталу TaN_x, керований по змісту азоту в ньому. За $x = \text{var}$ одночасно змінюються опір і фазовий склад нітриду.

Зі збільшенням кількості азоту в реакторі структура плівки змінюється від β -Ta до низькоомного Ta(N). За великих доз азоту ($x \leq 1$) виникає суміш аморфної (або нанокристалічної) TaN фази й фази TaN_x. Питомий опір плівки товщиною 100...200 Å з $x < 1$ після відпалювання не перевищує 280 мкОм·см.

Для підвищення ефективності бар'єрного шару в структурі Si/бар'єрний шар/Cu у ньому може бути використаний подвійний шар Ta/TaN_x.

Після формування бар'єрного шару на нього у вакуумі осаджується тонкий (< 200 нм) шар міді з наступним електролітичним дорощуванням шару міді необхідної товщини й кристалічної структури. Бар'єрний шар є одним з істотних компонентів для одержання якісної мідної металізації й необхідного середнього часу наробки на відмову лінії.

У мідній металізації як міжрівнева ізоляція використовуються діелектрики з малою відносною проникністю (діелектричною сталою), які отримали назву *low-k* діелектриків.

Їх діелектрична стала лежить поблизу значення $\epsilon \leq 2$. Застосування *low-k* діелектриків дає помітний вииграш у зниженні *RC* лінії за рахунок зменшення її міжрівневої та внутрішньої ємностей. Порівняно з використовуваними в кремнієвій технології традиційними діелектриками SiO_2 , $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ при алюмінієвій металізації зменшення часу затримки лінії $t_{3\Delta}$ може становити десятки й сотні відсотків.

Двоокис і нітрид кремнію не захищають кремній від дифузії в нього міді й не можуть служити надійним бар'єрним матеріалом у мідній металізації.

8.3. Матеріали з низькою діелектричною проникністю та їх характеристики

Зменшення товщини діелектрика при зменшенні характерних розмірів елементів мікросхем приводить до виникнення наведень між провідниками, розділеними шаром діелектрика. Використання матеріалу з більш низькою діелектричною сталою (ніж у традиційно використовуваного діоксида кремнію SiO_2) дозволяє знизити рівень наведень, тому що ємнісний зв'язок між провідниками обернено пропорційний діелектричній сталій міжшарового матеріалу.

Використання матеріалів з низькою діелектричною сталою дає змогу розширити діапазон робочих частот мікросхем. Оскільки довжина

електромагнітної хвилі пов'язана з діелектричною сталою середовища, у якому вона поширюється ($\sim 1/\epsilon$), то зниження діелектричної сталої міжшарового діелектрика дозволяє підвищити частоту тактового сигналу в мікросхемі.

Оскільки одним з напрямків удосконалювання мікроелектронних пристроїв є зниження їх енергоспоживання, важливим завданням є зменшення струмів перезарядження міжшарової ємності й паразитних струмів витікання між провідниками мікросхеми. Використання *low-k* матеріалів дозволяє знизити паразитні втрати енергії й тепловиділення мікросхеми.

До матеріалів *low-k* відносять:

- фторосилікатне скло (*Fluorine-doped silicon dioxide* (F, SiO₂)) $k = 3,5$;
- карбоносилікатне скло (*Carbon-doped silicon dioxide* (C, SiO₂)) $k = 3,0$;
- пористий діоксид кремнію (*Porous silicon dioxide*) $k \approx 2$. Різними методами можна отримати порожнечі (пори) в SiO₂, при цьому їх діелектрична проникність $\epsilon \approx 1$. Таким чином, можна отримати матеріал з параметром $k < 2$;
- нанокластерний кварц (SiO₂) $k = 2,25$;
- органічні полімери $k < 2,2$.

Low-k діелектрики – матеріали субмікронної технології. У багаторівневій мідній металізації застосування *low-k* діелектриків дозволяє зменшити кількість рівнів розведення m (рис. 8.4). Зі збільшенням m збільшується кількість технологічних кроків, знижується вихід придатних і середній час на відмову. Кількість рівнів металізації $m = 15$ уже близько до межі промислової технології.

Зі зростанням рівнів інтеграції й мікромініатюризації відстані між лініями зв'язку на кристалі зменшуються майже пропорційно коефіцієнту масштабування до субмікронних розмірів. Це приводить до зростання ємності блоку міжз'єднань і до зниження швидкодії інтегральної схеми за рахунок збільшення τ_{RC} . За проектних норм $\leq 0,25$ мкм втрати швидкодії в

лінії стосовно часу затримки транзистора становлять порядок і більше. Застосування *low-k* матеріалів суттєво знижує ці втрати (рис. 8.5). З рисунка випливає, що швидке зростання $t_{3\Delta}$ має місце вже за $l_{\text{ПН}} \leq 1 \mu\text{м}$. У цьому випадку час затримки стає обмежуючим фактором для МДНТ інтегральним схем.

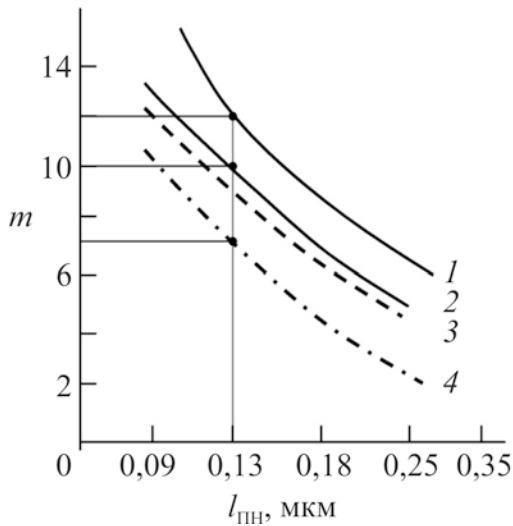


Рис. 8.4. Порівняльні характеристики залежності кількості рівнів розведення у НВІС від проектної норми для різних матеріалів металізації та міжрівневих діелектриків: 1 – Al/SiO₂; 2 – Cu/SiO₂; 3 – Al/*low-k*; 4 – Cu/*low-k*

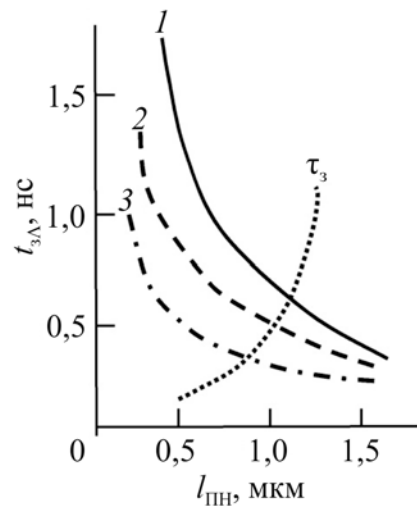


Рис. 8.5. Час затримки лінії залежно від проектної норми $l_{\text{ПН}}$ для трьох діелектриків: 1 – SiO₂; 2 – *low-k*/Al; 3 – *low-k*/Cu

До *low-k* матеріалів як міжрівневої ізоляції пред'являються вимоги: мати високі пробивні напруги (МВ) і малі струми витікання, не адсорбувати вологу (або мати слабку залежність ϵ від вологи), не виділяти газів, мати гарну адгезію до металів і діелектриків, високу температурну стабільність за $T \geq 400^\circ\text{C}$.

Low-k діелектрик має бути вільним від металевих забруднень, дефектність його має бути мінімальною. Він також має характеризуватися низькими температурами осадження й відпалювання, невисокими

механічними напругами, що виникають у плівці діелектрика в процесі її формування.

Вибір *low-k* діелектрика має здійснюватися з урахуванням заключного процесу корпусування УВІС, який передбачає нанесення додаткового верхнього захисного шару в ході термомеханічного процесу. Тому діелектрик краще робити теплопровідним й одночасно не крихким, а також здатним забезпечити електричну ізоляцію навіть за малої товщини.

Для використання всіх переваг у *low-k* НВІС необхідно, щоб його пластичність і в'язкість були достатніми для якісного заповнення субмікронних проміжків між провідниками лінії, і щоб матеріал діелектрика допускав його хіміко-механічне полірування. Така обробка вирівнює поверхню шару й поліпшує його площинність (рис. 8.6).

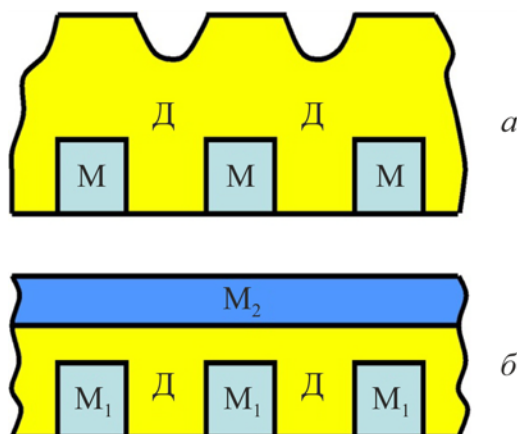


Рис. 8.6. Фрагмент до ілюстрації хіміко-механічної обробки міжрівневої ізоляції:

a – до обробки; *б* – після обробки

Серед *low-k* діелектриків є як неорганічні, так і органічні (полімери) матеріали, які у тій або іншій мірі задовольняють перерахованим вище вимогам.

З неорганічних *low-k* діелектриків, найбільш відповідних вимогам субмікронної технології, слід зазначити два матеріали SiCOH, який представляє собою SiO₂-SiO_x легований вуглецем і α-CF – аморфний алмазоподібний фторований вуглець.

SiCOH є найбільш перспективним кандидатом для застосування в лініях зв'язку з мідною й AlCu металізацією із проектними нормами $\leq 0,18$ мкм. Для SiCOH матеріалів залежно від їхнього атомного складу: Si, C, O, H діелектричний коефіцієнт укладається в межі від 2,4...2,8 до 3,4 (табл. 8.1).

Таблиця 8.1

Залежність діелектричної проникності SiCOH матеріалів від їх атомного складу

ϵ	Si	O	C	H
2,4	23,2	34,8	12,9	29,0
2,8	23,2	38,3	11,5	27,0
4,2	30,7	61,3	0	28,0

Останній рядок в таблиці по суті відноситься до композита SiO₂, SiO_x:H, у якого ϵ близька до SiO₂ = 4. Тут треба підкреслити, що SiCOH-*low-k* діелектрики можуть мати різні фірмові назви: *Flow fill*, *Black Diamond* ($\epsilon = 2,7$), *Corall* ($\epsilon = 2,5...3,3$) тощо.

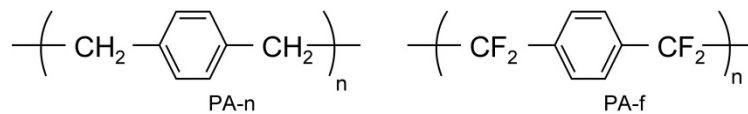
Обидва матеріали: SiCOH і α -CF, $\epsilon = 2,8$ близькі за своїми параметрами: хімічна вакуумна технологія отримання плівок (CVO), гарна адгезія до SiO₂, температурна стабільність за $T \leq 400$ °C, малі внутрішні механічні напруги. Вони можуть бути використані як *low-k* діелектрики у кремнієвій інтегральній мікроелектроніці.

Органічні *low-k* діелектрики, які застосовують у субмікронній технології, – це полімери сімейства [*poly(p-xylene)*], їх називають *parylene*, PA (парілени). В органічних полімерів діелектричний коефіцієнт $\epsilon = 2,37...2,65$.

Органічні полімери можуть мати пористість. За пористості > 20% діелектричний коефіцієнт полімеру знижується до $\epsilon = 2$. Полімери не гігроскопічні, мають гарну адгезію до металів і кремнію, характеризуються малими механічними напругами (кілька десятків МПа), пластичні, легко

планаризуються, надійно заповнюють вікна й вузькі проміжки між лініями субмікронних форматів, можуть бути отримані в плівковому виді вакуумним випаровуванням за кімнатних температур. Їх робочі температури й температури відпалювання обмежені 300...350 °С. Температурні обмеження в мідній і AlCu металізації пов'язані з обмеженням дифузії міді й температурною нестабільністю органічних полімерів.

Два типи *PA-n* (нормальний) і *PA-f* (фторований) за сукупністю своїх параметрів відповідають вимогам *low-k* діелектриків у НВІС. Їх хімічні формули записуються у вигляді:



Звідки випливає, що парілені складаються з бензольного кільця з 2CH₂ (*PA-n*) або 2CF₂ (*PA-f*) радикалам у парапозиції.

Після нанесення плівки полімеру він відпалюється за $T \leq 350$ °С. Однак за таких температур адгезія *PA-f* до міді помітно погіршується в результаті дифузії міді в полімер, яка зростає зі збільшенням температури (рис. 8.7). Для відпалювання *PA-f* температура не має перевищувати 300 °С, хоча температурна стабільність самого *PA-f* зберігається до 400...450 °С.

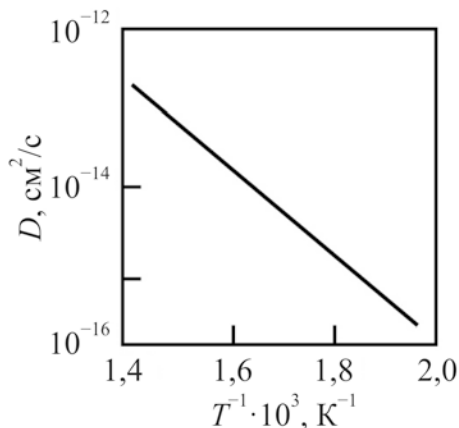


Рис. 8.7. Температурна залежність коефіцієнта дифузії міді в полімері *PA-f*, $D_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ см²/с, енергія активації $E_a = 1,14$ еВ

У *PA-n* дифузії міді в нього за $T = 350\text{ }^\circ\text{C}$ виявлено не було, так само як і дифузії Ta і Au. Це визначає його краще застосування в мідній металізації.

Приблизно такими ж властивостями як у паріленів володіє безоциклобутан (*BCB*), у якого $\epsilon = 2,6$, він не гігроскопічний, має граничну температуру $300\text{ }^\circ\text{C}$.

Найменшими значеннями діелектричної проникності характеризуються пористі матеріали. У пористих матеріалів діелектричний коефіцієнт перебуває в межах $1,6 \dots 2,2$ й зменшується зі збільшенням пористості, прямуючи до граничного значення $\epsilon = 1$, коли пори заповнені повітрям.

У пористих матеріалах діелектричний коефіцієнт є функцією пористості – $\epsilon = f(\rho_n)$. Та або інша пористість у твердих тілах і полімерах може створюватися низкою простих технологічних заходів. У таких *low-k* діелектриках діелектричний коефіцієнт у певних межах стає програмувальним.

Пористі матеріали з ультрамалими діелектричними проникностями, як правило, мають складатися із двох фаз із різними ϵ , наприклад, SiO_2 –полімер–повітря (їх ϵ співвідносяться як $4:2,6:1$) або пористий кремній Si– SiO_2 –повітря.

У двофазній системі, у якій $\epsilon_1 > \epsilon_2$, сумарний діелектричний коефіцієнт ϵ_Σ з урахуванням пористості матеріалу буде визначатися нерівністю $\epsilon_\Sigma \leq \epsilon_2$ і в границі для *low-k* діелектриків $< 1,5$. При цьому пори необов'язково мають заповнюватися повітрям. Їх можна заповнювати, наприклад, полімерами або рідинами, якщо це дозволяє капіляр пори.

До пористих матеріалів із гранично малими ϵ відносяться також ксерогелі, аерогелі й наностекла (періодичні мезапористі органосилікати, *PMO_s*), технологія яких достатньо добре відпрацьована. Їхня основна область застосування лежала поза областю мікроелектроніки, за винятком використання пористого кремнію в ізопланарній ізоляції інтегральних

схем. Однак останнім часом пористий *low-k* діелектрик розглядається як найбільш перспективний матеріал для міжрівневої металізації в ракурсі розвитку НВІС і УВІС.

Обмеження тут виникають при узгодженні розмірів пор і необхідної пористості з форматом металізації. За товщини бар'єрного шару 10 нм розмір пор за умовою травлення металізації не має перевищувати 5 нм із такою же відстанню між ними. За проектної норми 0,1 мкм таке завдання представляється достатньо складним.

Зі збільшенням розмірів пор виникає небезпека потрапляння в них води, що, з одного боку, приводить до збільшення ϵ , а з іншого боку – до втрати надійності лінії.

Таким чином стає очевидним, що проблема металізації у НВІС – проблема матеріалів і більш високих технологій. *Low-k* і *high-k* матеріали є одним із прикладів у ній. Перший – для багаторівневої металізації, другий – для підзаслонних діелектриків субмікронних МДНТ, елементів енергонезалежної пам'яті й конденсаторів.

РОЗДІЛ III

ОПТИЧНА ЛІТОГРАФІЯ ТА ЇЇ ОБМЕЖЕННЯ

9. ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА ЛІТОГРАФІЧНОГО ПРОЦЕСУ

9.1. Місце мікролітографії у виробництві інтегральних схем і їх мікромініатюризації

Досяжні рівні мікромініатюризації та інтеграції обмежуються можливостями мікролітографії. Серед її обмежень достатньо вагомий економічний фактор, вагомість якого зростає зі збільшенням її роздільності, збільшенням діаметрів пластин і вимог по виходу придатних. Разом з тим мікролітографія – це базова ключова технологія створення інтегральних схем будь-якого рівня інтеграції.

Для мікромініатюризації основним обмеженням літографії є її роздільність. Максимальна роздільність, досяжна в літографії, є функцією довжини хвилі експонувального випромінювання та функції передавання модуляції (ФПМ) її оптичної системи. Чим менша довжина хвилі експонувального випромінювання, тим більша роздільність. Це – фундаментальне обмеження, яке в мікролітографії привело до розвитку таких її типів: оптичної (фотолітографії), електронно-променевої, рентгенівської та іонно-променевої, які перекривають діапазон довжин хвиль від мікрометрів до десятих часток Ангстрема. Це дозволило наблизити на два–три порядки мікроелектроніку по роздільності літографії до фундаментальних її обмежень. Однак приблизно на ті ж порядки зросла вартість мікролітографії (нанолітографії), яка забезпечує групову технологію виробництва інтегральних схем з необхідною надійністю.

Характеристики процесу літографії визначаються рівною мірою як характеристиками матеріалів і фізико-хімічними процесами в них, так і

комплексом літографічного устаткування. Обидва компонента утворюють єдиний базис виробничого процесу літографії.

Оцінка методів літографії за заданої її якості визначається у першу чергу її продуктивністю, тобто економічним критерієм, який включає у себе пропускну здатність, стійкість процесу (відтворюваність), вихід придатних і капіталовкладення.

Для експертної оцінки тієї або іншої літографічної технології необхідно зіставляти роздільну здатність, керованість процесу, чутливість до елементарних частинок, можливість надточного юстування й настроювання, стабільність усіх ланок процесу.

Фундаментальні обмеження не можуть відображати всі можливі фактори, які виникають у виробничих процесах літографії, що погіршують її властивості.

Для оцінки внесених помилок у літографії, обумовлених технологічними й зовнішніми факторами, використовують параметр *overlay errors*, тобто узагальнення помилки, внесеної конкретною технологією, що обмежує її можливості у виробничих умовах, включаючи апаратну й системну частини літографічного процесу.

Найбільш істотними є помилки суміщення й відхід параметрів експозиції під дією зовнішніх факторів. Серед них – змінювання зазора між маскою й резистом, викривлення лінзової оптики, механічна нестабільність системи експозиції: вібрації, температурний дрейф, коливання атмосферного тиску, нестабільність джерела експонувального випромінювання тощо.

Сказане можна проілюструвати приблизними значеннями втрат роздільності в оптичній мікролітографії при створенні структур із проектними нормами 180 нм:

Точність краю лінії (Δl)	– 20 нм
Змінювання режиму експозиції	– 7 нм
Інші фактори для однієї експозиції	– 13 нм

Інші фактори, які припадають на створення структури, включаючи шаблони – 19 нм

З наведених цифр випливає, що втрати у роздільності, обумовлені «*overlay*», можуть сягати 30% і більше.

«*Overlay*» разом із роздільністю є критичним параметром, який обмежує якість літографії. Його внесок у роздільність (і у глибину фокуса) враховується коефіцієнтами, які вводяться множниками у формули, за якими визначають фундаментальні обмеження. Це дає змогу в першому наближенні оцінити робочі межі мікромініатюризації. Для визначення цих коефіцієнтів існує своя метрологія й статистична обробка оцінок для кожної конкретної технології.

9.2. Методи оптичної літографії за принципом перенесення зображень

На рис. 9.1 наведено фрагмент базової структури кристала, підготовленого до літографічної обробки.

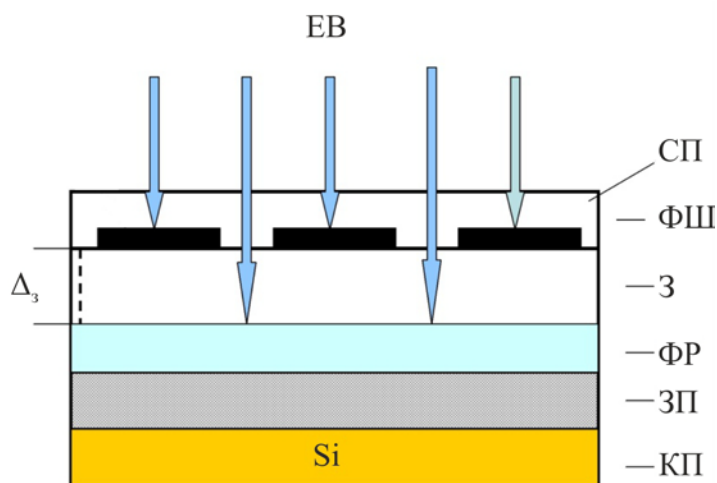


Рис. 9.1. Базова структура для передачі зображення на кристал в оптичній літографії:

КП – кремнієва пластина (чип); ЗП – захисне покриття; ФР – фоторезист (активночутливий матеріал); З – зазор між маскою й резистом; Δ_3 – товщина зазора між маскою й резистом; ФШ – фотошаблон (маска); СП – скляна підкладка фотошаблону;
ЕВ – експонувальне випромінювання

В оптичній літографії залежно від величини зазора Δ_3 розрізняють три методи перенесення зображення від шаблону (образа) на резист (зображення) (рис. 9.2): контактний (контактний друк) ($\Delta_3 \leq 1$ мкм), безконтактний (безпосереднього зближення) ($\Delta_3 \geq 10 \dots 30$ мкм), проєкційний із заломлювальною оптикою або з відбивальною оптикою (Δ_3 – кілька сантиметрів).

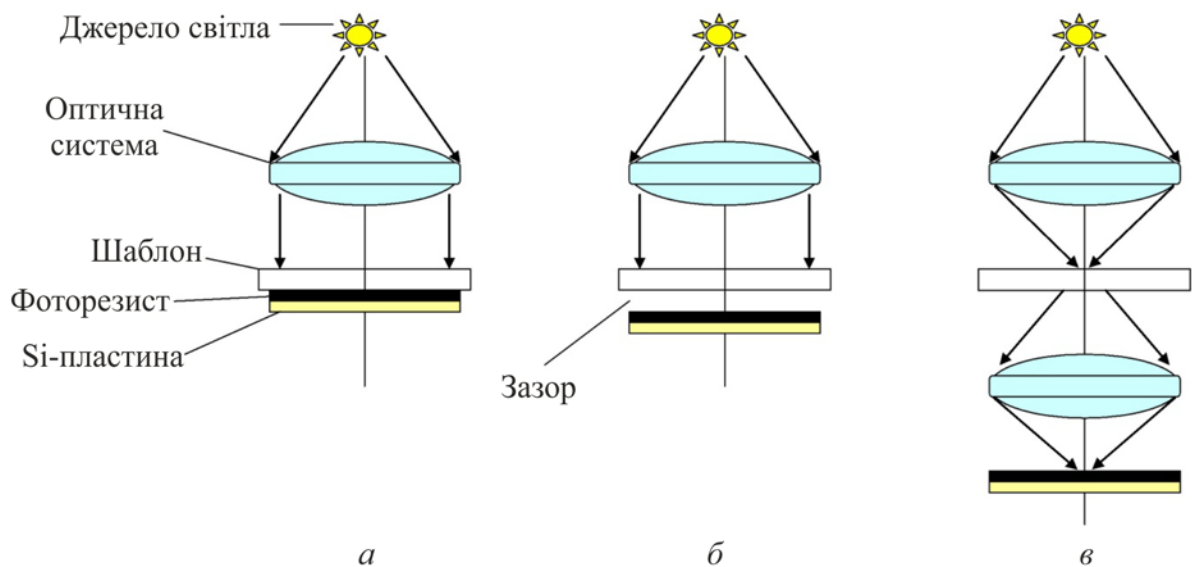


Рис. 9.2. Методи оптичної літографії:

a – контактний; *б* – безконтактний; *в* – проєкційний

Контактний друк (рис. 9.2, *a*) є найпростішим і дешевим методом перенесення зображення на резист. Йому також притаманна висока роздільність літографії. Для контактного друку потрібна гранично висока чистота як резиста, так і шаблону в момент їх стикання. Будь-яке забруднення на поверхні пластини або шаблону відображається на зображенні як його дефект. При тісному контакті є ймовірність пошкодження шаблону, що обмежує його час експлуатації.

У методі безпосереднього зближення (рис. 9.2, *б*) ймовірність пошкодження шаблону суттєво знижується порівняно із контактним друком, але все-таки не виключається повністю. Однак за роздільністю цей метод, за усіх інших рівних умов експонування, поступається у 2...3 рази

методу контактного друку. Різниця у роздільності обумовлена роботою обох методів у різних дифракційних областях: контактний метод обмежений дифракцією Релея, безконтактний – дифракцією Френеля, оцінка яких буде зроблена пізніше.

Проекційний метод (рис. 9.2, в) вільний від пошкодження поверхні шаблону. Він характеризується також і високою роздільністю. Для одержання високої роздільності в проекційному друці відображається тільки невелика частина рисунка, яка після його експонування сканується (або переміщається) по поверхні пластини. При цьому шаблон або промінь і пластини переміщуються синхронно (системи з безпосереднім переміщенням). У проекційному друці розмір рисунка топології на шаблоні може бути збільшений порівняно з рисунком на пластині (до 10 раз), який потім зменшується оптичною системою до необхідної величини, обумовленої мікромініатюризацією інтегральної схеми.

У сканувальній проекційній системі досягається роздільність приблизно така ж, як і при контактному друці.

Експонування резиста здійснюється через тінюву маску–шаблон, на якому відображений оптичний рисунок топології даного етапу гравірування підкладки. Рисунок на шаблоні відображає в масштабі 1:1 топологію гравірування на кристалі.

Виготовлення шаблону є однією з відповідальних ланок, яка обмежує *overlay* у схемі перенесення зображення. Це багатоетапний процес, у якому відхід зображення не має перевищувати одного відсотка.

Рисунок, з якого виготовляється шаблон – це збільшений в 100...2000 разів рисунок топології на пластині. Він називається первинним проектом або проектом топології.

Первинний проект переноситься на фотопластину. На остаточній фотокопії розміри такі ж, які мають бути отримані на резисті. Це вже фотошаблон. Емульсійний первинний фотошаблон є еталонним. Рисунок його позитивний. З еталонного фотошаблону методом контактного або

проекційного друку виготовляють проміжні фотошаблони – первинні копії. Вони негативні.

Робочий шаблон, як правило, неемульсійний. Це хромові або кольорові шаблони. Вони являють собою скляну або кварцеву (у випадку експонування в ультрафіолетовій області) пластину, з нанесеними на її поверхню маскувальними покриттями, які утворюють трафарет із прозорими й непрозорими ділянками для експонувального випромінювання. Так вимальовується оптичний рельєф фотошаблону. Як маскувальні покриття найбільш широко використовують хром з тонкою плівкою окисла, оксиди заліза (кольоровий шаблон) та інші матеріали, які утворюють тверді зносостійкі плівки. Крім того вони мають характеризуватися високою оптичною щільністю (≥ 2.0) за товщин ≤ 100 нм і мікродефектністю $\sim 0,1 \text{ см}^{-2}$.

Цей оптичний рельєф переноситься на фоторезист і активує його.

Активночутливий матеріал – резист має дві характеристичні властивості: *a* – змінювати під дією випромінювання здатність до розчинення, *b* – резистивність нерозчинних ділянок резиста до розчинників, застосовуваних для травлення несних шарів структури.

Відповідно до першої властивості резистів розрізняють позитивні й негативні резисти. Позитивні резисти під дією випромінювання втрачають полімеризацію й здобувають властивість гарно розчинятися (рис. 9.3, *б*). У процесі проявлення засвічені ділянки резиста видаляються. Негативні резисти, навпаки, під дією випромінювання втрачають розчинність. У процесі проявлення видаляються незасвічені ділянки резиста (рис. 9.3, *а*).

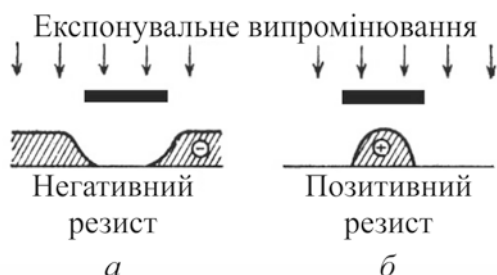


Рис. 9.3. Зображення профілю резиста після проявлення:

a – негативного; *б* – позитивного.

Заштрихована площа – невитравлений резист

Проявлення резиста полягає в його травленні. Із цього моменту починає формуватися роздільність і якість зображення на пластині.

У результаті дифракції форма світлового імпульсу, який пройшов через щілину фотошаблону, розмивається, що приводить до зміни профілю травлення на резисті. Його модель відповідає трапецеїдальній формі із крайовим градієнтом, обумовленим кутом θ (рис. 9.4). Таке наближення дає змогу зробити оцінку втрати розділення на першій ланці – підкладка–резист.

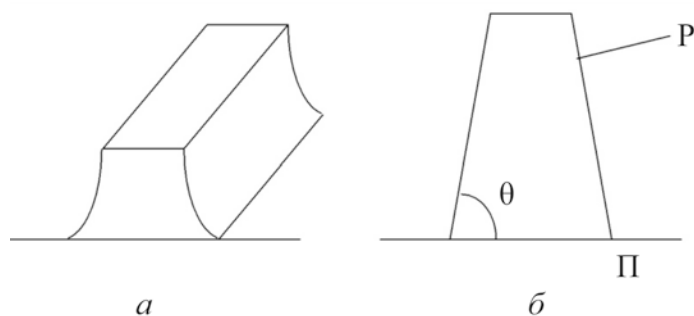


Рис. 9.4. Форма протравленого фоторезисту при зображенні лінії (а) і модельна форма його перерізу, використовувана при розрахунках (б): Р – резист; П – підкладка

Для наближення профілю травлення до форми зі стрімкими стінками резист повинен мати високий контраст ($\gamma_k \approx 4 \dots 7$) і малу товщину < 1 мкм (зазвичай у складі багатошарового резиста) за контролю експонувальної дози та швидкості травлення. Залежно від відношення цих параметрів профілі травлення резиста можуть приймати різні форми, що може привести до обмеження роздільності резиста.

Номенклатура активночутливих матеріалів достатньо широка. Найпоширенішими є органічні резисти, які наносять на поверхню захисного покриття центрифугуванням (для товщини ≤ 10 мкм). Нанесений резист піддають сушінню (задубленню). При виборі резиста враховують його роздільність, чутливість, стійкість до травлення, контраст та інші властивості.

Вибір резиста багато в чому визначає якість зображення й продуктивність літографічного процесу.

Отриманий на резисті рельєф служить маскою для перенесення топології на захисне покриття. Захисне покриття являє собою діелектричну плівку, стійку до температури, кислот, лугів, за виключенням власних протравлювачів. До них відносять: SiO_2 , SiO_x , Al_2O_3 , Si_3N_4 та інші матеріали, які задовольняють перерахованим вимогам. У кремнієвій технології як захисне покриття переважно використовують двоокис кремнію і нітрид кремнію, у тому числі в комбінації SiO_2 – Si_3N_4 .

Незахищені резистом ділянки поверхні SiO_2 піддаються травленню, повторюючи рельєф на резисті (позитивний або негативний). При гравіруванні захисного покриття в ньому, як і в резисті, виникає профіль травлення й, отже, втрата роздільності. Травлення захисної діелектричної плівки перетворює її в захисну маску, в «шаблон» для локального гравірування й обробки (дифузія, іонна імплантація тощо) напівпровідникової пластини, у результаті чого «народжується» інтегральна схема.

Звідси випливає, що в літографії перенесення зображення на резист служить для переведення двовимірного креслення топології в тривимірну твердотільну інтегральну електронну схему.

При мокрому ізотропному травлінні кремнію також має місце викривлення зображення. Воно виникає в результаті бічного підтравлювання під край маски з утворенням надлишкового клина (рис. 9.5). Його величина оцінюється коефіцієнтом підтравлювання, $k_n = x/h$, і характеризує відхід зображення в абсолютну помилку. При цьому чим товстіший шар h , який зазнає травлення, тим більша величина підтравлювання.

Високий рівень легування кремнію приводить до зміни швидкості його травлення, як по глибині пластини, так і в латеральному напрямку, що може привести до помітного викривлення зображення елементів інтегральної схеми.

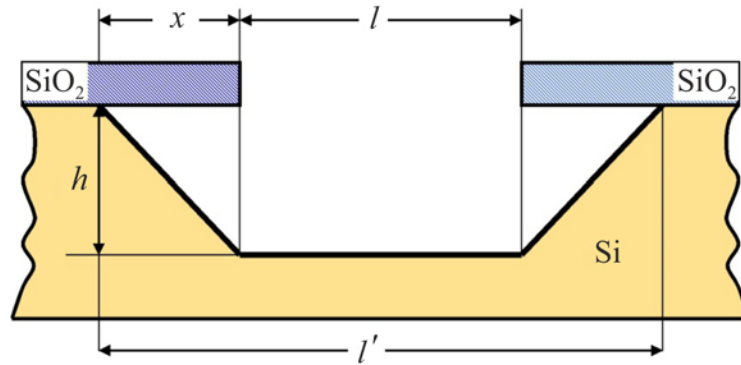


Рис. 9.5. Приклад профілю підкладки в ізотропному травленні з підтравлюванням під маску

При рідинному ізотропному травленні відхід розміру зображення може становити від десятих часток мкм до одиниць мкм. Із цієї причини мокре травлення не відповідає вимогам субмікронної технології. Для неї переважно використовують анізотропне плазмовохімічне травлення, яке дає змогу одержувати вертикальні профілі.

З викладеного випливає, що похибка у передачі зображення обумовлена втратами на кожній ланці структури: розміром шаблону $\sigma_{\text{ш}}$, розміром резиста $\sigma_{\text{р}}$ і відходом розмірів при травленні $\sigma_{\text{т}}$. Якщо у цьому наближенні σ є незалежними випадковими змінними, то середньоквадратична сумарна похибка визначиться у вигляді:

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sigma_{\text{ш}}^2 + \sigma_{\text{р}}^2 + \sigma_{\text{т}}^2}. \quad (9.1)$$

Для формування інтегральної схеми необхідний комплект шаблонів, які відображають послідовно відповідні етапи гравірування на пластині. Обмежуючий фактор лінійних розмірів на пластині визначається помилкою точності (допусків) суміщення кожного наступного шаблону з попереднім. Цим визначається точність розміщення перенесених елементів зображення на пластині.

У субмікронній літографії НВІС розміри приладу на пластині мають витримуватися в межах $\pm 10\%$, що відповідає $1/5$ мінімального структурного розміру ($< 0,1$ мкм). Цій умові мають задовольняти $97,6\%$ усіх експозицій (допуск 3σ).

При цьому величина допуску суміщення Δ_c для двох рівнів може бути визначена зі співвідношення:

$$\Delta_c = 3 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{2}\right)^2 + \sigma_c^2}, \quad (9.2)$$

де σ_1, σ_2 – розподіл похибок розмірів елементів на пластині для першого й другого рівнів, відповідно, σ_3 – похибка суміщення.

При допуску 3σ ймовірність того, що краї топологій двох рівнів повністю співпадуть становить усього лише $\sim 0,1\%$.

Якщо як приклад прийняти для НВІС $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \pm 0,15$ мкм, то відповідно до формули (9.2) допуск суміщення Δ_c буде рівний $0,6$ мкм. Обидва параметра: роздільність літографії й допуск суміщення обмежують рівень інтеграції у ВІС і НВІС.

Співвідношення (9.2) справедливе, якщо $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ є незалежними випадковими змінними, що мають нормальний розподіл.

9.3. Характеристика джерел експонувального випромінювання в оптичній мікролітографії

Джерело випромінювання є невід'ємною ланкою літографічних систем, яке також може вносити корекцію у роздільність.

В оптичній літографії розмір прихованого зображення й величина крайового градієнта обмежується наступними характеристиками джерела випромінювання й оптичної системи формування експонувальних

променів: когерентністю, дифракцією, інтерференцією, астигматизмом, хроматичною й сферичною аберациями.

Якщо обране джерело випромінювання, то у випадку високої якості оптики дифракція й інтерференція випромінювання в резисті – це два вирішальні фізичні фактори, які обмежують роздільність оптичної літографії.

З дифракцією пов'язані фундаментальні обмеження, з інтерференцією й стоячими хвилями – розмиття зображення, його краї.

Для експонування в субмікронній оптичній мікролітографії використовують короткохвильове ультрафіолетове випромінювання з довжинами хвиль від 100 до 380 нм і блакитне випромінювання від 400 до ~550 нм.

Як джерела короткохвильового випромінювання при експонуванні використовують газорозрядні ртутні лампи високого тиску й ексимерні лазери, які перекривають практично всю коротку область ультрафіолетового випромінювання.

На рис. 9.6 наведено спектральний розподіл газорозрядної ртутної лампи високого тиску. Спектр має чітко виражені смуги (табл. 9.1), які можуть бути виділені селективними фільтрами. На виході фільтра випромінювання буде частково когерентним, що обумовлює високу

просторову роздільність $\nu = \frac{1}{2l}$ мм⁻¹, де l – ширина щілини фільтра.

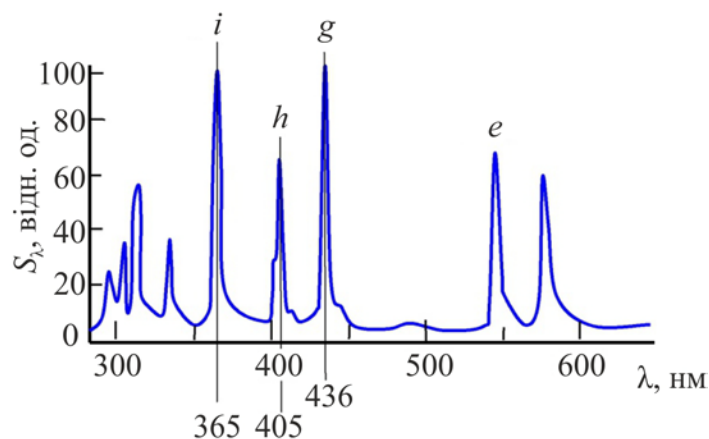


Рис. 9.6. Спектр випромінювання ртутної лампи високого тиску

**Довжини хвиль у спектрах газорозрядних ламп високого тиску й
ексимерного лазера, використовуваних у мікролітографії**

Довжина хвилі випромінювання, нм	Джерело випромінювання	Позначення по спектру
546	Hg дуговий	<i>e-line</i>
436	Hg дуговий	<i>g-line</i>
405	Hg дуговий	<i>h-line</i>
365	Hg дуговий	<i>i-line</i>
248	Hg або KrF дуговий	–
193	ArF екс. лазер	–

Ексимерні лазери в субмікронній літографії використовують при експонуванні випромінюванням з $\lambda = 157$ нм, 193 нм (CaF оптика) і менше. Однак далекий ультрафіолет потребує вже достатньо високого вакууму для обмеження поглинання випромінювання середовищем поширення. Експонувальне випромінювання й оптичні системи в субмікронній літографії мають бути погоджені з параметрами резиста: фоточутливістю, коефіцієнтом поглинання, товщиною.

При переході до короткохвильового випромінювання виникає низка проблем. Однією з них є проблема дуже тонких резистів. Поглинання короткохвильового випромінювання в резисті відбувається в тонких приповерхніх шарах. Якщо товщина резиста буде перевищувати довжину поглинання $1/\alpha_n$, то резист не буде проекспонований по всій його товщині, що приводить до викривлення зображення. Проблема виникає вже за $\lambda = 200 \dots 193$ нм, коли товщина резиста не має перевищувати ~ 500 нм. При цьому товщина резиста і його площинність мають витримуватися в достатньо вузьких припустимих межах по всій площі пластини. Останнє пов'язано з відходом фокуса (глибина фокуса) експонувального променя в

резисті $\sim NA^{-2}$. Це також приводить до помилок зображення й погіршення роздільності.

Для короткохвильової оптичної літографії критичним виявляється досконалість маски з настільки високою просторовою частотою, коли роздільність починає обмежуватися ефектом близькості – бічним підсвічуванням, обумовленим дифракцією.

Для глибокого далекого ультрафіолетового випромінювання в проєкційній літографії алюмінієве покриття дзеркал не є оптимальним. Можливі нові відбивальні елементи через дуже малі довжини хвиль будуть обмежувати числову апертуру на рівні $\sim 0,1$.

З викладеного випливає, що висока роздільність в оптичній субмікронній літографії може бути отримана або за рахунок великої числової апертури, або за рахунок зменшення довжини хвилі експонувального випромінювання. Однак зменшення λ в оптичній літографії за межі 120 нм малоймовірно як за технічними, так і за економічними показниками.

10. ДИФРАКЦІЙНІ ВТРАТИ ЛІТОГРАФІЇ

10.1. Основні положення дифракції стосовно обмеження роздільності в літографії

Явища дифракції хвильових полів (світлових, звукових, рентгенівських тощо) відносять до фундаментальних явищ фізики. Дифракція електромагнітних хвиль в оптичному діапазоні полягає у відхиленні променів світла в однорідному середовищі біля країв отворів і непрозорих екранів. З математичної точки зору задачі дифракції відносяться до електродинаміки і є предметом математичної фізики.

Тут слід зазначити, що коректна аналітика в описуванні дифракцій є складною задачею, яку буває важко довести до строгого розв'язку. Однак, оптична мікролітографія пов'язана з порівняно простими задачами, обумовленими дифракційними втратами роздільності. Це дозволяє оцінити в тому або іншому технологічному процесі виробництва інтегральних схем його можливості в їхній мікромініатюризації.

Дифракція та інтерференція мають по суті одну й ту ж фізичну природу. Обидва явища в мікролітографії визначають її принципові обмеження, обумовлені обмеженнями роздільності оптичних приладів, у тому числі оптичної системи перенесення зображення на фоторезист у цілому.

Розрізняють два типи дифракції: дифракцію Френеля й дифракцію Фраунгофера. Перша відноситься до дифракції сферичних хвиль, друга – до дифракції плоских хвиль (умова далекого поля). Для перенесення зображення далекого поля на резист використовують об'єктив, розміщуючи його поблизу шаблону. Ідеальний об'єктив (без аберації й дефектів) переносить картину далекого поля у фокальну його площину.

Важливим параметром оцінювання дифракційної картини й обмеження роздільності є зона Френеля, яка визначається добутком $\sqrt{\Delta_3 \lambda}$,

де Δ_3 – відстань від об'єкта розміром l , на якому відбувається дифракція світла (тобто фотошаблону), до точки спостереження зображення (тобто резиста). Для заданої довжини хвилі експонувального випромінювання співвідношення між Δ_3 та l^2/λ визначає профіль світлового поля на резисті (рис. 10.1).

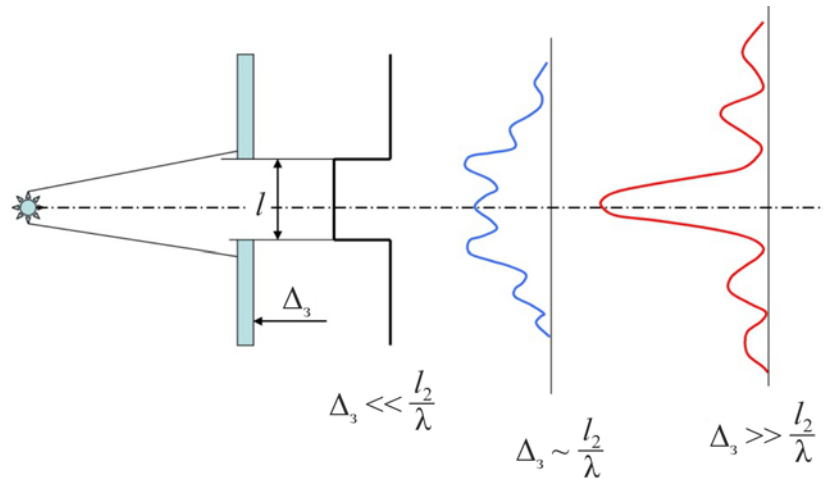


Рис. 10.1. Профіль світлового поля на резисті

Для одержання чіткої картини з різкими краями зазор між шаблоном (маскою) і резистом має задовольняти нерівності $\Delta_3 \ll \frac{l^2}{\lambda}$, яка є критерієм застосовності геометричної оптики. Це умова контактного друку, коли $\Delta_3 \ll 1$ мкм. Якщо $\Delta_3 \approx \frac{l^2}{\lambda}$, то зображення на резисті буде помітно спотворене. Такий розподіл інтенсивності відповідає дифракції Френеля.

На рис. 10.2 наведено картини розподілу інтенсивності у випадку дифракції Френеля на щілині l шаблону (а) і на ділянці його непрозорості (б). З рис. 10.2 випливає, що дифракція Френеля характеризується помітним викривленням розподілу інтенсивності порівняно з контактним друком при тісному контакті шаблону з резистом. Прямий край екрана дає області світла й тіні із плавним градієнтом між ними, що виходять за межу щілини. При цьому виникає паразитне бічне підсвічування, яке експонує резист під краєм екрана, що обмежує роздільність мікролітографії.

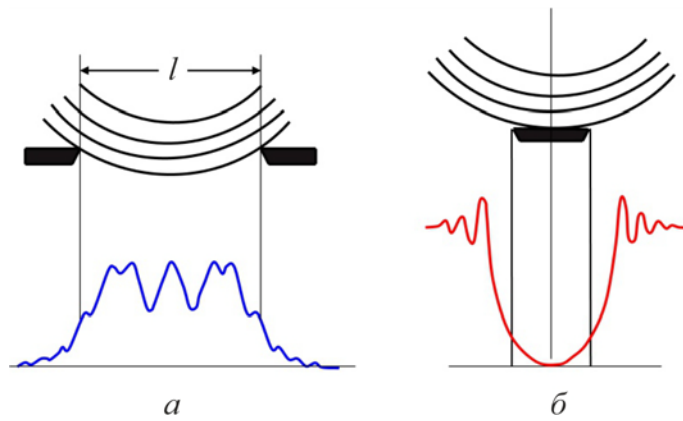


Рис. 10.2. Дифракція Френеля: *a* – на щілині шириною *l*; *б* – на непрозорому (тіньовому) штриху

Дифракція Френеля через труднощі її інтерпретації не має простої аналітики для коректного розрахунку у прикладних задачах мікролітографії, у якій при оцінювання роздільності як правило обмежуються емпіричними формулами.

Якщо $\Delta_3 \gg \frac{l^2}{\lambda}$, то максимум інтенсивності випромінювання

формується у вузькому піку, як це показано на рис. 10.3. Такий розподіл інтенсивності на щілині відповідає дифракції Фраунгофера, коли в кожній точці резиста інтерферують промені, які відхилилися приблизно в тому самому напрямку (параксіальні промені).

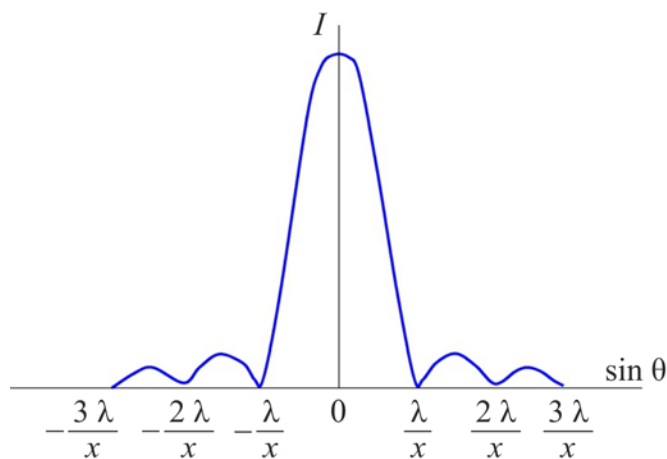


Рис. 10.3. Дифракція Фраунгофера на щілині $\Delta_3 \gg \frac{l^2}{\lambda}$

Основний максимум супроводжують вторинні максимумами, розташовані симетрично відносно точки 0 (рис. 10.4). З віддаленням від цієї точки їх амплітуди загасають. Наявність вторинних максимумів приводить до втрат роздільності як і при дифракції Френеля.

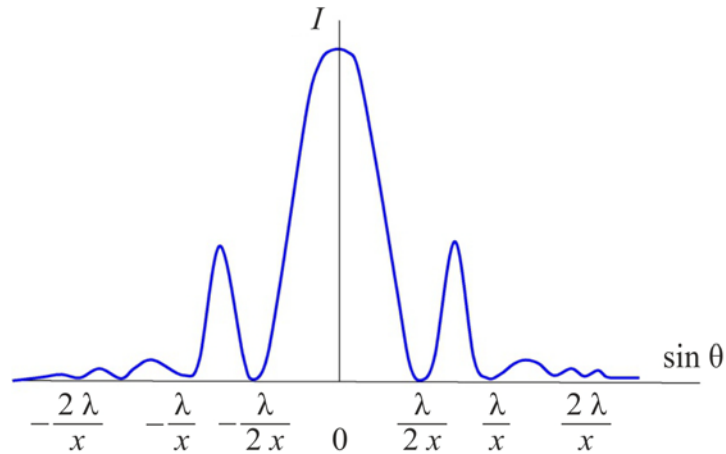


Рис. 10.4. Дифракція Фраунгофера на двох ідентичних щілинах

Дифракційна картина Фраунгофера є Фур'є-образом двовимірного об'єкта, на якому відбувається дифракція, що становить основу сучасної Фур'є-оптики, і може бути розрахована аналітично.

Інтенсивність експонувального випромінювання за фраунгоферовської дифракції на щілині (l) визначається відомою формулою:

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \sin \theta\right)^2}, \quad (10.1)$$

де I_0 – інтенсивність першого максимуму, l – ширина щілини, θ – кут поширення амплітуди хвилі A відносно площини щілини (кут дифракції): для основного максимуму $A(\theta) = A_0$, $\theta = 0$, для інших максимумів

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{l}, \quad m = 1,43; 2,46; 3,47\dots$$

У мікролітографічних системах кут θ – мала величина. Що дає змогу спростити формулу (10.1) до вигляду:

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \theta\right)}{\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \theta\right)^2}. \quad (10.2)$$

Відповідно до виразів (10.1) і (10.2) відношення максимумів інтенсивностей у розподілі на рис. 10.2 складає 1:0.45:0.016... (головний максимум прийнятий за 1). Зі зменшенням l відстань між мінімумами та центру зростає. При цьому центральний максимум розширюється і його висота зменшується. Це означає, що інтенсивність випромінювання I буде спадати від центру в площині спостереження до її країв (рис. 10.3). При $l = \lambda$ перший мінімум йде в нескінченність, а при $l \gg \lambda$ на екрані (резисті) буде зображення щілини без ознак дифракційної картини.

На рис. 10.4 наведено дифракційну картину розподілу інтенсивності від двох ідентичних щілин (l) регулярної ґратки з періодом T при ортогональному до площини щілини когерентному випромінюванні. Відносно дифракції від однієї щілини дифракційні максимуми від двох щілин стають більш вузькими, але залишаються на тих же місцях. Центральний головний максимум значно інтенсивніше побічних головних максимумів.

Додаткові мінімуми розташовуються між двома (бічними) головними максимумами й при $l \ll T$ їх кількість значне зростає, що приводить до втрати роздільності в мікролітографії.

Положення головних максимумів і головних мінімумів у застережених умовах визначають співвідношеннями:

$$T \sin\theta = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (10.3)$$

$$l \sin \theta = m\lambda, m = 1, 2, 3, \dots \quad (10.4)$$

де θ – кут дифракції.

Додаткові мінімуми відповідають напрямку променів, інтерференція яких деструктивна, що відповідає умові

$$T \sin \theta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (10.5)$$

Дифракційна картина розподілу інтенсивностей від N рівновіддалених щілин (дифракційна ґратка) схожа з такою ж при дифракції від двох щілин. Однак тут треба відзначити кілька характерних відмінностей.

За $T \gg \lambda$ вона являє собою різкі вузькі максимуми, розділені практично темними проміжками з різкими краями. Інтенсивність вторинних максимумів не перевищує декількох відсотків. Інтенсивність головних максимумів зростає пропорційно N^2 , а енергія пропущеного світла – пропорційно N .

За нормального падіння променів розподіл інтенсивностей на резисті слідує залежності:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \sin \theta \right) \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi N T}{\lambda} \cdot \sin \theta \right)}{\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \sin \theta \right)^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi T}{\lambda} \cdot \sin \theta \right)}, \quad (10.6)$$

де I_0 – інтенсивність по напрямку $\theta = 0$ для однієї щілини.

Розподіл інтенсивності по головних максимумах визначається формулою:

$$I_m = I_0 \frac{N^2 T^2 \sin^2 \left(\frac{\pi m l}{T} \right)}{\pi^2 m^2 l^2}, \quad (10.7)$$

де m – номер максимуму, умова, яка визначає порядки, записується у вигляді:

$$\frac{T}{l} = \text{ціле число } (1, 2, 3 \dots N).$$

За деяких значеннях m інтенсивність I_m стає рівною нулю. Ці максимуми випадають із дифракційної картини (аритмія). Так якщо $T/l = 2$, $m = 0$, $I_m = 1$, то при $m = 2$ і $m = 4$ інтенсивність $I_m = 0$. Якщо $T/l = 3$, то $I_m = 0$ при $m = 3$.

Якщо випромінювання падає на шаблон під кутом φ (похиле падіння), то положення головних максимумів записується у вигляді:

$$T(\sin \theta_m - \sin \varphi) = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10.8)$$

У випадку, коли $l \ll T$ і $\varphi_m \approx \theta_m \ll 1$, співвідношення (10.8) приводиться до вигляду:

$$T(\theta_m - \varphi_m) \cos \varphi = m\lambda. \quad (10.9)$$

У літографії, поряд із щілинами, доводиться мати справу із круглими отворами на темному полі об'єкта. Дифракційна картина від круглого отвору являє собою чергування світлих і темних кілець (кілець Ейрі) з розподілом інтенсивності, яке описується формулою:

$$I = I_0 \left(\frac{2J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (10.10)$$

де $J(x)$ – функція Бесселя першого порядку (табульована), $x = \frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda}$ – її аргумент, r – радіус отвору.

Функція $J_1(x)/x$ має нулі при x , рівних 3,83; 7,02; 10,2 тощо (рис. 10.5). Їм відповідає відношення інтенсивностей як 1:0,0175:–0,042. Таким чином, у центральному максимумі зосереджено 84% випромінювання, яке пройшло через отвори. Інші 16% розподілені по світлових кільцях (кільця Ейрі), інтенсивність яких швидко убуває зі збільшенням їх номера m . З наведених цифр випливає, що при оцінюванні експонувального випромінювання можна обмежитися значеннями $m = 0, 1, 2$.

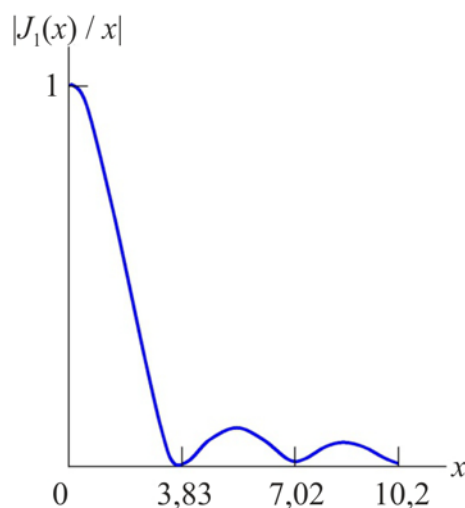


Рис. 10.5. Графік функції $|J_1(x)/x|$

Положення перших максимумів і перших мінімумів може бути визначено за формулою:

$$\sin \theta_m = \frac{k_{\max}(k_{\min})}{r} m \lambda, \quad m - \text{ціле число}, \quad (10.11)$$

де k_{\max} і k_{\min} є функціями x . Їх значення для $m = 1, 2, 3$ наведено нижче.

m	k_{\max}	k_{\min}
1	0	0,61
2	0,41	0,56
3	0,44	0,54

Для першого мінімуму, для якого

$$\frac{x}{2\pi} = \frac{3,83}{2\pi} = 0,61, \quad \sin \theta_1 = 0,61 \frac{\lambda}{r} \quad \text{– формула Ейрі.} \quad (10.12)$$

При $\theta_1 \ll 1$ вираз (10.12) можна записати у вигляді:

$$\theta_1 = 0,61 \frac{\lambda}{r}. \quad (10.13)$$

Формула Ейрі лежить в основі критерію Релея, який обмежує максимальну межу роздільності в мікролітографії.

10.2. Дифракційні обмеження граничної роздільності в літографії

Дифракція експонувального випромінювання на шаблоні неминуче обумовлює втрату роздільності. Рівень дифракційних втрат визначається багатьма факторами: якістю випромінювання, кутом його падіння на шаблон, рисунком на шаблоні й досконалістю його країв тощо.

На практиці при оцінюванні максимальної роздільності в оптичній мікролітографії використовують дві прості формули.

Перша з них записується у вигляді:

$$l_{\min} = 0,61\lambda \left(\frac{f}{D} \right), \quad (10.14)$$

де λ – довжина хвилі експонувального випромінювання, f – фокусна відстань об'єктива, D – його діаметр (оправа об'єктива) (рис. 10.6). Відношення D/f називають входною зніцею об'єктива. Формула (10.14) визначає граничну лінійну роздільність за критерієм Релея, який читається як: мінімальна відстань (l_{\min}) між двома точками або щілинами, яке можна розділити ідеальним фотографічним об'єктивом, обмежена знизу рівністю – (10.14).

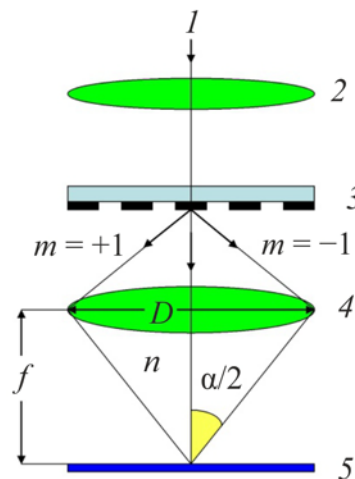


Рис. 10.6. Схема передачі зображення в оптичній літографії до визначення величини числової апертури об'єктива: 1 – експонувальне випромінювання; 2 – конденсор; 3 – фотошаблон (об'єкт); 4 – об'єктив; 5 – резист (зображення)

Співвідношення (10.14), по суті, є формулою Ейрі для роздільності, обмеженої дифракцією, записаної для введеного Релеєм критерію. Введений Релеєм критерій пояснюється рис. 10.7. Релей запропонував вважати критичною роздільність двох систем кілець Ейрі, розташованих так, щоб центр однієї системи з них збігався з першим темним кільцем іншої системи. Ця величина відмінності контрасту зображень одержала назву довжини Релея (ДР).

Чим більше довжин Релея укладається між однаковими щілинами, тем різкіше виглядає контраст їх зображення. Якщо щілини розташовано на відстані 2 (ДР), то дифракційна картина щілин частково перекривається (рис. 10.8, а). Значенню 3 (ДР) відповідає ситуація, коли дифракційні картини щілин просторово розділені (рис. 10.8, б).

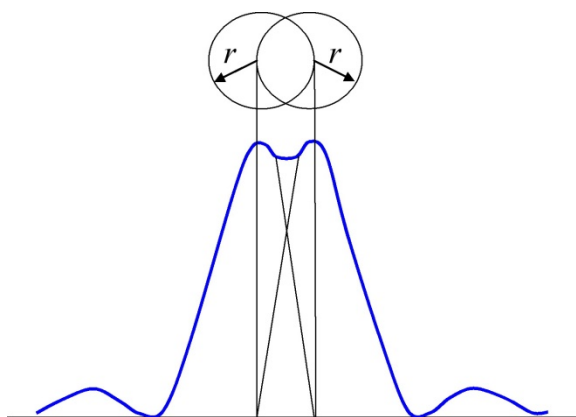


Рис. 10.7. Схема, яка пояснює критерій Релея для роздільності фотографічного об'єктива

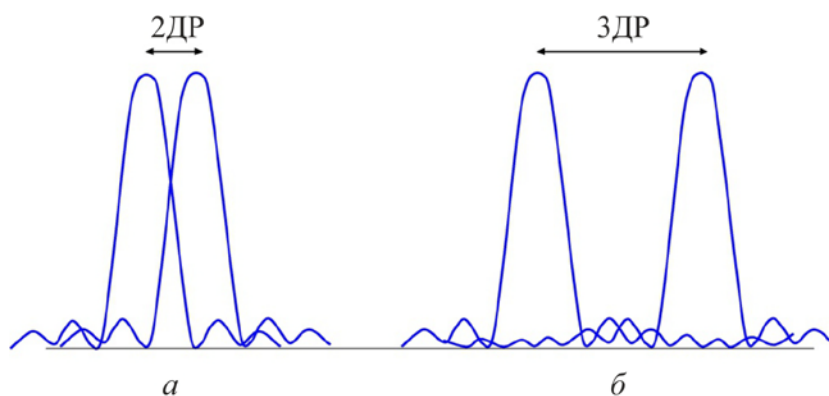


Рис. 10.8. Зображення двох точкових джерел, розташованих на відстані двох (а) і трьох (б) довжин Релея

У мікролітографії використовують короткофокусні об'єктиви з великою роздільністю. Такі об'єктиви характеризуються не відносним отвором, а числовою апертурою

$$NA = n \sin \frac{\alpha}{2}, \quad (10.15)$$

де n – показник заломлення середовища між об'єктивом і площиною зображення (для повітря $n = 1$), α – апертурний кут виходу об'єктива (рис. 10.6).

З рис. 10.6 випливає, що $NA = \frac{D}{2f}$. При цьому співвідношення

(10.14) зводиться до вигляду:

$$l_{\min} = k_1 \cdot \frac{\lambda}{NA}, \quad (10.16)$$

де k_1 – k -фактор, який залежно від характеристик фоторезисту може приймати значення від 0,3 до 1 і більше. На практиці мінімальна роздільність приймається трикратною відносно критерію Релея, тобто коефіцієнт k_1 приймає значення 1,83 і

$$l_{\min} = 1,83 \frac{\lambda}{NA}. \quad (10.17)$$

З наведених співвідношень випливає, що головними параметрами, які обмежують роздільність є довжина хвилі експонувального випромінювання і числова апертура об'єктива. Чим менше довжина хвилі й більше апертура, тем вище роздільність.

У табл. 10.1 як приклад для декількох довжин хвиль експонувального випромінювання наведені значення NA і l_{\min} (ДР), що ілюструють їх взаємозв'язок при $k_1 = 0,61$ у співвідношенні (10.16).

Друга формула для оцінки обмеження роздільності відноситься до літографії із зазором і записується у вигляді:

$$l_{\min} = \frac{3}{2} \sqrt{\lambda \left(\Delta_3 + \frac{h_p}{2} \right)}, \quad (10.18)$$

де h_p – товщина резиста.

Таблиця 10.1

λ , нм	NA	l_{\min} (ДР), мкм
436	0,30	0,89
365	0,60	0,37
248	0,50	0,30
193	0,60	0,20

Формула (10.18) є значною мірою емпіричною. Вона може мати свої обмеження за параметрами, що ввійшли в неї. Вираз (10.18) є справедливим для Δ_3 , який лежить у межах від ≤ 1 мкм до десятків мікрометрів. Якщо прийняти $\Delta_3 = h_p = 1$ мкм, $\lambda = 436$ нм, то відповідно до формули (10.18) $l_{\min} = \frac{3}{2} \sqrt{0,436 \cdot (1 + 0,5)} = 1,21$ мкм.

Для $\lambda = 0,284$ мкм гранична лінійна роздільність складе $l_{\min} = 0,98$ мкм. Якщо величина зазора Δ_3 збільшиться до 30 мкм і $\Delta_3 \gg h_p$, то для $\lambda = 436$ нм і $\lambda = 284$ нм лінійна роздільність складе $l_{\min} = 5,42$ мкм і $l_{\min} = 2,92$ мкм, відповідно.

Таким є ефект збільшення зазора на обмеження роздільності в контактному друці: зі збільшенням Δ_3 при $\lambda = \text{const}$ l_{\min} зростає як $\sqrt{\Delta_3}$.

Величина зазора визначає інтенсивність і профіль світлового поля на фоторезисті, як це якісно ілюструється на рис. 10.9.

У відповідності до формули (10.18) умова максимальної роздільності потребує виконання нерівностей

$$\lambda \ll \Delta_3 < \frac{l^2}{\lambda}, \quad (10.19)$$

де l – ширина експоновуваної щілини на шаблоні.

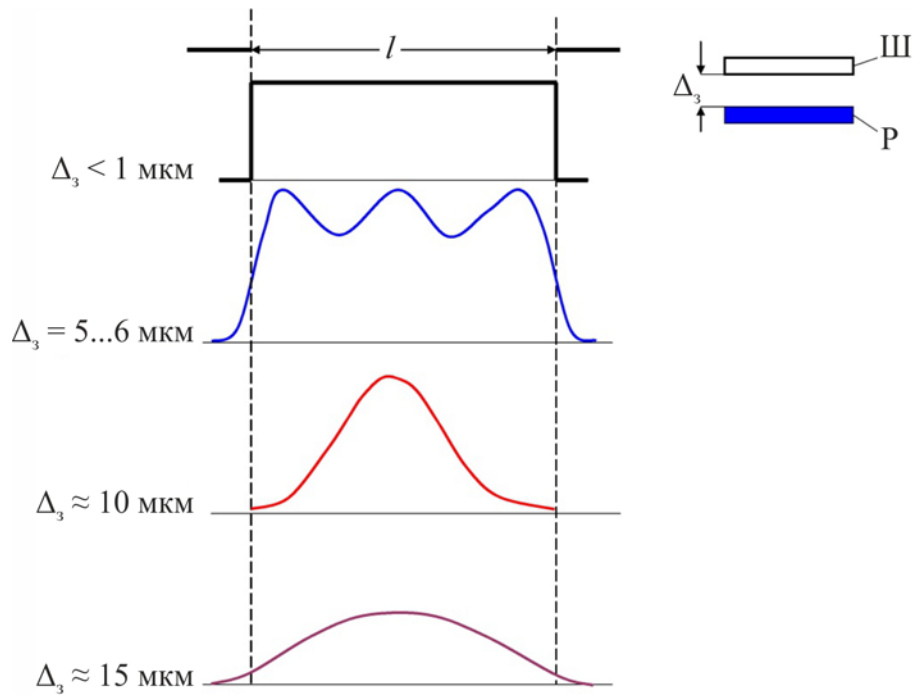


Рис. 10.9. Розподіл інтенсивності експонувального випромінювання на резисті у функції зазора Δ_3 між шаблоном (Ш) і резистом (Р)

Для оцінювання роздільності всі три параметри: λ , Δ_3 та l можуть бути зведені до одного, нормованого до l :

$$Q_\lambda = l \sqrt{\frac{2}{\lambda \cdot \Delta_3}}. \quad (10.20)$$

У граничному випадку праву частину нерівності (10.19) можна замінити на рівність, прийнявши $\Delta_3 = l^2 / \lambda$, підстановка якого в формулу (10.20) приводить до рівності

$$Q_{\lambda m} = \sqrt{2} = \text{const}. \quad (10.21)$$

Рівність (10.21) визначає величину $Q_{\lambda m}$ поблизу дифракційного обмеження. Обмеження величини зазора визначається нерівністю:

$$\Delta_{3 \max} < \frac{2}{Q^2}.$$

Іноді для оцінювання світлового поля за тієї або іншої дифракції поряд з Q_λ використовують поняття хвильового параметра:

$$P_\lambda = \frac{\sqrt{\lambda \cdot \Delta_3}}{l}, \quad (10.22)$$

де l – ширина експоновуваної щілини, як і в нерівності (10.19).

Якщо $P_\lambda \ll 1$ (Δ_3 мале, а l порівняно велике), то ситуація відповідає френелівській дифракції й властивим їй викривленням. Якщо $P_\lambda \gg 1$ (l мале або Δ_3 велике), то викривлення світлового поля обмежується фраунгоферовою дифракцією. Проміжний випадок – $P_\lambda \approx 1$ відповідає критерію Релея.

Гранична роздільність за Релеєм в оптичній мікролітографії у виробничих умовах, як правило, не досягається.

Слід також зазначити, що проекційний друк характеризується більш високою роздільністю, ніж друк із зазором.

10.3. Глибина фокуса та її зв'язок з обмеженням роздільності

Чітка картина зображення відповідає умові, коли площина його відображення збігається з фокусною відстанню оптичної системи. Відхід від цієї площини (розфокусування) приводить до розпливання зображення й зниження експонувальної інтенсивності, що означає втрату роздільності (рис. 10.10). Глибина фокуса – це допустима величина розфокусування, Δf , обмежена заданою величиною роздільності ($l \pm \Delta l$).

Для визначення глибини фокуса вводять критерій, за якого зменшення інтенсивності експонувального випромінювання у максимумі не має перевищувати 20%, що відповідає

$$\Delta f = \pm 0,5 \frac{\lambda}{(NA)^2}. \quad (10.23)$$

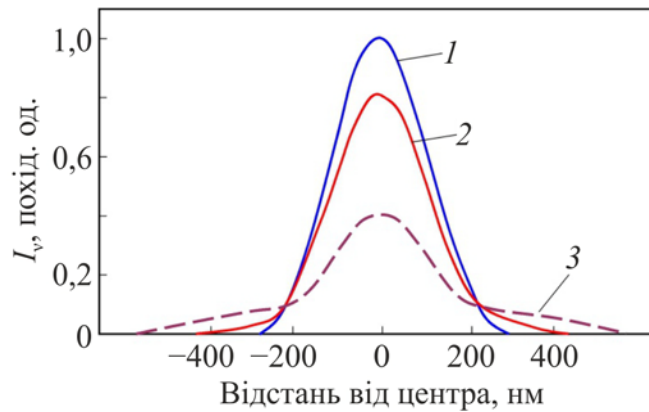


Рис. 10.10. Порівняльні профілі інтенсивності експонувального випромінювання на фоторезисті від точкового джерела при розфокуванні: 1 – у фокусі $\Delta f = 0$; 2, 3 – при розфокуванні $\Delta f = 0,4$ мкм і $\Delta f = 0,7$ мкм відповідно, $\lambda = 248$ нм, $NA = 0,5$

Ця величина Δf одержала назву глибини фокуса Релея як міри розфокусування.

Глибина фокуса залежить від ряду факторів: площини пластини й резиста, морфології їх поверхні й товщини, розмірів і геометрії рисунка зображення, якості випромінювання, ступені його некогерентності тощо. У субмікронній оптичній літографії врахувати усі фактори, які обмежують величину Δf , достатньо важко, як і у випадку визначення граничної роздільності.

У загальному випадку Δf записується у вигляді:

$$\Delta f = k_2 \frac{\lambda}{(NA)^2}, \quad (10.24)$$

де k_2 – коефіцієнт, який залежить у першу чергу від параметрів резиста.

Зі співвідношення (10.24) випливає, що глибина фокуса, як і роздільність l_{\min} у критерії Релея, визначається двома параметрами: λ і NA .

10.4. Нормована глибина фокуса та її зв'язок з обмеженням роздільності

Зі співвідношень (10.16) і (10.24) випливає, що

$$k_1 = \frac{l_{\min} NA}{\lambda}, \quad (10.25)$$

$$k_2 = \frac{\Delta f (NA)^2}{\lambda}. \quad (10.26)$$

У такому записі коефіцієнти k_1 і k_2 є нормованими до NA і λ – роздільності та глибини фокуса, відповідно.

Визначаючи з виразу (10.25) числову апертуру $NA = \frac{k_1 \lambda}{l_{\min}}$ й підставляючи її в співвідношення (10.26), одержимо для глибини фокуса вираз:

$$\Delta f = \frac{k_2}{k_1^2} \cdot \frac{l_{\min}^2}{\lambda} = \Delta f_H \cdot \frac{l_{\min}^2}{\lambda} \quad (10.27)$$

у якому $\Delta f_H = \frac{k_2}{k_1^2}$ – нормована до l й λ глибина фокуса.

Співвідношення (10.27) визначає глибину фокуса від двох параметрів: λ і l , які при розрахунках задаються первісно. Величина числової апертури вибирається компромісною. За надто малої NA не можна одержати велику роздільність $\left(l_{\min} \sim \frac{1}{NA} \right)$, а за великої числової апертури глибина фокуса $\left(\sim \frac{1}{(NA)^2} \right)$ стає настільки малою, що її необхідна

стабілізація стає мало ймовірною. Разом з тим у субмікронній літографії розмір елемента рисунка має відтворюватися на резисті з точністю не гірше $\pm 10\%$, а відхід профілю рисунка при його проявленні не має перевищувати $\pm 5\%$ (рис. 10.11). Це потребує ретельного узгодження всіх трьох параметрів: l, λ, NA .

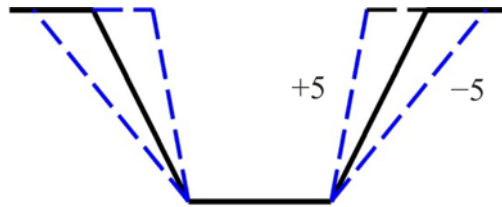


Рис. 10.11. До відтворення нахилу краю резиста з точністю $\pm 5\%$

Для заданого рельєфу рисунка й заданого випромінювання можна побудувати область у координатах експозиція – глибина фокуса, усередині якої буде витримана величина $l_{\min} \pm \Delta l$ при комбінації $l-\lambda-NA$. Це означає ідентифікацію коефіцієнта k_1 . По ній розраховується залежність $\frac{k_2}{k_1^2}(k_1)$ (рис. 10.12).

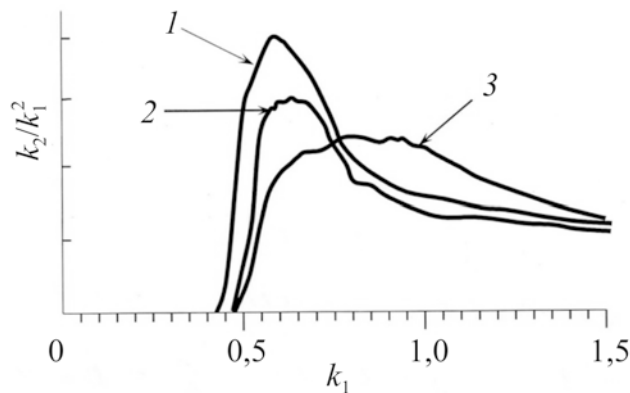


Рис. 10.12. Залежність відношення коефіцієнтів $\frac{k_2}{k_1^2}$ від k_1 :

1 – щілина; 2 – ґратка; 3 – круглий отвір

Значення k_1 за емпіричними даними лежить у межах від 0,5 до 1. Для одношарового фоторезисту й $\frac{\Delta l}{l} \leq 0,1$ коефіцієнт $k_1 = 0,57 \dots 0,87$, для багатшарових резистів і $\frac{\Delta l}{l} \approx 0,3$ коефіцієнт $k_1 = 0,42 \dots 0,7$.

На рис. 10.13 наведені розрахункові залежності множника $\frac{l^2}{\lambda}$ у функції (Δf) і $\frac{\lambda}{l}$ у функції (NA) у функції роздільності. Однак тут слід зазначити, що розрахункові за наведеними формулами значення Δf , можуть значно перевищувати реальні значення Δf . Це відмінності обумовлені конкретними умовами технологічних процесів мікролітографії.

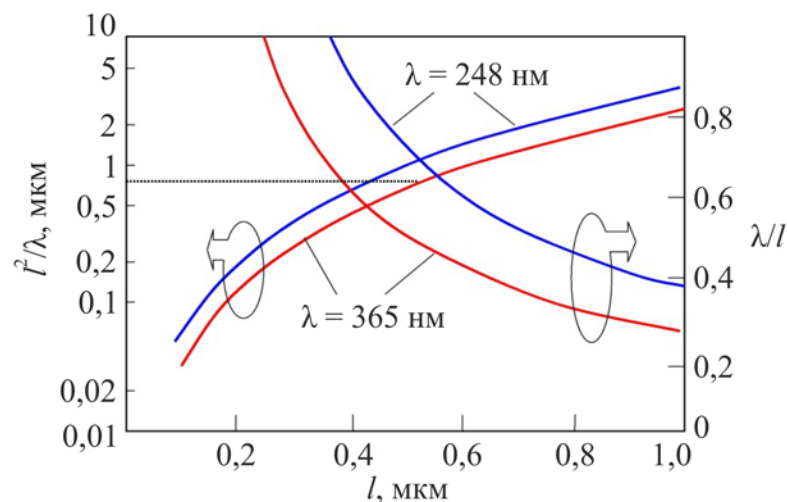


Рис. 10.13. Залежність множників $\frac{l^2}{\lambda}$ і $\frac{\lambda}{l}$ в співвідношенні Релея від роздільності за оптимізованих NA і Δf для $\lambda = 0,5$ мкм (пунктир)

10.5. Обмеження глибини фокуса резистом

У субмікронній літографії в середньому й далекому ультрафіолеті використовують тонкі фоторезисти (< 1 мкм) або тонкі фоторезисти ($< 0,4$ мкм) у системі багатшарових висококонтрастних резистів. Для

одержання роздільності $l = 250$ нм товщина резиста не має перевищувати $\sim 0,8$ мкм. Для $l = 130$ нм товщина резиста складе $\sim 0,52$ мкм. Для експонувального випромінювання з $\lambda = 256$ нм і $\lambda = 193$ нм (ексимерні лазери) основні труднощі в системі джерело–фоторезист обумовлені сильним поглинанням ультрафіолетового випромінювання практично у всіх матеріалах, у тому числі в резистах. Чим менша довжина хвилі, тим більший коефіцієнт поглинання в резисті, тем меншою має бути його товщина. Для переходу до роздільності $\leq 0,1$ мкм за прийнятної глибини фокуса може бути використане лазерне випромінювання з $\lambda = 157$ нм і $\lambda = 126$ нм, яке сьогодні вже доступне, але потребує своєї оптики та якісних ультратонких резистів.

Значний коефіцієнт поглинання далекого ультрафіолету в резистах і мала їх товщина є обмежувачами факторами як по NA , так і по Δf і обмежують застосування товстих резистів.

Для відносно товстих резистів (> 1 мкм) при визначенні глибини фокуса необхідно враховувати заломлення випромінювання в ньому. Типові значення показника заломлення в резистах більше одиниці й лежать у межах $1,6 \dots 1,7$.

Якщо середовище між об'єктивом і резистом – повітря ($n = 1$), то глибина фокуса при точковому випромінювачі визначається співвідношенням:

$$\Delta f = \frac{d}{\operatorname{tg} \theta_0}, \quad (10.28)$$

де d – граничний діаметр плями, обумовлений глибиною фокуса й обмежений задаваною роздільністю $l \pm \Delta l$; θ_0 – кут, який визначає в цьому випадку числову апертуру об'єктива у вигляді

$$\sin \theta_0 = NA. \quad (10.29)$$

Для запасу при можливому відході Δf , глибину фокуса формують у приповерхневому шарі резиста. На рис. 10.14 це відповідає положенню фокуса в точці f_0 . Положення фокуса f_1 відповідає його глибині в товстому резисті з урахуванням заломлення променів у ньому при $n_p = 1,6 \dots 1,7$.

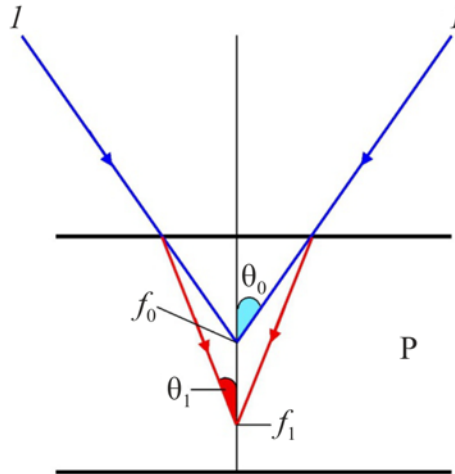


Рис. 10.14. Вплив заломлення випромінювання у товстому резисті на глибину фокуса:

P – резист; I – експонувальний промінь

При цьому глибина Δf_1 буде дорівнювати:

$$\Delta f_1 = \frac{d}{\operatorname{tg} \theta_1}, \quad (10.30)$$

де кут θ_1 відповідно закону Снелліуса визначається зі співвідношення

$$\sin \theta_1 = \frac{\sin \theta_0}{n_p}. \quad (10.31)$$

З виразів (10.28) і (10.30) випливає, що

$$\frac{\Delta f_1}{\Delta f_0} = \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\operatorname{tg} \theta_1}. \quad (10.32)$$

Обидва кута θ_0 і θ_1 малі, що дозволяє записати відношення (10.32) у вигляді $\frac{\Delta f_1}{\Delta f_0} = \frac{\theta_0}{\theta_1} = n_p$. Чим більше показник заломлення резиста, тим більше глибина фокуса в ньому, обмежена товщиною резиста.

Слід також зазначити, що глибина фокуса змінюється в межах технологічного циклу й зменшується зі збільшенням роздільності – основної тенденції розвитку мікроелектроніки.

У табл. 10.2 наведено параметри субмікронної літографії у виробництві НВІС, що ілюструє зв'язок роздільності з NA , λ , Δf . З таблиці випливає: зменшення глибини фокуса відбувається зі зростанням роздільності за числової апертури оптики в межах $\sim 0,4 \dots 0,6$.

Таблиця 10.2.

**Параметри лінзової субмікронної літографії у виробництві
інтегральних мікросхем**

l , мкм	NA	λ , нм	k_1	l_{\min} , мкм	Δf , мкм $k_2 = 1$	Рівень інтеграції, $\times 10^8$
1,00	0,38	436	0,80	0,92	3,02	2,4
0,7	0,40	365	0,75	0,70	2,28	3,8
0,5	0,48	365	0,60	0,46	1,58	6,1
0,25	0,60	248 (KrF)	0,60	0,25	0,69	13
0,18	0,60	193 (ArF)	0,50	0,17	0,54	25

Мінімальна глибина фокуса обмежується дифракційними ефектами, які геометрична оптика не враховує. У цьому випадку змінювання глибини фокуса разом з ефектом близькості може привести до зсуву зображення стосовно об'єкта, що приводить до викривлення рисунка на резисті й до зменшення виходу придатних.

10.6. Оптичний ефект близькості та його зв'язок з обмеженням роздільності

Оптичний ефект близькості обумовлений дифракцією випромінювання, яка приводить до зменшення роздільності й деформації геометрії елементів зображення відносно об'єкта (маски). У першу чергу ефект близькості проявляється в регулярних структурах за їх щільного пакування й просторової частоти $\left(\frac{1}{2}l\right)$. Це одна із серйозних інженерних проблем оптичної субмікронної літографії, розв'язок якої перебуває біля межі, обмеженої довжиною хвилі експонувального випромінювання. Ефекти близькості в технології інтегральних схем залежать від багатьох факторів: геометрії компонентів рисунка, їх просторової роздільності, характеристик резиста, ступеня некогерентності випромінювання, якості оптичної системи перенесення зображення. Залежно від того, який фактор (або фактори) для даної технології виявиться домінуючим, ефект близькості буде проявлятися переважно або у втраті роздільності, або в зміні форми й розмірів компонентів зображення.

Викладене можна проілюструвати декількома прикладами.

На рис. 10.15 наведені розрахункові профілі випромінювання для однієї лінії (суцільні криві) і для регулярних ґраток з періодом $\frac{1}{2}l$ (пунктирна крива). Рис. 10.15, *а* відповідає параметрам: $l = 1$ мкм, при оптиці $0,35 NA$ і $\lambda = 436$ нм (*g-line*), рис. 10.15, *б* – $l = 0,35$ мкм, $0,54 NA$ і $\lambda = 365$ нм (*i-line*). У першому випадку необхідна роздільність перебуває далеко від дифракційних втрат і, як наслідок, ефект близькості практично не проявляється (пунктирна крива). У другому випадку, який відповідає роздільності майже втриє більше, ефект близькості проявляється вже характерно: відмінність із одиночною лінією становить приблизно

0,09 мкм (~10%). Для матричних пристроїв пам'яті великої ємності такий зсув може виявитися критичним.

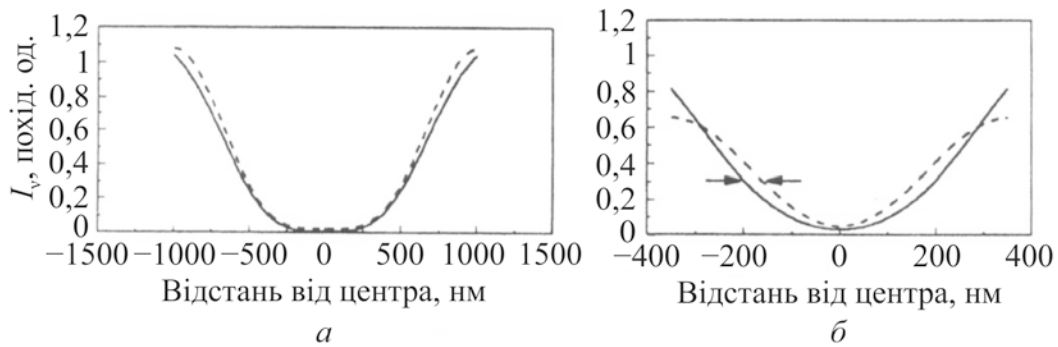


Рис. 10.15. Розрахункові профілі випромінювання для регулярних ґраток (пунктир) у порівнянні з одиночною лінією (суцільна):

a – вдалині від дифракційної межі; *б* – з урахуванням дифракційних втрат

Ефект близькості відповідальний також за округлення прямокутних фігур, наприклад контактних площинок. Закруглення, у першу чергу, виникає на кутах площинки. Якщо розміри контактної площинки виявляються поблизу межі роздільності оптики, то квадрат буде друкуватися, як коло. Для збереження квадратної форми рисунок на шаблоні має бути скорегований. Одну з таких модифікацій показано на рис. 10.16, на якому (*a*) відповідає рисунку на шаблоні для одержання квадрата в зображенні (*б*). Однак цей метод корекції ефекту близькості не є універсальним. Якщо крок розміщення площинок буде зменшуватися, то будуть потрібні ще додаткові корекції відповідно до рис. 10.15. Це накладає обмеження як на розміри контактних площинок, так і на крок їх розміщення на кристалі, що може обмежити мікромініатюризацію й рівень інтеграції.

На рис. 10.17 наведено ще один приклад, пов'язаний з ефектом близькості, коли крім округлення прямокутних фігур, має місце укорочування їх розмірів.

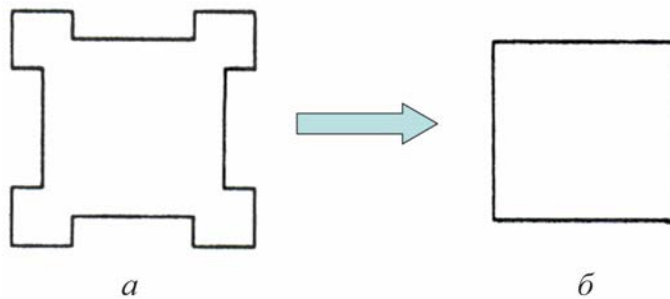


Рис. 10.16. Корекція квадратної фігури на шаблоні для зняття закруглень по кутах квадрата на резисті: a – образ; b – зображення

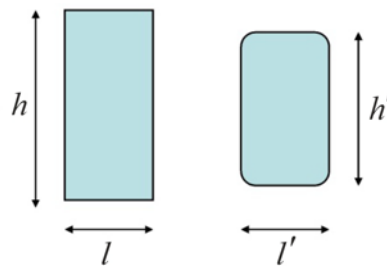


Рис. 10.17. Деформація прямокутної фігури в субмікронній оптичній літографії зі зменшенням висоти й закруглення кутів: $h' < h$, $l' = l$

З викладеного випливає, що в субмікронній літографії при проектуванні маски треба враховувати всі нюанси ефекту близькості, зіставляючи їх з можливими зсувами зображень. Це достатньо складні задачі навіть у наближенні чисельного розв'язку, складність і трудомісткість яких зростає зі збільшенням мікромініатюризації.

10.7. Функція передачі модуляції та її зв'язок з якістю експонувального випромінювання

Для оцінювання якості оптичних систем у мікролітографії та їх порівняння використовується так звана функція передавання модуляції (ФПМ). Вона являє собою частотно–контрастну характеристику кожної оптичної ланки від джерела випромінювання до резиста. При цьому ФПМ системи в цілому буде визначатися добутком усіх її оптичних ланок. У

цьому випадку ФПМ зручніше представляти в децибелах, що заміняє множення на суму.

У ФПМ закладена оцінка контрасту зображення, роздільності, числової апертури, глибини фокуса та експонувальної якості випромінювання. Вона відображає зв'язок між об'єктом і зображенням – наскільки відображення близьке до оригіналу. В ідеальному випадку, коли зображення й оригінал повністю збігаються, ФПМ = 1.

Ми обмежимося розглядом ФПМ у найпростішому випадку на прикладі шаблон (об'єкт) – резист (зображення). Це сьогодні дозволяє зробити досконала оптика, яка використовується в мікролітографії.

На рис. 10.18 показано профіль модуляції шаблону $M_{\text{ш}}$ для регулярної ґратки і модуляція інтенсивності випромінювання на резисті $M_{\text{р}}$ у системі шаблон–резист. У цьому випадку

$$\text{ФПМ} = \frac{M_{\text{р}}}{M_{\text{ш}}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}. \quad (10.33)$$

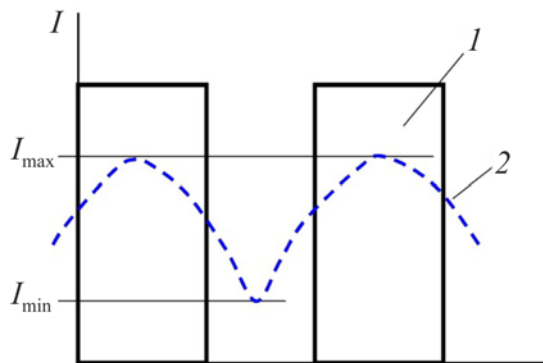


Рис. 10.18. Профілі інтенсивності на фотошаблоні (1) і фоторезисті (2)

При цьому контраст зображення буде визначатися співвідношенням:

$$C_{\text{кон}} = \frac{I_{\text{max}}}{I_{\text{min}}}. \quad (10.34)$$

Чим вища роздільність, тем нижчий контраст зображення – глибина профілю в резисті зменшується й зменшується глибина фокуса, оскільки для отримання високої роздільності необхідно збільшувати числову апертуру, а глибина фокуса зменшується зворотно пропорційно $(NA)^2$.

Обмеження Φ_{PM_p} обумовлене $\Phi_{PM_{ш}}$ проекційної системи, яка забезпечує експонувальне випромінювання, у рамках нерівності:

$$\Phi_{PM_{ш}} > K\Phi_{PM_p}, \quad (10.35)$$

де

$$K\Phi_{PM_p} = \frac{10^{1/\gamma_k} - 1}{10^{1/\gamma_k} + 1} \quad (10.36)$$

– критична величина Φ_{PM_p} , γ_k – контраст резиста.

Залежність $K\Phi_{PM_p}$ від γ_k наведено на рис. 10.19. З рисунка випливає, що зі збільшенням контрасту резиста γ_k , $K\Phi_{PM_p}$ зменшується. Резисти із невисоким контрастом ($\gamma_k \approx 1 \dots 2$) мають $K\Phi_{PM_p} \sim 0,6$. Це відповідає $I_{\max} = 80\%$, $I_{\min} = 20\%$ і недоекспонуванню резиста до 20%. Для виконання нерівності (10.35) Φ_{PM} об'єктива має бути приблизно рівною 0,8, що відповідає роздільності $l_{\min} \approx 1$ мкм.

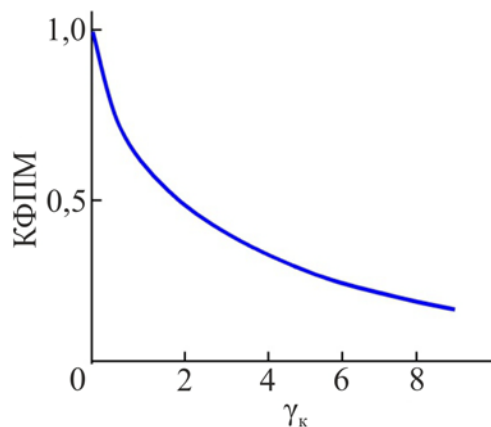


Рис. 10.19. Критична ФПМ резиста у функції його контрасту

У субмікронній літографії використовуються висококонтрастні резисти ($\gamma_k = 4 \dots 6$), що обмежує можливості лінзової оптики. У субмікронній літографії використовують переважно відбивну оптику, яка відноситься до систем з дифракційним обмеженням.

У високороздільній літографії використовують когерентне (лазерне) або частково когерентне випромінювання.

Ступінь некогерентності в мікролітографії визначається відношенням

$$\sigma_k = \frac{NA_k}{NA_{ш}}, \quad (10.37)$$

де NA_k і $NA_{ш}$ – числові апертури конденсора й шаблону (об'єкта) (рис. 10.20).

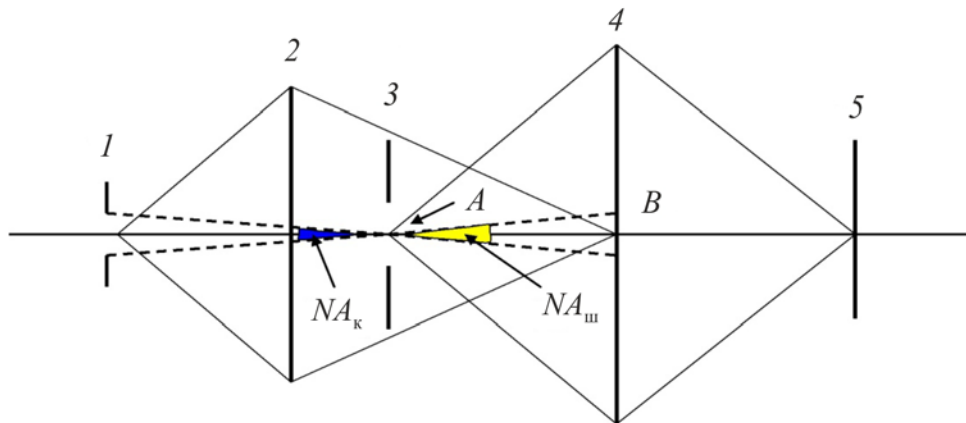


Рис. 10.20. Принципова схема передавання зображення від точкового джерела на резист: 1 – точкове джерело; 2 – конденсор; 3 – фотошаблон; 4 – об'єктив; 5 – резист

Для когерентного випромінювання $\sigma_k = 0$, для повністю некогерентного випромінювання $\sigma_k = \infty$. Проміжні значення $0 < \sigma_k < \infty$ відповідають частково когерентному випромінюванню. Чим вища якість випромінювання, тем вища роздільність оптичної системи літографії.

Когерентне випромінювання – випромінювання високої якості. Експонування когерентним випромінюванням відбувається дуже вузьким

променем і може бути сфокусоване в дуже малу пляму. Це істотний фактор для субмікронної літографії. Його основний недолік полягає в погіршенні зображення через дифракційні втрати. Для випромінювання зображення збільшують розбіжність променя на кілька градусів ($5\dots7$)°, що зменшує дифракцію на оправі об'єктива, або використовують частково когерентне ($\sigma_k < 0,9$) випромінювання.

На рис. 10.21 схематично показано проходження когерентних променів (суцільні лінії), які падають нормально до поверхні маски, і променів некогерентних (пунктирні лінії), які утворюють кут θ_i з вертикальною віссю маски. Остання являє собою регулярну ґратку з періодом $2l$. Недифрагуюче випромінювання плоскої хвилі, яке пройшло крізь маску, не містить інформації про просторову частоту. Ця інформація міститься у дифрагуючих променях. Відповідно до рис. 10.21 напрямок першого дифракційного максимуму визначається умовою Брегга:

$$2l \sin \theta = \lambda, \quad (10.38)$$

де $\theta \approx \alpha$, а $NA = \sin \alpha$, що визначає

$$v_{\text{пр}} = v_k = \frac{NA}{\lambda}. \quad (10.39)$$

Співвідношення (10.38) визначає найбільшу, критичну просторову частоту, яка може бути на шаблоні, за експонування когерентним випромінюванням.

На рис. 10.22 наведені типові залежності ФПМ від просторової частоти по параметру σ_k . Для когерентного випромінювання ($\sigma_k = 0$) ФПМ являє собою прямокутник: при $v_{\text{пр}} \leq v_k$ ФПМ = 1 і не залежить від $v_{\text{пр}}$, при $v_{\text{пр}} = v_k$ ФПМ різко спадає до нуля.

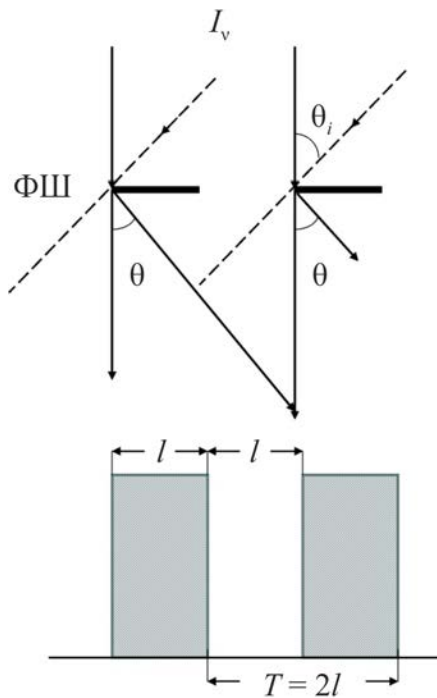


Рис. 10.21. Фрагмент фотошаблону, який відображає регулярну ґратку з періодом $T = 2l$

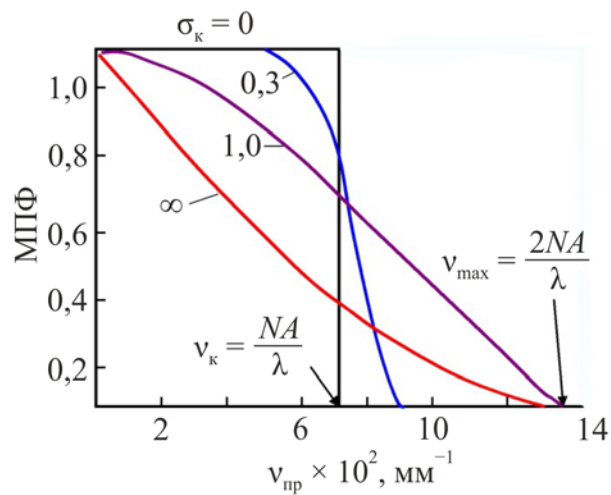


Рис. 10.22. Залежність функції просторової модуляції від просторової частоти по параметру якості випромінювання, $NA = 0,3$; $\lambda = 436$ нм

Разом з тим при частково когерентному й повністю некогерентному випромінюванні ФПМ ($v_{пр}$) являє собою плавно спадаючу криву аж до $v_{max} = \frac{2NA}{\lambda}$. Умова Брегга в цьому випадку записується у вигляді:

$$2l(\sin \theta_i + \sin \theta) = \lambda, \quad (10.40)$$

де $\theta_i, \theta \leq \alpha$ – кути малі.

Це дозволяє представити (10.40) у вигляді нерівності:

$$2l \sin \alpha \geq \frac{\lambda}{2} \quad (10.41)$$

та

$$2l \sin \alpha \geq \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} = \frac{\lambda}{2NA}. \quad (10.42)$$

З виразу (10.42) випливає максимальна просторова частота:

$$v_{\max} = \frac{2NA}{\lambda} = 2v_k. \quad (10.43)$$

Для регулярної гармонійної ґратки з косинусоїдною формою інтенсивності експонувального світла ФПМ ($v_{\text{пр}}$) може бути розрахована за формулою

$$\text{ФПМ}(v_{\text{пр}}) = \frac{2}{\pi} \left[\cos^{-1} \left(\frac{v_{\text{пр}}}{v_{\max}} \right) - \frac{v_{\text{пр}}}{v_{\max}} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{пр}}}{v_{\max}} \right)^2} \right]. \quad (10.44)$$

У промисловій практиці ступінь некогерентності експонувального випромінювання вибирається в межах $0,5 < \sigma_k < 0,9$. При цьому розмір елемента на проявленому резисті буде близький (або трохи більше) стосовно об'єкта. Компроміс тут досягається між l_{\min} і Δf .

11. МАСКИ З ФАЗОВИМ ЗСУВОМ І МЕТОД ПОЗАВІСНОГО ЕКСПОНУВАННЯ

11.1. Маски з фазовим зсувом

Маски з фазовим зсувом (МФЗ) і метод позавісного експонування були розроблені для досягнення компромісу між l_{\min} , Δf , NA у зв'язку із субмікронною оптичною літографією. За оцінками обидва методи дають змогу у проєкційному друці досягти теоретичної межі роздільності без помітного зменшення глибини фокуса, у тому числі, при використанні порівняно товстих резистів з великим контрастом зображення.

Фазовий зсув у масці (шаблоні) заснований на ефекті інтерференції когерентного випромінювання для отримання висококонтрастного зображення на резисті (підкладці) за рахунок виключення із процесу дифракційних втрат.

Запропоновано велику кількість конструктивних розв'язків (варіантів) МФЗ при збереженні основного принципу їх роботи – наявності в масці фазового зсуву. У субмікронній літографії використовуються переважно два типи масок: зі змінною апертурою та із вбудованим загасанням.

На рис. 11.1 наведено найпростішу маску з фазовим зсувом у 180° зі змінною апертурою у порівнянні зі стандартною, бінарною маскою, як за структурою, так і за процесами формування зображення. В обох випадках ґратки мають однакові періоди, рівні $2l$, і рівні умови по опроміненню. Відмінність маски з фазовим зсувом від бінарної маски – наявність у ній фазозсувного покриття в її прозорих вікнах. Так МФЗ називають також дворівневими. Обидві маски формуються на кварцевих пластинах. Потім у МФЗ кварц стравлюється до товщин, необхідних для одержання фазового зсуву в 180° .

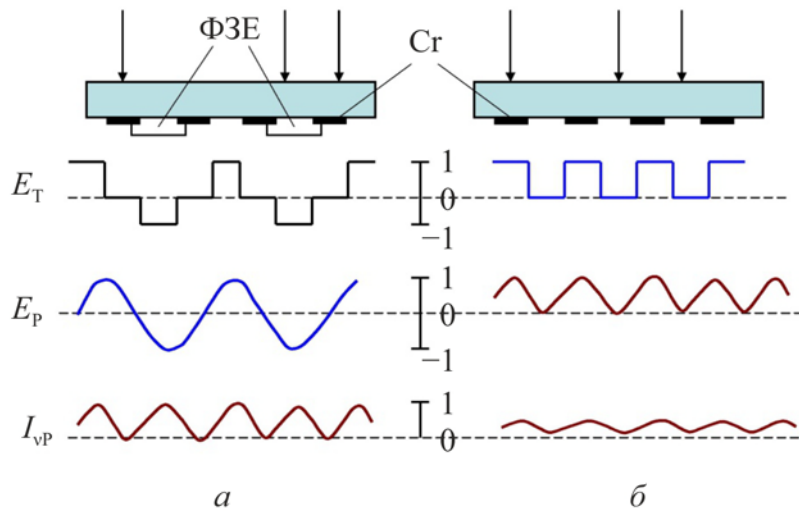


Рис. 11.1. Структура маски з фазовим зсувом (а) у порівнянні з бінарною маскою (б) та епюри електричних полів й інтенсивності випромінювання на шаблоні та резисті: ФЗЕ – фазозсувний елемент (покриття); E_T – електричне поле маски; E_P – електричне поле на резисті; I_{VP} – інтенсивність експонувального випромінювання на резисті

Світло, яке проходить у повітрі ($n = 1$) відстань d , змінює фазу електромагнітної хвилі відповідно до співвідношення

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d, \quad (11.1)$$

як це відбувається в бінарній масці. Якщо він проходить ту ж відстань у середовищі з показником заломлення $n > 1$, то фазовий зсув складе:

$$\varphi_2 = \frac{2\pi n}{\lambda} d. \quad (11.2)$$

Зсув по фазі при цьому складе:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n - 1). \quad (11.3)$$

Для отримання зсуву фаз у 180° (π) товщина фазозсувного покриття має відповідати рівності

$$d = \frac{\lambda}{2(n-1)}. \quad (11.4)$$

При цьому матеріал фазозсувного покриття має бути достатньо прозорим для експонування випромінювання.

За когерентного випромінювання, яке нормально падає на маску, межа її роздільності визначається просторовою частотою $\nu_k = \frac{NA}{\lambda}$, а для часткового когерентного випромінювання – $\nu_{\max} = 2\nu_k$. Пропускання бінарної маски визначає профіль електричного поля E пропорційним $|\cos(2\pi\nu_0 z)|$ (де z – координата), а у випадку МФЗ – E пропорційно $\cos(\pi\nu_0 z)$, як це показано на рис. 11.1.

Обидва профілі можуть бути піддані Фур'є аналізу, що буде відповідати Фур'є-спектру $E_m(\nu_{\text{пр}})$ (рис. 11.2):

$$E(\nu) = 4\pi \left\{ \frac{1}{2} \delta(\nu) + \frac{1}{6} [\delta(\nu - \nu_0) + \delta(\nu + \nu_0)] - \frac{1}{30} [\delta(\nu - 2\nu_0) + \delta(\nu + 2\nu_0)] + \dots \right\}$$

– для бінарної маски (11.5)

й

$$E(\nu) = \frac{1}{2} \left[\delta\left(\nu - \frac{\nu_0}{2}\right) + \delta\left(\nu + \frac{\nu_0}{2}\right) \right] \text{ – для МФЗ,} \quad (11.6)$$

де $\delta(\nu)$ – дельта-функція Дірака.

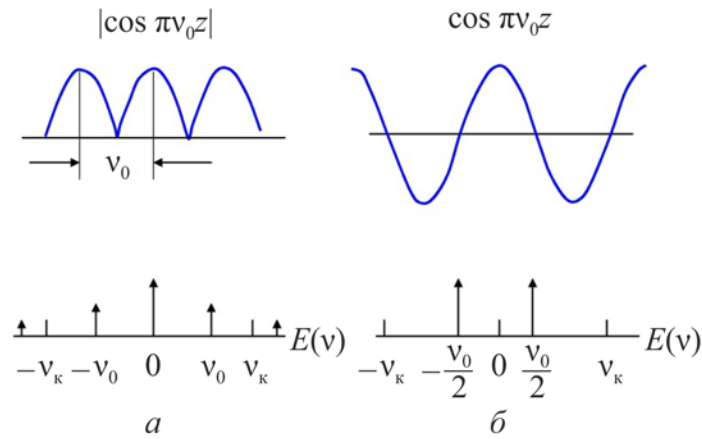


Рис. 11.2. Фур'є спектри електричних полів:
a – бінарної маски; *б* – маски з фазовим зсувом

Із зіставлення співвідношень (11.5) і (11.6) випливає, що в спектрі бінарної маски міститься значно більше гармонік, ніж у випадку маски з фазовим зсувом, у якому їх усього дві. Це означає меншу смугу частот і, отже, більшу роздільність. Сказане пояснює рис. 11.3, на якому представлені розподіл інтенсивності на підкладці для МФЗ і бінарної маски та розподіл інтенсивності на краю фазозсувного покриття.

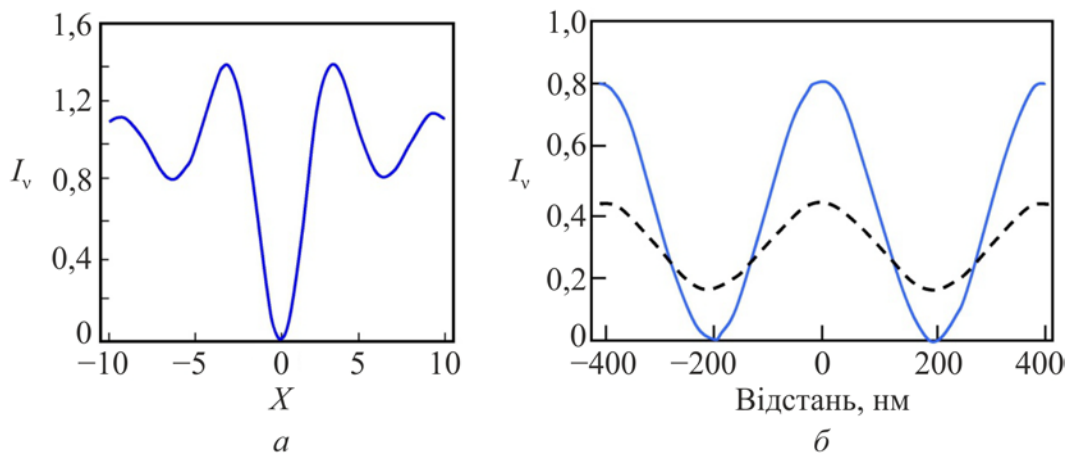


Рис. 11.3. Розподіл інтенсивності випромінювання: *a* – на краю фазового зсуву, $X = \pm 2\pi(NA)/\lambda$ – фізична відстань фазового краю в одиницях λ ; *б* – на підкладці у випадку ґратки з періодом 400 нм, $NA = 0,5$, $\lambda = 248$ нм, $\sigma_k = 0,3$ (суцільна лінія) і бінарна маска за тих самих умов експонування й $\sigma_k = 0,6$ – пунктирна лінія

На рис. 11.4 наведено приклад використання МФЗ для підвищення контрасту друку субмікронних елементів інтегральної схеми, що знижує ефект близькості в них.

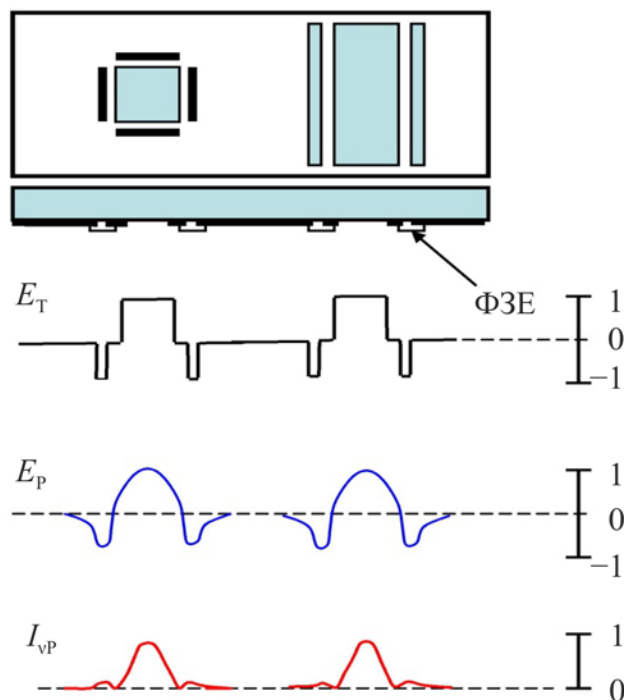


Рис. 11.4. Ілюстрація застосування МФЗ для підвищення контрасту друку елемента інтегральної схеми

МФЗ зі змінною апертурою успішно застосовуються при друці зображень у вигляді ґраток (*reticle*). Виграш у роздільності у порівнянні із традиційними бінарними масками становить 50% і більше. Однак для друку рисунка складної форми, як це має місце в більшості інтегральних схем, застосування МФЗ зі змінною апертурою обмежене, у першу чергу, складністю технології МФЗ. Крім того, різкий перехід між фазою 0° і 180° завжди приводить до друку темної лінії, що може привести до викривлення зображення.

Вказаний недолік МФЗ зі змінною апертурою може бути значно знижений при використанні МФЗ із вбудованим загасанням, хоча при цьому трохи знижується роздільність.

11.2. Маски із вбудованим загасанням

На рис. 11.5 показано будову маски із вбудованим загасанням і процес передавання нею зображення. За такої структури маски невелика частина (6...18)% випромінювання зі зсувом фази в 180° (більша інтенсивність) попадає в область під затемнені ділянки ґратки. У результаті в області затемнення з'являється невеликий максимум (рис. 11.5), що знижує різкий перехід фази від 0° до 180° на границі МФЗ. Це дозволяє використовувати маски із вбудованим загасанням для друку в інтегральних схемах зі складним рисунком.

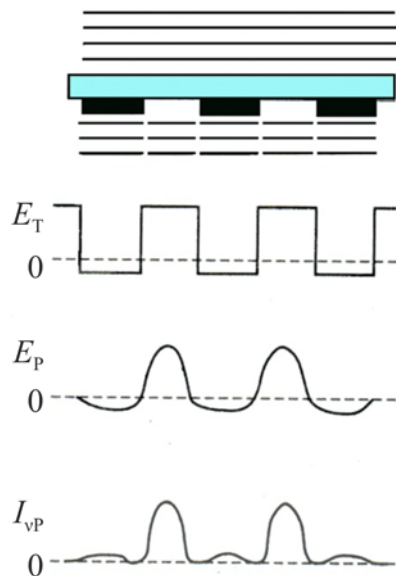


Рис. 11.5. Схема передавання зображення МФЗ із вбудованим загасанням

У масках із вбудованим загасанням використовуються переважно такі матеріали, як $\text{MoSi}_x\text{O}_y\text{N}_z$, SiN_x , CrO_xF_y . У них основні хімічні компоненти: Si, SiN, CrF є прозорими в області робочих довжин хвиль субмікронної літографії (193 нм, 243 нм). Оптичними властивостями таких нестехіометричних матеріалів можна керувати змінюючи процентний склад вхідних у з'єднання компонентів. Найбільш просто керувати процентним складом таких активних газів, як кисень, азот, фтор безпосередньо в процесі напилювання моношару плівки, заданого складу.

Фазозсувний елемент із вбудованим у ньому загасанням являє собою багатошарову тонкоплівкову структуру – оптичну надґратку, період якої визначається парою: оптичний компонент–поглинаючий компонент.

Як оптичний компонент переважно використовують стабільні окисли або нітриди, наприклад нітрид кремнію або нітрид титану. Нітрид кремнію ($E_g \approx 6$ eV) відносно прозорий для випромінювання з $\lambda = 193$ нм. На цій довжині хвилі його комплексний показник заломлення рівний $\hat{n} = 2,45 - i0,3$. Нітрид титану за тієї ж довжини хвилі має показник заломлення, рівний $\hat{n} = 1,3 - i0,9$. У комбінації TiN_x/SiN нітрид титану є послаблюючою ланкою для експонувального випромінювання.

Товщини плівок в оптичних ґратках, як правило не рівні. У розглянутому випадку відношення товщин TiN/SiN не перевищує 0,2, а абсолютна товщина обмежена нерівністю $d < \lambda$ експонувального випромінювання. Кількість періодів шарів для одержання зсуву фаз на 180° визначається ефективною товщиною фазозсувного покриття в цілому. Відповідно до співвідношень (11.4)

$$d_{\text{еф}} = \frac{\lambda}{2(n_{\text{еф}} - 1)}, \quad (11.7)$$

де $n_{\text{еф}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{еф}}}$ – ефективний коефіцієнт заломлення,

$$\varepsilon_{\text{еф}} = x\varepsilon_1 + (1 - x)\varepsilon_2. \quad (11.8)$$

У співвідношенні (11.8) x – частка нітриду титану, ε_1 і ε_2 – діелектричні сталі TiN і SiN, пов'язані з коефіцієнтом заломлення рівністю

$\varepsilon_i = \left(n^2 - k^{*2} \right) - i \frac{2nk^*}{\lambda}$, де k^* – коефіцієнт екстинкції, який визначає

поглинання в матеріалі.

При цьому коефіцієнт пропускання T плівки буде рівний

$$T = (1 - R)^2 \exp\left(-\frac{4\pi k_{\text{еф}}^* d_{\text{еф}}}{\lambda}\right), \quad (11.9)$$

де R – коефіцієнт відбивання фазозсувного покриття разом із загасанням, який розраховується за відомими $n_{\text{еф}}$ та $k_{\text{еф}}^*$.

На рис. 11.6 наведені залежності $d_{\text{еф}}(x)$ і $T(x)$ для TiN і $\lambda = 193$ нм.

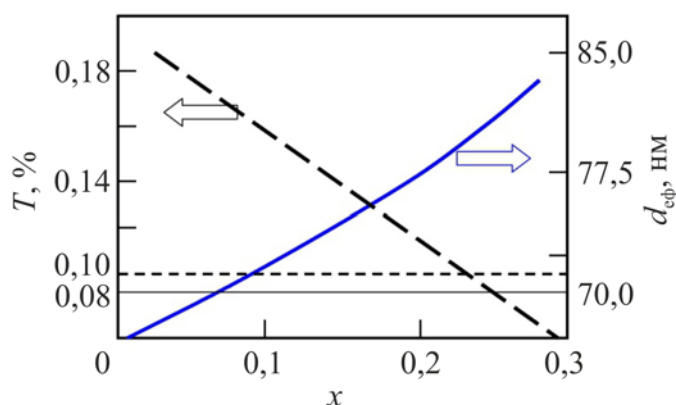


Рис. 11.6. Залежність ефективної товщини й пропускання багатошарового фазозсувного покриття із вбудованим загасанням, який містить TiN, при $\lambda = 193$ нм експонувального випромінювання

Глибина фокуса МФЗ із вбудованим загасанням при друці субмікронних розмірів перевищує Δf бінарної маски приблизно в 5...6 разів.

У табл. 11.1 наведено розрахункові параметри МФЗ із вбудованим загасанням в ультрафіолетовій області спектра.

Основні обмеження друку МФЗ із вбудованим загасанням визначаються її технологією виготовлення, яка значно складніше технології прозорих МФЗ. Обмеження пов'язані вже з вибором матеріалів, які в оптичній надгратці не мають змінювати своїх властивостей і мають залишатися стабільними як у процесі технологічних операцій

виготовлення МФЗ, так і в часі. Усі шари в багатошаровій структурі не мають містити дефектів, їх шорсткість не має перевищувати λ експонувального випромінювання. Це потребує контролю всіх параметрів шарів у процесі їх вирошування.

Таблиця 11.1

λ , нм	365	248	193	157
NA	0,6	0,65	0,7	0,7
l_{\min} , мкм	0,25	0,25→ 0,15	0,15→ 0,10	0,10→ 0,07
k_1	0,41	0,65→ 0,39	0,54→ 0,36	0,45→ 0,31
Δf , мкм	$\pm 1,0$	$\pm 0,59$	$\pm 0,4$	$\pm 0,32$
$k_2 = \pm 1$				

Крім того, необхідно відзначити, що при експонуванні в далекому ультрафіолеті маски з фазовим зсувом ускладнюються. В області ДУФ усі оптичні елементи, включаючи маски, будуть відбивальними. Прозорі матеріали для оптичної рефракції не існують.

Одне з розв'язку цієї проблеми шукають у використанні оптичних надраток. Так, у деяких роботах запропонована структура таких ґраток, яка складається з 40 бінарних шарів: молібдену товщиною 40 Å і кремнію (або берилію) товщиною 30 Å.

11.3. Метод позавісного експонування

Суть методу позавісного експонування ілюструється схемою, наведеною на рис. 11.7. Позавісний промінь (1) попадає на маску (шаблон) (2) під кутом θ_0 , який визначається зі співвідношення

$$f \sin \theta_0 = X_0, \quad (11.10)$$

де f – фокусна відстань конденсера, X_0 – відстань між оптичною віссю системи й позавісним променем.

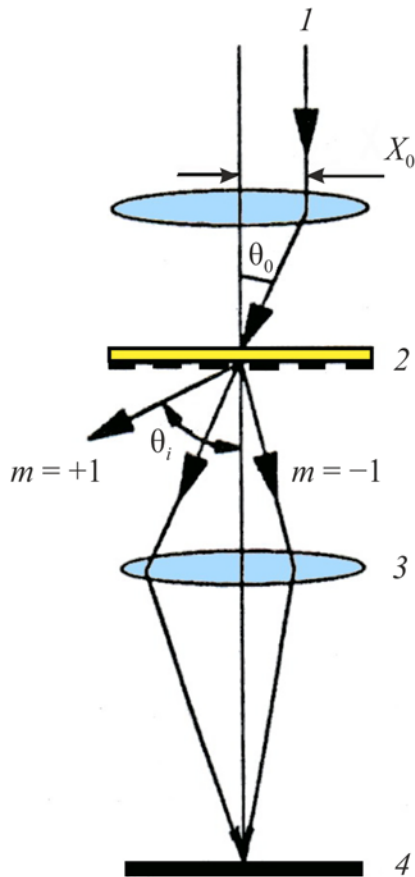


Рис. 11.7. Схема передавання зображення методом позавісного експонування:

1 – позавісний промінь; 2 – маска;

3 – об'єктив; 4 – підкладка (резист)

Як випливає из рис. 11.7 при правильному завданні кутів θ_0 і θ_i в опрау об'єктива (3) попадають тільки прямий (недіфрагуючий) промінь і діфрагуючий промінь $m = -1$, і не попадають дифракційні максимуми вищих порядків, починаючи від $m = +1$. Об'єктив пропускає лише ті діфрагуючі промені, які обмежені його вхідною апертурою, що обмежує інтенсивність експонувального випромінювання.

Розподіл інтенсивності уздовж резиста за наявності дифракції відповідає розкладанню в ряд:

$$I(x) = \frac{I_0}{2} - \frac{I_0}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^{|m|}}{2|m|-1} \cdot \frac{\cos(2|m|-1)\pi x}{l}. \quad (11.11)$$

Якщо обмежитися лише двома членами розкладання, то роздільність визначиться формулою:

$$l_{\min} = 0,5 \frac{\lambda}{\sin \theta_i}, \quad (11.12)$$

де $\sin \theta_i = NA$ (n прийнято 1).

Формула (11.12) відрізняється від критерію Релея тільки числовим множником, що означає роздільність, близьку до теоретичної межі.

Інтенсивність на резисті за позавісного експонування визначається у вигляді:

$$I(x, z) = 2a_0^2 E_0^2 + 2a_1^2 E_0^2 \times \cos \left\{ \left[\sqrt{1 - \left(\sin \theta_i - \frac{\lambda}{2l} \right)^2} - \cos \theta_i \right] \frac{\pi \Delta f}{l} \right\} \times \cos \frac{\pi x}{l}, \quad (11.13)$$

де a_0 – частка електричного поля E в нульовому порядку променя, a_1 – частка електричного поля E в першому порядку променя, E_0 – амплітуда поля на резисті, x – координата уздовж резиста, координата $z = \Delta f$ – глибина фокуса.

З вираження (11.13) випливає, що інтенсивність не буде залежати від Δf за умови, коли

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i - \frac{\lambda}{2l} \right)^2}. \quad (11.14)$$

Визначаючи з формули (11.14) $\sin \theta_i$ одержимо:

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda}{4l}. \quad (11.15)$$

У методі позавісного експонування в оптичній мікролітографії була досягнута роздільність $2l = 0,27$ мкм за $\Delta f = 2,8$ мкм на резисті товщиною 1,18 мкм, що відповідає субмікронним розмірам. Метод в основному обмежений друком регулярних структур, таких як дифракційні ґратки, орієнтовані в одному напрямку. Якщо змінюється орієнтація рисунків зображення, то потрібно коректування апертури, що ускладнює оптичну систему.

Порівняно гарні результати були отримані із джерелами випромінювання, які включають декілька позавісних випромінювачів, що наближає ситуацію до занульованої апертури, за якої поліпшення зображення не залежить від його орієнтації.

Обидва розглянутих методи передавання зображення за роздільністю близькі до теоретичних меж. Це означає високу якість оптичної системи передавання зображення.

Останньою ланкою оптичної системи перенесення зображення є резист. Його характеристики також мають бути враховані при обмеженні роздільності в мікролітографії. Із цих позицій найбільш важливими моментами є інтерференційні ефекти в резистах та їх контраст.

12. СТОЯЧІ ХВИЛІ В РЕЗИСТАХ ТА ЇХ ВНЕСОК В ОБМЕЖЕННЯ РОЗДІЛЬНОСТІ

12.1. Природа стоячих хвиль у резисті

Стояча хвиля – окремий випадок інтерференції хвиль. Вона виникає в результаті накладення двох хвиль: нормально падаючої й відбитої хвилі. Обидві хвилі повинні мати однакові частоти й амплітуди з однаковими функціями координат, як це ілюструється на рис. 12.1 у випадку найпростішої структури – резист на SiO₂ несному шарі. Тут стояча хвиля представлена, як така, що складається з вузлів і пучностей. Довжина хвилі визначається відстанню між двома сусідніми вузлами або пучностями й дорівнює:

$$\lambda_{\text{ст}} = \frac{\pi}{k_{\lambda}} = \frac{\lambda}{2}. \quad (12.1)$$

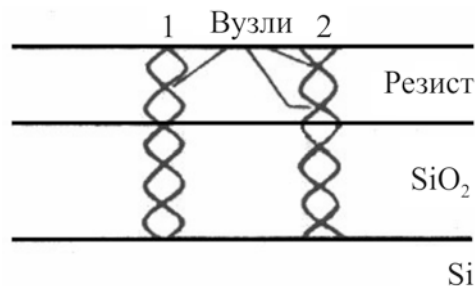


Рис. 12.1. Схема утворення стоячих хвиль у резисті

Положення у просторі вузлів (мінімумів) і пучностей (максимумів) у стоячій хвилі не змінюється в часі й, на відміну від біжної хвилі, у стоячій хвилі відсутнє перенесення енергії.

Якщо вузол стоячої хвилі розташований на поверхні несного шару (підкладці), резист може виявитися недоекспонованим (поз. 1, рис. 12.1). У випадку позитивного резиста це означає наявність на підкладці

невитравленого резиста, а у випадку негативного резиста – до його відшаровування. Позиція 2 на рис. 12.1 відповідає приблизно однаковій максимальній експозиції на обох інтерфейсах резиста.

Звідси випливає, що зі змінюванням товщини резиста буде змінюватися відношення максимальної I_{\max} і мінімальної I_{\min} інтенсивностей у ньому, що може привести до переекспонування резиста й, отже, до погіршення зображення.

Приблизно до таких же наслідків приводить нерівномірність товщини несного шару. Розкид товщини в межах ± 30 нм приводить до змінювання експонувальної дози до кілька десятків відсотків ($\sim \pm 50\%$), що приводить до розкиду роздільності $\pm \Delta l$ до десятих часток мкм.

Ще більш ускладнюється ситуація у випадку, коли підкладка має неплоску топологію, обумовлену східчастою структурою елементів зображення (рис. 12.2). Це приводить до збільшення Δl в абсолютній похибці, яка може бути оцінена за формулою:

$$\Delta l = 2h_c \left(\frac{1}{\gamma_k h_p} + \alpha_{\Pi} \right) \cdot \frac{I\lambda}{NA \cdot K}, \quad (12.2)$$

у якій h_c – висота сходинки структури, h_p – товщина резиста, α_{Π} – коефіцієнт поглинання, K – коефіцієнт для $\sigma_k = 0,7$ рівний $\sim 1,8$. Другий множник у формулі (12.2) характеризує оптичну проєкційну систему з роздільністю за заданої інтенсивності випромінювання.

З формули (12.2) випливає, що Δl зростає зі збільшенням висоти сходинки й коефіцієнта поглинання резиста. Величина Δl тим більша, чим нижчий контраст резиста й менша його товщина.

За наявності сходинок у підкладці виникає ще одна ситуація, яка ускладнює процес літографії. Вона пов'язана з відбиванням випромінювання від похилих стінок і країв сходинок топології (рис. 12.3).

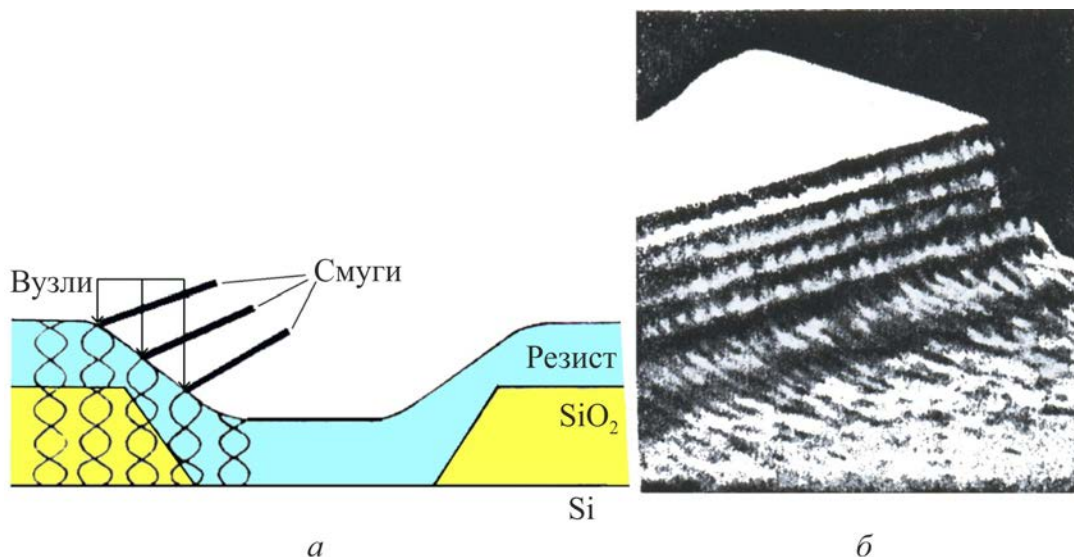


Рис. 12.2. Підкладка з неплоскою топологією: *a* – стоячі хвилі в резисті на східчастій підкладці SiO₂; *б* – прояв ефекту стоячих хвиль на краю резиста з утворенням смуг

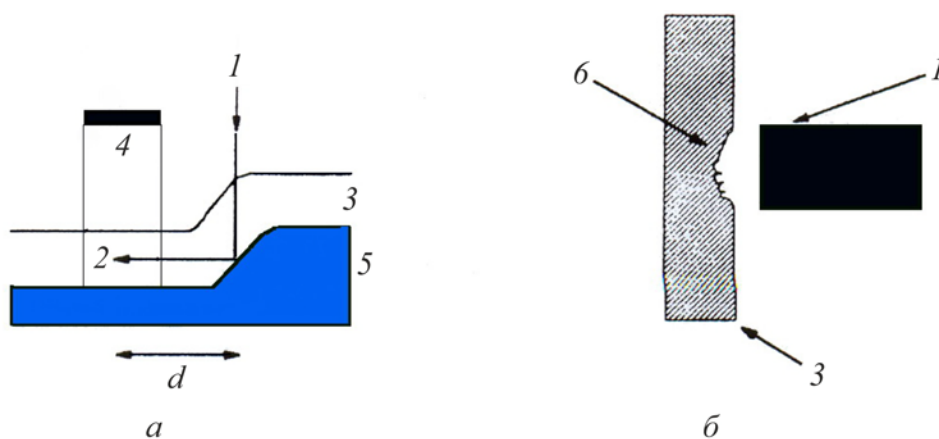


Рис. 12.3. Схема, яка пояснює ефект відбитого від сходинок підкладки променя з утворенням у резисті виємок (порожнин): *1* – експонувальний промінь; *2* – відбитий латеральний промінь; *3* – резист; *4* – непрозорий елемент маски; *5* – відбивальна ділянка підкладки; *б* – порожнина

За великого коефіцієнті відбивання підкладки таке латеральне підсвічування незасвіченої ділянки резиста у відповідності до шаблону може привести до викривлення краю лінії за рахунок утворення в резисті виємок (порожнин) (рис. 12.3, б). Крім того це знижує дозу експонувального випромінювання резиста в потрібних місцях друку.

Доза, необхідна для латерального паразитного експонування резиста відбитим променем E_{Λ} , залежить від відстані d , уздовж якої латеральний промінь зазнає поглинання і його інтенсивність знижується.

Утворення порожнин у резисті не буде мати місце, якщо

$$E_{\Lambda} \leq f_0 \cdot E_0 \leq 0,7E_0 = 0,35E_c, \quad (12.3)$$

де f_0 – коефіцієнт, який зростає зі збільшенням γ_k , $E_c \approx 2E_0$, а E_0 – доза експонування, необхідна для повного розчинення позитивного резиста при його травленні.

Величина E_{Λ} пов'язана з E_c співвідношенням:

$$E_{\Lambda} = E_c R \cdot \exp\left[-\alpha_{\Pi}(d + h_p)\right], \quad (12.4)$$

де R – коефіцієнт відбиття від підкладки.

З формул (12.3) і (12.4) випливає, що утворення порожнин не відбуватиметься, якщо буде виконуватися умова:

$$R \left\{ \exp\left[-\alpha_{\Pi}(d + h_p)\right] \right\} \leq 0,35. \quad (12.5)$$

З нерівності (12.5), у свою чергу, випливає, що відстань d має зменшуватися зі збільшенням поглинання в резисті, α_{Π} .

Великий коефіцієнт поглинання ($\alpha_{\Pi} = 6000 \text{ см}^{-1}$) є типовим для забарвлених резистів, які повністю не вибілюються. Величина коефіцієнта відбивання в ультрафіолетовому випромінюванні може сягати 0,9, якщо як підкладку використовують незахищений дзеркальний алюміній, як, наприклад, при гравіруванні металізації або друці бінарних масок. Для

наведених значень α_n і R (близьких до граничних) умова виключення появи в резисті дефектів, обумовлених відбитим латерально променем, відповідає нерівності $d > d_{\min} = 1,5$ мкм, що не відповідає вимогам субмікронної літографії й обмежує параметри резиста й підкладки.

З викладеного випливає, що топологія підкладки, її оптичні параметри й структура, визначають характер хвиль, які можуть поширюватися в резисті. Серед них стоячі хвилі несуть основну відповідальність за викривлення зображення.

12.2. Стоячі хвилі в резисті

Підкладка, на якій лежить резист, є причиною появи в резисті відбитого променя й, отже, стоячої хвилі в ньому. Оптичне узгодження підкладки й резиста – це умова зниження ефективності стоячих хвиль у резисті за умовою мінімального викривлення зображення.

На рис. 12.4 наведено загальну схему резист–підкладка в літографічному процесі. Стрілками показано проходження через неї експонувального випромінювання. У ній E_i^+ і E_i^- – компоненти електричних полів електромагнітної хвилі в напрямках експонувального променя (Z^+) і відбитих променів від границь поділу шарів у стеці (Z^-), відповідно. За конструктивної інтерференції прямого й відбитого променів в тонкому шарі резиста виникає стояча хвиля (або стоячі хвилі).

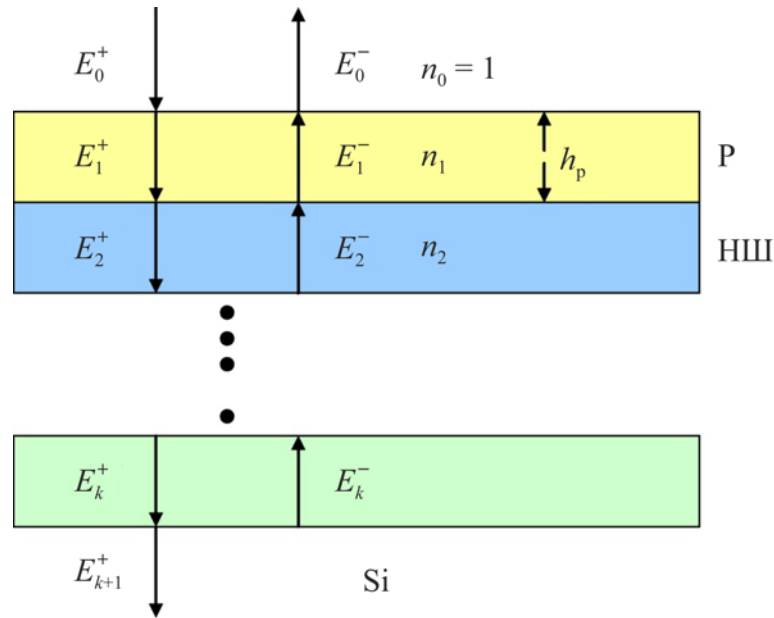


Рис. 12.4. Схема багат шарової структури резист–підкладка в літографічному процесі:

P – резист; НШ – несний шар (підкладка для фоторезисту); $n_0 < n_1 < n_2$

Стоячу хвилю в резисті показано на рис. 12.5. Вона являє собою гармонійні коливання, які укладаються по товщині резиста h_p з періодом $T_1 = \frac{\lambda}{4n_1}$, де n_1 – дійсна складова показника заломлення резиста, який для промислових резистів лежить у межах від 1,6 до 1,7. Для експонувального випромінювання з $\lambda = 365$ нм і $h_p = 8500$ Å період T_1 за порядком величини дорівнює 10^{-2} мкм і зменшується зі зменшенням довжини хвилі експонувального випромінювання. При цьому рівняння стоячої хвилі (рис. 12.5) записується для найпростішого випадку у вигляді двох шарів як:

$$I(z) = \left[e^{-\alpha_p z} + |\dot{\rho}_{12}|^2 e^{-\alpha_p (2h_p - z)} \right] - 2|\dot{\rho}_{12}| \cos \left[\frac{4\pi n_1 (h_p - z)}{\lambda} \right], \quad (12.6)$$

де $\dot{\rho}_{12}$ – комплексний коефіцієнт відбивання на границі поділу підкладка–резист.

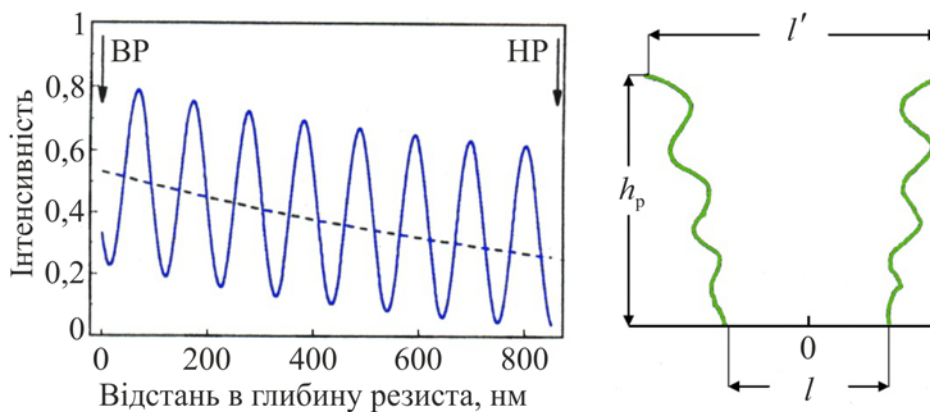


Рис. 12.5. Змінювання інтенсивності стоячої хвилі при поширенні вглиб резиста (а) та модуляція профілю експонованого резиста по глибині (б): ВР, НР – верх і низ резиста відповідно

З виразу (12.6) випливає, що стояча хвиля в резисті поширюється уздовж координати Z , загасаючи по експоненті $e^{-\alpha_{\text{п}} h_{\text{p}}}$, де $\alpha_{\text{п}}$ – коефіцієнт поглинання в резисті.

Коливальний характер змінювання інтенсивності випромінювання по глибині резиста приводить до модуляції експонувального випромінювання, як це показано на рис. 12.5. Відношення інтенсивностей $I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$ при стоячій хвилі в резисті може сягати 8...10, що приводить до значних вертикальних градієнтів і, отже, до змінювання розмірів зображення. Якщо інтенсивність стоячої хвилі змінюється на 20% (від максимуму до мінімуму), то вертикальний градієнт буде приблизно рівний $\frac{0,2}{\lambda/(4n_1)}$, що за

$\lambda = 365 \text{ нм}$ і $n_1 = 1,7$ складе $3,7 \text{ мкм}^{-1}$. Звідси випливає, що будь-яка стояча хвиля може привести до значної втрати роздільності.

Поздовжні варіації інтенсивностей зберігаються при інтерференції в тих же межах, що й вертикальні, які визначаються аналогічно модуляційному контрасту:

$$M_{\text{верт}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}. \quad (12.7)$$

Якщо несним шаром резиста є SiO_2 , то

$$\dot{\rho}_{12} = \frac{\dot{n}_p - \dot{n}_{\text{SiO}_2}}{\dot{n}_p + \dot{n}_{\text{SiO}_2}}, \quad (12.8)$$

де $\dot{n}_p = n_p = 1,68$, $\dot{n}_{\text{SiO}_2} = 4,82 - i0,117$ для $\lambda = 432$ нм.

Відповідно до формули (12.8)

$$\dot{\rho}_{12} = \frac{1,68 - (4,82 - i0,117)}{1,68 + (4,82 - i0,117)} \text{ і } |\dot{\rho}_{12}| = 0,48.$$

При цьому $E_{\max} = 1 + |\dot{\rho}_{12}| = 1,48$, $E_{\min} = 1 - |\dot{\rho}_{12}| = 0,52$, а нормовані дози експонування для однієї внутрішньої хвилі складуть

$$I_{\max} = (1 + |\dot{\rho}_{12}|)^2 = 2,19, \quad I_{\min} = (1 - |\dot{\rho}_{12}|)^2 = 0,27.$$

$$\text{Звідси } \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{2,19}{0,27} = 8,1 \text{ й } M_{\text{верт}} = \frac{2,19 - 0,27}{2,19 + 0,27} = 0,78.$$

Такому вертикальному контрасту відповідає горизонтальний контраст $0,8 \dots 0,9$, при друці зі звичайним резистом на кремнії.

Тип підкладки є принциповим при визначенні фази коефіцієнта $\dot{\rho}$.

Практично всі довжини хвиль, використовувані в оптичній літографії, мають великий коефіцієнт відбиття від металів (Al, Cr, ...), кремнію й ряду силіцидів. У близькій зоні, порядку декількох $\lambda/4$, поблизу границі відбивання відбиті промені ще зберігають фазову кореляцію і їх конструктивну інтерференцію. За межами близької зони в результаті набігу фаз фазова кореляція порушується. При цьому кожна хвиля, яка входить в експонувальне випромінювання, і має кінцевий спектр із $\lambda \pm \Delta\lambda$ (де $\Delta\lambda$ – скінченна величина), буде створювати свою інтерференційну картину в резисті.

До таких же наслідків приводять розфокусування й неплосинність резиста. Таким чином, розмиття зображення, обумовлене стоячими хвилями в резисті, буде залежати від $\Delta\lambda$, Δf , Δh_p . На рис. 12.6 як приклад показано як це виглядає за розфокусування в резисті з алюмінієвим несним шаром. З рисунка випливає, що за розфокусування 2 мкм при параметрах: $NA = 0,28$ і $\lambda = 436$ нм, неможливо одержати якісне зображення.

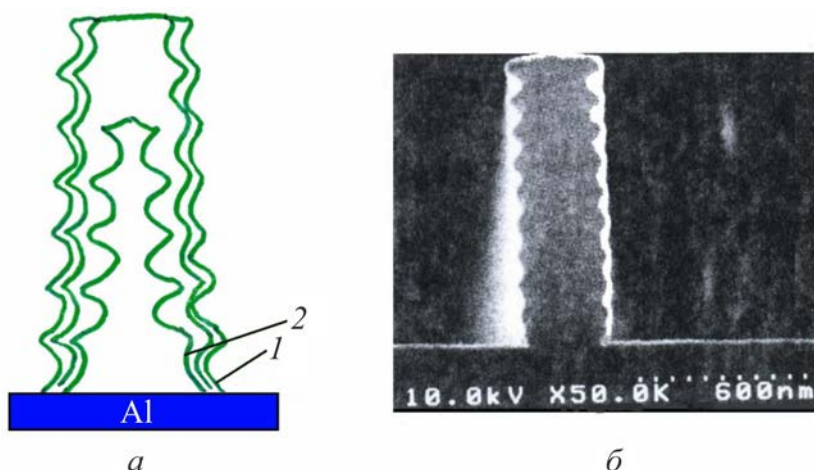


Рис. 12.6. Ескіз профілю резиста по товщині на алюмінієвій підкладці на прикладі розфокусування експонувального випромінювання $NA = 0,28$ і $\lambda = 436$ нм: 1 – у фокусі; 2 – розфокусування в 2 мкм (а); профіль резиста за наявності у ньому стоячих хвиль, отриманий у сканувальному електронному мікроскопі

На рис. 12.6, б наведено фотографію, отриману в сканувальному електронному мікроскопі, профілю резиста зі стоячою хвилею, на якій добре видна модуляція ширини лінії по товщині резистного шару.

Гармонійна модуляція випромінювання по товщині резиста, обумовлена стоячою хвилею, є причиною погіршення роздільності й викривлення зображення. Цей ефект зростає зі зменшенням довжини хвилі експонувального випромінювання у далекому ультрафіолеті (248 нм, 193 нм). При цьому одночасно зростає коефіцієнт відбивання на інтерфейсах висококонтрастного резиста, що підсилює ефект стоячих хвиль у ньому при субмікронній літографії й граничній мікромініатюризації.

12.3. Криві коливання в резисті

Коливальна модуляція по товщині резиста пов'язана з низкою літографічних параметрів, таких як: інтенсивність у резисті E_0 , коефіцієнт відбивання на границі резист–підкладка R , товщини резиста h_p і підкладки (несного шару) h_n тощо. Їх варіації за субмікронного друку стають порівнянними із критичними розмірами на зображення й приводять до розкиду роздільності й коливанню експонувальної дози у резисті.

Поперечні коливання літографічних параметрів, що супроводжують стоячі хвилі у резисті, наведено на рис. 12.7 і рис. 12.8. Наведені на рисунках синусоїдальні криві в літографії прийнято називати кривими коливання (*swing curves*). Крива коливання є наслідком змінювання фази між прямим і відбитим променями при змінюванні товщини резиста.

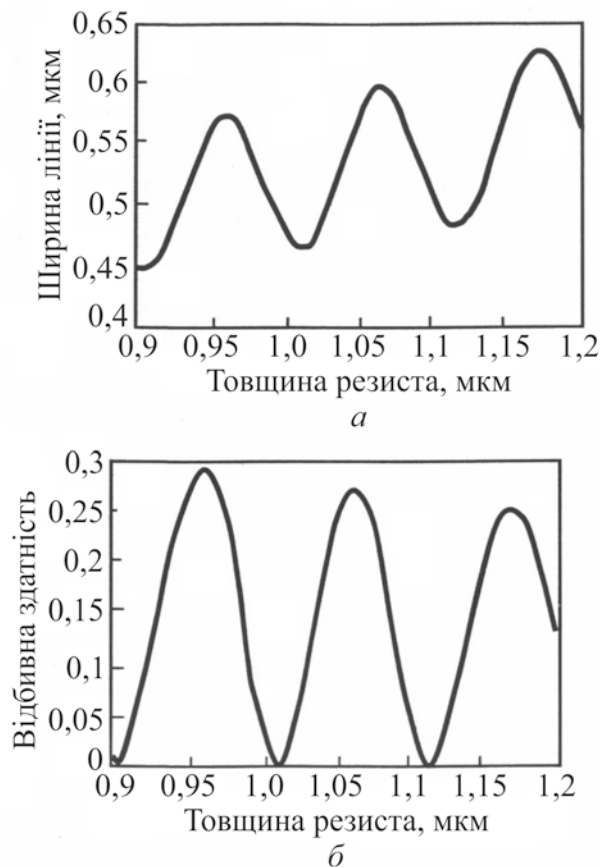


Рис. 12.7. Приклади кривих коливання у функції товщини резиста: $a - l(h_p)$; $b - R(h_p)$

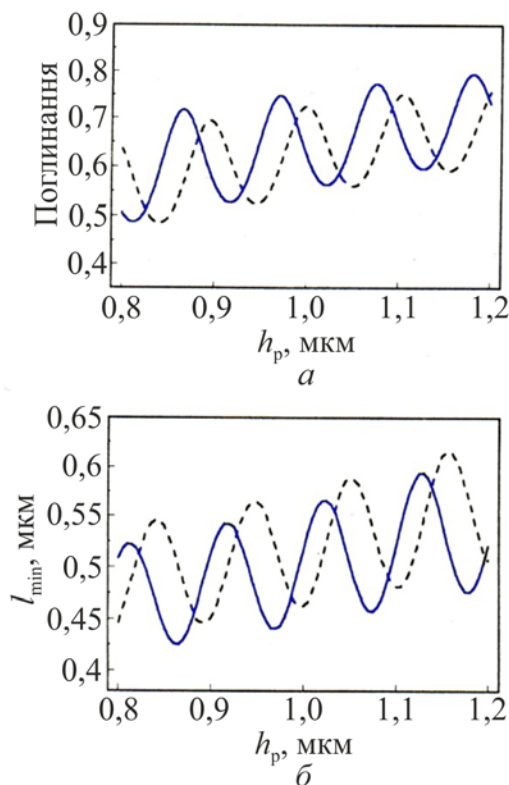


Рис. 12.8. Криві коливання в резисті у функції його товщини при експонуванні випромінюванням $\lambda = 365$ нм (*i-line*): а – інтегральне поглинання в резисті у функції його товщини h_p ; б – обмеження товщини лінії від h_p . Суцільні криві відносяться до товщини несного шару SiO_2 2800 Å, пунктирні – до 2500 Å

Півперіод кривих коливання рівний $\lambda/(4n)$. Якщо показник заломлення підкладки n_p , буде лежати в межах 4...5, то за експонувального випромінювання з $\lambda \sim 300$ нм просторова роздільність у кривій коливання максимум–мінімум складе менше 15 нм. Ця величина визначає максимальний допуск при контролі товщини резиста $h_p = 100$ нм.

У виробничих умовах забезпечення такого контролю достатньо проблематично. Збереження номінальної товщини резиста є основною умовою стабілізації кривих коливання в ньому.

З рис. 12.8 також впливає, що зміна товщини несного шару (у цьому випадку SiO_2) у межах від 2800 до 2500 Å за $h_p = 1$ мкм і $\lambda = 365$ нм приводить до розкиду інтегрального поглинання випромінювання у резисті до (10...14)%. У тих же межах змінюється й роздільність при друці $l = 0,5$ мкм при номінальному експонуванні й фіксованій дозі.

Наведені цифри вже перебувають за межами припустимих у субмікронному друці.

Найпоширенішим методом зниження ефекту вертикальної модуляції, викликаною стоячою хвилею в резисті, є його відпал (сушіння). Відпал проводиться одразу після експонування резиста. За відпалу частково вирівнюється концентрація фотоактивних центрів у проекспонованому резисті за рахунок термодифузії, спрямованої від областей, де концентрація центрів висока (I_{\max}), до областей, де їх концентрація менше (I_{\min}). Ефект від відпалу ілюструється на рис. 12.9, з якого випливає, що відпал суттєво зменшує синусоїдальну модуляцію по товщині резиста, але повністю її не забирає. Модуляція – наслідок стоячих хвиль, на які відпал безпосередньо впливати не може, зокрема на первісне відношення в них I_{\max}/I_{\min} .

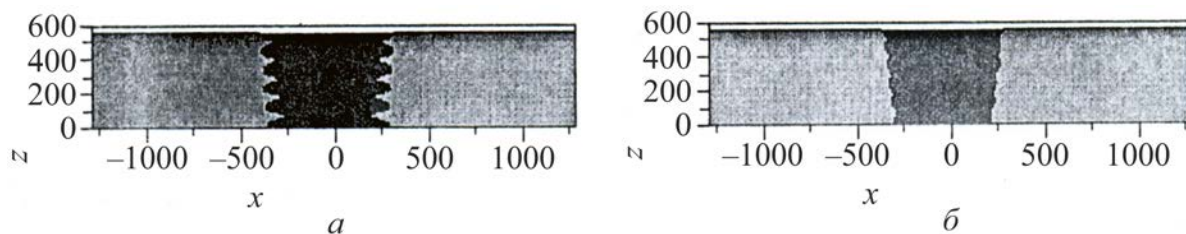


Рис. 12.9. Порівняльні профілі резиста за наявності у ньому стоячої хвилі:

а – без відпалу; *б* – після відпалу

12.4. Параметри системи підкладка–резист при формуванні у ній СТОЯЧИХ ХВИЛЬ

Як випливає з рис. 12.4 структура стека підкладка–резист у загальному випадку є багатошаровою. Залежно від умов літографічного процесу як несний шар можуть бути використані SiO_2/Si , Si , полікремній та інші матеріали. У структуру стека може входити антивідбивальне покриття (АВП), а також металеві дзеркальні плівки, наприклад, алюмінієві або хромові, з великими коефіцієнтами відбивання. Кожний із

шарів стека разом з їх границями поділу вносять свій внесок в інтенсивність експонувального випромінювання у резисті.

Для структури, наведеної на рис. 12.4, вихідні співвідношення можуть бути записані у вигляді:

- коефіцієнт пропускання шарів стека

$$T_{ij} = \frac{2n_i}{n_i + n_j}; \quad (12.9)$$

- комплексний коефіцієнт відбивання випромінювання від кожної границі поділу шарів стека

$$\dot{\rho}_{ij} = \frac{\dot{n}_i - \dot{n}_j}{\dot{n}_i + \dot{n}_j}; \quad (12.10)$$

- комплексний показник заломлення

$$\dot{n}_i = n_i - ik_i^*, \quad (12.11)$$

де k^* – коефіцієнт екстинкції, який визначає коефіцієнт поглинання випромінювання в шарах

$$\alpha_{\Pi_i} = \frac{4\pi k_i^*}{T}. \quad (12.12)$$

Якщо при розрахунках проходження випромінювання через стек обмежитися трьома шарами: повітря–резист–SiO₂ на кремнії (типовий випадок), то амплітуда прямої хвилі в резисті запишеться у вигляді:

$$E_1^+(z) = T_{01}E_0 e^{-\frac{i2\pi n_1 z}{\lambda}}, \quad (12.13)$$

де $E_0 = e^{-\frac{i2\pi n_0}{\lambda}}$ – вхідна ортогонально плоска хвиля з повітря в резист.

При $z = h_p$ промінь на границі резист (1)–несний шар (2) зазнаватиме відбиття з коефіцієнтом відбиття ρ_{12} . Його амплітуда дорівнює:

$$E_1^+(h_p) = T_{01}E_0\rho_{12}e^{-\frac{i2\pi n_1 h_p}{\lambda}} = T_{01}E_0\rho_{12}\tau_p, \quad (12.14)$$

де $\tau_p = e^{-\frac{i2\pi n_1 h_p}{\lambda}}$.

Відбитий від границі 1–2 промінь проходить назустріч E_1^+ відстань рівну $h_p - z$, і, отже, його амплітуда запишеться у вигляді:

$$E_1^-(h_p - z) = T_{10}E_0\rho_{12}\tau_p e^{-\frac{i2\pi n_1 (h_p - z)}{\lambda}} = T_{01}E_0\rho_{12}\tau_p^2 e^{-\frac{i2\pi n_1 z}{\lambda}}. \quad (12.15)$$

За конструктивної інтерференції прямого й відбитого променів електричне поле в резисті буде визначатися сумою полів (12.13) і (12.15):

$$E_\Sigma(z) = T_{01}E_0 \left(e^{-\frac{i2\pi n_1 z}{\lambda}} + \rho_{12}\tau_p^2 e^{-\frac{i2\pi n_1 z}{\lambda}} \right). \quad (12.16)$$

Відбита від несного шару (SiO_2) хвиля, пройшовши відстань $h_p - z$, відіб'ється від границі поділу повітря–резист у напрямку підкладки. Пройшовши відстань h_p , ця хвиля відіб'ється від несного шару (як і E_1^- на рис. 12.4) і так далі.

В експозиції резиста беруть участь усі хвилі, які в ньому утворюються. Це відноситься й до безлічі відбитих хвиль, які інтерферують між собою (конструктивно або деструктивно залежно від λ і h_p). При кожному відбиванні хвиля зазнає втрат, що приводить до зменшення її амплітуди.

Розрахунок повної світлової енергії $E_{\Pi} = \int_0^{h_p} E(z) dz$, поглиненої в

резисті за наявності в ньому стоячих хвиль, може бути отриманий з розгляду багатопроменевої інтерференції в плоско-паралельній пластинці й інтерферометрі Фабрі-Перо. Ряд, який виражає інтерференцію всіх променів, що пройшли у шарі, має вигляд геометричної прогресії. При цьому результат інтерференції всіх променів з однаковим нахилом визначиться сумою ряду:

$$A = A_0 \frac{1 - R}{1 - R \cdot e^{i\delta}}, \quad (12.17)$$

де A_0 , A – амплітуди параметра на вході й виході відповідно,

$$R = |\rho_{\Pi}|^2 = \frac{\rho_{01} + \rho_{12} \tau_p^2}{1 + \rho_{01} \rho_{12} \tau_p^2} - \quad (12.18)$$

повний коефіцієнт відбивання (по потужності) у розглянутому стеці;

$$\delta = 2\pi \frac{2n_1 h_p}{\lambda} \cos \theta - \quad (12.19)$$

різниця фаз сусідніх променів, від якої залежить результат інтерференції; n_1 , h_p – показник заломлення й товщина резиста, θ – кут заломлення випромінювання в ньому.

У подальшому розгляді приймемо кут $\theta = 0$ (промінь входить у резист ортогонально), що обмежує величину δ співвідношенням:

$$\delta = 2\pi \frac{2n_1 h_p}{\lambda}. \quad (12.20)$$

У цьому випадку для розглянутих трьох шарів оптичного стека формула (12.18) приводиться до виду:

$$R = \frac{|\rho_{01}|^2 + |\rho_{12}|^2 e^{-\alpha_p 2h_p} + 2|\rho_{01}\rho_{12}| e^{-\alpha_p h_p} \cdot \cos \delta}{1 + |\rho_{01}\rho_{12}|^2 e^{-\alpha_p 2h_p} + 2|\rho_{01}\rho_{12}| e^{-\alpha_p h_p} \cdot \cos \delta}. \quad (12.21)$$

При оцінюванні інтенсивності випромінювання, яке пройшло крізь резист, з виразу (12.17) можна одержати

$$\frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}} = \frac{A^2}{A_0^2} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)}, \quad (12.22)$$

де $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ – фактор різкості у формулі Ейрі (12.22).

Наведені співвідношення дають змогу визначити в першому наближенні відбивну здатність резист–підкладка, прозорість резиста й оцінити ймовірність появи в резисті стека стоячих хвиль. Ці параметри також необхідні для розрахунку характеристик антивідбивальних покриттів у структурі стека.

12.5. Антивідбивальні покриття в структурі стека та їх роль у придушення кривих коливань у резисті

З усіх відомих методів зниження ефективності стоячих хвиль в резисті найбільш кардинальним є застосування в оптичному стеці антивідбивальних покриттів (АВП), параметри яких оптимізуються одночасно з параметрами резисту й підкладки (товщини, поглинання, відбиваності тощо). Для типових резистів у субмікронній літографії при їх товщині $\leq 0,5$ мкм оптимальні товщини АВП не перевищують декількох десятків ($\sim 40\dots 50$) нм. В узгодженому оптичному стеці АВП значно знижує осциляції кривих коливання, аж до їх зникнення, що зменшує розкид по ширині лінії і, отже, підвищує роздільність. Однак відхід оптимальної товщини АВП на кілька нанометрів залишає у резисті стоячі хвилі.

Призначення АВП в оптичному стеці полягає у формуванні фазового зсуву відбитого променя по відношенню до прямого на 180° (π). Це визначає деструктивну інтерференцію обох променів у резисті, що є умовою мінімізації коефіцієнтів відбивання АВП–резист і резист–повітря. Якщо сумарний коефіцієнт відбивання за потужністю R_Σ буде дорівнювати нулю, то стоячі хвилі в резисті не виникатимуть.

У субмікронній літографії використовуються, як правило, висококонтрастні резисти, для яких характерні стоячі хвилі. При цьому чим більший коефіцієнт відбивання від підкладки, тим імовірніше поява в резисті стоячих хвиль. Більші коефіцієнти відбивання типові для металевих покриттів. В оптичній літографії це можуть бути хромові (виготовлення фотомасок), алюмінієві й полікремнієві плівки й шари (формування ліній зв'язку на кристалі інтегральних схем). Для цих матеріалів відбивна здатність швидко зростає за межі $> 90\%$ зі зменшенням довжини хвилі експонувального випромінювання в область ДУФ (≤ 248 нм).

Високий контраст резиста й великий коефіцієнт відбивання обумовлюють застосування в оптичному стеці антивідбивального покриття. Його характеристики, оптимізовані з параметрами стека, мають бути достатніми для придушення ефективності стоячих хвиль і варіацій кривих коливання в межах припустимого розкиду роздільності.

У літографічному процесі АВП можуть наноситися як зверху, так і знизу резиста. Перший варіант не потребує при нанесенні АВП складної технології. Так само просто АВП може бути прибрано з поверхні резиста. Однак, якщо підкладка має великий коефіцієнт відбивання, то верхнє АВП виявляється мало ефективним. Цього недоліку немає в АВП, розміщеного під резистом знизу. Крім того, ефективність тильного АВП мало залежить від топографії підкладки. Проте така технологія значно складніша й дорожча технології розміщення АВП зверху резиста. Разом з тим вона є базовою технологією для АВП в оптичній субмікронній літографії.

Як антивідбивальні покриття застосовують як неорганічні (наприклад, Cr_2O_3 , TiN , SiO_xN_y ...), так і органічні матеріали. Органічні АВП успішно застосовуються в субмікронній літографії при друці фотошаблонів (хромових тінювих масок) і при перенесенні рисунка металізації міжз'єднань на кристалі інтегральної схеми. Їх параметри (k^* , n , d_A) добре узгоджуються з висококонтрастними резистами, що сприяє зниженню ймовірності появи в тонких резистах стоячих хвиль.

Для розрахунку і мінімізації коефіцієнта відбивання на границі резист–АВП необхідно знати показники заломлення й товщини кожного шару оптичного стека. Обмежимося, як й раніше, трьома шарами стека: резиста (1), антивідбивального покриття (2) та підкладки (3), яка має великий коефіцієнт відбивання (хромове або алюмінієве покриття) (рис. 12.10).

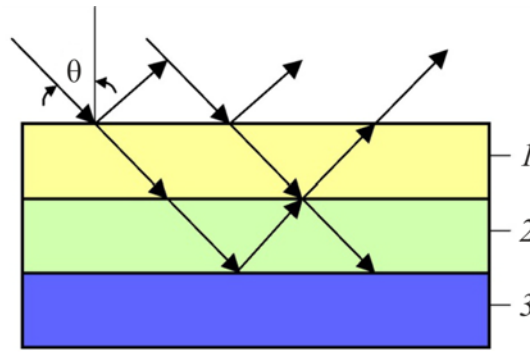


Рис. 12.10. Структура оптичного стека з нижнім антивідбивальним покриттям на металевій підкладці: 1 – резист; 2 – АВП; 3 – підкладка

Якщо у першому наближенні зневажити поглинанням і розсіюванням світла, то, з урахуванням структури стека й виходячи з раніше наведених співвідношень для коефіцієнта відбивання, можна записати формулу:

$$\frac{|E_1^-|}{|E_1^+|} = \frac{|\rho_{12} + \rho_{23}e^{-i\delta}|}{|1 + \rho_{12}\rho_{23}e^{-i\delta}|}, \quad (12.23)$$

де
$$\delta = \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda}. \quad (12.24)$$

З виразу (12.23) впливає умова повного внутрішнього відбивання:

$$\rho_{12} + \rho_{23}e^{-i\delta} = 0. \quad (12.25)$$

Цей запис означає, що відбите від границі поділу АВП–підкладка світло перебуває у протифазі зі світлом, яке відбивається від границі поділу АВП–резист, і, отже, $R = 0$.

Якщо n_2 містить відносно велику уявну компоненту, то умова антивідбивання (12.25) має записуватися двома рівняннями: одне для дійсної компоненти, інше – для уявної. У цьому випадку коефіцієнт

відбивання не може бути зведений до нуля – його можна лише мінімізувати.

Якщо всі показники заломлення шарів стека є дійсними величинами, то:

$$\rho_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j}. \quad (12.26)$$

У цьому випадку для показника заломлення й товщини АВП справедливі стандартні співвідношення:

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3}, \quad d_2 = \frac{m\lambda}{4n_2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12.27)$$

Як відзначалося раніше, верхнє АВП не усуває відбивання від підкладки. Це в першу чергу суттєво, коли резист безпосередньо лежить, наприклад, на алюмінії. Прозорість алюмінієвої підкладки дуже мала, а відбивання велике при фазовому зсуві у 180° (рис. 12.11). Із зіставлення кривих випливає, що поглинання й відбивання випромінювання по товщині резиста знаходяться практично в протифазі. Цієї ситуації відповідає величина коефіцієнта відбивання, обумовлена відношенням:

$$R = \frac{\rho_1^2 + 2\rho_1\rho_2 \cos \delta + \rho_2^2}{1 + 2\rho_1\rho_2 \cos \delta + \rho_1^2\rho_2^2}, \quad (12.28)$$

де ρ_1, ρ_2 – відбивання на границях повітря–резист і резист–алюміній, відповідно; δ визначається для резиста співвідношенням (12.24).

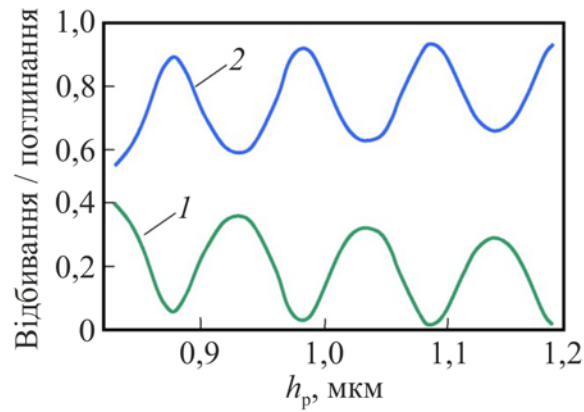


Рис. 12.11. Відбивання (1) і поглинання (2) у резисті на алюмінієвій підкладці за експонувального випромінювання з $\lambda = 465$ нм

З виразу (12.28) випливає, що коливальний характер відбивання визначається членом $2\rho_1\rho_2 \cos \delta$. Коливання будуть відсутні якщо $\rho_1 \rightarrow 0$ (верхнє АВП) або $\rho_2 \rightarrow 0$ (нижнє АВП), що по суті є умовами антивідбивального режиму.

Для оцінювання ефективного придушення кривої коливання антивідбивальним покриттям може бути використаний узагальнений її параметр – коефіцієнт коливання:

$$S_s = 4\sqrt{R_{01} \cdot R_{12}} e^{-\alpha_{\text{п}} h_p}, \quad (12.29)$$

де R_{01} , R_{12} – коефіцієнти відбивання резист–повітря й резист–підкладка, відповідно. Коефіцієнт S_s визначається відношенням розмаху кривої коливання ($I_{\text{max}} + I_{\text{min}}$) до середньої величини інтенсивності:

$$I_{\text{сер}} = \frac{4n_1}{(1+n_1)^2} e^{-\alpha_{\text{п}} h_p}. \quad (12.30)$$

Коефіцієнт поглинання випромінювання, який увійшов у ці співвідношення, $\alpha_{\text{п}}(\lambda) = \frac{4\pi k^*}{\lambda} \sim \frac{k^*}{\lambda}$, при заданому λ визначається

коефіцієнтом екстинкції k^* , який відноситься до уявної частини показника заломлення $\hat{n} = n - ik^*$. Величина k^* обмежує коливальний процес у резисті нерівністю

$$\rho_{23} \exp\left(-\frac{2d_A 4\pi k^*}{\lambda}\right) \leq 0,1, \quad (12.31)$$

де ρ_{23} – відбивання між АВП й нижчележачими шарами стека, d_A – товщина антивідбивального покриття, яка лежить у межах 200...1200 Å.

Нерівність (12.31) обмежує ослаблення як прямого, так і зворотного променя на 10%, що прийнято вважати нормальним. Вона ж обмежує величину k^* знизу. Так, якщо прийняти $\rho_{23} = 0,7$, $d_A = 700$ Å і $\lambda = 365$ нм, то з виразу (12.31) випливає, що коефіцієнт екстинкції має бути $k^* > 0,4$. Однак якщо k^* стає занадто великим, то тонкий шар резиста (або АВП) також стає відбивальним. На рис. 12.12 наведено залежність $R(k^*)$ при $n = 1,74$. З неї випливає, що максимальне значення $R = 0,1$ обмежує k^* зверху значенням 0,7...1,2. Таким чином, оптимальні значення k^* мають укладатися в нерівності:

$$0,4 \leq k^* \leq 1,2. \quad (12.32)$$

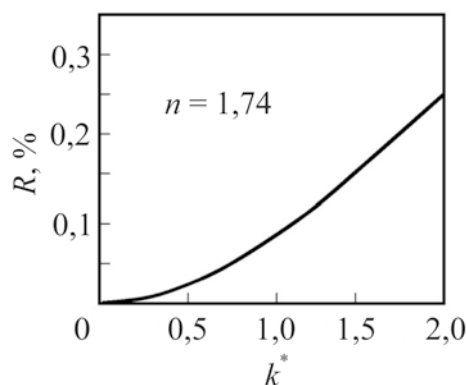


Рис. 12.12. Розрахункова крива залежності коефіцієнта відбивання у функції уявної компоненти показника заломлення підкладки

Як приклад у табл. 12.1 наведено оптичні константи в ДУФ для деяких перспективних матеріалів, застосовуваних як АВП у моделі Si/Al. Усі вони вписуються у вищенаведену нерівність (12.32). Серед неорганічних матеріалів у таблиці наведений нітрид титану, TiN ($\hat{n} = 2,01 - i 1,11$), який у субмікронній літографії знаходить широке застосування. Серед органічних АВП використовуються в основному матеріали, параметри яких добре узгоджуються з висококонтрастними тонкоплівковими резистами (наприклад типу AZ). Як впливає з таблиці, цим вимогам відповідають матеріали з фірмовою назвою *BARLi*.

Таблиця 12.1

Оптичні константи деяких матеріалів, використовуваних як АВП у моделях алюміній на кремнії

Матеріал	λ , нм	n	k^*
Si	365	6,522	2,705
	248	1,57	3,565
Al	365	0,407	4,43
	248	0,19	2,94
TiN	365	2,01	1,11
AZ 7511(P)	365	1,716	0,025
<i>BARLi</i>	365	1,653	0,332
	248	1,689	0,254
<i>AZ BARLi</i>	365	1,64	0,31
	257	1,70	0,23

Наявність поглинання в АВП обумовлює в ньому екстремум у залежності $k^*(d_A)$. При цьому режим антивідбивання потребує одночасної оптимізації поглинання й відбивання із чим пов'язаний ефект придушення кривих коливання в резисті. Сказане ілюструється рис. 12.13. На ньому наведено розрахункові залежності відбивання у функції товщини АВП (a) і криві коливання в резисті за відсутності АВП в оптичному стеці й за наявності АВП у ньому.

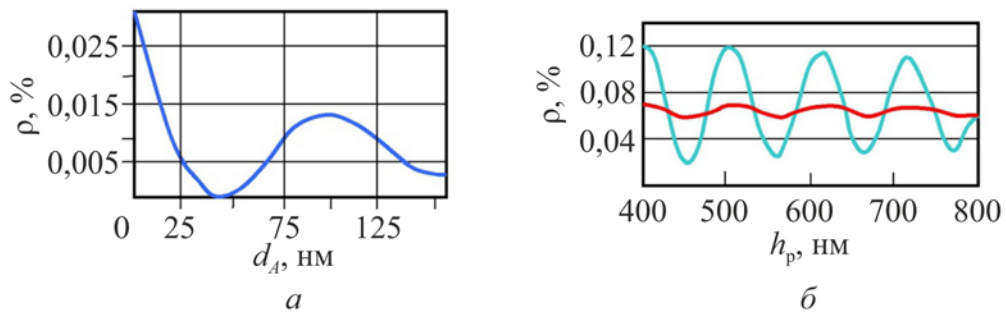


Рис. 12.13. Розрахункові криві відбивної здатності АВП: *a* – у функції товщини АВП d_A ; *б* – у функції товщини резиста на прикладі кривих коливання у випадку відсутності АВП (блакитна крива) та за наявності АВП (червона крива). Експонувальне випромінювання з $\lambda = 365$ нм і $l_{\min} = 0,5$ мкм у структурі резист–АВП–алюмінієва підкладка (BARLi)

Оптимальна товщина АВП залежить від матеріалу резиста. Для стандартних резистів у субмікронній літографії оптимальні величини d_A лежать у межах декількох десятків нм. Однак для ефективного придушення кривих коливання оптимальна величина d_A має витримуватися з точністю до одиниць нанометрів (≤ 3 нм). Це обмеження безпосередньо пов'язане з обмеженням роздільності літографії.

З викладеного випливає, що коефіцієнт коливання, як узагальнений параметр, буде залежати від коефіцієнтів заломлення й екстинкції. Ці залежності наведені на рис. 12.14. Вони дають змогу зробити попередні порівняльні оцінки ефективності матеріалів АВП у сукупності з параметрами резистів і довжин хвиль експонувального випромінювання.

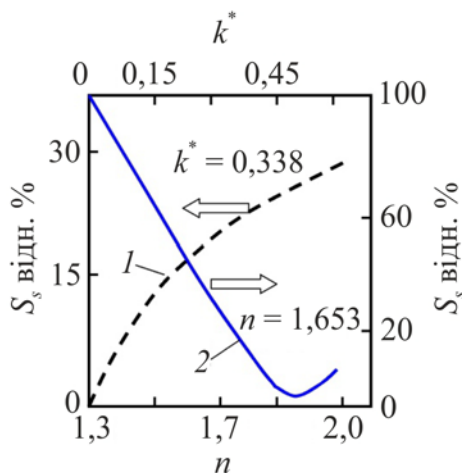


Рис. 12.14. Залежність коефіцієнта коливання відносно першого мінімуму у функції дійсної (1) та уявної (2) частини показника заломлення, $\lambda = 365$ нм

13. ПОРОГОВІСТЬ РЕЗИСТА ТА ЇЇ ЗВ'ЯЗОК З ОБМЕЖЕННЯМ РОЗДІЛЬНОСТІ

13.1. Швидкість розчинення резиста та його контрастність

Пороговість резиста обумовлює можливість одержання в ньому при проявленні чіткої границі світло–тінь (рис. 13.1). З пороговістю резиста пов'язані змінювання швидкості розчинення по товщині резиста й функції експонувальної дози. Це визначає профіль резиста після його проявлення й, отже, профілів усіх шарів оптичного стека.

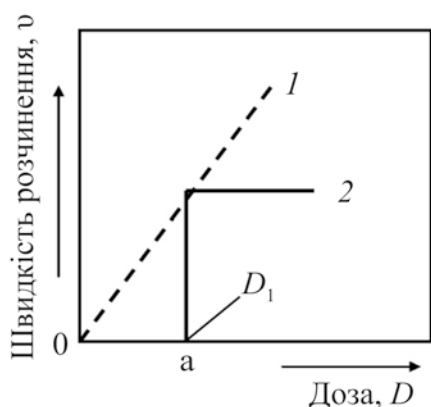


Рис. 13.1. Якісна характеристика розчинення експонованого позитивного резиста:
1 – безпорогова; 2 – гранична, $0a$ – гранична сходишка. Точка “а” означає початок активного травлення при граничній дозі D_1

Ступінь пороговості резиста визначається його «контрастом» γ_k – чим більший контраст, тим вищий ступінь пороговості резиста. Контраст γ_k визначає ефективність експонувального випромінювання і процесу формування в резисті зображення. Контраст γ_k визначається після експонування й проявлення резиста. По суті, γ_k відображає взаємодію проявника з резистом і характеризує чіткість і глибину відтвореного в резисті рельєфу.

Рельєф є функцією:

- 1) поглинання випромінювання ($\alpha_n \geq 4000 \text{ см}^{-1}$);
- 2) відбивання випромінювання (залежно від структури стека);

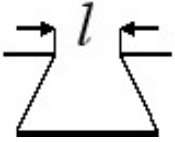
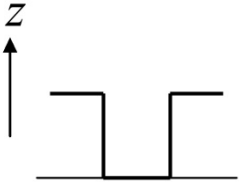
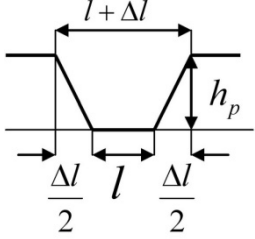
- 3) квантового виходу (для позитивного резиста – 0,15 ($\lambda = 365$ нм), 0,59 ($\lambda = 405$ нм));
- 4) фотохімічних перетворень (полімеризація).

Параметрами тут є відношення швидкостей травлення засвіченого й незасвіченого резиста v/v_0 , експонувальна доза $D = I \cdot t$, де t – час експонування, γ_k – контраст, h_p – товщина резиста.

Як впливає з табл. 13.1 відношення швидкостей розчинення v/v_0 може сягати порядку й більше, а γ_k – від 5 до 7 за товщин резиста $h_p \leq 1$ мкм. Висококонтрастні резисти характеризуються відносно слабким низьким поглинанням, внаслідок чого вони менш чутливі до коливань інтенсивності експонувального випромінювання (до 10...15 %) і до паразитного підсвічування, що робить край профілю травлення в резисті більш стрімким.

Таблиця 13.1

Приклади профілів травлення стандартних розмірів і травників

Профіль	D , мДж · см ⁻²	v/v_0	γ_k
	Високий (> 200)	> 10	5...7
	Середній (≤ 100)	5...10	2...2,5
	Низький (≤ 70)	< 5	1...1,5

Швидкість розчинення резиста задається рівнянням:

$$\frac{dv}{dz} = \frac{dv}{dD} \cdot \frac{dD}{dz}, \quad (13.1)$$

де z – координата уздовж товщини резиста.

Множник $\frac{dv}{dD}$ у формулі (13.1) – це характеристика резиста й процесів його проявлення. Множник $\frac{dD}{dz}$ характеризує оптичну систему передавання зображення, а також поглинання випромінювання по глибині резиста.

При травленні резиста змінюється його товщина. Для позитивного резиста, чим більша експонувальна доза, тим тонший резист після проявлення. Для негативного – навпаки, чим вища експонувальна доза, тим більша залишкова товщина резиста. У субмікронній літографії використовують переважно позитивні резисти. Негативні резисти мають більшу чутливість, однак у них менші контраст і роздільність.

Далі, при оцінюванні пороговості резиста та її зв'язку з роздільністю, ми обмежимося, якщо це не буде спеціально застережено, прикладами позитивних резистів.

На рис. 13.2 наведено модель форми протравленого резиста. Параметрами її є ширина лінії резиста на інтерфейсі резист–підкладка, кут нахилу стінки θ й максимальна залишкова товщина резиста Δh_p . Залишкова товщина з'являється, коли резист через ту або іншу причину виявляється недотравлений.

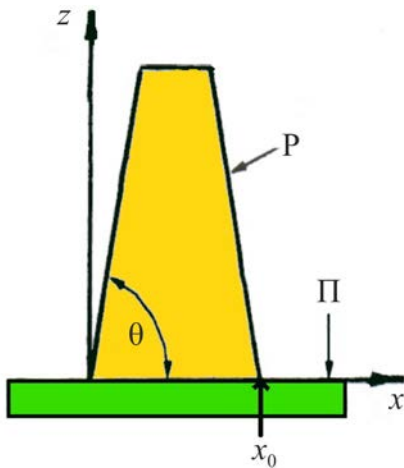


Рис. 13.2. Ідеалізований профіль травлення позитивного резиста (наближення простої моделі):

P – резист; Π – підкладка

13.2. Характеристичні криві резиста та їх зв'язок із втратою роздільності

Змінювання швидкості травлення резиста рівнозначна змінюванню його товщини h_p , тобто

$$h_p(x) = h_p [D(x)], \quad (13.2)$$

де D – експонувальна доза.

Співвідношення (13.2) відображає характеристичні криві травлення резиста, наведені на рис. 13.3. Характеристична крива за малих доз до початку активного травлення (т. D_1 , рис. 13.3, *a*) – пряма лінія паралельна осі D . Вона лежить трохи нижче початкової товщини резиста h_p^0 . Причиною є слабке травлення резиста вже за малих доз при денному світлі.

Аналітичний опис характеристичних кривих має вигляд:

$$h_p(D) = h_p^0 \gamma_k \ln \left(\frac{D_0}{D} \right), \quad (13.3)$$

де $D_0 = D(x_0)$ – експонувальна доза за якої видаляється весь резист; γ_k – контраст (логарифмічний нахил) в околиці точки x_0 .

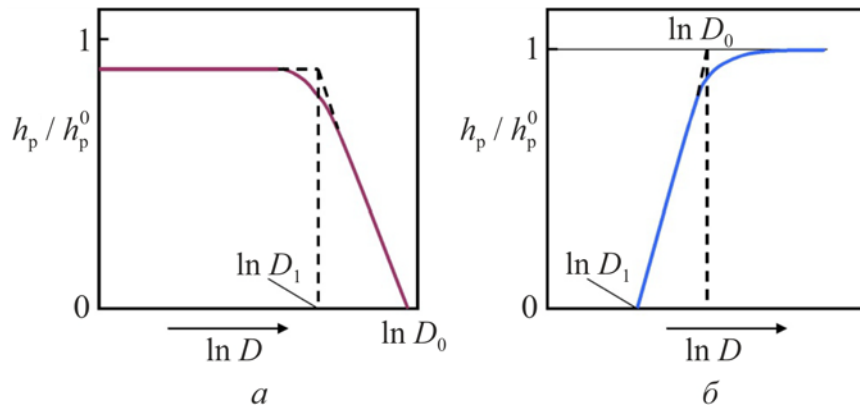


Рис. 13.3. Характеристичні криві травлення резистів: *a* – позитивних; *б* – негативних

Відповідно до рис. 13.2 нахил стінок протравленого резиста визначається тангенсом:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{dh_p}{dx} = \frac{dh_p}{dD} \cdot \frac{dD}{dx}, \quad (13.4)$$

де похідна береться в точці x_0 перетину резиста з підкладкою.

Беручи похідну $\frac{dh_p}{dD_0}$ з рівняння (13.4) одержимо:

$$\frac{dh_p}{dD_0} = h_p^0 \gamma_K \frac{d}{dD_0} \ln\left(\frac{D_0}{D}\right) = \frac{h_p^0 \gamma_K}{D_0}. \quad (13.5)$$

Звідки

$$\gamma_K = \frac{dh_p}{dD_0} \cdot \frac{D_0}{h_p^0} \approx \frac{\Delta h_p}{\Delta D_0} \cdot \frac{D_0}{h_p^0}, \quad (13.6)$$

де прийнято $\Delta D \approx dD_0$, $\Delta h_p \approx dh_p$.

Аналогічно для малих збільшень в околиці точки x_0 можна записати

$$\frac{\Delta x}{\Delta D} \cong \left(\frac{dx}{dD} \right)_{x=x_0}. \quad (13.7)$$

Визначаючи Δx з виразу (13.7), одержимо:

$$\Delta x \cong \Delta D \left(\frac{dx}{dD} \right)_{x=x_0} = \frac{\Delta D}{(dD/dx)_{x=x_0}}. \quad (13.8)$$

Спільний розв'язок рівнянь (13.6) і (13.8) дає змогу одержати для Δx формулу:

$$\Delta x = \frac{\Delta h_p}{\gamma_k h_p^0} \cdot \frac{D_0}{(dD/dx)_{x=x_0}}, \quad (13.9)$$

у якій обоє множника розглядаються незалежними (наближення прийнятої моделі).

Як випливає з виразу (13.9) зсув координати x відносно x_0 зменшується зі збільшенням контрасту резиста, максимальна величина якого обмежена. Це, у свою чергу, обмежує Δx_{\min} знизу.

Якщо при змінюванні товщини резиста доза D_0 залишається незмінною, то при травленні позитивний резист буде не дотравлений на залишкову товщину Δh_p (рис. 13.4), що приводить до змінювання контрасту:

$$\gamma_k = \frac{\Delta h_p / (h_p^0 + \Delta h_p)}{\ln \left(1 + \frac{\Delta D}{D_0} \right)}. \quad (13.10)$$

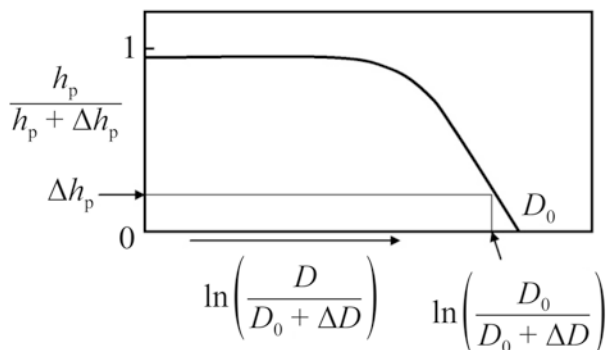


Рис. 13.4. Характеристична крива резиста за наявності його залишкової товщини

Якщо $\Delta h_0 \ll h_p^0$ й $\Delta D \ll D$, то формула (13.10) зводиться до вигляду:

$$\gamma_k \cong \frac{\Delta h_p}{h_p^0 \cdot \frac{\Delta D}{D_0}}. \quad (13.11)$$

Розділивши й помноживши рівняння (13.8) на $D(x_0 + \Delta x)$, отримаємо для відходу лінії $\Delta l = 2\Delta x$ вираз:

$$\Delta l = 2 \frac{\Delta D}{D(x)} \left[D(x) \left(\frac{dx}{dD} \right)_{x=x_0} \right] = \frac{2\Delta D}{D(x)} \cdot \frac{D(x)}{\left(\frac{dD}{dx} \right)_{x=x_0}}, \quad (13.12)$$

відносна величина якого складе

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2\Delta D}{l \cdot D(x)} \cdot \frac{1}{\frac{1}{D(x)} \cdot \left(\frac{dD}{dx} \right)_{x=x_0}}. \quad (13.13)$$

Враховуючи, що $\frac{1}{D(x)} \cdot \left(\frac{dD}{dx} \right)_{x=x_0} \approx \frac{d}{dx} \ln D|_{x=x_0}$, формулу (13.13)

можна звести до вигляду:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2}{l} \cdot \frac{\Delta D}{D} \cdot \left(\frac{d \ln D}{dx} \right)^{-1}. \quad (13.14)$$

Звідки

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta l}{l} \cdot \left(\frac{l}{2} \cdot \frac{d \ln D}{dx} \right). \quad (13.15)$$

Формула (13.14) визначає відносний відхід ширини лінії, обмежений розкидом експонувальної дози. Формула (13.15) визначає припустимий розкид експонувальної дози за заданою величиною $\Delta l / l$ (номінальній ширині лінії). У цих двох випадках формули не містять параметри резиста, такі як: γ_k , h_p , Δh_p тощо.

З викладеного у цій главі випливає, що перехід до оптичної субмікронної літографії суттєво здорожує технологію, практично у всіх її ланках. Далекий і вакуумний ультрафіолет обмежує в оптичній літографії мініатюризацію. Якісний стрибок у субмікронній літографії пов'язаний з розвитком і становленням електронно-променевої й рентгенівської літографії, довжини хвиль у яких лежать в області від часток нанометрів до часток ангстремів. У зв'язку з розвитком в електроніці субмікронних і нанорозмірних структур електронно-променева технологія стає основною.

Однак, обидві технології: електронно-променева й рентгенівська, як і оптична, мають свої обмеження як в апаратному, так і у фізико-хімічному аспектах.

14. ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВА ЛІТОГРАФІЯ ТА ЇЇ ОБМЕЖЕННЯ

14.1. Характеристика електронно-променевої літографії в мікроелектроніці

В електронно-променевій літографії як експонувальне випромінювання використовують сфокусовані електронні пучки, прискорені електричним полем. Для корпускулярного випромінювання, яким є й електрони, довжина хвилі де Бройля мала й зменшується зі збільшенням прискорювального поля відповідно до співвідношення

$$\lambda(V) = \frac{12,4}{\sqrt{V}} [\text{Å}], \quad (14.1)$$

де прискорювальна напруга вимірюється у вольтах.

Залежність $\lambda(V)$ відповідно до формули (14.1) наведена на рис. 14.1 у діапазоні напруг, переважно використовуваних в електронно-променевій літографії в технології субмікронних інтегральних схем.

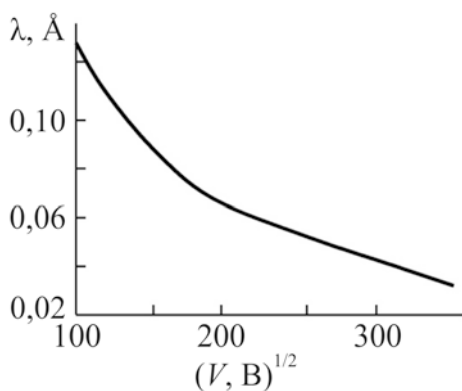


Рис. 14.1. Залежність довжини хвилі електрона від прискорювальної напруги

Як випливає з рис. 14.1 довжина хвилі електрона за прискорювальних напруг від 10 кеВ до 100 кеВ не перевищує $\sim 0,1$ Å, що на чотири порядки менше довжини хвилі ДУФ. Цим обумовлені висока роздільність, гранично малі дифракційні втрати, велика глибина фокуса.

Родільність в електронно–променевої літографії (ЕПЛ) визначається не стільки фокусуванням електронного пучка, скільки оптимальною комбінацією резистної системи, дози й енергії. Так, для електронів великих енергій (> 100 кеВ), тонких (< 1 мкм) лакових резистів (ПММА) і тонких підкладок ($\sim 0,1$ мкм, наприклад, Si_3N_4) ЕПЛ дає змогу одержувати структури з розміром 10 нм і менше. Для електронів малих енергій (10 кеВ) і малих дозах ($10^{-9} \dots 10^{-10}$ Кл/см²) роздільність на кристалі обмежується приблизно 1 мкм. При прорисовуванні рисунка на шаблоні (або масці) за прискорювальної напруги $20 \dots 25$ кВ межа роздільності становить $\sim 0,5$ мкм.

Стосовно характеристик електронних резистів у цьому аспекті, то вони оцінюються за тими же параметрами, що й фоторезисти: роздільність, чутливість, контраст, товщина, технологічність тощо.

Обмеження роздільності в резисті за інших рівних умов обумовлене взаємодією високоенергетичного пучка електронів з резистом і підкладкою. Наслідком є ефект близькості (зворотньо розсіяні електрони), розсіяні електрони вперед, нагромадження заряду в резисті та його радіаційна стійкість (надійність).

Рис. 14.2 ілюструє картину розсіювання вторинних електронів у резисті й кремнієвій підкладці за прямого падіння експонувального променя.

З рисунка видно, що більша частина електронів поглинається у підкладці й тим у більшій мірі, чим більш їх енергія. Від енергії електронів у експонувальному пучку також залежить глибина їх проникнення у підкладку: пучок з $E = 10$ кеВ проникає в кремнієву підкладку на глибину ~ 1 мкм, за $E = 20$ кеВ – на $3 \dots 4$ мкм.

Повна довжина шляху електрона у твердому тілі зазвичай нормується до довжини його вільного пробігу $l_{\text{вп}}$, яку визначають при усередненій середній енергії.

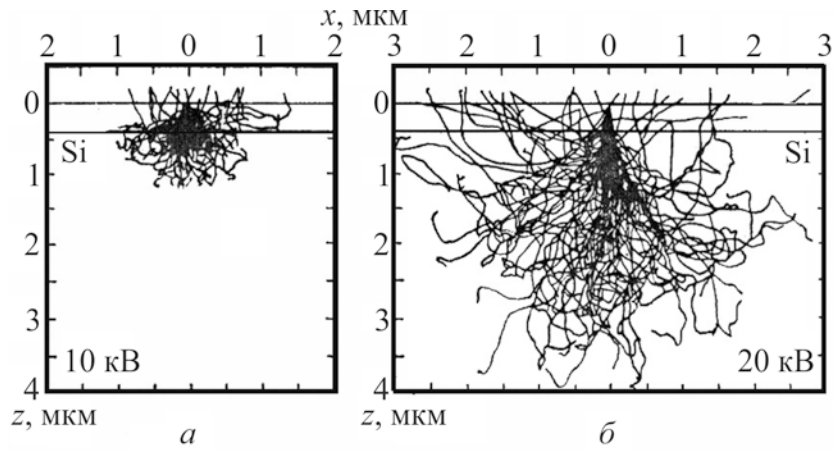


Рис. 14.2. Обчислені методом Монте–Карло траєкторії ста електронів з різною енергією, які зазнали розсіювання у шарі резиста ПММА (1 мкм) на Si –підкладці за двох прискорювальних напруг: *a* – 10 кВ; *б* – 20 кВ

За $E \geq 10$ кеВ довжина $l_{\text{вп}}$ визначається формулою:

$$l_{\text{вп}} \cong 10^{-5} \rho^{-1} E^n, \text{ мкм}, \quad (14.2)$$

де $1,5 \leq n \leq 1,8$; ρ – густина матеріалу, г/см^3 . Для Si і SiO_2 $\rho \approx 2,33 \text{ г/см}^3$ і $l_{\text{вп}} = 1$ мкм, для важких металів (Au, W, ...) – $l_{\text{вп}} \approx 0,1 \dots 0,3$ мкм.

Залежність (14.2) наведена на рис. 14.3 на прикладі висококонтрастного резиста ПММА й кремнієвої підкладки. В області енергій < 10 кеВ, показаної на рисунку пунктиром, формула (14.2) не точна.

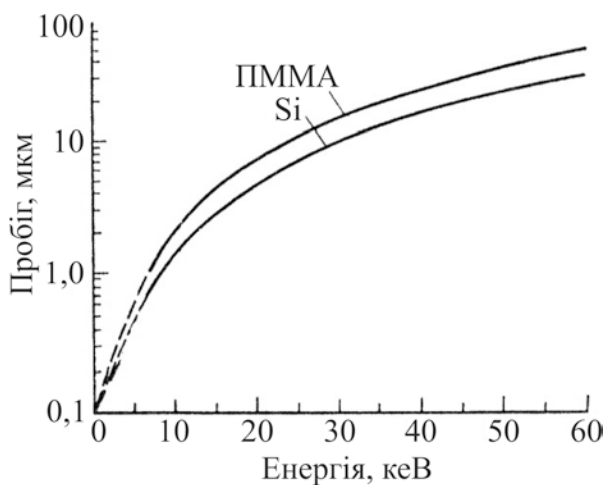


Рис. 14.3. Залежність довжини вільного пробігу електрона від його енергії в ПММА резисті та кремнії

Енергія вторинних електронів порівняно невелика. Вона лежить у межах від 2 до 50 еВ. Однак цього достатньо, щоб частина вторинних електронів перейшла із кремнію в резист. Розсіювання електронів у підкладці відбувається як під малими, так і під великими кутами. Останній випадок характеризується, як зворотне розсіювання електронів. Вони, у першу чергу, і відповідають за зовнішній ефект близькості в ЕПЛ, який обмежує роздільність.

Рис. 14.4 ілюструє розподіл поглинання електронів у резисті (ПММА, $h_p = 1$ мкм) на кремнієвій підкладці за зростаючої енергії електронного пучка ($S_{еп} = 1$ мкм²) від 10 кеВ до 50 кеВ. Як видно, обмеження роздільності на резисті обумовлене, в основному, зовнішнім ефектом близькості, який зростає зі збільшенням енергії експонувального пучка. На рис. 14.4 для $V = 25$ кеВ півширина області зворотного розсіювання сягає 5 мкм, а за $V = 50$ кеВ – до 12 мкм.

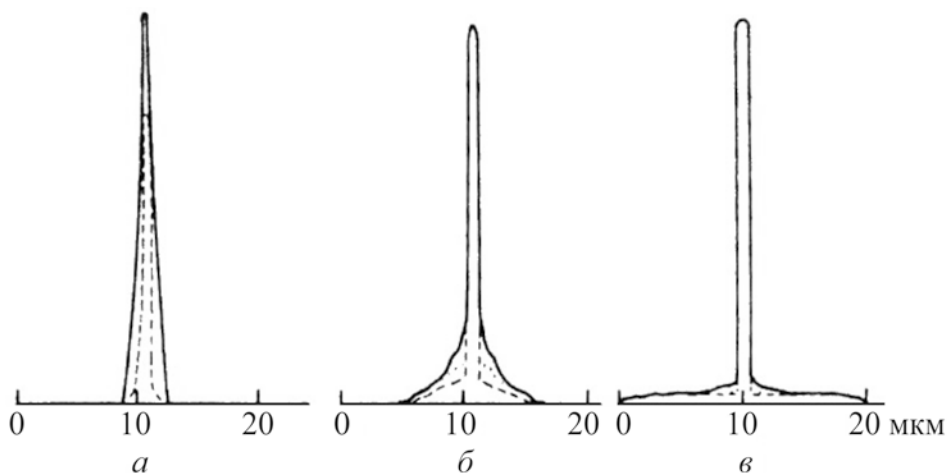


Рис. 14.4. Розподіл поглиненої енергії в шарі резиста товщиною 1,0 мкм, нанесеного на кремнієву підкладку, за енергії електронного пучка квадратного перерізу (1 мкм²):

a – 10 кеВ; b – 25 кеВ; c – 50 кеВ

У субмікронній літографії за високого рівня функціональної щільності елементів на кристалі ступінь впливу ефекту близькості на втрату роздільності стає залежною від відстані між елементами топології та їх геометрії. Використовуючи залежність $l_{вп} = f(E)$, рис. 14.3, для

конкретної структури резистного стека можна оцінити мінімальну відстань між елементами друкуваного зображення за межами якого ефектом близькості можна знехтувати.

Крім зовнішнього ефекту близькості в ЕПЛ має місце втрата роздільності, обумовлена прямим розсіюванням електронів. При прямому розсіюванні пучок електронів у твердому тілі розширюється в міру його проникнення вглиб із втратою енергії, яку електрон втрачає при кожному непружному розсіюванні (іноді таке розсіювання вперед називають внутрішнім ефектом близькості). Його частка у втраті роздільності менша, ніж та, яка обумовлена зворотним розсіюванням.

Зі збільшенням енергії пучка (≤ 50 кеВ) розсіювання вперед зменшується. Однак, зворотне розсіювання збільшується й, разом з ним, збільшується зовнішній ефект близькості. Якщо ж використовувати дуже низькі прискорювальні напруги (1...1,5 кВ), за яких область розсіювання електронів виявляється менше мінімального розміру експонованого елемента, то ефект близькості буде майже відсутній. При цьому товщина резиста має бути менше розміру експонувальної плями, щоб вона могла бути повністю проекспонована. Однак тут виникають системні труднощі, обумовлені таким високим фокусуванням пучка за низьких прискорювальних напруг. Наприклад, за $V = 1,5$ кВ, і товщині резиста 70 нм можна одержати максимальну роздільність 0,15...0,20 мкм. При цьому діаметр електронного пучка не має перевищувати 5 нм.

За всіх інших рівних умов мінімізація ефекту близькості визначається оптимізацією прискорювальної напруги. Для круглого в перерізі пучка середньоквадратичний розмір експонувальної плями з урахуванням області ефекту близькості визначається як

$$r_{\text{ек}}(V) = \sqrt{r_{\text{еп}}^2(V) + r_{\text{р}}^2(V)}, \quad (14.3)$$

де $r_{\text{еп}}(V) \propto V^{3/8}$, $r_p(V) \propto V^2$ – радіуси експонувального пучка та області розсіювання, відповідно.

Співвідношення (14.3) має екстремум, який визначають $\frac{\partial r}{\partial V} = 0$.

Цьому екстремуму відповідають значення $V = V_{\text{оп}} = 10 \dots 30$ кВ і $r_{\text{ек}} = r_{\text{мін}} \approx 0,2$ мкм.

Діаметр експонувальної плями зростає зі збільшенням струму пучка електронів (рис. 14.5). При літографії субмікронних і нанометрових елементів необхідно зменшувати діаметр плями, а отже, і струм у ній. В експонувальних плямах розміром від 1 мкм до 1 нм густина струму може лежати в межах від 1 А/см^2 до 100 А/см^2 , а струми – $10^{-11} \dots 10^{-10}$ А до одиниць нА. Перші цифри відносяться до мономолекулярних шарів, другі – до тонких шарів резиста з $h_p < 1$ мкм. За настільки малих струмів для експонування резиста потрібен порівняно великий час, а процес нагромадження буде мати статистичний характер.

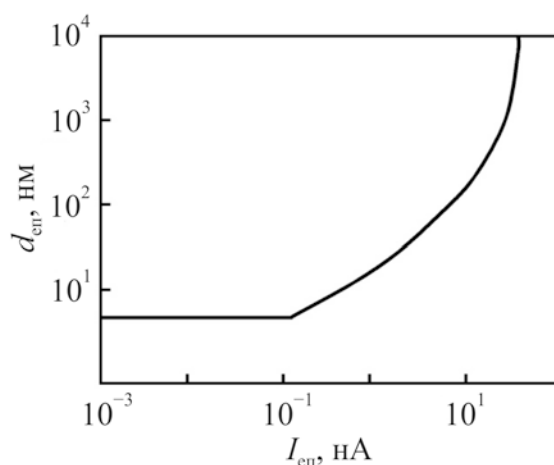


Рис. 14.5. Струмова залежність діаметра електронного пучка в колонці ЕПЛ (катод з термопольовою емісією й апертурою 40 мкм)

У субмікронній літографії для надійного експонування резиста доза має бути не менше 10 мкКл/см^2 , що відповідає 6000 електронам на площі $0,1 \text{ мкм}^2$. При дозі $0,5 \text{ мкКл/см}^2$ ця цифра зменшується до 300 електронів, за якої вже стає відчутним шум у плямі.

До негативних ефектів в ЕПЛ, які потребують обмеження, слід віднести нагромадження заряду в резисті, яке виникає при його взаємодії з електронним пучком. З нагромадженням заряду пов'язана низка ефектів, які спотворюють зображення. У першу чергу це відноситься до відхилення при експонуванні електронного променя відносно заданої позиції. Величина зсуву пропорційна потенціалу на резисті, який залежить від енергії експонувального електрона та його довжини пробігу. За $E = 20$ кеВ і потенціалі на резисті – 1,6 В зсув променя сягає – 0,1 мкм, що вже порівнянно із граничним допуском при ширині лінії 1 мкм.

Для зниження ефектів, пов'язаних з накопиченим зарядом, у резистному блоці мають бути передбачені ланки, які забезпечують стікання заряду. Найбільш результативним методом представляється оптимізація енергії пучка й надійне заземлення кремнієвої підкладки з видаленням природнього окислу. Наносять також провідні (металеві, вуглецеві тощо) плівки на поверхню резиста, між шарами резистного блоку й у багатошарових резистах, потенціал яких зануляється.

Необхідність і достатність застосування того або іншого методу (або методів) визначається умовами ЕПЛ.

Надійність електронних резистів визначається їх стійкістю до корпускулярного випромінювання й залежить від експонувальної енергії та дози.

При збудженні органічних резистів електронами високих енергій і значних експонувальних дозах їх час наробки на відмову скорочується за рахунок прискореного старіння й руйнування резистного шару. За прискорювальних напруг (≤ 50 кВ) середній час наробки на відмову електронних контрастних резистов становить кілька тисяч годин.

Адекватність резиста до експонування його електронами великої енергії є фізико-хімічною проблемою. В ЕПЛ ця проблема – комплексна: катод, який емітує електрони, і резист, який їх сприймає.

14.2. Оптика електронного пучка та її зв'язок з обмеженням роздільності

На рис. 14.6 наведено спрощену двохлінзову схему оптичного блоку (колонки) електронно–променевої літографії: від джерела електронного променя до приймача–резиста. Функціонально вона не відрізняється від такої у фотолітографії. Її відмінності обумовлені якісно іншим носієм інформації – електроном значних енергій, який порівняно просто управляється електричним або магнітним полем (посилення, фокусування, модуляція, відхилення тощо).

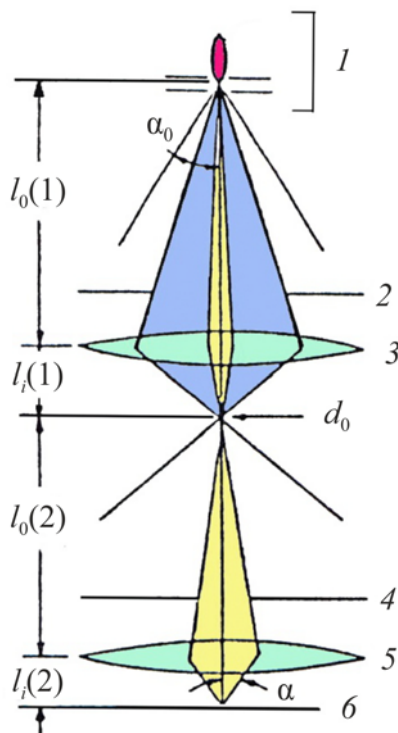


Рис. 14.6. Схема двохлінзової колонки електронно-променевої літографії: 1 – катодно-анодний вузол; 2 – проміжна апертура; 3 – конденсаторна лінза; 4 – фінальна апертура; 5 – об'єктив; 6 – підкладка; d_0 – проміжне зображення

Це визначає структуру ланок колонки й апаратуру її обрамлення. Керування електронним променем повністю автоматизоване на основі ЕОМ.

В електронно-літографічному устаткуванні передбачені елементи корекції, які не властиві оптичній літографії: розмиття, дрейфу променя, суміщення, відносного переміщення променя, корекції товщини підкладки тощо.

Відповідно до рис. 14.6 до основних факторів, які обмежують роздільність, відносять:

- 1) характеристики джерела електронного променя;
- 2) особливості системи прискорення променя і його фокусування;
- 3) характеристики самого променя на всіх етапах його перетворення.

На характеристики променя впливають усі ланки електронно-оптичної колонки.

Тип катода (матеріал і механізм емісії) і його геометрія визначають густину струму емісії, яскравість катода, розкид енергії електронів у пучку. Типові значення цих параметрів для декількох типів катодів, використовуваних у сканувальних ЕПЛ, наведено у табл. 14.1. Робоча температура катода й глибина вакууму в колонці обмежують термін служби катода, який, залежно від типу останнього й режиму його роботи, лежить у межах від декількох сотень до декількох тисяч ($\leq 5 \cdot 10^3$) годин.

Таблиця 14.1

Порівняльні характеристики катодів, використовуваних у ЕПЛ

Параметр	Матеріал катода				
	(ТЕ)	(ПЕ)	(ТЕ)	(ТПЕ)	(ТПЕ)
Робоча температура (К)	2700...2900	300	1800	1800	≥ 1400
Яскравість ($A \cdot cm^{-2} \cdot cp^{-1}$)	$10^5 \dots 10^4$	10^9	10^7	10^9	$10^9 \dots 10^{10}$
Розкид енергії електронів (eB)	1...3	0,2...0,3	1,5	$\leq 1,5$	3,1
Площа емітера (mkm^2)	$\gg 1$	0,02	> 1	> 1	0,2
Густина струму емісії (mkA/cm^2)	10^5	10^8	10^6	10^6	$< 10^{12}$
Робочий вакуум (Торр)	10^{-6}	$10^{-9} \dots 10^{-10}$	10^{-6}	10^{-8}	$10^{-9} \dots 10^{-10}$
Середній час наробки на відмову (год)	≥ 100	5000	1000	> 2000	> 2000

ТЕ – термоемісія, ПЕ – польова емісія, ТПЕ – термопольова емісія

На рис. 14.7 показана схема анодно-катодного вузла електронної гармати. Крім анода поблизу катода розміщений електрод Венельта, потенціал якого близький до потенціалу катода. Він формує поле біля катода за умовою необхідної емісії й пучок електронів у напрямку апертури анода.

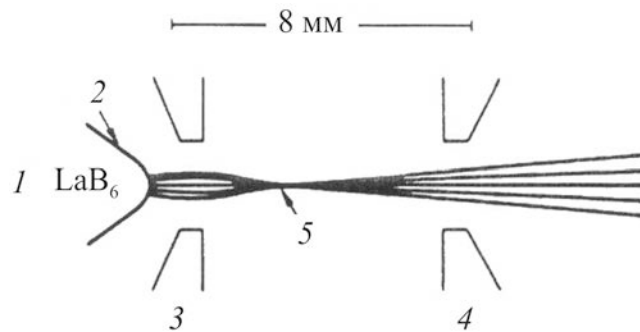


Рис. 14.7. Схема катодно-анодного вузла електронно-променевої колонки: 1 – катод; 2 – емітер катода з радіусом закруглення ~ 5 мкм; 3 – електрод Венельта; 4 – анод; 5 – перетин (~ 10 мкм) віртуального катода

Промені в прискорювальному полі можуть перетинатися в деякій точці d_0 . Її положення залежить від радіуса закруглення вістря катода, відстані анод–катод і потенціалів елементів катодного вузла. Якщо точка d_0 (кросовер) не збігається із емітувальною плямою катода, то вона стає реальним джерелом електронів. Діаметр плями d_0 залежно від типу катода і його радіуса закруглення може лежати в межах від 10 мкм до 100 мкм. Для холодних польових катодів, радіус закруглення яких $\leq 0,5$ мкм, діаметр плями віртуального катода може сягати на вістрі до 20 нм. Слід підкреслити, що електричне поле в електронній гарматі являє собою лінзу, яка безпосередньо впливає на форму й характеристики пучка.

Ефективність катода в ЕПЛ визначається його яскравістю:

$$B_m = j_K \frac{qV}{\pi kT}, \quad (14.4)$$

де B_m – яскравість катода; j_K – густина струму катода.

Формула (14.4) може бути зведена до вигляду:

$$B_m = 5,6 j_K \frac{V}{T} \cdot 10^3, \quad (14.5)$$

у якому j_K і B_m зв'язані нерівністю

$$j_K \leq \pi B_m \alpha_p^2, \quad (14.6)$$

де α_p – півширина гауссова розподілу електронів експонувального пучка. Величина α_p в ЕПЛ достатньо мала. Її порядок приблизно рівний 10^{-2} рад.

Залежно від типу катода густина струму емісії в ньому може лежати в межах від декількох А/см² до декількох мкА/см² і менше. Відповідно до нерівності (14.6) це визначає широкий діапазон яскравостей катодів: від 10^5 до 10^9 А·см⁻²·ср⁻¹ (табл. 14.1).

Чим більша яскравість катода, тим до менших розмірів може бути сфокусований пучок електронів ($\leq 0,01$ мкм). Діаметр електронного пучка пов'язаний з параметрами катода й фокусувальних лінз співвідношенням:

$$d_{\text{еп}} = \frac{(4C_a)^{1/4}}{\pi^{3/4}} \cdot \left(\frac{I_{\text{еп}}}{B_m} \right)^{3/8}, \quad (14.7)$$

де C_a – узагальнений коефіцієнт аберації лінз, у якому основна питома вага припадає на сферичну аберацію фінальної лінзи.

В електронно-променевої літографії переважно використовуються магнітні лінзи. Вони простіші в керуванні електростатичних лінз. Однак ті й інші суттєво поступаються оптичним лінзам. Звідси – обмеження роздільності при передаванні зображення визначаються абераціями лінз і поперечною складовою у тепловій швидкості електронів у колонці.

Параметрами лінз у колонці є їх фокусні відстані й коефіцієнт збільшення:

$$\frac{1}{f_i} = \frac{1}{l_0} + \frac{1}{l_i} \quad \text{та} \quad M_i = \frac{l_i}{l_0}, \quad (14.8)$$

відповідно.

Для двохлінзової схеми (див. рис. 14.6) довжини $l_{0(1)}$, $l_{1(2)}$ є фіксованими величинами, а довжини $l_{i(1)}$, $l_{0(2)}$ – змінними, що дозволяє вводити корекцію у фокусні відстані лінз. Загальний коефіцієнт збільшення обох лінз дорівнює:

$$M = M_1 M_2, \quad (14.9)$$

де M_1 – збільшення проміжної лінзи. Її зображення, пляма діаметром d_0 (образ), переноситься фінальною лінзою зі збільшенням M_2 на підкладку. Розмір плями на підкладці буде мати діаметр

$$d_i = M d_0. \quad (14.10)$$

В ЕПЛ типові значення для M та d_i відповідно рівні 10^{-3} і $0,1 \dots 2$ мкм.

Діаметр експонувального пучка у формулі (14.10) не враховує втрати в ньому. До них відносяться дифракційні втрати, втрати, пов'язані з кулонівським відштовхуванням електронів у сфокусованому пучку, сферична й хроматична аберації магнітних лінз.

Дифракційні втрати визначаються критерієм Релея:

$$d_{dif} = \frac{0,6\lambda}{\alpha_p}. \quad (14.11)$$

Для $V = 15$ кВ, $\lambda \approx 0,1$ Å, $\alpha_p = 10^{-2}$ рад діаметр дифракційної плями становить за порядком величини $d_{dif} \approx 10^{-3}$ мкм, що значно менше експонувальної плями ($d_i = d_{еп}$).

При оцінюванні розмиття плями внаслідок кулонівських сил відштовхування d_q параметрами є: висота колонки L , (м), струм електронного пучка $I_{еп}$, (А), прискорювальна напруга V , (В). При цьому

$$d_q = \frac{L \cdot I_{еп}}{\alpha_p \cdot V^{3/8}} \cdot 10^8, \text{ мкм} \quad (14.12)$$

Приймаючи $L = 70$ см, $I_{еп} = 50$ мкА, $V = 20$ кВ, $\alpha_p = 10^{-2}$, для d_q отримаємо $\sim 0,12 \dots 0,13$ мкм. Ця цифра вже порівнянна з d_i у субмікронній літографії.

Як впливає з виразу (14.12), діаметр розпливання плями буде зростати пропорційно збільшенню як L , так і $I_{еп}$.

Для магнітних лінз оптичні втрати визначаються сферичною та хроматичною абераціями. Сферична аберація обумовлена фокусувальними полями (рис. 14.8). У них периферійні електрони фокусованого пучка фокусуються ближче до лінзи, ніж приосьові (параксіальні) промені, що й утворює кружки розсіювання. Їх мінімальний діаметр визначається формулою:

$$d_c = \frac{1}{2} C_c \alpha_p^3. \quad (14.13)$$

Для магнітних лінз коефіцієнт сферичної аберації визначається у вигляді

$$C_c = K_c f, \quad (14.14)$$

де K_c – коефіцієнт, який залежить від геометрії лінзи й електричного струму збудження. За високих рівнів збудження (короткофокусна лінза) $0,5 \leq K_c \leq 1,5$. У середньому коефіцієнт K_c близький до одиниці й $C_c \sim f$ мм. Числові значення C_c лежать у межах 60...100 мм, що визначає d_c від сотих до десятих часток мкм. Якщо колонка багатолінзова, то коефіцієнт аберації C_c визначається в першому наближенні сильною лінзою, яка є фінальною.

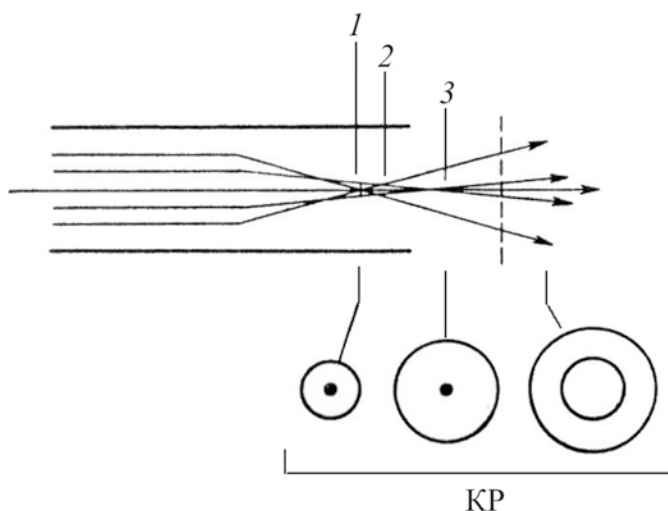


Рис. 14.8. Траєкторії електронів у магнітній лінзі, які приводять до її сферичної аберації: 1 – фокус для периферійних електронів; 2 – мінімальний діаметр розсіювання променя; 3 – фокус параксіальних променів; КР – кружки розсіювання

Хроматична аберація обумовлена прямою залежністю фокусної відстані від енергії електрона. Електрони, які входять у лінзу з великою енергією (з великою швидкістю), фокусуються далі від лінзи, ніж електрони з меншою енергією. У підсумку створюється круг розсіювання з діаметром d_x аналогічно тому, як це було у сферичній аберації. При цьому мінімальний діаметр розмиття плями визначається формулою:

$$d_x = C_x \frac{\Delta E}{E} \alpha_p, \quad (14.15)$$

у якій коефіцієнт хроматичної аберації, аналогічно (14.14), визначається як

$$C_x = K_x f, \quad (14.16)$$

де K_x – коефіцієнт, який залежить як і коефіцієнт K_c , від збудження й геометрії лінзи. Його величина лежить у межах 0,75...1. Розкид електронів по енергії в пучку становить, як було відзначено раніше, $\Delta E = 1,5...2$ еВ. Величина E – середня енергія електронів, які попадають у лінзу. За порядком величини $\Delta E/E$ становить 10^{-4} , що визначає d_x на порядок менше, ніж d_c .

На величину d_x , крім дисперсії енергії електронів, впливає варіація напруженості магнітного поля ($\Delta H/H$) у лінзах. Якщо враховувати обидва фактора, то формулу (14.15) слід переписати у вигляді:

$$d_x = C_x \alpha_p \left(\frac{2\Delta H}{H} - \frac{\Delta E}{E} \right). \quad (14.17)$$

З формули (14.17) випливає, що $\Delta H/H$ й $\Delta E/E$ чинять протилежні впливи на розмиття плями, а варіації магнітного поля входять у дужки з подвоєним коефіцієнтом.

Однак, якщо електронно-оптична система ЕПЛ має високий рівень стабілізації магнітного поля й тип катода з низьким рівнем шуму, то абераційні втрати можуть бути зведені до мінімуму.

У загальному випадку ефективний діаметр плями визначається сумою:

$$d_{\text{еф}}^2 = d_{\text{диф}}^2 + d_q^2 + d_c^2 + d_x^2. \quad (14.18)$$

З наведених вище співвідношень випливає, що $d_{\text{еф}}$ є функцією α_p . Залежність $d_{\text{еф}}(\alpha_p)$ наведена на рис. 14.9 для конкретного набору параметрів.

Сімейство кривих $d_{\text{ef}}(\alpha_p)$ будується за параметром струму $I_{\text{еп}}$ – чим більше струм, тем вище піднімається крива та її мінімум зміщується у бік збільшення α_p . Відповідно до цього збільшується мінімальний поріг d_{ef} .

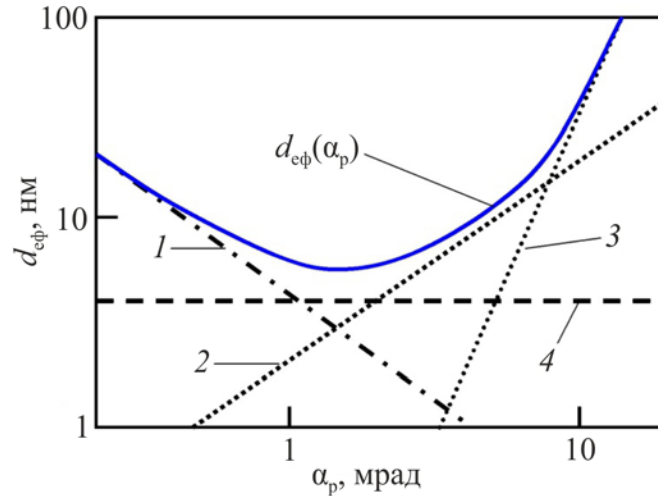


Рис. 14.9. Залежність ефективного діаметра пучка електронів у колонці ЕПЛ від розбіжності променя α_p при значенні його параметрів:

$$V = 30 \text{ кВ}; \Delta E = 1,5 \text{ еВ}; C_x = 40 \text{ мм}; C_c = 60 \text{ мм}; M^{-1} = 5; d_q = 20 \text{ нм};$$

1 – $d_{\text{dif}}(\alpha_p)$; 2 – $d_c(\alpha_p)$; 3 – $d_x(\alpha_p)$; 4 – обмеження джерелом

Для нанорозмірної електронно-променевої літографії необхідні низькі прискорювальні напруги й малі експонувальні дози з резистом, адекватним цим умовам. При цьому основний внесок в обмеження роздільності буде визначатися дифракцією й хроматичною аберацією. Для цих умов величина ефективного діаметра експонувальної плями буде визначатися співвідношенням:

$$d_{\text{ef}} = \left[\frac{4I_{\text{еп}}}{\pi^2 \cdot B_m} + (0,6\lambda)^2 \right] \alpha_p^{-2} + \left[C_x \frac{\Delta E}{E} \alpha_p \right]^2. \quad (14.19)$$

З формули (14.19) випливає, що за малої вихідної апертури α_p і $\Delta E \leq 2 \text{ еВ}$ у розмитті d_{ef} будуть домінувати дифракційні втрати.

Принципова схема колонки, яка забезпечує проектну норму $l_{\text{пн}} \leq 0,25$ мкм, наведена на рис. 14.10. У ній використовується катод з польовою емісією, що забезпечує високу яскравість B_m і малий діаметр віртуального джерела. Фінальна апертура формується у верхній частині колонки. У фінальну лінзу попадає лише вузький промінь, який фокусується магнітною лінзою в комбінації зі статичною (вихідною) лінзою, що зменшує коефіцієнт хроматичної аберації. Крім того, прискорювальна напруга збільшується від 5 кеВ до 8 кеВ при проходженні фінальної лінзи, що суттєво знижує розкид енергії електронів у пучку. У результаті другий доданок у співвідношенні (14.19) стає менше першого.

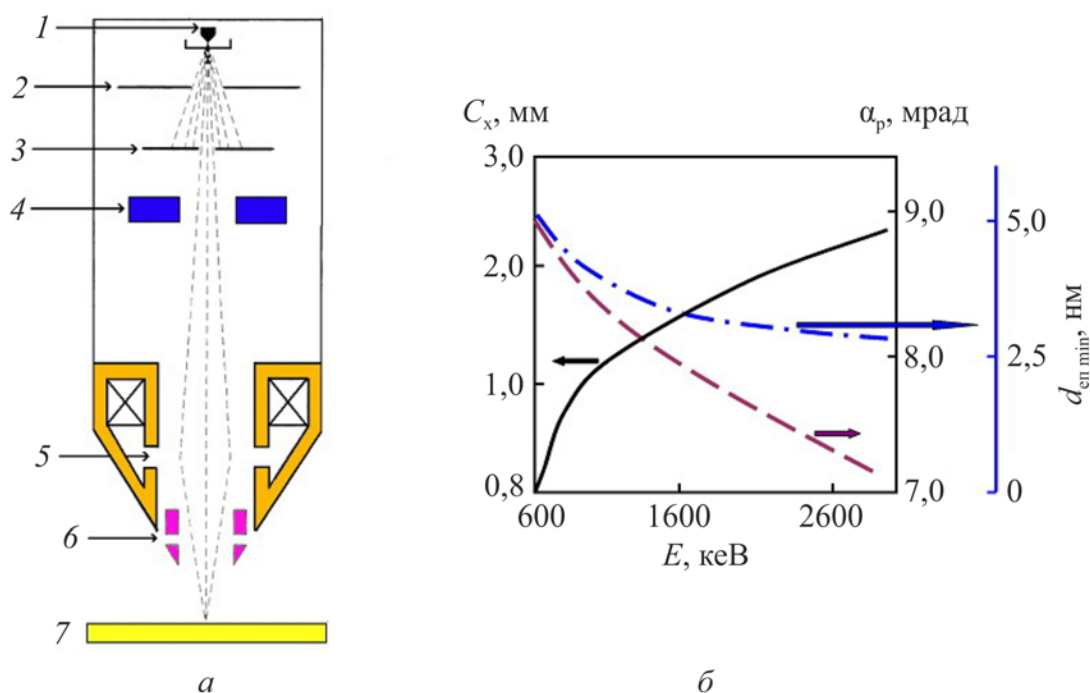


Рис. 14.10. Принципова схема колонки субмікронної ЕПЛ (а) та її основні оптичні параметри (б): 1 – емітер Шотткі; 2 – анод; 3 – фінальна апертура; 4 – детектор; 5 – магнітна лінза; 6 – електростатична лінза; 7 – підкладка

Після проходження статичної лінзи енергія променя знижується (наприклад гальмівним потенціалом підкладки) до 400...800 еВ, що обмежує розсіювання електронів як уперед, так і назад. Основні оптичні параметри у функції енергії електронів C_x , α_p , $d_{\text{ен}}$ наведені на рис. 14.10, б.

Вельми привабливою залишається ідея використання в проєкційній ЕПЛ фотокатада. На рис. 14.11 наведена його принципова структура в блоці передавання зображення. По суті схема відноситься до літографії із зазором, яка передає зображення в масштабі 1:1 з високою роздільністю на великій технологічній площі, чим обумовлена висока продуктивність методу.

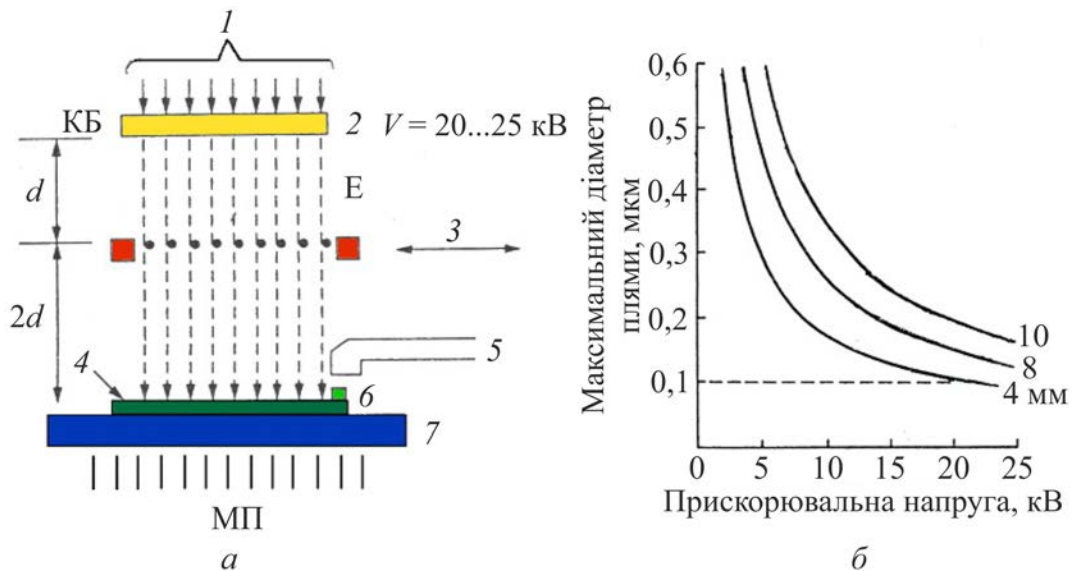


Рис. 14.11. Принципова схема передавання зображення в ЕПЛ 1:1 з фотокатодом (а) і залежність максимального діаметра плями від прискорювальної напруги за параметром щілини d (б): 1 – УФ випромінювання; 2 – кварцева хромова маска з тонким шаром CsJ; 3 – рухома сітка; 4 – пластина з резистом; 5 – детектор зворотно розсіяних електронів; 6 – точка суміщення; 7 – X-Y-платформа; Е – траєкторії електронів; МП – фокусувальне магнітне поле; КБ – катодний блок

Вузол катода (рис. 14.11) являє собою хромовий шаблон (маску) на кварцевій підкладці. На її тильну сторону нанесено шар йодистого цезію (CsJ). Останній при опроміненні його ультрафіолетовим випромінюванням (ртутна лампа низького тиску) емітує фотоелектрони. Емітовані фотоелектрони прискорюються у сильному полі (20 кВ) і фокусуються магнітним полем, спрямованим паралельно електричному. Рухома сітка, розташована у міжелектродному просторі, дає змогу вибірково здійснювати експонування в потрібну точку резиста.

До переваг такого методу в ЕПЛ слід віднести: використання стабільної маски, порівняно високу роздільність ($\sim 0,5$ мкм), швидку зміну експонованого рисунка, швидке якісне юстування, високу продуктивність (до 25 пластин за годину).

Маючий місце електронний ефект близькості коректується збільшенням прискорювальної напруги (до 50 кВ і більше). Основний недолік методу – у малому терміні служби фотокатода, обмеженого, приблизно, п'ятдесятьма експозиціями. Для промислового застосування цього явно недостатньо. Однак, для приватного застосування метод може бути використаний з успіхом.

Однак, стандартний проєкційний метод, схема передавання зображення якого показана на рис. 14.12, широко представлений в ЕПЛ. Він відрізняється високою продуктивністю й роздільністю у границі ≤ 1 мкм.

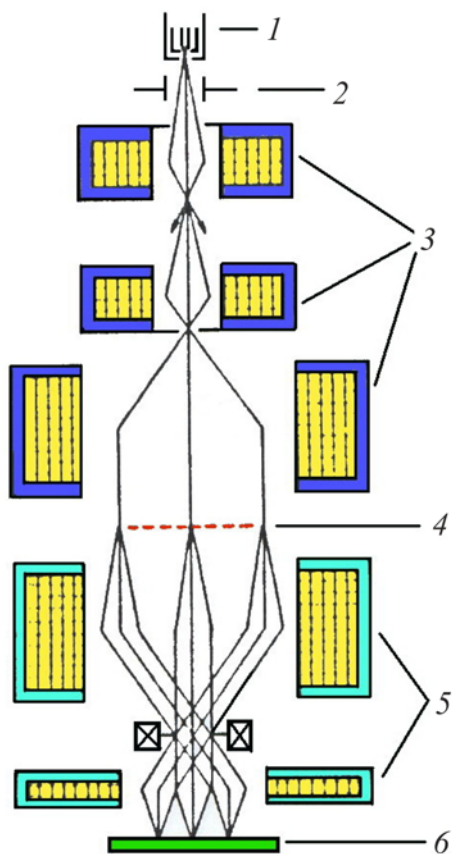


Рис. 14.12. Принципова схема багатопроменевої проєкційної установки:

- 1 – електронна гармата; 2 – пластини гасіння;
- 3 – конденсаторні лінзи; 4 – маска (шаблон);
- 5 – проєкційні лінзи; 6 – пластина

Слабким місцем у ньому є шаблон (маска), який для ЕПЛ конструктивно й технологічно складний. Його основа (мембрана) не має помітно послабляти електронний пучок. Наприклад, якщо мембрана кремнієва, то її товщина не має перевищувати 1 мкм. Маскувальні покриття виконуються з важких металів: Au, W, Pd тощо. Їх товщини мають бути достатніми для практично повного поглинання електронів експонувального пучка (20...25 мкм і більше), це важке навантаження на мембрану. Для її зміцнення шаблон розміщується на кільці жорсткості.

При переході до субмікронної літографії більш ефективним методом в ЕПЛ є покрокове експонування. У ньому рисунок топології вирисовується безпосередньо сканувальним електронним променем, положення якого на підкладці в цей момент часу задається системою керування. Він поки уступає проєкційному методу в продуктивності, але виграє приблизно в стільки ж раз (4...5) у роздільності за великої глибини фокуса. Немаловажним моментом є також відсутність спеціальних шаблонів.

Разом із прецизійною автоматизацією всього процесу електронно-променевої літографії стає основною технологією, яка забезпечує масове виробництво інтегральних схем субмікронного рівня.

14.3. Обмеження роздільності в методі покрокового експонування

У методі покрокового експонування є кілька схем сканування променя для формування топології рисунка. Найпоширеніші з них: растрова й векторна схеми.

У першому випадку промінь сканує всю площу підкладки (рис. 14.13, *a*). До переваг растрового сканування слід віднести: його періодичність, помірну широкосмуговість для системи відхилення променя, можливість зміни тональності зображення з позитивної на

негативну й навпаки, використовуючи резист одного типу, за допомогою подачі керувального сигналу на модулятор.

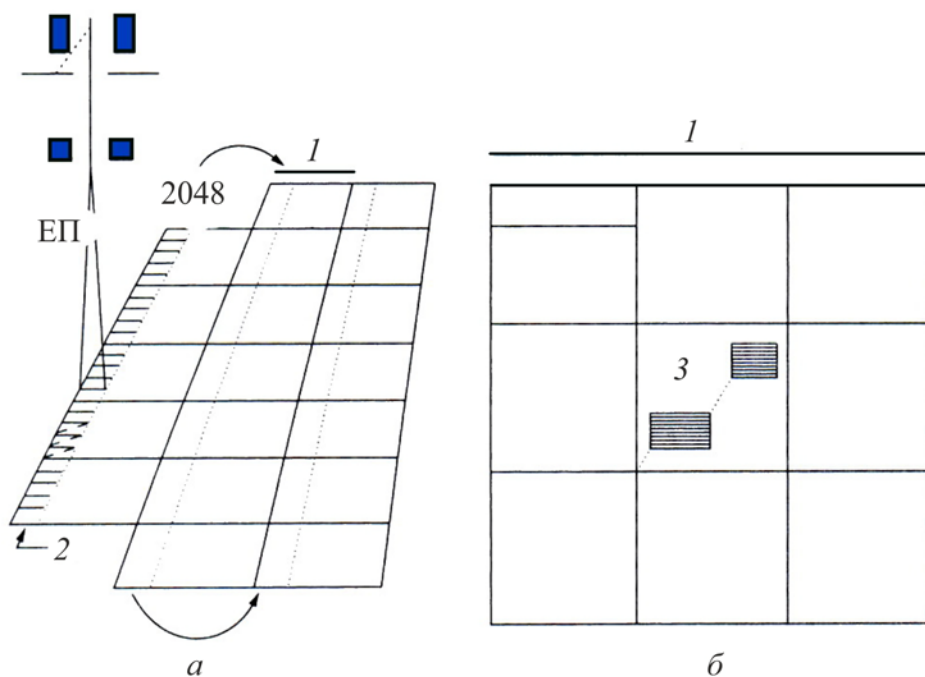


Рис. 14.13. Схеми, що ілюструють растрове (а) й векторне (б) покрокове експонування:
 1 – розмір чипа; 2 – смужка растра; 3 – поле, у межах якого відхиляється експонувальний промінь (ЕП)

Недолік растрового експонування обумовлений обмеженням її роздільності на краях топологічних елементів, пов'язаним із часами вмикання/вимикання, які мають бути суттєво менше часу експонування.

У векторному скануванні (рис. 14.13, б) промінь переміщається тільки по формованих топологічних фігурах. Після закінчення прорисовування фігури промінь стрибком переміщається на наступну фігуру і т.д. При цьому експонується площа менше половини площі пластини ($\leq 20\%$).

Векторне сканування може мати кілька алгоритмів формування елементів топології. На рис. 14.14 наведені як приклад на додаток до рис. 14.13, б ще дві схеми. У схемі (а) промінь спочатку прорисовує контур фігури, потім рухається по спіралі до центру. У другій схемі (б) промінь,

почавши з контуру, заповнює внутрішню частину фігур. Переваги варіантів з обходом контуру полягають у можливості заповнити внутрішню частину фігури лініями іншої ширини, з одного боку, з іншого боку – використовувати контур для корекції взаємного ефекту близькості. Тут слід зазначити, що швидка перебудова розміру променя під розмір топології елемента дозволяє суттєво збільшити продуктивність установки – за той самий час експонується більша площа.

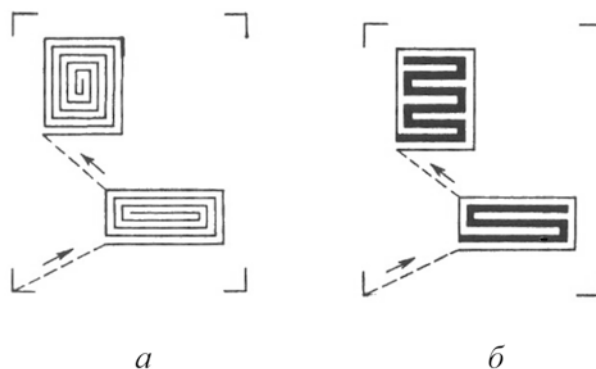


Рис. 14.14. Приклади схем векторного сканування:

a – спіральне сканування, *б* – з обходом по контуру променем зі зміною його перерізу

Сканування електронного пучка може бути також здійснене переміщенням столика, яке може бути зворотно-поступальним або безперервним із затримкою променя.

Сьогодні електронно-променева технологія перебуває на такому рівні, за якого в одній установці ЕПЛ можлива комбінація декількох методів сканування. Та або інша схема колонки визначається конкретними умовами літографічного процесу і його продуктивністю.

У методі покрокової експозиції, на відміну від проекційного друку, зображення, яке формує електронний промінь, розбивається на сітку адресних ділянок. Кожний елемент у сітці називається штрихом, елементом розкладання. Штрих відповідає мінімальному розміру l_{\min} у топології рисунка. Сукупність штрихів у рисунку топології утворює лінії або фігури. За $l_{\min} = 0,5$ мкм кількість штрихів на пластині діаметра 125 мм

буде рівно приблизно $5 \cdot 10^{10}$. Експонуваному штриху приписується або повний заряд, перенесений променем, або повна відсутність заряду (бінарна модель).

Кількість електронів у штриху, яке забезпечує його експонування, N_e , пов'язана із чутливістю резиста, S_p , співвідношенням

$$N_e = \frac{S_p \cdot l_{\min}^2}{q}, \quad (14.20)$$

де $S_p = D = It/q$ (Кл/см²), l_{\min} (см), q – заряд електрона (Кл).

Зі співвідношення (14.20) випливає, що $N_e \propto S_p$, і чим менша чутливість резиста, тим менше експонувальних електронів у штриху. Так, за $S_p = 5 \cdot 10^{-5}$ Кл/см² та експонуваної площі $0,1 \times 0,1$ мкм² необхідна мінімальна кількість електронів складає $N_e = 32250$, а за $S_p = 5 \cdot 10^{-7}$ Кл/см² – 250 електронів.

Однак, ця тенденція зменшення N_e не є нескінченною. Межа $N_{e \min}$ обмежується дробовим шумом електронного пучка, коли відношення сигнал/шум = 1. Для надійного експонування необхідно, щоб відношення сигнал/шум було більше 10.

При експонуванні більшою кількістю електронів їх середньоквадратичне відхилення в пучку буде дорівнювати $\sqrt{N_e}$. Для резиста адекватне відношення сигналу до шуму може бути записане у вигляді:

$$\frac{N_e}{\sqrt{N_e}} = \sqrt{N_e}. \quad (14.21)$$

У цьому наближенні ймовірність помилки при експонуванні штриха буде пропорційна:

$$p \propto \exp\left(-\frac{\bar{N}_e}{8}\right) = \exp\left(-\frac{S_p l_{\min}^2}{8q}\right). \quad (14.22)$$

З формули (14.22) видно, що ймовірність помилки швидко зменшується зі збільшенням S_p і l_{\min} . Проблема співвідношення чутливості резиста і його роздільності залишається, в основному, в області субмікронних і нанометрових роздільностей.

Зі статистики Пуассона випливає, що 200 електронів не потраплять на штрих, що визначається ймовірністю помилки, рівною приблизно 10^{-12} . У випадку наведеного раніше прикладу пластини з кількістю штрихів $5 \cdot 10^{10}$, все штрихи при $N_e = 200$ будуть експоновані без похибки. При цьому гранична роздільність, відповідно до виразу (14.20) визначається як:

$$l_{\min} = \sqrt{\frac{200q}{S_p}}. \quad (14.23)$$

Звідси, за $S_p = 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ роздільність буде визначатися величиною $l_{\min} = 0,06 \text{ мкм}$.

Враховуючи, що чутливість резиста є його параметром, співвідношення (14.23) можна переписати у вигляді:

$$l_{\min}^2 \cdot S_p = q \cdot N_{e \min} = \text{const}. \quad (14.24)$$

Співвідношення (14.24) визначає пряму залежність l_{\min} і S_p з $N_{e \min}$. Не важко також бачити, що всі три параметри в ЕПЛ обмежені зарядом електрона

$$\frac{l_{\min}^2 S_p}{N_{e \min}} = q. \quad (14.25)$$

Це обмеження, обумовлене статистичною закономірністю електронів, носить фундаментальний характер. Йому відповідає $l_{\min} \propto \frac{1}{\sqrt{D}}$, де D – шумова межа (гранична доза) в області субмікронної роздільності.

Методи покрокового експонування характеризуються порівняно невисокою продуктивністю. Це обмеження пов'язане з часом прорисовування зображення сканувальним електронним променем, який визначається сумою

$$T = t_{\text{ек}} + t_{\text{оч}}. \quad (14.26)$$

Перший доданок у виразі (14.26) – це час експонування:

$$t_{\text{ек}} = \frac{K_c S_p}{j_e}, \quad (14.27)$$

де j_e – густина струму в експонованій плямі, (А). Коефіцієнт K_c у формулі (14.27) визначається відношенням фактично скановуваної площі до загальної площі чипа. Для растрової схеми сканування $K_c = 1$, для векторної – 0,2...0,4.

Як впливає зі співвідношення (14.27) зі зростанням густини струму в експоновуваній плямі зменшується час $t_{\text{ек}}$. При змінюванні j_e від 0,1 А/см² до 50 А/см² час експонування зменшиться приблизно на три порядки – від 10⁻⁴ до 10⁻⁷ с.

Другий доданок у виразі (14.26) $t_{\text{оч}}$ – час очікування, який містить у собі часи чисельних перетворень, переміщення столика, регулювання позиціонування $\sim (0,1...0,2) T$ й суміщення $\sim (0,02...0,1) T$. У цілому $t_{\text{оч}}$ укладається в межі (0,15...0,3) T .

У цих наближеннях швидкість сканування визначиться відношенням:

$$v_{\text{ск}} = \frac{I_{\text{еп}}}{S_p}, (\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}). \quad (14.28)$$

Якщо прийняти $S_p = 10^{-5} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$, $I_{\text{еп}} = 10^{-10} \text{ А}$, то згідно з виразом (14.28) $v_{\text{ск}} = 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а за $I_{\text{еп}} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ А}$ швидкість сканування буде дорівнювати $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. За площі чипа $0,1 \text{ см}^2$ й паралельному багатопробному скануванню повний час його експонування за таких швидкостей може скласти декілька годин.

Наведені цифри є наближеними. Вони ближче відповідають прорисовуванню субмікронних фігур з резистами товщиною в мономолекулярний шар і діаметром електронного пучка $d_{\text{еп}} \approx 1 \text{ нм}$.

15. ХАРАКТЕРИСТИКА РЕНТГЕНІВСЬКОЇ ЛІТОГРАФІЇ ТА ЇЇ ОБМЕЖЕННЯ

15.1. Загальна характеристика рентгенівської літографії

Рентгенівська літографія – це метод високої роздільності й високої продуктивності при збереженні в ній високої надійності. Довжина хвилі рентгенівського випромінювання лежить у межах від $0,1 \text{ \AA}$ до 100 \AA . Область довжин хвиль від $0,6$ до 44 \AA у літографії прийнято відносити до м'якого рентгенівського випромінювання, енергії квантів якого порівняно невеликі: від десятків еВ до одиниць кеВ. У цьому діапазоні при взаємодії рентгенівського випромінювання з речовиною процеси поглинання превалюють над фотоелектронними процесами, що й обумовлює ефективність рентгенівської літографії (рис. 15.1).

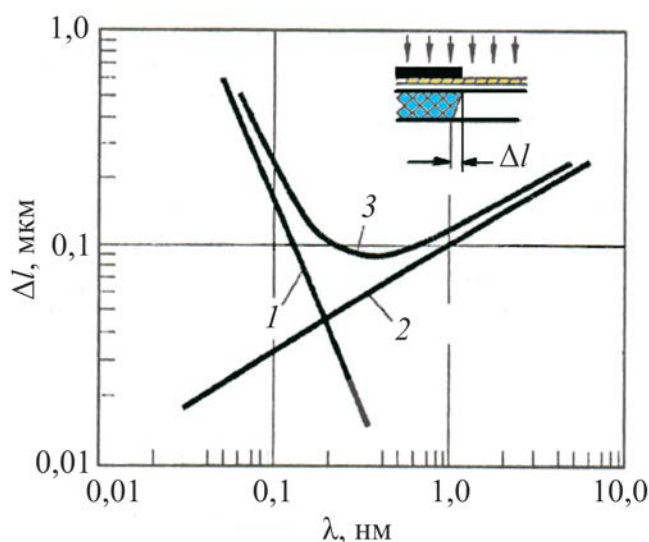


Рис. 15.1. Спектральна залежність втрати роздільності внаслідок дифракції й фотоелектричного ефекту в резисті: 1 – фотоелектронний компонент; 2 – дифракційний компонент; 3 – сумарна крива $\Delta l(\lambda)$

Для м'якого рентгенівського випромінювання стосовно до субмікронної літографії характерні наступні моменти:

- 1) за рахунок відносно малої енергії квантів експонувального випромінювання зменшується його розсіювання в резисті й відбивання від підкладки, що мінімізує (аж до виключення) ефекти близькості;
- 2) забруднення шаблону (маски) матеріалами з малими атомними числами ($Z < 28$) і питомою густиною (ρ_n) не приводять до дефектів рисунка на резисті (низька чутливість до забруднень), у той час як в оптичній та електронно-променевої літографії цей показник дуже поганий;
- 3) слабке поглинання в органічних резистах (5...10) % дає змогу одержати в товстих резистах рівномірне експонування по всій їх товщині, що, у свою чергу, дозволяє одержувати профілі зображення зі стрімкими стінками, відповідно до рисунка шаблону, і практично виключає обмеження за глибиною фокуса (10 мкм і більше);
- 4) можливість застосування простих одношарових середньої чутливості технологічних резистів (наприклад, модифікованих ПММА) незалежно від роздільності.

До позитивних моментів рентгенівської літографії слід також віднести широкий діапазон експонування, відсутність у необхідності вакууму в каналі передачі зображення й, що немаловажне, високий ступінь відповідності її технології вимогам виробничої реалізації.

До негативних сторін рентгенівської літографії відносять шкідливість для людини рентгенівського випромінювання, тривалість експонування внаслідок малого коефіцієнта поглинання рентгенівського випромінювання в резистах, технологічну складність масок (шаблонів) і необхідність у спеціальних резистах при переході до субмікронної літографії.

Для м'якого рентгенівського випромінювання відсутня фокусувальна оптика (лінзова й дзеркальна). Цим визначається тіньовий метод друку із зазором у рентгенівській літографії й основні технологічні компоненти в

ній. До них відносять джерела рентгенівського випромінювання, шаблони, що містять тіньові покриття, та рентгеночутливі резисти. Їх характеристики визначають граничні роздільності й продуктивність рентгенівської літографії.

Як джерела рентгенівського випромінювання використовуються рентгенівські трубки (гальмове випромінювання), накопичувальні кільця (синхротронне випромінювання) і високотемпературна плазма, яка виникає, наприклад, при нагріванні потужними лазерними імпульсами металевих мішеней (Al, Fe тощо).

У промисловій рентгенівській літографії застосовуються в основному дві технології: на базі рентгенівської установки з рентгенівською трубкою як джерело експонувального випромінювання і на базі синхротронного прискорювача високоенергетичних релятивістських електронів з перетворенням їх енергії в рентгенівське випромінювання. Остання технологія є найбільш перспективною в субмікронній літографії високих роздільностей.

Плазмова технологія до її впровадження у виробництво ще вимагає серйозних доробок, що забезпечують їй необхідні екстремальність, технологічність і конкурентоспроможність. Однак, за густиною потужності променя вона перевищує літографічні рентгенівські установки приблизно в 10 раз при діаметрі променя 0,1...0,2 мм.

15.2. Генерування рентгенівського випромінювання в рентгенівських установках і обмеження роздільності друку в них

Основною ланкою рентгенівської установки при передаванні зображення є рентгенівська трубка – джерело рентгенівського випромінювання із заданим спектральним складом і необхідною потужністю.

Рентгенівська трубка являє собою електровакуумний прилад, електронна частина якого складається з електронної гармати й анода, який містить мішень (рис. 15.2). Збудження рентгенівського випромінювання виникає в результаті бомбардування твердотільної мішені пучком прискорених електронів, емітованих катодом, у полях від одиниць кВ до десятків і більше кВ.

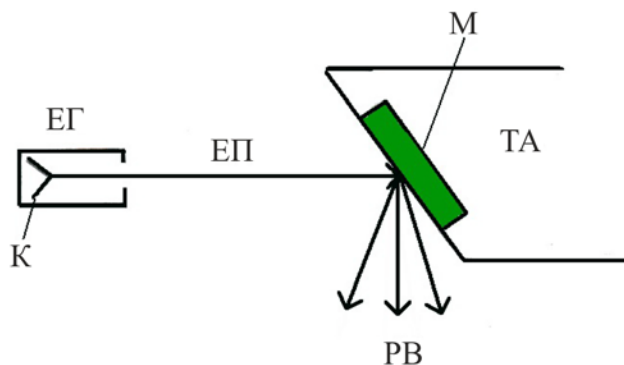


Рис. 15.2. Схема збудження рентгенівського випромінювання в рентгенівській трубці:
 ЕГ – електронна гармата; К – термоемісійний катод; ЕП – електронний промінь, прискорений електричним полем до десятків кВ; М – мішень; ТА – тіло анода;
 РВ – рентгенівське випромінювання

Потрапляючи на мішень, електрони гальмуються. Їх кінетична енергія частково перетворюється (від 0,1 % до 5 %) у рентгенівське випромінювання з безперервним спектром (гальмове випромінювання). Інша частка енергії загальмованих електронів перетворюється в тепло, для відведення якого в анодному вузлі передбачається система охолодження. Для більших енергій електронних пучків для зменшення термічного навантаження мішені анод роблять обертовими зі швидкістю 8000...10000 об./хв. Анод з алюмінієвою мішенню діаметром 20 см, який обертається із частотою 8000 об./хв., при діаметрі електронного променя 6 мм може розсіяти потужність до 20 кВт. За малого діаметра електронного променя (≤ 1 мм) алюмінієва мішень, охолоджувана водою, розсіює потужність 400...500 Вт. Із цих потужностей експонувальне випромінювання складе лише 10 мВт. Це – основне обмеження літографічних рентгенівських

установок, для яких типові значення рентгенівської плями 3...4 мм і відстані від джерела випромінювання до маски $\sim 0,4$ м. Через малий коефіцієнт поглинання рентгенівського випромінювання ($0,1 \dots 1 \text{ мкм}^{-1}$) у резисті обмеження за потужністю приводить до зростання часу експонування, який може при товстих резистах становити кілька годин.

Спектральне випромінювання рентгенівської трубки може бути безперервним (гальмове випромінювання) і лінійним (характеристичним випромінюванням). Для безперервного спектра довжина хвилі й потужність випромінювання усереднюються в межах усього спектра.

Характеристичне випромінювання є резонансним. Воно виникає, коли енергія електрона, який зустрічається з атомом мішені, збігається з одним з його енергетичним рівнем та іонізує його. Таке випромінювання буде близьким до монохроматичного з довжиною хвилі обумовленою атомом мішені. Таким чином, змінювання матеріалу мішені приводить до змінювання довжини хвилі характеристичного випромінювання. У таблиці 15.1 наведені довжини хвиль характеристичного випромінювання для декількох матеріалів мішеней, використовуваних у рентгенівській літографії.

Таблиця 15.1

Матеріал мішені	Pd	Mo	Al	Cu	C
$\lambda, \text{Å}$	4,4	5,5	8,3	13,3	44,8

На рис. 15.3 наведена схема передавання зображення в рентгенівській установці.

Винятково мала потужність експонування обумовлена необхідністю малої розбіжності променя, обмеженої геометричними втратами роздільності. Із цією метою відстань коліматор (джерело) – маска, h , робиться відносно великим ($\sim 0,4 \dots 0,5$ м), а зазор між маскою й резистом, Δ_3 , мінімізується. Мінімальна величина зазора обмежена можливим

вигином пластини – торкання маски резиста приводить до викривлення зображення. Типове мінімальне значення зазора відповідає 50 мкм.

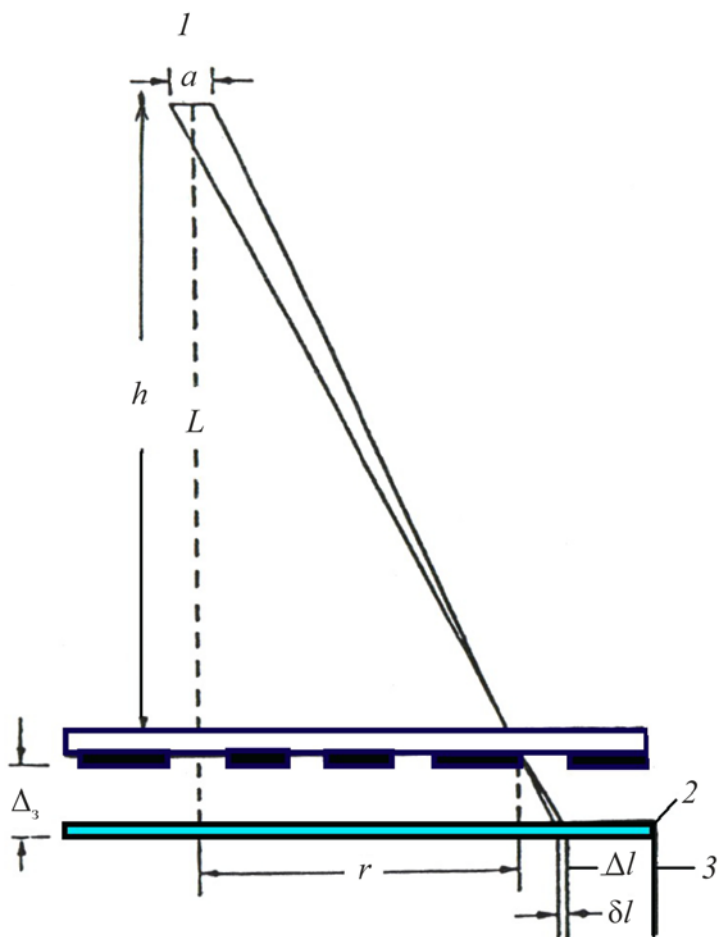


Рис. 15.3. Схема до визначення помилки за рахунок геометричних ефектів при передаванні зображення в рентгенівських установках:
1 – діафрагма; 2 – маска (шаблон); 3 – резист

Кінцеві розміри джерела й розбіжності променя (до 50 мрад) є причиною появи на резисті півтіні (δl) і зсува краю зображення Δl (рис. 15.3).

З геометричних міркувань (див. рис. 15.3) впливають дві прості формули, які визначають втрати роздільності на краю пластини:

$$\delta l = a \frac{\Delta_3}{h} \quad (15.1)$$

та

$$\Delta l = r \frac{\Delta_3}{h}. \quad (15.2)$$

Якщо прийняти $a = 3$ мм, $h = 40$ см, $r = 25$ мм, $\Delta_3 = 40$ мкм, то δl й Δl будуть рівні 0,3 мкм і 2,4 мкм, відповідно.

Звідси випливає, що за великих r і Δ_3 величина Δl може вимагати коректування шаблону або зазора, що ускладнює й здорожує технологію.

У силу малості експонувальної довжини хвилі дифракційними втратами в рентгенівських установках можна знехтувати. При друці із зазором роздільність в рентгенівській літографії обмежується критерієм Френеля:

$$l_{\min} \cong \frac{3}{\sqrt{2}} \sqrt{\lambda \cdot \Delta_3}. \quad (15.3)$$

Якщо прийняти $\lambda = 13,3$ Å (Cu), $\Delta_3 = 40$ мм, то l_{\min} складе $\sim 0,13$ мкм і зменшується зі зменшенням довжини хвилі експонувального випромінювання.

Із зіставлення наведених цифр випливає, що в рентгенівських установках основними факторами втрати роздільності є кінцеві розміри променя і його розбіжність, з якими пов'язані появи на резисті півтіні (δl) і зсув краю зображення (Δl).

15.3. Характеристика синхротронного випромінювання в рентгенівській літографії

Характеристики синхротронного випромінювання (СХВ) такі, що переваги рентгенівської літографії стосовно до субмікронної мікромініатюризації НВІС, УВІС і наноелектроніки можуть бути реалізовані в комплексі.

СХВ – випромінювання високоенергетичних електронів, прискорених у циклічних прискорювачах до релятивістських швидкостей ($v \leq c$). Його спектр охоплює область електромагнітних хвиль від інфрачервоного до γ -випромінювання. У той же час СХВ є найбільш

потужним джерелом рентгенівського випромінювання (і вакуумного УФ), яке має безперервний спектр. У рентгенівській літографії СХВ забезпечує найвищу надійність гравірування інтегральних схем із проектною нормою 350...50 нм.

Це обумовлено:

1. Високою інтенсивністю рентгенівського випромінювання, що перевищує інтенсивність рентгенівських апаратів на порядки величин ($100 \dots 1000 \text{ мВт/см}^2$), що дає змогу використовувати високостабільні, середньої чутливості, відносно товсті ($\geq 1 \text{ мкм}$) резисти й обмежити час експонування до декількох секунд.
2. Високою колімованістю пучка (паралельністю променів у ньому). Звідси практично точне дотримання розмірів при відображенні елементів зображення за глибини фокуса $\Delta f \gg 10 \text{ мкм}$, що дає змогу використовувати глибоку літографію. У цьому випадку роздільність буде обмежена лише дифракцією Френеля, а ефект півтіні практично виключений.
3. Високим ступенем фокусування випромінювання й високою його спрямованістю ($\alpha_p \sim 10^{-4}$ рад або $\sim 0,006$ градусів).

До цього слід додати, що СХВ має імпульсний характер. Тривалість імпульсів може змінюватися в широких межах від 10^{-9} с до 10^{-11} с із частотою повторення від сотень кГц до сотень МГц. Довжини хвиль випромінювання, використовувані в літографічному процесі із СХВ, залишаються в межах м'якого рентгенівського випромінювання ($4 \dots 12$) Å, для якого відпрацьовані резисти за умовою їх оптимізації (*AZ – PF 514*, *AREx-E*, ПММА тощо). Перелаштування довжини хвилі синхротронного випромінювання в накопичувальних кільцях здійснюється порівняно просто й може передбачатися в схемі накопичувача.

Особливості СХВ визначаються його генерацією. Для одержання потужного рентгенівського випромінювання використовуються переважно синхротрони, які розганяють за короткий час інжектовувані в них

електрони до значних енергій. Високоенергетичні електрони інжектуються в накопичувальні кільця, у яких пучок високоенергетичних електронів може циркулювати тривалий час.

На рис. 15.4 наведена схема накопичувального кільця з елементами його керування. Основним його елементом є вакуумна камера, уздовж якої розміщені фокусувальні й поворотні магніти. Фокусувальні магніти стягують електрони у вузький пучок, який рухається по осі камери. Поворотні магніти викривляють траєкторію електронів, змушуючи їх рухатися по дугах окружності.

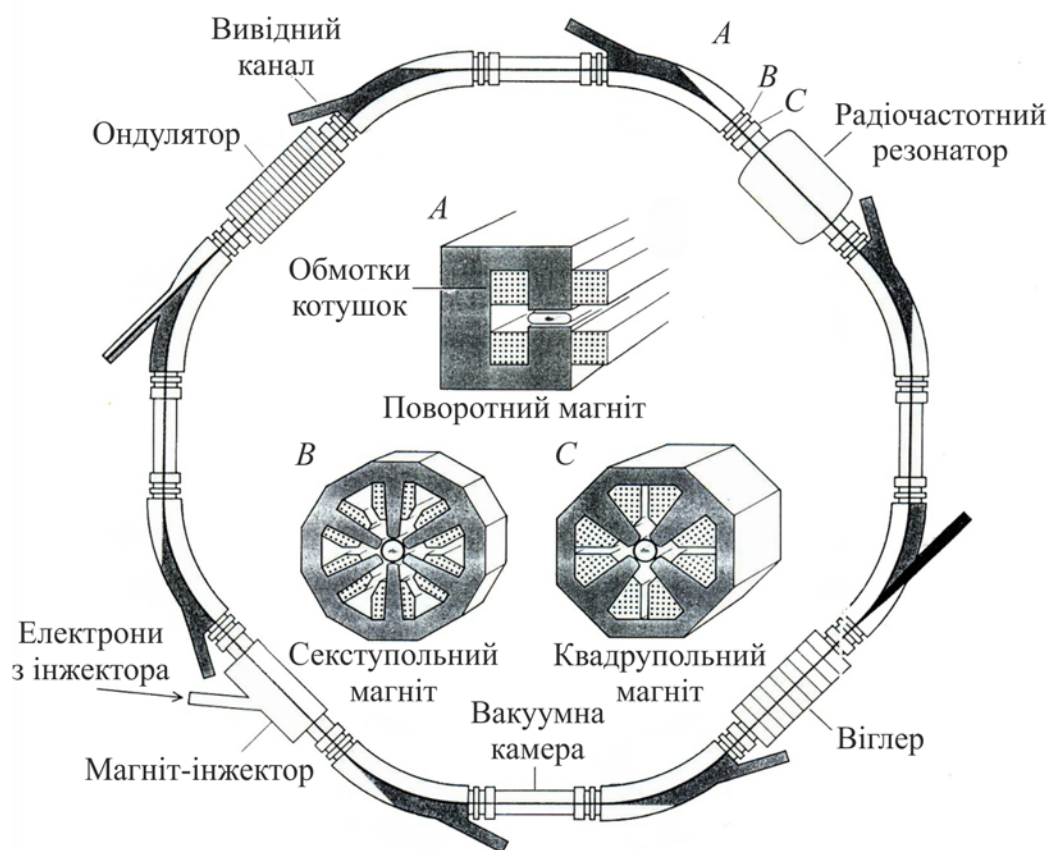


Рис. 15.4. Схема накопичувального кільця для одержання синхротронного випромінювання: A, B, C – фрагменти будови поворотних і фокусувальних магнітів, які формують траєкторію електронного променя у накопичувачі

Синхротронне випромінювання виникає на криволінійних ділянках кільця, які зв'язані між собою прямолінійними ділянками накопичувача. Таким чином, поворотні магніти є джерелами СХВ, а рентгенівське СХВ

буде являти собою послідовність цугів з інтервалами, обумовленими рухом електронів по прямих секціях накопичувального кільця.

Випромінювання виводиться через вихідні камери (див. рис. 15.4) до об'єкта опромінення, яким у цьому випадку є маска й підкладка з резистом (рис. 15.5).

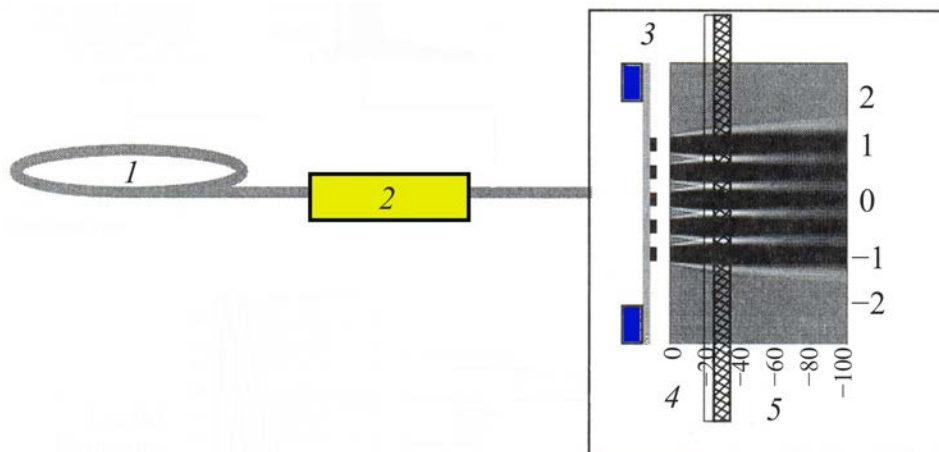


Рис. 15.5. Принципова схема передачі синхротронного випромінювання від синхротронного кільця до резисту з підкладкою: 1 – накопичувальне кільце; 2 – експонувальний промінь; 3 – маска; 4 – резист; 5 – підкладка

Крім згаданих магнітів на накопичувальному кільці можуть бути встановлені й інші магнітні пристрої, які одержали назви віглерів і ондуляторів. Їх роль полягає в значному збільшенні яскравості (світності) рентгенівського випромінювання відносно яскравості, досяжної в поворотних магнітах. Віглер щодо цього трохи поступається ондулятору. Вони також різняться структурами енергетичних спектрів: в ондулятора спектр в основному дискретний, у віглера – суцільний (рис. 15.6).

Для рентгенівського синхротронного випромінювання його яскравість приблизно у 10^6 разів може перевищувати інші джерела випромінювання. Середня спектральна яскравість є характеристичним параметром енергетичних спектрів СХВ й вимірюється фотонами / $(\text{с} \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{мрад}^2 \cdot 0,1\%)$ ширини смуги випромінювання. Таким чином, середня спектральна яскравість є потік випромінювання (кількість фотонів у секунду) в одиниці тілесного кута з одиниці поверхні джерела.

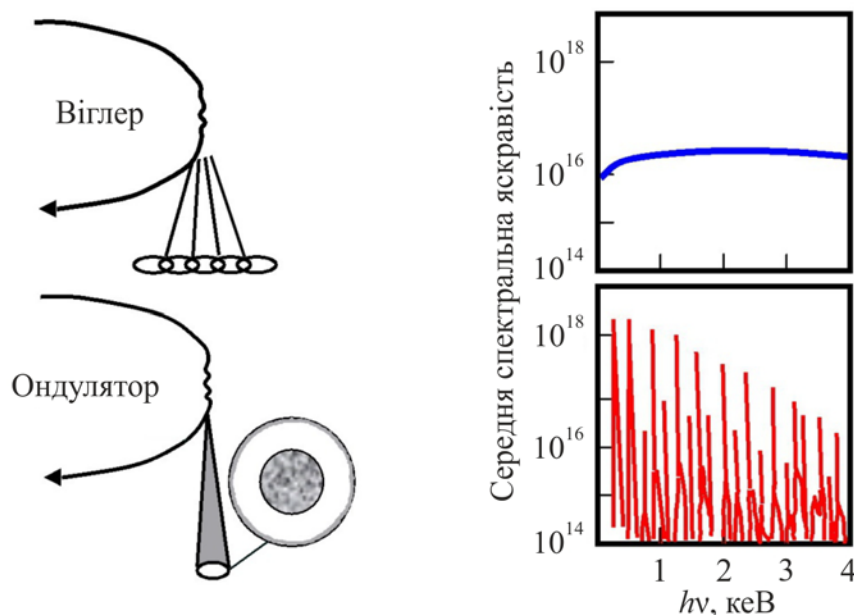


Рис. 15.6. Діаграми спрямованості й енергетичні спектри синхротронного випромінювання

При швидкості багато меншій швидкості світла ($v \ll c$) електрони випромінюють практично у всіх напрямках, їх випромінювання має низьку інтенсивність, максимум якої припадає на довгохвильову частину спектра (видимого й ІЧ діапазонів).

Інтенсивність, спрямованість і частота випромінювання різко зростають при релятивістських швидкостях електронів, енергія яких лежить в області ГеВ. За таких швидкостей ($v \leq c$) енергія електронів оцінюється релятивістським коефіцієнтом:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{E}{m_0 c^2} \approx 1957 E, \text{ ГеВ}, \quad (15.4)$$

де E – енергія високоенергетичних електронів у накопичувачі; $m_0 c^2 \approx 0,5 \text{ МеВ}$ – енергія спокою електрона.

Природня розбіжність променя приблизно дорівнює відношенню $m_0 c^2 / E$. за порядком величини це становить 10^{-4} рад або 10^{-3} град., а

випромінювання електронів переважно вперед, що обумовлює паралельність променів у пучку рентгенівського випромінювання.

15.4. Універсальна функція розподілу

Зв'язок питомої потужності випромінювання з енергією фотонів у всьому діапазоні СХВ представляється універсальною функцією розподілу (універсальною кривою), наведеною на рис. 15.7. На ній точка $E_{кр}$ розділяє область високоенергетичних фотонів у спектрі СХВ (ліворуч) з довгохвильовою їх областю (праворуч).

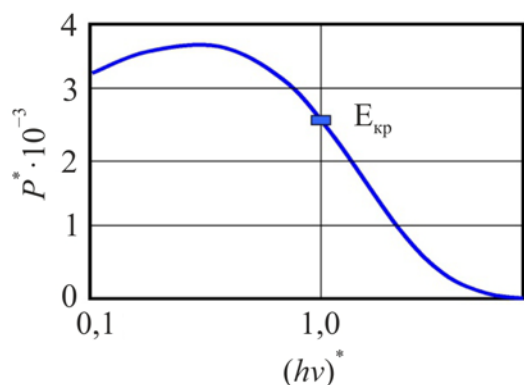


Рис. 15.7. Універсальна функція розподілу потужності у СХВ: P^* – нормована спектральна густина потужності; $(hv)^*$ – нормована до $E_{кр}$ енергія фотонів

Універсальна крива відображає основні параметри СХВ, які підлягають визначенню відповідно до співвідношення (15.4).

Для вихідного променя СХВ до таких параметрів відносяться:

1. $\lambda_{кр}$ – критична довжина хвилі;
2. λ_m – довжина хвилі, яка відповідає максимуму універсальної кривої;
3. $E_{кр}$ – критична енергія;
4. P – повна потужність випромінювання.

Нормована величина потужності СХВ, P^* , відповідна до осі ординат на рис. 15.7, визначається добутком величин $E_{кр}$ і EI у вигляді

$$P^* = 15,83 \cdot E_{кр} \cdot EI, \text{ Вт/еВ.} \quad (15.5)$$

Якщо як приклад прийняти для накопичувального кільця $E = 1$ ГеВ, $I = 0,1$ А, $R = 2$ м, $\alpha_p = 30$ мрад, то отримаємо:

$$\lambda_{кр} = 11,18 \text{ \AA}, \lambda_m = 4,7 \text{ \AA}, E_{кр} = 1106,9 \text{ еВ}, P = 4,42 \text{ кВт}.$$

Потужність променя P_Λ у межах $\alpha_p = 30$ мрад буде дорівнювати $P_\Lambda = 0,705 \cdot 30 = 21,15$ Вт. При цьому потік фотонів, який припадає на 1% смуги $\lambda = \lambda_{кр} = 11,18 \text{ \AA}$, складе $1,6 \cdot 10^{13}$ фот/с.

Для накопичувальних кілець із $E 1 \leq \text{ГеВ}$ і $R \geq 2$ м розбіжність рентгенівського пучка лежить у межах від $0,5$ мрад до ≤ 1 мрад, що обмежує потужність пучка декількома сотнями мВт.

З викладеного випливає, що синхротронне випромінювання по сукупності його властивостей найбільше відповідає вимогам нано- і субмікронної технології як у мікроелектроніці, так і в мікромеханіці.

Основним недоліком СХВ в цьому ракурсі є висока вартість. Синхротрон і накопичувальне кільце по суті являють собою машинний комплекс на базі високих технологій.

15.5. Особливості структури рентгенівських масок і обмеження в них

Однією з важливих ланок у рентгенівській літографії є маска (шаблон), особливості якої пов'язані з її технологією й надійністю. На рис. 15.8 наведена типова структура маски (не в масштабі), використовувана в субмікронній рентгенівській літографії.

У ній основною ланкою є тонка ($1,5 + 2$ мкм) мембрана, на якій формується тіньовий рисунок зображення, передаваного на резист. Мембрана укріплена на кільці жорсткості, яке фіксує розміри маски й збільшує механічну міцність мембрани. Із цією метою кільце виконане скляним (пірекс). Мембрана зміцнюється на кільці за допомогою кремнієвої пластини. Її незахищена частина надалі стравлюється, відкриваючи доступ рентгенівському випромінюванню до шаблону.

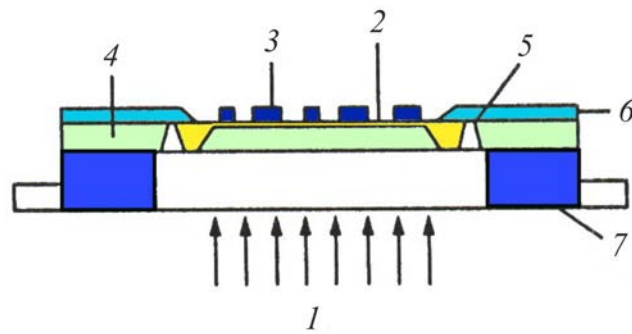


Рис. 15.8. Типовий варіант структури тіньової маски в рентгенівській літографії:
 1 – експонувальне випромінювання; 2 – мембрана зі слабопоглинального матеріалу;
 3 – поглинальна апертура з важких металів зі значним поглинанням; 4 – підкладка;
 5 – вікно для юстування; 6 – поліімідне покриття; 7 – кільце жорсткості

Товщина шарів, які входять у структуру маски, за заданої довжини хвилі випромінювання визначається коефіцієнтом поглинання в них. Вибір матеріалів для них обумовлюється вимогами до них за їх функціональними призначеннями з урахуванням параметрів рентгенівського випромінювання.

У першу чергу, це стосується вибору матеріалу мембрани. Матеріал мембрани має бути прозорим для експонувального рентгенівського випромінювання, мати гладку плоску поверхню із прийнятною шорсткістю, мати резистивність до значних доз випромінювання, зберігаючи при цьому високу просторову стабільність. Він має бути стійким до ушкоджень і витримувати нанесення на тонку мембрану важких металів поглинальних апертур. При цьому відхід розмірів зображення не має перевищувати десяти відсотків.

Одночасно матеріал мембрани повинен також мати оптичну прозорість, яка забезпечує надійну сумісність шаблонів і підкладки.

Для м'якого рентгенівського випромінювання поки не знайдений матеріал, який би відповідав усім перерахованим вимогам і за сукупністю своїх параметрів був би близьким до оптимального. Звідси, вибір матеріалу для мембрани є компромісним рішенням: між великою

товщиною й слабким поглинанням, механічною міцністю й стабільністю, технологією, вартістю й продуктивністю тощо.

Значну прозорість мають матеріали з малим значенням добутку ρZ^2 ($Z < 28$), де ρ – густина матеріалу, Z – атомний номер його елемента. До них відносяться берилій, графіт, алмаз, алюміній, кремній, їх бінарні сполуки Al_2O_3 , SiO_2 , SiC , Si_3N_4 , BN , BNH , а також Si_3N_4 – SiC_2 – Si_3N_4 у сендвіч структурі, полімери (поліімід, поліселен, майлар, коптон тощо). Однак більшість із них і, у першу чергу, полімери, під дією дози рентгенівського випромінювання руйнуються, що значно скорочує їх термін служби.

На рис. 15.9 для деяких матеріалів, використовуваних у мембранах, наведені спектральні залежності коефіцієнта поглинання $\alpha_{\text{п}}(\lambda)$ (а), і коефіцієнта пропускання T від товщини $d_{\text{м}}$ мембрани (б).

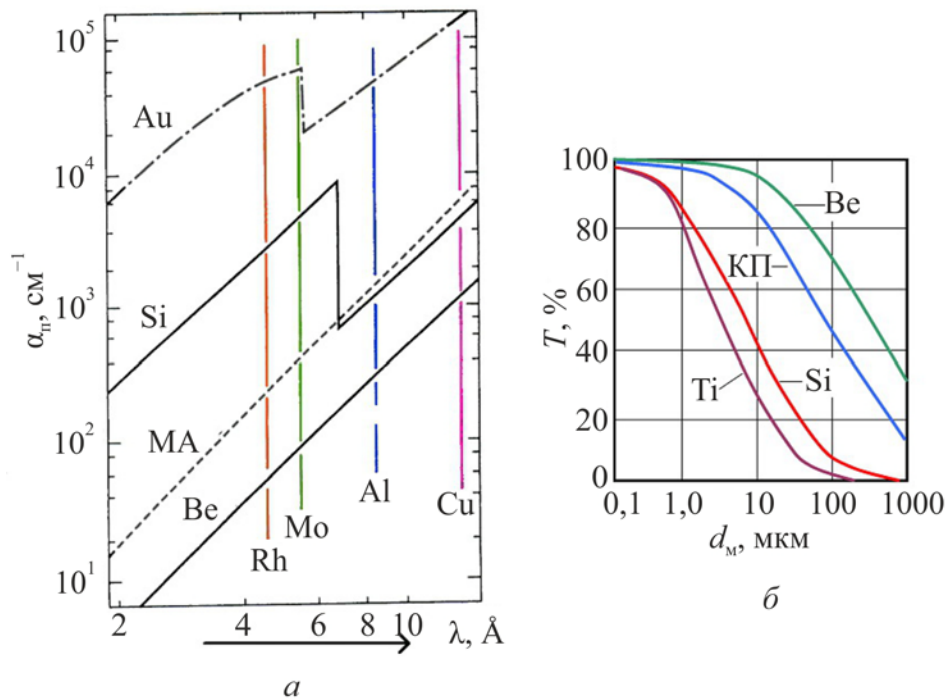


Рис. 15.9. Типові спектральні характеристики коефіцієнта поглинання для матеріалів, використовуваних у структурах рентгенівських шаблонів (а); пропускання рентгенівського випромінювання для матеріалів мембран у масках (б): МА – майлар; КП – коптон

З наведених графіків випливає, що берилій ($\rho \cong 0,18 \text{ г/см}^3$, $Z = 4$) для м'якого рентгенівського випромінювання має найменший коефіцієнт поглинання й найбільше пропускання. Мембрана з берилію товщиною в кілька сот мкм за поглинанням дорівнює кремнієвій мембрані товщиною 2...5 мкм.

Однак берилій і його окисли сильно токсичні. До обробки – це крихкий метал, який потребує спеціального поводження з ним. Основне застосування берилія в рентгенівській літографії обмежено вихідними вікнами рентгенівських трубок і накопичувальних кілець.

Альтернативою берилію в мембранній технології може бути кремній товщиною до 2 мкм, приблизно такої ж товщини титан, графіт товщиною від 125 мкм до 250 мкм, який наноситься безпосередньо на резист, а також поліїмід, товщиною декілька мкм.

Залежно від матеріалу мембрани в її технології можуть бути використані різні технологічні прийоми. Як приклад на рис. 15.10 наведена структура маски з поліїмідною мембраною. У ній на кремнієву підкладку маски осаджується шар нітриду бору, товщиною декілька мкм, на який центрифугуванням наноситься шар поліїміда (~ 6 мкм). Потім кремнієва пластина в межах вікна кільця жорсткості стравлюється. Поліїмід і нітрид бору мають приблизно однакові коефіцієнти поглинання ($\sim 10^2 \text{ см}^{-2}$ за $\lambda \approx 4 \text{ \AA}$), що обумовлює малі втрати експонувального рентгенівського випромінювання.

У кремнієвій технології масок використовуються також кремнієві мембрани. Пропускання кремнієвих мембран товщиною 1 мкм і 2 мкм приблизно дорівнює: Si:B – 0,63/0,46, Si, SiO₂ – 0,56/0,40, SiC – 0,57/0,41, SiN – 0,56/0,39.

З наведених цифр випливає, що кремнієва пластина товщиною 1 мкм у межах м'якого рентгенівського випромінювання послабляє його на (50...40)%. Ці втрати необхідно враховувати як у параметрах резиста, так і в часі експонування.

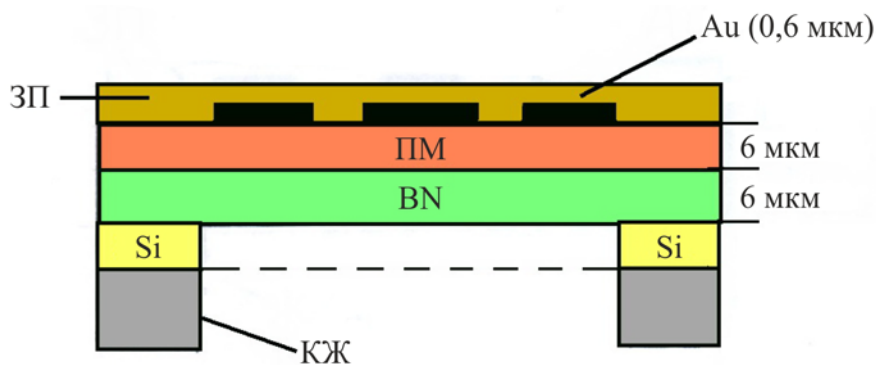


Рис. 15.10. Принципова будова маски з поліімідною мембраною:

ЗП – захисне покриття; ПМ – поліімідна мембрана; КЖ – кільце жорсткості

Для поглинальних покриттів використовуються важкі метали з високим атомним числом і більшою густиною. У першу чергу до них слід віднести Au, W, Ta, для яких Z відповідно дорівнює 79, 74, 73. Їх питома густина лежить у межах від 19 г/см^3 до 17 г/см^3 . Їх пропускання при товщинах 1 мкм і 2 мкм за тих самих умов, у яких розглядалося пропускання мембран, відповідають: Au, W – 0,14/0,05, Ta – 0,20/0,07.

Товщини поглинальної апертури в рентгенівському випромінюванні значно перевищують товщини хромових покриттів у тіньовій фотолітографії, а товщини несної підкладки в багато разів виявляються менше. Цей фактор є обмежувальним знизу товщини мембрани й пропускання затемнювальних покриттів.

З наведеної трійки металів золото отримало переважне поширення. У діапазоні енергії квантів від 1...2 кеВ до 30 кеВ золото характеризується найбільшим коефіцієнтом поглинання (див. рис. 15.9).

Технологія його посадки на мембрану й прорисовування зображення достатньо проста (електроосадження та іонне травлення).

Нижче наведені товщини d_n золотих покриттів у функції довжини хвилі експонувального рентгенівського випромінювання, які послабляють його на 90%:

$\lambda, \text{Å}$	4,4	8,3	13,3	44,8
$d_n, \text{мкм}$	0,7	0,5	0,2	0,08

Для золотого покриття товщиною $d_n = 0,5$ мкм іоннопроменевим травленням досягається роздільність $l_{\min} \sim 0,4$ мкм. Для більш високих роздільностей необхідний тонший шар золота (0,08 мкм), і більш м'яке випромінювання (12...13 Å). За цих умов може бути отримана роздільність до 0,16 мкм.

Вольфраміві й танталові покриття також легко травляться сухим травленням. Однак їх технологія складніша технології золотих покриттів, до того ж тантал поступається золоту за коефіцієнтом поглинання приблизно в 1,5 рази.

При синхротронному випромінюванні досяжні роздільності можуть бути отримані за межами $\leq 0,1$ мкм. У цьому випадку вимоги до рентгенівських шаблонів обмежують допуски за товщиною поглинача не вище одного відсотка, а відхід ширини лінії Δl не має перевищувати 10%.

Якщо прийняти ці цифри, то розкид у пропусканні не має перевищувати 0,01, тобто

$$\frac{\delta T}{T} = -\alpha_{\Pi} (\delta d_{\Pi}) \leq 0,01, \quad (15.6)$$

де δd_{Π} – допуск за товщиною поглинача й за $\alpha_{\Pi} = 1 \text{ мкм}^{-1}$ δd_{Π} не має перевищувати 10 нм по всій площі шаблону. Звідси виникає обмеження по механічних і температурних напругах у шаблоні й у масці в цілому.

За напруги розтягання, яка виникає у мембрані, наприклад, внаслідок вигину, коефіцієнт поглинання в ній збільшується й лінійно зростає зі збільшенням напруги. І як наслідок, збільшення α_{Π} приводить до зменшення пропускання мембрани. За більших механічних напруг це може привести до викривлення зображення й співвідношення (15.6) уже не буде виконуватися. За малого коефіцієнта поглинання це обмеження α_{Π} у мембрані практично не впливає на роздільність, але приводить до зростання часу експонування. За товстого резиста воно може зрости до декількох годин.

Органічні резисти й резисти на основі халькогенідних стекл являють собою багатокомпонентні матеріали. Їх поглинання визначається усередненням по вагових коефіцієнтах поглинання кожного з компонентів. Такий коефіцієнт поглинання називається масовим. Якщо рентгенівське випромінювання містить багатосмуговий спектр, то для визначення поглинання в резисті необхідно також усереднювати α_{Π} за потужністю кожної смуги.

У найпростішому випадку тіньового друку в нехтуванні дифракційними втратами контраст шаблону буде в основному визначатися пропусканням поглинальної апертури. При цьому коефіцієнт модуляції M , як і у випадку оптичної літографії, визначиться відношенням

$$M = \frac{I_{\text{пр}} - I_{\text{п}}}{I_{\text{пр}} + I_{\text{п}}} = \frac{1 - T_{\text{п}}}{1 + T_{\text{п}}}, \quad (15.7)$$

де $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{п}}$ – інтенсивності рентгенівського випромінювання, що пройшло крізь незатемнені ділянки маски й ділянки, закриті поглиначем, відповідно.

У цьому наближенні коефіцієнт модуляції випромінювання, яке пройшло крізь маску, буде пов'язаний з контрастом у вигляді

$$M = \frac{\gamma_{\text{р}} - 1}{\gamma_{\text{р}} + 1}, \quad (15.8)$$

де

$$\gamma_{\text{р}} = \frac{1}{T_{\text{п}}}. \quad (15.9)$$

Для вузької смуги спектра й за заданої товщини поглинача $d_{\text{п}}$ вираз (15.7) може бути зведений до вигляду:

$$M = \frac{1 - e^{-\alpha_{\text{п}}d_{\text{п}}}}{1 + e^{-\alpha_{\text{п}}d_{\text{п}}}}. \quad (15.10)$$

Усі параметри в наведених співвідношеннях є функціями довжини хвилі рентгенівського випромінювання й товщини поглинача.

Як приклад на рис. 15.11 наведені залежності $M(d_{\text{п}})$ у випадку золотого поглинача для синхротронного випромінювання з $\lambda = (0,5 \dots 1,2) \text{ \AA}$ (крива 1) і $\lambda \approx 12 \dots 15 \text{ \AA}$ (крива 2).

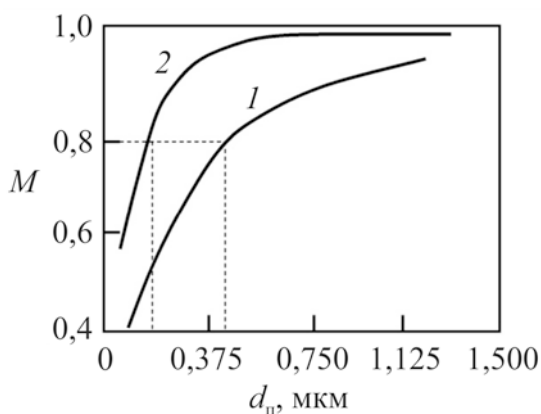


Рис. 15.11. Коефіцієнт модуляції у функції товщини поглинальної апертури:
 1 – синхротронне джерело $\lambda = (0,5 \dots 1,2) \text{ \AA}$;
 2 – плазмове джерело $\lambda = 12 \dots 15 \text{ \AA}$

Із зіставлення кривих випливає, що крива 2 порівняно із кривою 1 має більш високий контраст, що визначає за однакових коефіцієнтів модуляції суттєво меншу товщину поглинача.

Мінімально прийнятна величина коефіцієнта модуляції в рентгенівській літографії лежить у межі 0,6. Відповідно до співвідношення (15.8) такому значенню коефіцієнта M відповідає $\gamma_{\text{р}} = 4$. Якщо скористатися кривою 2 на рис. 15.11, то в цьому випадку товщина поглинача буде дорівнювати $\sim 0,1$ мкм.

Для субмікронної літографії контраст має бути порядку 6...7 за товщин поглинача 300...500 нм, а коефіцієнт модуляції $M \geq 0,8$.

З викладеного можна зробити висновок, що при обраних матеріалах мембрани й поглинальної апертури, обмеження характеристик маски регламентується трьома параметрами: M , $\gamma_{\text{р}}$, $d_{\text{п}}$ у відповідності зі спектром експонувального випромінювання й роздільності літографії.

16. ХАРАКТЕРИСТИКА ІОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ЛІТОГРАФІЇ ТА ЇЇ АПАРАТУРНА РЕАЛІЗАЦІЯ

16.1. Високоенергетичні легкі іони в іонно-променевої літографії

За сукупністю своїх характеристик іонно-променевої літографія (ІПЛ) відноситься до технології з високою роздільністю. Її фізичні, технологічні й апаратурні бази, а також метрологія сьогодні вже близькі до виробничих вимог мікролітографії. ІПЛ має багато спільного з електронно-променевою літографією. Однак її відмітні риси відкривають нові можливості в субмікронному прорисовуванні зображень, невласиві електронно-променевої літографії.

Розвиток іонно-променевої літографії стримувався відсутністю стабільних джерел іонів необхідної яскравості й ефективних засобів фокусування іонних пучків, які б відповідали вимогам прорисовування на резисті з максимальною роздільністю. Однак в останні три десятиліття було досягнуто значних успіхів у подоланні цих проблем. Було створено багатомітерні іонні пушки з яскравістю $10^6 \dots 10^8 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ із розкидом енергії по пучках для легких іонів, що не перевищує декілька еВ, а також іонно-оптичні колонки з фокусуванням іонного променя до розмірів, які забезпечують роздільність не гірше $0,15 \pm 0,05 \text{ мкм}$ за внутрішніх втрат $\sim 25 \text{ нм}$.

В електронній техніці широко вживають метод імплантації при легуванні напівпровідників – базова технологія субмікронної інтегральної електроніки, плазмово-іонне травлення, коректування масок для рентгенівської літографії й інші технології, у яких використовують взаємодію іонних пучків із твердим тілом. Ці технології є зрілими. Їх база сприяє розробці й створенню комплексів іонно-оптичної апаратури промислової технології іонно-променевої літографії.

Специфіка ІПЛ обумовлена великою масою іона відносно маси електрона. Цим визначаються її позитивні сторони та її обмеження.

В іонно-променевої літографії переважно використовуються легкі іони, у першу чергу високоенергетичні H^+ і He^+ . Відношення їх мас до маси електрона становить 1800 і 7200, відповідно. За настільки великого співвідношення мас зіткнення іонів з електронами в мішені (резист, Si, SiO_2 тощо) майже не змінює їх прямолінійної траєкторії. Глибина проникнення іона в мішень на порядки перевищує пробіг електрона за порівнянних енергій частинок. Довжина пробігу іона у твердому тілі (зокрема, у резисті) залежить від його маси m_i , і енергії E_i . Чим більша його маса, тим менший пробіг іона h_i , і чим більша початкова енергія іона E_0 , тим більший h_i . Так, якщо іон Ar^+ ($m_i = 39,9$ а.о.м.) і іон H^+ ($m_i = 1,008$ а.о.м.) повинні мати однакові пробіги в резисті, то їх енергії мають бути приблизно пропорційні відношенню їх мас. Якщо в цьому прикладі прийняти $h_i \approx 3000 \text{ \AA}$, то для пробігу протона достатньо енергії ~ 15 кеВ, а для Ar^+ ~ 600 кеВ. Крім того, на відміну від електрона й рентгенівських квантів довжина пробігу іона є величина кінцева, яка однозначно задається його енергією, і може бути табульована для різних матеріалів мішеней.

У таблиці 16.1 для легких іонів наведені величини їх пробігів для малих, середніх і великих енергій. З таблиці випливає, що високоенергетичні протони (1500...2000 кеВ) проникають у резист на глибину в кілька десятків мкм. У той же час, іон Ar^+ за таких самих енергій має пробіг, який не перевищує одного мкм.

Таблиця 16.1

Довжина пробігу легких іонів у резисті ПММА залежно від їх енергій

Параметр	H^+/He^+				
E, кеВ	40	100	120	240	1500
h_i , мкм	0,52/0,44	1,08/0,92	1,12/0,96	1,85/1,55	40/10

Експонування резиста приблизно однакове по всій довжині пробігу за винятком десятикратного збільшення в самому його кінці, як це ілюструється на рис. 16.1 для протонів з початковою енергією 2 МеВ на прикладі кремнієвої мішені.

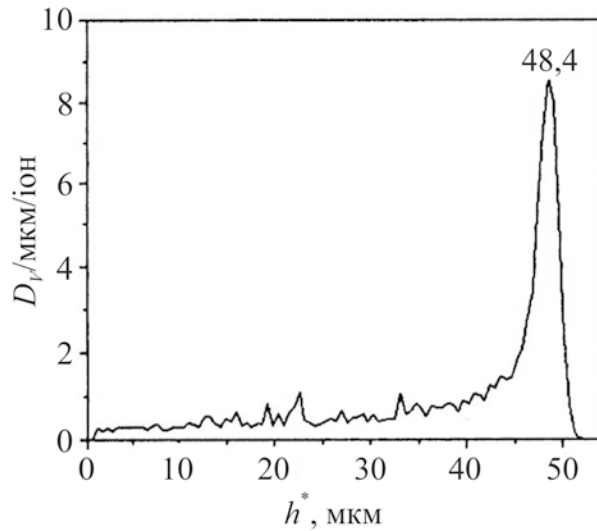


Рис. 16.1. Розрахований профіль вакансій D_V , які виникають у кремнії уздовж треку H^+ пучка з енергією 2 МеВ

16.2. Взаємодія іонних пучків з резистом і його активація

Механізм активації обумовлений зіткненням іонів з атомами резиста. Результатом таких зіткнень є іонізація атомів мішені з появою в ній вторинних електронів, з одного боку, і за високих енергій зміщення її атомів, з іншої сторони. У першому наближенні обидва механізми можна розглядати як пружні зіткнення, а втрату енергії імплантовуваним іоном безперервною, кеВ/мкм. Для легких іонів (H^+ , He^+) в ПЛІ втрата енергії уздовж траєкторії пробігу визначається переважно електронним гальмуванням. Для важких іонів великої енергії необхідно враховувати як електронне, так і ядерне гальмування. Сумарні втрати зберігаються сталими в широкому діапазоні енергій іонів, а довжина пробігу іонів буде приблизно пропорційна їх початковій енергії.

Стосовно енергії протонів в ІПЛ енергія вторинних електронів дуже мала й не перевищує 50...100 еВ. Однак її достатньо для розривання зв'язків атомів у випадку позитивних резистів або їх замикання у випадку негативних резистів. У протонній літографії це основний механізм активації резиста й підвищення його чутливості, яка в 2...3 рази вище відносно електронно-променевої літографії за порівнянної енергії частинок в обох випадках.

Чутливість резистів до протонів з енергією 120 кеВ і 20 кеВ становить за порядком величини 10^{12} і 10^{14} іон/см², відповідно. Для важких іонів, наприклад Ar^+ , за тих же 120 кеВ чутливість резиста близька до 10^{12} ... 10^{11} іон/см². За такої чутливості резистів достатня доза експонування залежно від їх типів коливається в межах 30...150 нКл/мм², що приблизно на порядок – два менше, ніж для електронів.

Відзначені характеристики іонного пучка дають змогу використовувати в субмікронній ІПЛ товсті (> 10 мкм) стабільні й дешеві резисти, більш чутливі до іонних пучків, ніж до електронних. Для високоенергетичних протонних пучків із пробігом у резисті в десятки мікрометрів можливе в одношаровому резисті глибоке експонування без додаткових технологічних прийомів і втрати дози, що не властиво іншим літографіям, у яких доза експонувального випромінювання експоненційно зменшується в глиб резиста. При цьому, глибина експонування може бути точно задана енергією протона. Це спрощує оптимізацію параметрів резиста в ІПЛ при формуванні необхідного рельєфу, в тому числі 3D структур.

З викладеного випливає, що товщина резиста в іонно-променевої літографії регламентується енергією іона. За енергії протонів в 50...100 кеВ їх пробіг у резисті не перевищує одного мкм при збереженні високої роздільності. Так за енергії протонів 70 кеВ, дозі $5 \cdot 10^{12}$ іон/см² і товщині резиста 0,6 мкм, рівної пробігу іона, була отримана роздільність ~ 0,15 мкм, що відповідає субмікронній літографії.

16.3. Обмеження роздільності в іонно-променевої літографії

Особливістю протонного пучка в ПЛ є мала його розбіжність практично на всій глибині пробігу (рис. 16.2). Порядок розбіжності для 2 МеВ протонного пучка становить 0,1 мкм на 2 мкм початкового пробігу.

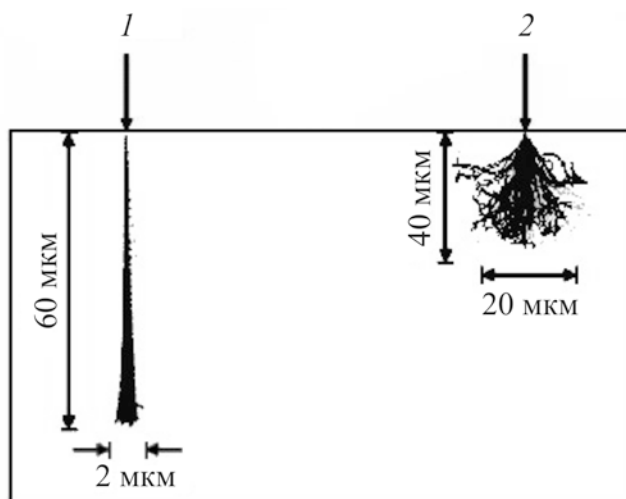


Рис. 16.2. Розраховані профілі розсіювання й глибини проникнення в резист експонувальних випромінювань: 1 – 2 МеВ Н⁺; 2 – 50 кеВ електронів.

Товщина резиста 60 мкм

Мале поперечне розсіювання разом із довжиною пробігу протонного пучка дає змогу отримувати в резисті структури з вертикальними гладкими стінками з високою точністю краю. Обмежуючим фактором тут є стабільність пучка і його просторова роздільність.

Висока роздільність іонно-променевої літографії обумовлена не тільки малою розбіжністю протонного променя в резисті, але й малим розсіюванням іонів як уперед, так і назад. На рис. 16.3 наведений поперечний профіль пучка, розрахований для тисячі протонів з енергією 2 МеВ у ПММА резисті товщиною 10 мкм. Центральна його частина (темна) відповідає пучку протонів, тонкі лінії – треки вторинних електронів. Звідси випливає, що ефекти близькості не вносять скільки-небудь помітних втрат у роздільність. Якщо підкладкою резиста служить

кремній, то зворотне розсіювання іонів у ньому повністю відсутнє, що виключає підкладку з факторів обмеження роздільності. Поглинальна апертура масок (шаблонів) в ПЛІ виконується переважно золотим покриттям. Золото розсіює протони. Однак у цьому випадку кількість іонів, які розсіюються назад, сильно обмежена та їх ефективність в активації резиста невелика.

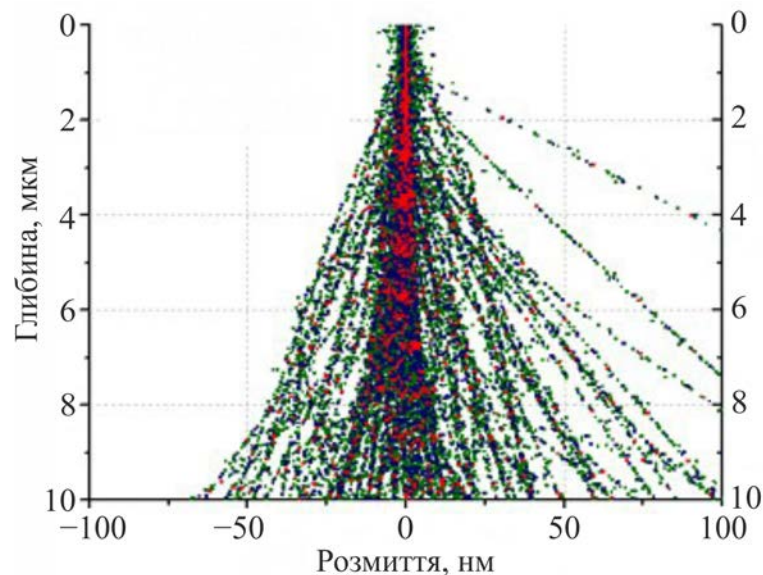


Рис. 16.3. Розрахований поперечний енергетичний профіль протонного пучка в резисті (центральна частина), тонкі зелені лінії – треки вторинних електронів

Дифракційні втрати в ПЛІ, як і у випадку електронно-променевої літографії, гранично малі в силу малості довжини хвилі де Бройля. За однакових прискорювальних напруг для електрона та іона довжина хвилі останнього може бути визначена формулою:

$$\lambda_i = \lambda_e \cdot \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \quad (16.1)$$

де $\lambda_e = \frac{12,26}{\sqrt{V}}$ – довжина хвилі електрона, V – прискорювальна напруга у Вольтах. Для $V = 10^5$ В довжина хвилі електрона буде дорівнювати

$\lambda_e = 7,2 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ і відповідно для протона – $\lambda_i = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$. За $V = 2 \text{ МВ}$ $\lambda_i \approx 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$, а $\lambda_e = 8,75 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$.

З наведених цифр випливає, що довжина хвилі високоенергетичних протонів в ІПЛ не перевищує 10^{-4} нм . Порівняно з абераційними втратами в іонно-променевої літографії дифракційними втратами можна знехтувати. Методи розрахунків і мінімізації абераційних втрат аналогічні методам в електронно-променевої літографії.

За всіх інших рівних умов максимальна роздільність буде обмежуватися ступенем фокусування іонного пучка, яка, у свою чергу, може бути обмежена енергією іона. Це, у першу чергу, стосується магнітних лінз, поле яких пропорційно $\sqrt{\frac{m_i V}{f}}$, де f – фокусна відстань лінзи. За значних прискорювальних напруг й малих фокусних відстаней магнітне поле лінзи має бути дуже великим. Одержання настільки значних полів у магнітній лінзі обмежує їх застосування у високоенергетичній іонно-променевої літографії.

Електростатичні лінзи характеризується значними абераційними втратами, які не дають змоги одержувати малі просторові кути, α_p . Для мінімізації абераційних втрат використовується система електростатичних лінз. Така корекція дала змогу отримати субмікронну роздільність із протонним пучком діаметром $\sim 10 \text{ мкм}$ і енергією іонів $\leq 100 \text{ кеВ}$.

Система електростатичних лінз в іонно-оптичній колонці контролює також масштаб зображення в ній.

16.4. Проекційний друк в іонно-променевої літографії

Найбільш перспективним методом іонно-променевої літографії є проекційний друк, який допускає масштабування об'єкта (маски). При цьому структура й можливості оптичної колонки разом з «*overlay*» будуть обмежувати роздільність передавання зображення.

Тут слід зазначити, що в іонно-оптичній установці для середніх енергій протонів (≤ 500 кеВ) використовуються як магнітні, так і електростатичні лінзи.

Для прорисовування високо-енергетичними протонами (2...3,5 МВ) якості джерело використовуються переважно прискорювачі іонів.

Вузьким місцем у проекційній ІПЛ є шаблон (маска). Основний недолік масок – малий термін служби через руйнування тіньової апертури. Бомбардування шаблону високоенергетичними іонами спричиняє його розігрівання, приводить до вигину й жолобленню. Якщо відведення тепла від шаблону не ефективно, то це може привести до катастрофічного його викривлення.

Метод покрокового експонування в ІПЛ значно складніше, ніж в електронно-променевої літографії. Основні труднощі визначаються джерелами іонів з необхідною густиною струму й тимчасовою стабільністю, і фокусуванням променя до нанорозмірної плями, як це було відзначено раніше.

На рис. 16.4 наведені загальний вигляд простої іонно-оптичної колонки (а) і основні оптичні ланки проекційної іонно-променевої літографічної установки високої роздільності (б). Обидві колонки за своєю структурою мало чим відрізняються від такої ж в електронно-променевої літографії.

З рис. 16.4, б випливає, що передавання об'єкта до зображення містить у собі джерело іонів – конденсер – маску (шаблон) – дві фокусувальні електростатичні лінзи, які передають зображення із заданим коефіцієнтом зменшення.

У колонці передбачені мінімізація аберацій, контроль кута обертання (магнітна лінза), коефіцієнта масштабування (блок електростатичних лінз), переміщення підкладки в площині x - y платформи та інші ланки, які обумовлюють необхідний статус ІПЛ у виробничій лінії.

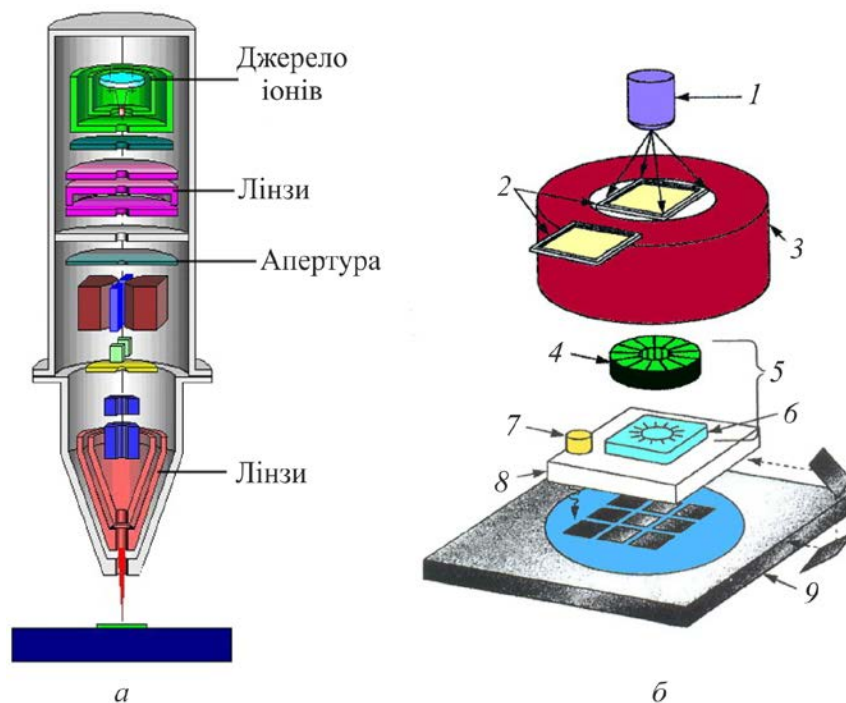


Рис. 16.4. Загальний вигляд іонно-оптичної колонки (а); основні ланки передавання зображення в проекційній іонно-променевої літографії (б): 1 – джерело легких іонів (H^+ , He^+); 2 – маска-шаблон; 3 – блок електростатичних лінз; 4 – багатополюсна магнітна лінза; 5 – блок фіксації зображення; 6 – сканувальний блок; 7 – оптична ланка юстування підкладки; 8 – опорна пластина; 9 – лазерний інтерферометр, який контролює x - y положення системи

Для корекції (мінімізації) сферичної й хроматичної аберацій використовуються ті ж методи, що й в ЕПЛ із урахуванням специфіки іонного пучка. Разом із системою фіксації зображення з точністю не гірше 10 нм була досягнута роздільність $0,15 \pm 0,005$ мкм.

Як було відзначено вище, для високоенергетичних протонів глибина фокуса аж до 100 мкм не обмежує помітно роздільність ($> 0,1$ мкм). Більша глибина фокуса в цьому випадку обумовлена малою числовою апертурою колонки $\sim 10^{-3}$ і малою довжиною хвилі іона.

Звідси випливає, що рельєф мішені в межі < 1 мкм не приводить до втрати роздільності за допуском або браку літографії. На рис. 16.5 наведено приклад іонно-променевої літографії з роздільністю 0,15 мкм на рельєфній $\sim 0,6$ мкм підкладці Si-SiO₂ отримання в одношаровому резисті товщиною 0,6 мкм зображення з гарною передачею його топографії.

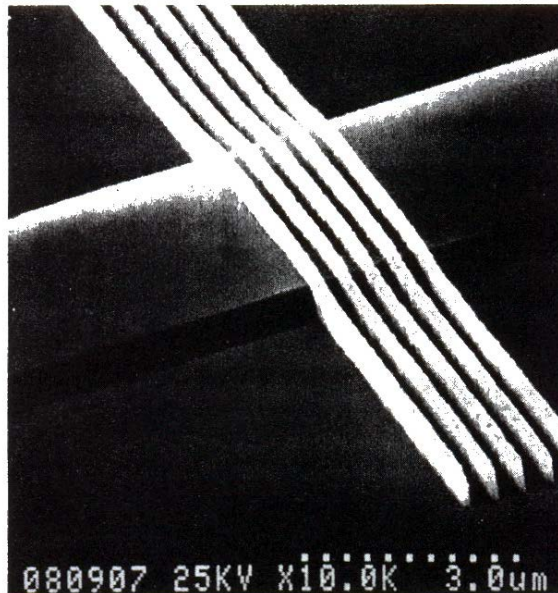


Рис. 16.5. Приклад іонно-променевої проєкційної літографії на рельєфній підкладці Si–SiO₂. Ширина й товщина лінії 0,15 мкм і 0,35 мкм відповідно. Висота виступів SiO₂ на краю пластини 0,6...0,7 мкм. Експонування променем 70 кеВ Н⁺, дозою – $5 \cdot 10^{12}$ іон/см² за товщини резиста 0,6 мкм

На рис. 16.6 показана ще одна структура оптичної колонки з трикратним зменшенням зображення з розміром підкладки – поля 20x20 мм² (а) і розраховані криві втрат роздільності й хроматичної аберації в ній (б). Якісно криві на рис. 16.6, б є типовими для установок протонної ПЛ.

Як видно з кривих, мінімум викривлення збігається з мінімумом хроматичної аберації в лінзовій системі колонки. Розбіжність іонного пучка після виходу з маски (шаблону) біля підкладки відповідає просторовому куту $\alpha_p \leq 2$ мрад. Це обмежує глибину фокуса 10 мкм і викривлення зображення 25...30 нм.

Обидві наведені установки відповідають вимогам промислової технології іонно-променевої літографії й прямого прорисовування.

У висновку слід зазначити ще один механізм передавання іонів на підкладку, який отримав назву каналювання. Суть його обумовлена траєкторією іонів у твердому тілі, утвореної двома рядами атомів ґратки, як це символічно показано на рис. 16.7.

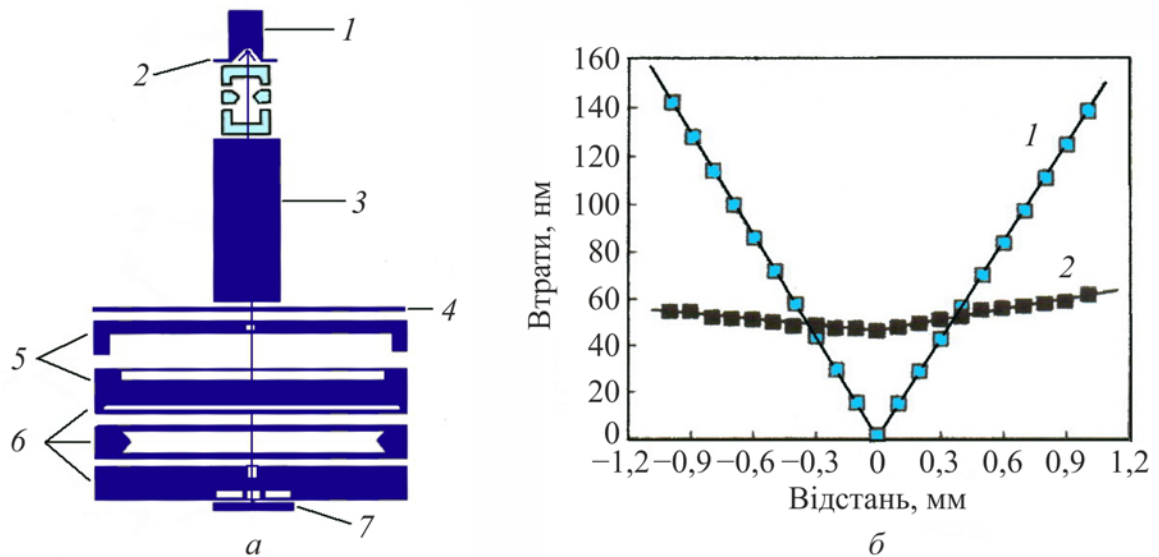


Рис. 16.6. а – схема вдосконаленої колонки протонного прорисовування з трикратним зменшенням зображення й технологічною площею $20 \times 20 \text{ мм}^2$:

1 – джерело з мультикатодною структурою; 2 – екстрактор іонів; 3 – іонно-оптична колонка; 4 – маска (шаблон); 5 – дисперсійна лінза; 6 – блок фокусувальних лінз;

7 – площина підкладки;

б – розрахункові криві втрат роздільності зображення (1) і хроматичної аберації (2) у межах поля експонування щодо осі іонно-променевої колонки

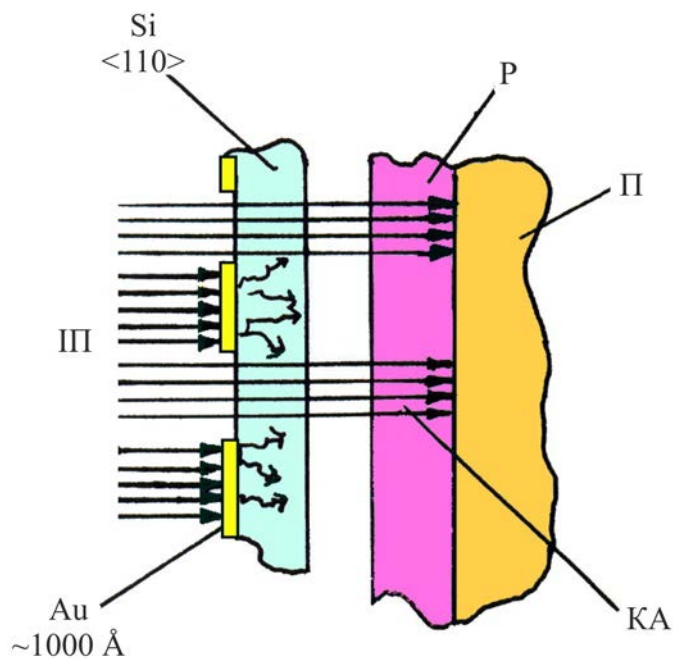


Рис. 16.7. Фрагмент іонного проектування з каналювальним шаблоном: III – пучки високоенергетичних іонів; Si – мембрана (мішень); Au – золоте покриття (розсіювальна апертура); КА – треки каналювальних іонів; P – резист; П – підкладка

На іон, що потрапив у такий канал, діють потенційні сили атомних рядів, які направляють його уздовж каналу. Іон пролітаючи по каналу втрачає енергію за рахунок слабких ковзних зіткнень зі стінками каналу. Звідси випливає, що за каналювання довжина пробігу іона може перевищувати в кілька раз довжину пробігу іона в аморфній підкладці.

Для якісного каналювання енергія іона має бути достатньою, щоб його довжина хвилі де Бройля була значно меншою сталої кристалічної ґратки матеріалу мішені. Для протонів ця енергія лежить у межах від 0,5 МеВ до 1 МеВ і більше.

Іншим фактором, який визначають якісне каналювання, є кут входу іона в канал. Він обмежений зверху критичним кутом:

$$\varphi_{\text{кр}} = \frac{2z_1z_2q^2}{\sqrt{Ed}}, \quad (16.2)$$

де z_1, z_2 – атомні номери іона й мішені, відповідно, d – відстань між атомами в рядку. Порядок кута $\varphi_{\text{кр}}$ – одиниці градусів. За $\varphi < \varphi_{\text{кр}}$ частинка дзеркально відбивається від стінок каналу, що відповідає мінімуму втрати нею енергії.

У промисловій іонно-променевої літографії каналювання майже не використовується. У нього є ряд недоліків, які цьому заважають. З них можна відзначити складність прорисовування елементів довільної геометрії, складність юстування іонного променя з мішенню, високий рівень бездефектності в ній, наявність у каналювальному промені так званих «хвостів», які приводять до викривлення зображення тощо.

Однак каналювання становить певний інтерес в обробці масок (шаблонів) на кристалічних підкладках (Si, Si₃N₄ тощо), як це представлено фрагментом на рис. 16.7. У такій масці тіньова апертура виконується золотим покриттям товщиною $\sim 1000 \text{ \AA}$ і більше. Золото

розсіює іони, які проходять крізь нього, і тим самим виключає їх захоплення у канал.

На закінчення цього розділу слід підкреслити, що мікролітографія є основною базовою технологією, яка забезпечила виробництво НВІС і УВІС. В останні десятиліття для всіх видів літографій характерним є інтенсивний їх розвиток, обумовлений тенденцією у твердотельній інтегральній електроніці до переходу до нанотехнології й наноелектроніки. Це вимагає від літографії не тільки високої роздільності, але й також високої її стабільності відтворення й продуктивності при прийнятній вартості. Компроміс у цьому випадку не завжди вдається через немінучі ускладнення як у технології літографії, так і в апаратурних можливостях.

Однак у комплексі всі чотири розглянуті мікролітографії, доповнюючи одна одну, мають можливості зняти всі основні обмеження, обумовлені нанорозмірністю.

РОЗДІЛ IV

ОБМЕЖЕННЯ РІВНЯ ІНТЕГРАЦІЇ В ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМАХ

17. ОСНОВНІ КРИТЕРІЇ ОБМЕЖЕННЯ

17.1. Вплив перегріву на надійність роботи інтегральних схем

Рівень інтеграції елементів на кристалі, N_e , в інтегральних схемах відповідає складності їх програм і об'єму пам'яті – тобто можливості перетворення й зберігання інформації. У НВІС, УВІС, НШНІС рівень інтеграції сягає $10^7 \dots 10^9$ елементів на кристал і продовжує збільшуватися зі зростанням рівня мініатюризації за межі субмікронних розмірів.

Обмеження рівня інтеграції по суті є граничними умовами для стабільної й надійної роботи інтегральної схеми в цілому. Вони розглядаються в ракурсі критеріїв: теплового, топологічного, конструктивного, виходу придатних (економічного).

Найбільш суттєві обмеження рівнів інтеграції обумовлені тепловим бар'єром – кількістю тепла, яку можна відвести від кристала інтегральної схеми за допустимого рівня його перегріву. Перегрів є основним чинником втрати стабільності й надійності інтегральних схем.

Максимально допустима температура кристала обмежується часом наробки на відмову (ЧНВ) і лавинним пробоем, наприклад $p-n$ переходу транзистора. При цьому лавинний пробій приводить до катастрофічного виходу з ладу елемента або інтегральної схеми в цілому.

Середній час наробки на відмову (СЧНВ) за фактором температури пов'язаний з відходом фізичних параметрів структурних елементів інтегральної схеми. До таких параметрів можна віднести струм витікання, гранична величина якого не має перевищувати $0,1 \text{ А/см}^2$, концентрацію

носіїв заряду в напівпровіднику та їх рухливість, електро- і стрес-міграцію в лініях зв'язку й у контактних вузлах тощо.

В інтегральних схемах, які працюють за значних електричних полів і високих температур (≥ 300 °C), використовуються переважно широкозонні напівпровідники ($E_B \sim E_g^2$) з відносно високими температурами плавлення. Приклади таких напівпровідників наведені в табл. 17.1 (вказані цифри відносяться до дискретних приладів).

Таблиця 17.1.

Деякі параметри широкозонних напівпровідників

	GaN	AlN	6H-SiC
Ширина забороненої зони за 300 К, еВ	3,4 прямоzonний	6,2 прямоzonний	2,9 непрямоzonний
Рухливість електронів, $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$	1000 (об'ємна)	300	600
Швидкість насичення, $\times 10^7$ см/с	2,5	1,4	2
Пробивне поле, $\times 10^6$ В/см	> 5	> 12	4
Теплопровідність, Вт/см	1,5	2	5
Температура плавлення, К	> 1700	3000	> 2100

Температурний бар'єр особливо важливий для схем силової електроніки, які працюють із значним перегріванням, з великими струмами (кА) і полями. Основним критерієм у них є ЧНВ й ефективне відведення тепла.

Ця область промислової електроніки не пов'язана із проблемами обмеження інтеграції в інтегральних схемах і тут не розглядається.

Відведення великої кількості тепла від кристала інтегральної схеми з високим рівнем інтеграції представляє одну з важких проблем технології НВІС, УВІС, НШІС і накладає певні обмеження на обробку цифрової інформації. Необхідно застосовувати спеціальні охолоджувальні елементи

й інші засоби, щоб обмежити температуру кристала до рівня, прийнятного для кремнієвих інтегральних схем.

Особливість планарної структури інтегральних схем така, що за густини тепла, яке виділяється, більше 1 Вт/см^2 уже важко забезпечити необхідне відведення тепла з поверхні чипа в повітря.

Відведення тепла в повітря включає конвекційні ефекти, які залежать від розміру, форми й орієнтації поверхні. Тому коефіцієнт теплопередачі, χ_t , обумовленої різницею температур, у різних випадках виявляється різним. В умовах вільної конвекції χ_t за порядком величини складе $\sim 10^{-3} \text{ Вт/(см}\cdot\text{°C)}$. Якщо передбачене примусове обдування, то χ_t може бути підвищений на порядок.

При перегріванні $\Delta T = 40 \text{ °C}$ тепловідведення у повітря буде лежати в межах від $0,1 \text{ Вт/см}^2$ до 1 Вт/см^2 .

Охолодження поверхні рідинами дозволяє суттєво збільшити швидкість передавання тепла до $20\dots30 \text{ Вт/см}^2$. Однак рідинне охолодження в мікроелектроніці ускладнює конструктивно електронний блок і знижує його рівень мікромініатюризації.

Як охолоджувальні рідини найчастіше використовують воду, фреон, етиловий спирт, параметри яких наведено в таблиці 17.2.

Таблиця 17.2.

Охолоджувальні рідини та їх параметри

Охолоджувальна рідина	$T_{\text{кип}}, \text{°C}$	$Q_{\text{max}}, \text{Вт/см}^2$	ΔT
Вода	100	100	20
Фреон	48	20	20
Етиловий спирт	78	60	30

Крім традиційних охолоджувальних рідин, наведених у табл. 17.2, для ефективного перенесення тепла можуть бути використані так звані нанорідини. Вони являють собою суспензії твердих частинок і волокон нанометрового розміру ($1\dots100 \text{ нм}$) у тій або іншій застосовуваній для

теплоперенесення рідині. Нанорідини суттєво збільшують теплопровідність і характеризуються сильною температурною залежністю порівняно з рідинами без наночастинок або із частинками великого розміру. Залежно від матеріалів, розмірів і структури наночастинки в рідині можуть мати високу рухливість і значні відношення поверхня/об'єм (сферичні частинки) або довжина/діаметр (волокно). Ці параметри нанорідин достатньо суттєві для використання їх як середовища ефективного тепловідведення. Для високої теплопровідності нанорідини необхідно, щоб наночастинки мали більшу теплопровідність, ніж у матриці (рідині). Такими частинками можуть бути метали (Cu, Au, Al), їх окисли (CuO, Al₂O₃ ...), вуглецеві й кремнієві волокна й нанотрубки, різного пакування й різної об'ємної концентрації. При цьому треба мати на увазі, що коефіцієнт теплоперенесення й в'язкість нанорідини залежать від способу приготування композита й складу наночастинок. Як матрицю використовують деіонізовану воду, рідкий октан і органічні середовища.

Наприклад, теплопровідність вуглецевого волокна (або багатостінної нанотрубки) $\chi_T \approx 3000$ Вт/мК, а органічної матриці $\sim 0,15$ Вт/мК. Для сферичних наночастинок посилення теплопровідності нанорідини зростає пропорційно їх об'ємної концентрації $f_{об}$ як $5f_{об}$.

Для ілюстрації викладеного на рис. 17.1 наведені розрахункові залежності ефективної теплопровідності χ_T^* нанокомпозита (ефективного середовища), нормованої на теплопровідність χ_T^M матриці, від об'ємної частки $f_{об}$ сферичних наночастинок для різних способів їх пакування.

Пряма (1) відповідає добре диспергованим сферичним наночастинкам одного розміру й мінімальній теплопровідності нанокомпозита. Крива (2) відноситься до композитів, допірованих щільно упакованими (60%) кластерами. Випадок (3) відповідає нещільно упакованим кластерам (40%). З рис. 17.1 випливає, що середня щільність агрегованих наночастинок у кластері вже забезпечує помітне посилення

теплопровідності нанорідини. Значне посилення теплопровідності нанорідини було отримано при використанні в ній нанотрубок або нановолокон ($\chi_T^* = 125 \dots 160$ % на одиницю ваги вуглецевих нанотрубок).

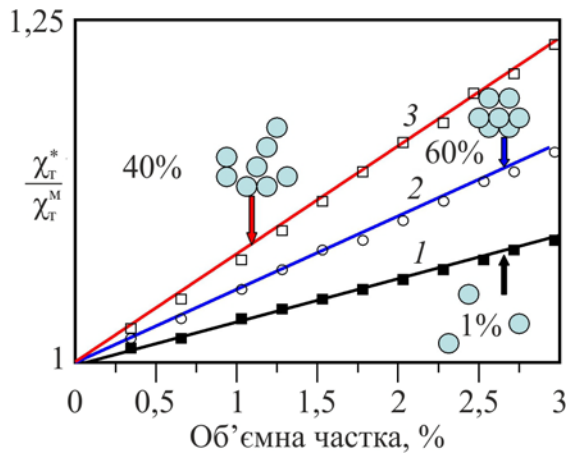


Рис. 17.1. Розрахункові залежності відносної теплопровідності ефективного середовища (нанокompозита) від об'ємної частки $f_{об}$ сферичних наночастинок і способів їх пакування: 1 – сепаровані наночастинок; 2, 3 – класторовані на 60% і 40% відповідно по $f_{об}$

На рис. 17.2 наведена теоретично розрахована залежність ефективної теплопровідності нанорідини χ_T^* , нормованої до теплопровідності нанотрубки χ_T^H , від її формату (довжина/діаметр). З рисунка випливає, що зі збільшенням формату нанотрубки швидко зростає посилення теплопровідності нанорідини.

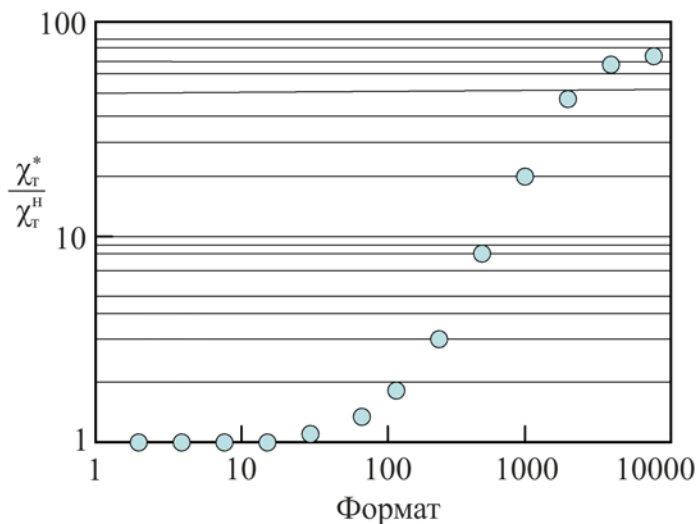


Рис. 17.2. Відносна теплопровідність композита χ_T^* / χ_T^H , розрахована в рамках теорії ефективного середовища у функції формату нанотрубки або нановолокна

При цьому очікується отримати посилення в 10...100 разів.

Для отримання високої теплопровідності в нанорідині нанотрубки (або нановолокна) мають бути прямими. Їх осі мають збігатися з напрямком теплового потоку. У першому наближенні зростання ефективної теплопровідності може бути визначене як

$$\chi_T^* = f_{об} \chi_T^H (\cos^2 \theta), \quad (17.1)$$

де χ_T^H – теплопровідність нанотрубки (волокна), θ – кут між віссю волокна й напрямком теплового потоку. Значення множника $(\cos^2 \theta)$, як правило, дорівнює $\sim 1/3$.

На даному етапі обидві ці умови не виконуються. Сама технологія вимагає ще доробки.

Для отримання нанорідин можна використовувати двохісчастий процес, за якого наночастинки або нанотрубки спочатку синтезуються у вигляді сухого порошку, а на другому етапі створюється суспензія. Для мінімізації сегрегації частинок використовується активне перемішування (наприклад, надзвукове).

17.2. Обмеження рівня інтеграції за термічним опором інтегральної схеми

Температура кристала (чипа) T_k у першому наближенні може бути записана у вигляді:

$$T_k = T_{нс} + R_T \bar{P}_{IC}, \quad (17.2)$$

де $T_{нс}$ – температура навколишнього середовища; \bar{P}_{IC} – середнє значення споживаної інтегральною схемою потужності; R_T – термічний опір кристал–корпус, вимірюваний в одиницях $^{\circ}/Вт$.

Термічний опір по суті є характеристикою корпусу. Залежно від типу корпусу, ефективності тепловідведення й структури чипа значення термічного опору буде лежати в межах 100...75 °Вт (DIP корпуси) і 50...35 °Вт (плоскі корпуси). За рідинного охолодження R_T становить 10...5 °Вт. Високими термічними опорами характеризуються КНІ структури, у яких R_T сягає декількох сотень до тисячі °Вт. Гранична припустима температура $p-n$ переходів визначається типом напівпровідника й рівнем його легування. Для електронного кремнію робоча температура становить 125 °С, максимально допустима – 150 °С. У кремнієвій технології карбід кремнію є високотемпературним напівпровідником з робочою температурою 600...650 °С. Арсенід галію – типовий представник бінарних напівпровідників у мікроелектроніці має робочу температуру 200 °С із перегрівом 250 °С.

Середнє значення розсіюваної потужності у виразі (17.2) можна представити у вигляді:

$$\bar{P}_{IC} = \xi N_e \bar{P}_B, \quad (17.3)$$

де \bar{P}_B – середнє значення споживаної потужності вентилям, яке складає 10⁻² мВт для НВІС і 10 мВт для НШІС; ξ – коефіцієнт одночасної роботи елементів у масиві інтегральної схеми, який лежить у межах 0,1...0,01.

З формул (17.2) і (17.3) випливає, що

$$T_K - T_{HC} = \xi R_T N_e \bar{P}_B, \quad (17.4)$$

та

$$N_e \leq \frac{T_{K \max} - T_{HC}}{\xi R_T \bar{P}_B}. \quad (17.5)$$

Якщо прийняти для оцінки $T_{K \max} = 150$ °С, $T_{HC} = 25$ °С, $\bar{P}_B = 10^{-2}$ мВт, $R_T = 50$ °Вт, то відповідно до виразу (17.5) отримаємо $N_e < 10^7 \frac{\text{вент.}}{\text{крист.}}$, що

характеризує НВІС. Для НІШС за $\bar{P}_B = 10$ мВт і $\xi = 0,1$ рівень елементної інтеграції буде обмежений значенням $N_e < 10^5 \dots 10^4 \frac{\text{вент.}}{\text{крист.}}$.

Наведений розрахунок є наближеним, тому що не враховано відведення тепла від інтегральної схеми в корпусі Q , Вт/см². Якщо Q відомо, то обмеження N_e буде впливати з нерівності:

$$q_\phi = \frac{N_e}{S_{\text{кр}}} < \frac{Q}{\xi P_B}, \quad (17.6)$$

де q_ϕ – функціональна щільність.

За природнього повітряного охолодження $Q = 1 \dots 2$ Вт/см². Якщо прийняти $Q = 2$ Вт/см² при $\bar{P}_B = 10^{-2}$ мВт, $\xi = 10^{-2}$, то з виразу (17.6) випливає, що $q_\phi = 2 \cdot 10^7$ см⁻². Якщо обмежити площу кристала до $S_{\text{кр}} = 50$ мм², то $N_e \leq 10^6$.

Слід зазначити, що не завжди буває доцільним зменшувати площу кристала за рахунок підвищення рівня мікромініатюризації, тобто збільшувати q_ϕ , оскільки термічний опір обернено пропорційний площі кристала:

$$R_T \sim \frac{1}{\sqrt{S_{\text{кр}}}}.$$

Якщо $S_{\text{кр}}$ зменшується, то R_T зростає. Разом з ним зростає й температура перегріву, що може привести до зниження надійності роботи інтегральної схеми.

17.3. Особливості передавання тепла в напівпровідникових елементах інтегральних схем

При переході до субмікронної та наноелектроніки дифузійний механізм передавання тепла (розсіювання) може переходити у хвильовий,

що відповідає балістичному перенесенню. Теоретично було показано, що для субмікронних напівпровідникових структур, товщина d яких укладається в межі $8 \cdot 10^{-3} \text{ мкм} < d < 0,4 \text{ мкм}$, домінуючим механізмом перенесення тепла є теплові хвилі.

Для формалізації теплопровідності в напівпровідникових структурах з урахуванням їх розмірності запропоновано гіперболічне рівняння виду:

$$\frac{1}{\beta^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{1}{D_T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = c^2 \nabla^2 T. \quad (17.7)$$

У ньому $D_T = \tau \beta^2$ – коефіцієнт теплової дифузії; τ – характерний час релаксації (стала часу), $\beta = \frac{v_a}{c} < 1$, v_a – швидкість поширення звуку у Фермі газі; c – швидкість світла у вакуумі.

Якщо взаємодія електронів у Фермі газі слабка, то

$$v_a \approx \sqrt{1/3} v_f, \quad (17.8)$$

де v_f – швидкість Фермі електронного газу напівпровідника.

Рівняння (17.7) містить два доданки: дифузійний член $\frac{1}{D_T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$, який відповідає рівнянню Фур'є:

$$\frac{1}{D_T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = c^2 \nabla^2 T, \quad (17.9)$$

і балістичний член $\frac{1}{\beta^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$, який описує поширення теплових хвиль.

Розв'язки рівняння (17.7) для випадків чисто дифузійного та чисто балістичного перенесення тепла ($T(t)$) у напівпровідниковій плівці у різні моменти часу (0, 1, 2 ...) наведені на рис. 17.3. Із зіставлення обох випадків випливає, що у випадку (а) має місце дисипація тепла з часом t , а у випадку (б) тепловий фронт переміщається як ціле.

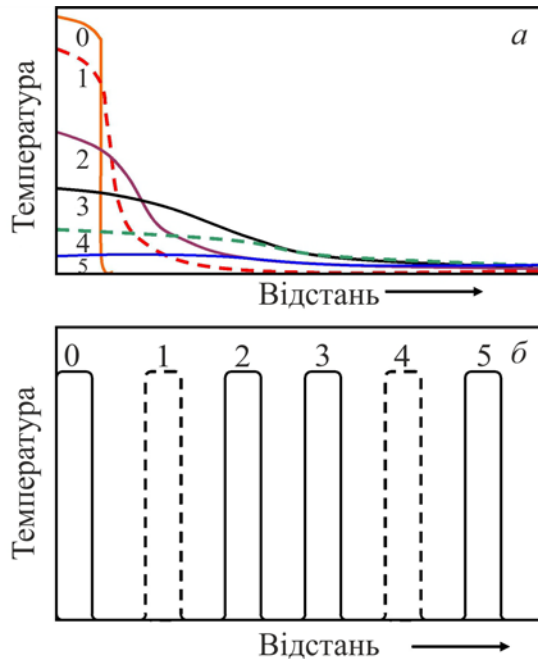


Рис. 17.3. Залежність температури від відстані для випадків:

a – дифузійного, b – балістичного перенесення тепла в різні моменти часу (0, 1, 2, ...)

Рис. 17.3, b відповідає структурі з розмірами порівняними з довжиною вільного пробігу $l_{\text{вп}}$ носіїв для електронного газу: $l_{\text{вп}} \leq \lambda$, де $\lambda = v_a \tau$. Якщо за оцінками прийняти $v_a/c = 2,7 \cdot 10^{-3}$, то v_a складе $\sim 8,1 \cdot 10^5$ м/с. У початковий момент часу теплопровідності τ може бути обмежене $\sim 10^{-13}$ с. З наведених цифр випливає, $\lambda \sim 8 \cdot 10^{-8}$ м, що відповідає субмікронній розмірності.

На рис. 17.4 представлений розв'язок рівняння (17.7) з урахуванням як дифузійного так і балістичного внеску (суцільна крива). Пунктир відображає дифузійний механізм за рівнянням Фур'є (17.9).

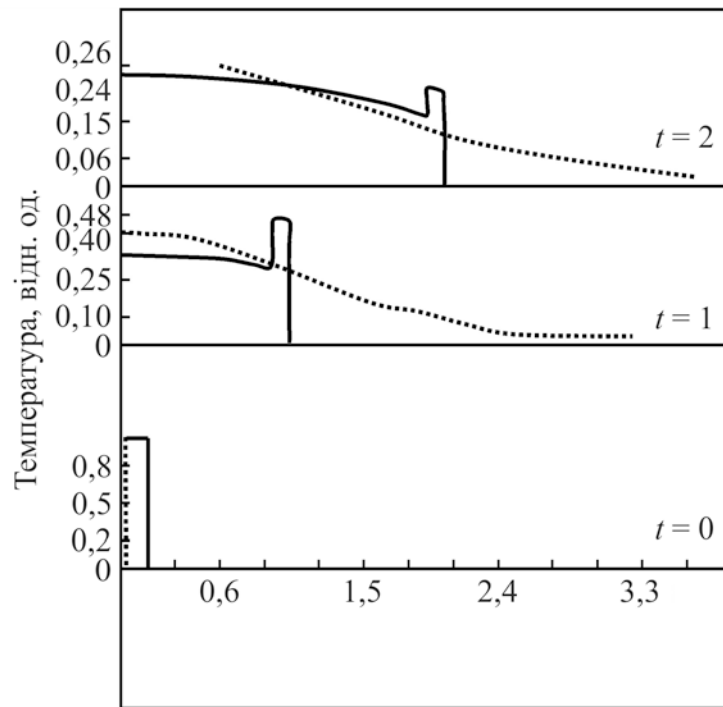


Рис. 17.4. Залежність температури від довжини напівпровідника λ , для фіксованих моментів часу t в одиницях τ . Суцільні криві – точний розв'язок рівняння (17.7), пунктирні – рівняння дифузії Фур'є (17.9)

Видно, що основна відмінність між рівнянням Фур'є й рівнянням (17.7) – різкий максимум (зуб) на хвильовому фронті (балістичний ефект), який зникає лише за $t > 10\tau$. Гіперболічне рівняння більш коректно описує поширення тепла за малих часів, тому що в ньому швидкість поширення тепла завжди залишається кінцевою, а для дифузійного рівняння вона нескінченна, принаймні в початковий момент часу.

У випадку теплової хвилі максимальна температура у два рази вище, ніж для дифузійного перенесення. Крім того, тепла хвиля прогріває провідник на значно меншу глибину, ніж прогрів теплової дифузії.

Ці особливості теплових хвиль необхідно враховувати в робочих режимах напівпровідникових приладах із субмікронною й нанорозмірностями.

17.4. Обмеження рівня інтеграції за функціональною швидкістю

Функціональна швидкість визначається добутком $N_e \cdot \nu$ з розмірністю: елементи помножені на Гц. Для кремнієвої технології порядок $N_e \cdot \nu \approx 10^{12} \dots 10^{14}$ ел · Гц. У цьому добутку величина N_e приймається максимальною в наближенні щільного пакування елементів у вигляді $N_{\max} = S_{\text{кр}} / l^2$, де $S_{\text{кр}}$ – площа кристала, зазвичай нормована до одиниці, l – лінійний розмір елемента, l^2 – площа, яку він займає. Звідси випливає, що при обмеженні рівня інтеграції за функціональною швидкістю N_e має бути значно менше N_{\max} .

Величина ν визначається як середня частота звертання до кожного з елементів при роботі схеми.

Енергія, яку споживає вентиль у цифрових схемах визначається добутком $C \cdot \Delta V_{\Lambda}^2$, де C – ємність елемента, $\Delta V_{\Lambda} \geq 10 \frac{kT}{q}$ – логічний перепад, який визначає якість ключової характеристики елемента.

З викладеного випливає, що в одиницю часу в інтегральній схемі виділяється кількість тепла, рівна $N \cdot \nu \cdot \frac{C \cdot \Delta V_{\Lambda}^2}{2}$, яка має відповідати нерівності:

$$N\nu \frac{C\Delta V_{\Lambda}^2}{2} < QS_{\text{кр}}, \quad (17.10)$$

звідки

$$N\nu < \frac{2QS_{\text{кр}}}{C\Delta V_{\Lambda}^2}, \quad (17.11)$$

де $QS_{\text{кр}}$ – кількість тепла, яка може бути відведена від кристала.

Ємність C , яка увійшла у формулу (17.11), як будь-яка ємність, є лінійною функцією розміру об'єкта й може бути представлена у вигляді:

$$C \approx \varepsilon^* l, \quad (17.12)$$

де

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 l}{4\pi d} \quad (17.13)$$

коефіцієнт пропорційності, вимірюваний у фарадах. Для заданої технології $\varepsilon^* \approx \text{const}$.

Для оцінки за порядком величини коефіцієнта ε^* можна прийняти $l = 1$ мкм, $d = 0,1$ мкм, $\varepsilon_{Si} = 11$, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, що відповідно до формули (17.13) визначає $\varepsilon^* \approx 10^{-9}$.

З урахуванням виразу (17.12) співвідношення (17.11) можна звести до вигляду:

$$q_\phi \cdot v < \frac{2Q}{\varepsilon^* l \left(10 \frac{kT}{q}\right)^2}, \quad (17.14)$$

де $q_\phi = \frac{N}{S_{\text{кр}}}$.

Приймаючи $Q = 2$ Вт/см² $\approx 4 \cdot 10^6$ ерг/см²·с, $T = 300$ К, $\frac{kT}{q} = 25$ мВ,

відповідно до формули (17.14) отримаємо $q_\phi v \ll 1016$ елем.·Гц, що на два...чотири порядки перевищує наведені раніше цифри, які ставляться до ВІС із $N_e \geq 10^4$.

Для оцінки v можна скористатися наступними наближеннями:

$$v = \frac{1}{\xi t_3}, \quad t_3 = \frac{l}{v_g} = \frac{l^2}{\mu \Delta V_\Lambda}, \quad \text{де } v_g \leq v_{g \text{ нас}} < v_t = 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad \text{які дають змогу}$$

записати для v вираз:

$$v \cong \frac{\mu \cdot \Delta V_\Lambda}{\xi \cdot l^2}. \quad (17.15)$$

З формул (17.14) і (17.15) випливає нерівність:

$$\frac{\mu \cdot \Delta V_{\Lambda}}{\xi \cdot l^2 \cdot p^2} \ll \frac{2 \cdot Q}{\varepsilon^* \cdot \Delta V_{\Lambda}}, \quad (17.16)$$

у якій q_{ϕ} замінено на $\left(\frac{1}{p^2 l^2}\right)$, де параметр $1 \leq p \leq 10$ визначає відстань між елементами на чипі $a_{\text{ш}} = pl$ (рис. 17.5).

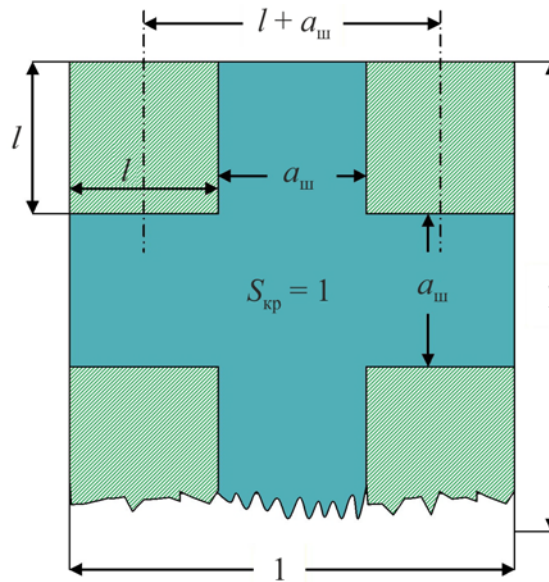


Рис. 17.5. Фрагмент розміщення елементів на площі кристала в 1 см^2

З рис. 17.5 випливає, що $(l + a_{\text{ш}}) = l(1 + p)$, звідки $l^2(1 + p)^2 \cdot q_{\phi} = 1$, тоді за $p > 1$ для функціональної щільності отримаємо $q_{\phi} \approx \frac{1}{p^2 l^2}$.

З формули (17.16) може бути отримане обмеження за $l(Q)$ у вигляді:

$$l > \left(\frac{\mu \varepsilon^*}{2 \xi p^2 Q} \right)^{1/3} \cdot \Delta V_{\Lambda}. \quad (17.17)$$

Якщо прийняти $v_g \approx v_t = 10^7$ см/с, $\epsilon_{Si} = 11$, $\xi = 10^{-2}$, $p = 10$, $\Delta V_\Lambda = 0,3$ В, $Q = 4 \cdot 10^6$ ерг/(см²·с), $\mu = 1000$ см²/(В·с), то з виразу (17.17) випливає, що $l_{\min} \approx 10^{-3}$ см, $a_{ш} = 10^{-1}$ см і $N < \frac{S_{кр}}{l^2} \approx 10^6$.

Отримані співвідношення обумовлюють обмеження N_e величинами: P_v, Q, T_k, R_T , які характеризують перегрівання інтегральної схеми.

17.5. Обмеження інтеграції за кількістю зовнішніх виводів або контактних площинок

Зі зростанням рівня інтеграції, функціональної потужності ВІС і НВІС збільшується кількість зовнішніх виводів від чипа до корпусу. Виникають труднощі розміщення контактних площинок на кристалі. Якщо кількість контактних площинок значна, то вони починають обмежувати швидкодію, надійність і завадозахищеність інтегральних схем.

Двовимірна геометрія кристала обмежує кількість контактних площинок, $N_{кп}$, його периферією, як це показано на рис. 17.6. За рівня інтеграції 10^4 кількість контактних площинок, розміщених по периферії, може сягати 2500...3000. Якщо використовуються ще інші площі кристала, то кількість $N_{кп}$ може бути трохи збільшена, якщо це дозволяє корпус інтегральної схеми.

Кількість контактних площинок безпосередньо пов'язана з рівнем інтеграції й зростає зі збільшенням останньої. Цей зв'язок визначається співвідношенням Рента:

$$N_{кп} = aN_e^\gamma, \quad (17.18)$$

де $N_{кп}$ – кількість зовнішніх зв'язків або контактних площинок вузла, a – кількість зовнішніх зв'язків логічного елемента, γ – показник Рента, який залежно від функціональної швидкодії інтегральної схеми лежить у межах

0,5...0,75. Зі збільшенням функціональної швидкодії (продуктивності ІС) γ зростає, але залишається у межах $0 < \gamma \leq 1$.

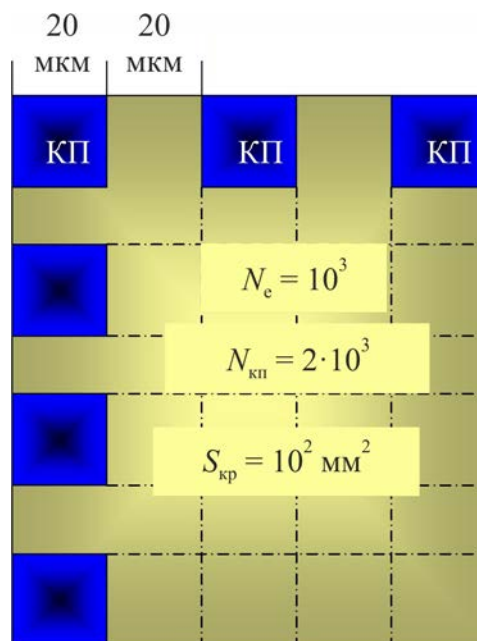


Рис. 17.6. Схема периферійного розміщення контактних площинок на кристалі інтегральної схеми

Правило Рента – емпіричне співвідношення, що впливає зі статичного аналізу великих масивів ІС, які відрізняються рівнями інтеграції, конструктивними й функціональними особливостями. У силу сказаного, співвідношення Рента має свої обмеження, у межах яких зберігається допустимий ступінь наближення при оцінюванні $N_{кп}$ за формулою (17.18).

Співвідношення Рента застосовне:

- 1) до логічних схем з довільною логікою й не застосовне до схем запам'ятовувальних пристроїв, які мають регулярну структуру;
- 2) до незавершених функціональних вузлів логічних структур (наприклад, ІС але не ЕОМ тощо);
- 3) у випадку передавання інформації паралельно, коли інформація не кодується, не мультиплексується;

4) у припущенні, що кількість входів/виходів незавершених функціональних вузлів має ймовірнісний характер.

Співвідношення (17.18) забезпечує прийнятну точність, якщо НВІС реалізована на декількох кристалах (багатокристална НВІС). Якщо схема однокристална й N_e велике, то співвідношення Рента дає трохи завищене значення для $N_{кп}$.

У цих наближеннях параметри a та γ у формулі (17.18) можуть розглядатися як підгінні в межах їх значень для того або іншого типу інтегральних схем.

На рис. 17.7 наведена формалізована модель функціонального поля логічного вузла (схеми, структури). Його параметром є логічна глибина $H_{лг}$, або глибина множини цілей. Їй відповідає кількість послідовно включених каскадів. Інший параметр множини – кількість зовнішніх виводів $N_{кп}$.

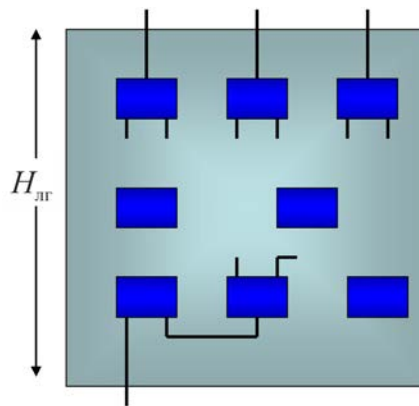


Рис. 17.7. Формалізована модель функціонального поля логічного вузла інтегральної схеми

Усі параметри функціонального поля: $H_{лг}$, $N_{кп}$, N_e , a , γ пов'язані між собою емпіричним співвідношенням:

$$N_e = \frac{N_{кп} H_{лг}}{a}. \quad (17.19)$$

Розв'язуючи спільно рівняння (17.18) і (17.19) отримаємо:

$$N_e = N_e^\gamma H_{\text{лг}} \quad (17.20)$$

і

$$H_{\text{лг}} \approx N_e^{1-\gamma}. \quad (17.21)$$

Звідки

$$\gamma = 1 - \frac{\lg H_{\text{лг}}}{\lg N_e}. \quad (17.22)$$

$$\text{Якщо } \begin{cases} \gamma = 0,5, \text{ то } H_{\text{лг}} \sim N_e^{1/2}, \\ \gamma = 0,75, \text{ то } H_{\text{лг}} \sim N_e^{1/3}. \end{cases}$$

У випадку оптимізованого рисунка міжз'єднань показник Рента буде лежати в межах 0,3...0,4.

З формули (17.21) випливає, що граничний випадок паралелізму відповідає $H_{\text{лг}} = 1$, а граничний випадок послідовної обробки інформації приводить до $H_{\text{лг}} = N_e$. З викладеного також випливає, що швидкодія логічної схеми за заданого N_e пропорційна $N_{\text{кп}}$.

Таким чином, кількість контактних площинок, які можна розмістити по периметру кристала із зазором, що виключає перехресний зв'язок між ними, обмежує рівень інтеграції в межах функціонального поля інтегральної схеми.

17.6. Обмеження рівня інтеграції за середньою довжиною міжз'єднань і трасовою здатністю кристала

При переході до НВІС й УВІС міжз'єднання починають визначати практично всі основні параметри інтегральної схеми: площу кристала, швидкодію, енергію перемикавання, надійність, трудомісткість проектування топології тощо. Тому рівень інтеграції й розміри кристала мають бути

погоджені з технологією міжз'єднань для досягнення необхідної функціональності інтегральної схеми та її надійності.

Найпростіше ці положення можна проілюструвати на прикладі моделі трасувального поля матричного кристала, фрагмент якого наведений на рис. 17.8.

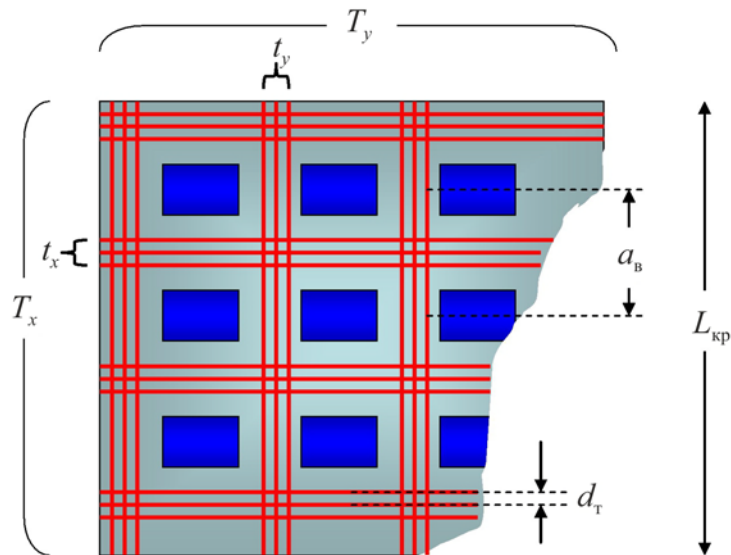


Рис. 17.8. Фрагмент трасувального поля матричного кристала

Цю модель можна характеризувати трьома параметрами: $\bar{a}_B, \bar{l}_\Lambda, TЗК = T_x + T_y$ – усереднений крок розміщення вентилів на кристалі, середня довжина лінії зв'язку вентилів, трасова здатність кристала, відповідно. Їх зв'язок з рівнем інтеграції визначається наступними співвідношеннями:

$$\bar{a}_B = \sqrt{\frac{S_{кр}}{N_e}}, \quad (17.23)$$

$$\bar{l}_\Lambda \approx \bar{a}_B \lg N_e \quad (17.24)$$

для довільної топології ($\gamma = 1/2$) і

$$\bar{l}_\Lambda \approx 2\bar{a}_B \left(N_e^{1/6} - 1 \right) \quad (17.25)$$

для оптимальної топології ($\gamma = 3/4$).

На рис. 17.9 наведені залежності $\frac{\bar{l}_\Lambda}{\bar{a}_B}(N_e)$ за параметром показника Рента γ . Заштрихована на ньому площа – область розкиду параметрів \bar{l}_Λ і \bar{a}_B для складних логічних схем НВІС різної функціональності. Пунктирна пряма є апроксимацією усередненої залежності:

$$\bar{l}_\Lambda \approx \frac{\bar{a}_B \sqrt{N_e}}{3}. \quad (17.26)$$

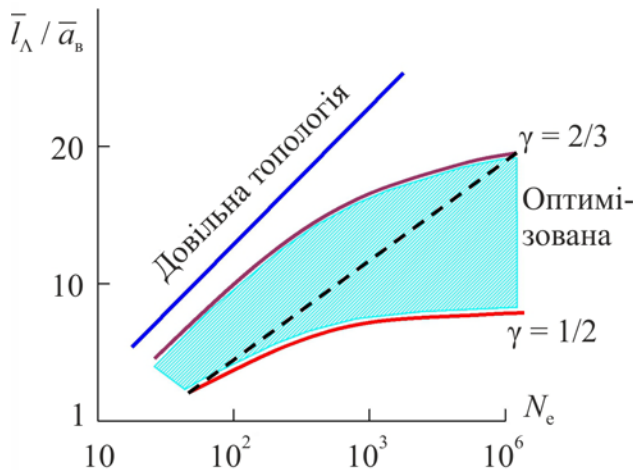


Рис. 17.9. Приклад залежності $\bar{l}_\Lambda/\bar{a}_B$ у функції рівня елементної інтеграції для двох параметрів показника Рента

Якщо середня довжина лінії визначена, то повна довжина лінії зв'язку \bar{L}_Λ на кристалі визначиться добутком:

$$\bar{L}_\Lambda = n_p N_e \bar{l}_\Lambda, \quad (17.27)$$

де n_p – коефіцієнт розгалуження по виходу вентиля.

Трасова здатність кристала (ТЗК) визначається сумарним числом трас на кристалі в обох ортогональних напрямках, призначених для

розміщення міжелементних зв'язків. Для забезпечення ТЗК на кристалі має бути передбачена необхідна для неї площа.

Зв'язок ТЗК із рівнем інтеграції записується у вигляді:

$$\text{ТЗК} \approx \frac{n_p N_e^\gamma}{\eta_3}. \quad (17.28)$$

Тут η_3 – коефіцієнт заповнення траси. У середньому значення η_3 укладається в межі 0,3...0,5. Показник Рента γ залежно від рисунка (топології) міжз'єднань може дорівнювати 1/2 або 2/3.

Зі збільшенням N_e швидко збільшуються площі зв'язків у логічних вентилях і площі трас. За високого рівня інтеграції площі кристала вже не вистачає для розміщення ліній зв'язку. Звідси – обмеження N_e за кроком траси.

Максимально можливе значення N_{\max} відповідає в границі $S_{\text{ЛЕ}} \rightarrow 0$. У цьому наближенні

$$N_e \approx \frac{\eta_3 \cdot m \cdot S_{\text{кр}}}{n_p \cdot \bar{l}_\Lambda \cdot d_T}, \quad (17.29)$$

де m – кількість рівнів розведення; d_T – крок траси, який визначається як $d_T = K \cdot l_{\text{пн}}$. Тут коефіцієнт $K \geq 2$. При цьому крок траси укладається в межі 0,1...10 мкм відповідно до проектної норми $l_{\text{пн}}$.

За помірного рівня інтеграції (ВІС) при оцінюванні N_e за формулою (17.29) можна прийняти $\eta_3 = 0,5$, $n_p = 3$, $m = 2$, $N_e < N_{\max}$. Це дає змогу звести вираз (17.29) до нерівності:

$$N_e < \left(\frac{\bar{L}_K}{d_T} \right)^{1,2}, \quad (17.30)$$

де $\bar{L}_K = 0,5(L_{Kx} + L_{Ky})$ – усереднений розмір кристала (L_{Kx}, L_{Ky} – розміри кристала вздовж відповідних осей).

Залежності $N_e(\bar{L}_K)$ та $N_e(d_T)$ наведені на рис. 17.10, з якого випливає, що за $S_{кр} = 1 \text{ см}^2$ і $d_T = 1 \text{ мкм}$ максимальний рівень інтеграції не перевищує $5 \cdot 10^4 \dots 10^5$, а за $d_T = 0,1 \text{ мкм}$ N_{max} зростає до 10^6 .

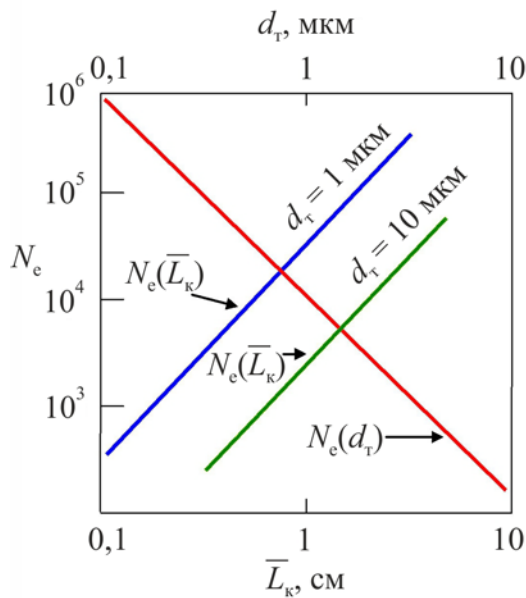


Рис. 17.10. До оцінки максимального рівня інтеграції у функції середнього розміру кристала й кроку траси

Якщо середня довжина міжз'єднань відома, то площа для її розміщення визначиться співвідношенням:

$$S_{\Lambda} \geq \frac{\bar{L}_{\Lambda} d_T}{\eta_3}. \quad (17.31)$$

Наведені співвідношення дають змогу у першому наближенні визначити основні параметри трасувального поля кристала (див. рис. 17.8), які обмежують рівень інтеграції.

Як приклад можна прийняти: $S_{кр} = 100 \text{ мм}^2$, $N_e = 10^5$, $n_p = 3$, $\eta_3 = 0,3$, $d_T = 1 \text{ мкм}$, тоді

$$\bar{a}_B = \sqrt{\frac{S_{кр}}{N_e}} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ мм}, \quad \bar{l}_\Lambda = \bar{a}_B \lg N_e = 0,15 \text{ мм},$$

$$\bar{L}_\Lambda = n_p \cdot \bar{l}_\Lambda \cdot N_e = 0,45 \cdot 10^5 \text{ мм}, \quad S_\Lambda = \frac{\bar{L}_\Lambda \cdot d_T}{\eta_3} = 150 \text{ мм}^2 > S_{кр}.$$

17.7. Обмеження за виходом придатних

Проблема виходу придатних – це, у першу чергу, проблема економічної доцільності виробництва тих або інших інтегральних схем у груповій технології. Проблема ця багатопланова, а розв'язок її неоднозначний. На практиці кількість придатних схем може змінюватися в широких межах: від 100% до кілька схем на пластину. Відмови можуть з'являтися на будь-якій стадії формування об'єкта. Вони можуть відноситися до технологічних, фізичних, конструкторських, проєкційних тощо факторів і виникати через різні та незалежні одна від одної причини і тим ймовірніше, чим складніше об'єкт.

Якщо таким об'єктом є інтегральна схема, то функціональність її буде тем вища, чим вищий рівень її інтеграції. Однак при цьому ймовірність відмов також зростає. При цьому кожному рівню технології має відповідати рівень складних інтегральних схем, за якого вартість одного вентиля в ній виявиться мінімальною.

Основними факторами, які знижують вихід придатних, є помилки технології й проєктування (САПР), включаючи тестові програми. Поки ще в мікроелектроніці не розроблені узагальнені математичні методи описування розподілів відмов, їх інтенсивності й надійності.

У цей час у методиках аналізу й оцінювання виходу придатних використовується апроксимативний підхід у модельному наближенні при статистичній обробці значних масивів даних по обраних типах відмов і типів інтегральних схем і їх промислових технологій.

У мікроелектроніці – це окрема глава зі своєю специфікою, яка тут представлена в короткому ілюстративному виді.

На рис. 17.11 наведена типова залежність $\eta(N_e)$. Швидкий спад виходу придатних лежить у границі $N = 10^5 \dots 10^7$ і більше залежно від складності інтегральних схем і їх технологій. При цьому економічно виправданий вихід придатних має становити не менше 60...70 %.

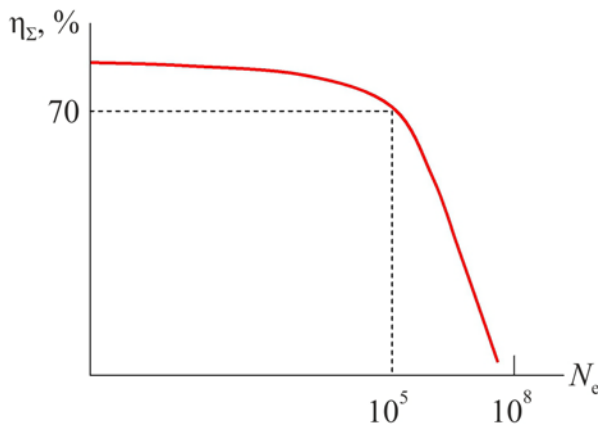


Рис. 17.11. Типова залежність виходу придатних від рівня елементарної інтеграції

Вихід придатних інтегральних схем у функції компонентної інтеграції N_k може бути представлений у вигляді емпіричного співвідношення:

$$\eta_{IC} = \eta_k^{N_k}, \quad (17.32)$$

де

$$\eta_k = (1 - d \cdot S_{кр})^n \quad (17.33)$$

– вихід придатних по компонентах схеми (наприклад, транзисторах); $S_{кр}$ – площа, яку займає прилад на пластині; d – щільність дефектів на кристалі; n – кількість технологічних кроків, необхідних для виготовлення приладу.

З формул (17.32) і (17.33) випливає, що за високого рівня N_k для отримання прийняттого виходу придатних η_{IC} значення η_k має бути близьким до одиниці (у четвертому й більше знаку). Це у свою чергу визначає у виразі (17.33) $d \cdot S_{кр} \ll 1$.

Для оцінювання $d \cdot S_{\text{кр}}$ можна використовувати коефіцієнт уражуваності $B(S_{\text{кр}})$ у співвідношенні:

$$\frac{\ln \eta_{\text{IC}}}{B(S_{\text{кр}})} = -d \cdot S_{\text{кр}}. \quad (17.34)$$

Коефіцієнт уражуваності в формулі (17.34) визначається відношенням площі кристала, потрапляння на яку дефекту виводить схему з ладу (дефектна площа) до площі $S_{\text{кр}}$.

Зі співвідношення (17.34) випливає, що зі зростанням рівня мікромініатюризації коефіцієнт уражуваності буде зростати, а щільність дефектів на кристалі має зменшуватися. Наприклад, якщо прийняти площу вентиля $S_{\text{в}} = 5 \text{ мкм}^2$ і $d = 0,2 \text{ мкм}^{-2}$, то значення коефіцієнта B буде дорівнювати приблизно 0,4 за $\eta_{\text{IC}} = 0,7$. Для $S_{\text{в}} = 0,5 \text{ мкм}^2$ і $d = 0,02 \text{ мкм}^{-2}$ коефіцієнт уражуваності буде рівним ~ 40 .

Вихід придатних залежить також від діаметра пластин. Зі збільшенням діаметра пластин дефектність має знижуватися для забезпечення необхідних $\eta_{\text{IC}}, N_{\text{с}}, l_{\text{пн}}$.

На рис. 17.12 показана якісна залежність $\eta(S_{\text{кр}})$ для випадку рівномірного розподілу дефектів і випадковому законі розподілу.

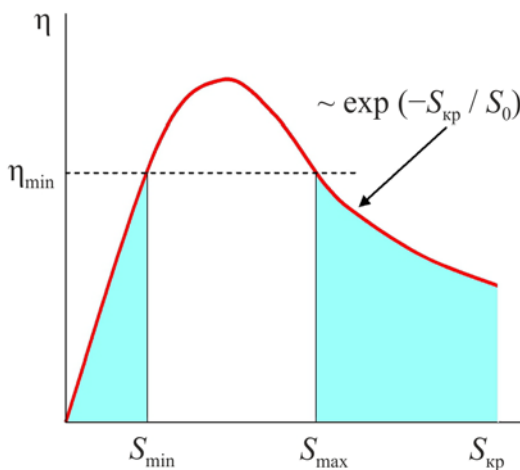


Рис. 17.12. Якісна залежність виходу придатних від площі кристала (чипа) для випадку рівномірного розподілу дефектів за випадкового закону розподілу

Крива на рис. 17.12 близька до експоненційної залежності $\eta \sim \exp\left(-\frac{S_{\text{кр}}}{S_0}\right)$, де S_0 – коефіцієнт, який залежить в основному від щільності дефектів. Ця залежність емпірична й, отже, її застосовність обмежена. Пунктиром відзначені області для яких $\eta \leq \eta_{\text{допустиме}}$ зі сторін $S_{\text{кр min}}$ і $S_{\text{кр max}}$ відповідно. Обмеження $S_{\text{кр min}}$ визначається межами мікромініатюризації, у першу чергу, можливостями мікролітографії. Обмеження $S_{\text{кр max}}$ визначається якістю кристала й помилками суміщення шаблонів.

У ВІС й НВІС, у яких лінії зв'язку розміщуються на декількох рівнях, m , зниження виходу придатних часто відбувається через дефекти у вертикальних контактах і в місцях перетину ізольованих ліній між двома рівнями металізації.

Вихід придатних, що відповідає цим механізмам, також слідує експоненційній залежності: $\eta(L_{\Lambda}) \sim \exp(a_1 S_+ + a_2 m_{\text{вк}})$. У ній S_+ – площа перетину, $m_{\text{вк}}$ – кількість вертикальних контактів. Коефіцієнти a_1 , a_2 залежать від обраних матеріалів, їх товщин і технологій у структурі блоку міжз'єднань: a_1 – відноситься до міжрівневих діелектриків, a_2 – до металів, використовуваних у вертикальних контактах.

За цими параметрами $S_{\text{кр}}$ і L_{Λ} сумарний вихід придатних визначається добутком:

$$\eta_{\Sigma} = \eta(S_{\text{кр}}) \cdot \eta(L_{\Lambda}). \quad (17.35)$$

Зі збільшенням рівнів інтеграції, площі чипів, діаметрів пластин (400...450 мм) технологія інтегральних схем з високим виходом придатних стає дуже дорогою. Цей економічний фактор стає головним критерієм у розвитку традиційної мікроелектроніки.

На закінчення викладеного матеріалу, який стосується кремнієвої інтегральної мікроелектроніки, слід також зазначити ще один з її напрямків – вакуумну мікроелектроніку. Інтерес до неї зріс у зв'язку із потребами екстремальної електроніки, яка інтенсивно розвивається, і у якій вакуумна мікроелектроніка може виявитися досить до речі.

РОЗДІЛ V

ЕЛЕМЕНТИ ВАКУУМНОЇ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Вакуумна мікроелектроніка (ВМЕ) не є новим напрямком у мікроелектроніці. Однак у шістдесяті роки ХХ сторіччя рівень технологічних можливостей не міг забезпечити необхідних параметрів мікромініатюрних катодів і мікромініатюризацію вакуумних тріодів на їх основі за вимогами ВМЕ.

Сьогоднішній інтерес мікроелектроніки до ВМЕ обумовлений, у першу чергу, швидким розвитком екстремальної електроніки та її вимогами. Це – високі й низькі температури, високі рівні інтеграції, вологості, впливу агресивних середовищ, високі частоти, граничні струмові й температурні режими тощо. При цьому має бути збережена надійність роботи вакуумного приладу в межах необхідного часу наробки на відмову, за прийнятних рівнів мініатюризації та інтеграції. Із цього погляду накопичений досвід вакуумної електроніки виявився достатньо корисним.

18. ПОЛЬОВІ КАТОДИ У ВАКУУМНІЙ МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ

18.1. Характеристики й параметри польового катода у вакуумній мікроелектроніці

Базовим елементом у ВМЕ є тріод, спрощена схема якого наведена на рис. 18.1. Конструктивно він складається з катода з автоелектронною тунельною польовою емісією, розміщеного на провідній підкладці, керувальної сітки, фокусувального електрода й анода. Анод і катод можуть бути виконані як металевими (наприклад, Мо, W), так і напівпровідниковими (наприклад, Si, GaAs). Металева сітка, товщиною в

десяті частки мкм (0,2), ізольована від катода діелектриком (переважно SiO₂) товщиною порядку 0,5 мкм.

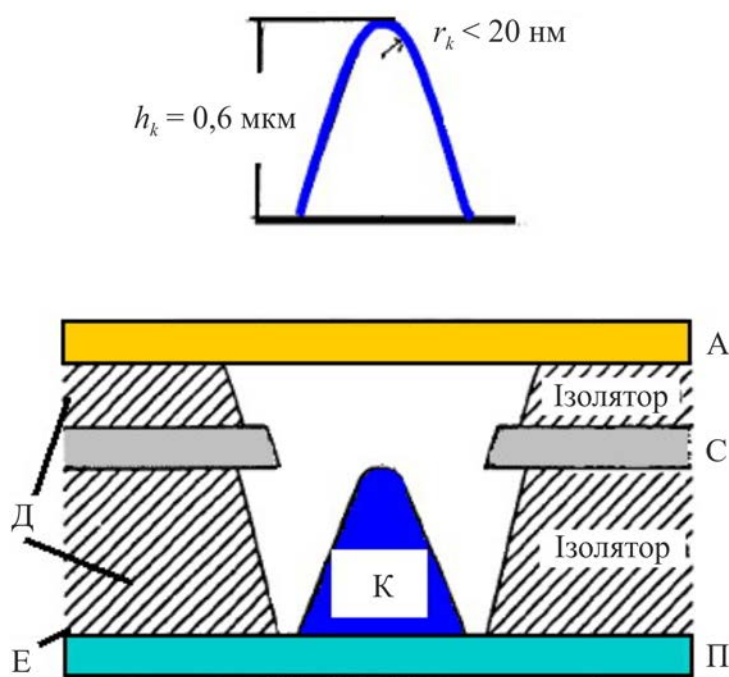


Рис. 18.1. Схема будови вакуумного мікротріода з вертикальною польовою емісією:
 А – анод; С – сітка;
 П – підкладка; Д – діелектрик;
 Е – катодний електрод;
 К – катод. На вставці показана геометрія пінч-катода та його розміри

Мінімальна відстань між анодом і катодом, d , на рис. 18.1, обмежується пробоєм вакууму ($\leq 10^{-6}$ торр) і анодною напругою, V , які визначають середнє значення напруженості електричного поля $E_0 = V/d$ в приладі. Так за анодної напруги $V = 40 \dots 60$ В відстань d становить не більш 0,1 мм. За $V = 400$ В значення d зростає до 0,5 мм і більше.

Усі згадані елементи мікротріода ізольовані один від одного діелектриками, які мають забезпечувати їх електричну міцність і рівень вакууму в об'ємі приладу.

Катод з автоелектронною емісією в мікротріоді є основною ланкою в ньому. Макет катодного вузла разом з керувальними електродами наведено на рис. 18.2. Для ефективної емісії катода електричне поле біля його емітера має бути порядку 10^8 В/см. Настільки високі електричні поля, що забезпечують необхідну густину струму емісії, досягаються на емітері катода у вигляді вістря з радіусом закруглення r_k від $30 \dots 50$ Å до 1 мкм (див. вставку на рис. 18.1).

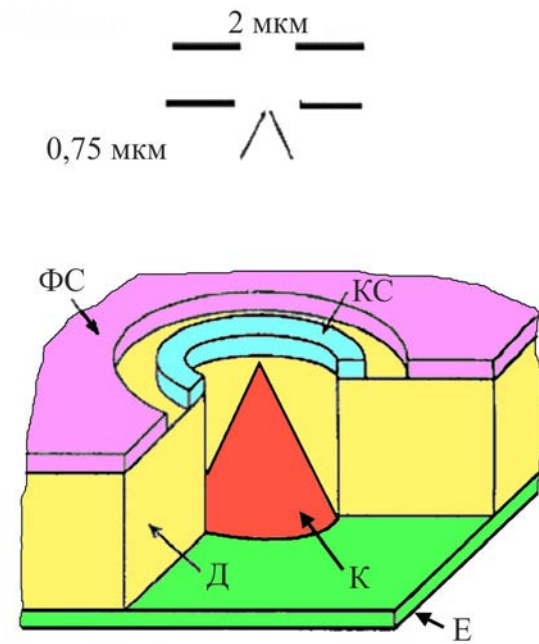


Рис. 18.2. Схема катодного вузла вакуумного мікротріода: К – катод; КС – керувальна сітка; ФС – фокусувальна сітка; Д – діелектрик; Е – катодний електрод

На вістрі електричне поле стискується (пінчується) і різко зростає відносно середньої величини, за залежністю:

$$E_{eff} \equiv E = \xi_y E_0 = \beta V . \quad (18.1)$$

де E_{eff} – ефективне поле біля поверхні емітера; ξ_y – фактор посилення поля (залежить від матеріалу катода та його геометрії); β – фактор перетворення напруги, що має розмірність довжини (см^{-1} або м^{-1}). Значення фактора перетворення напруги визначається головним чином радіусом закруглення r_k і практично не залежить від скосу й висоти катода. Це дає змогу прийняти в першому наближенні $\beta \cong \frac{1}{k \cdot r_k}$, де k – коефіцієнт, рівний для металевих емітерів порядку 5.

З виразу (18.1) випливає, що

$$r_k = \frac{V}{k \cdot E_{eff}} . \quad (18.2)$$

За напруг V у межах 100...400 В и полів $E \sim 10^8$ В/см відповідно до формули (18.2) радіуси закруглення емітерів r_k будуть лежати в межах від 2 нм до 8 нм. Це відповідає площам емітерів $S_e \approx (5 \cdot 10^{-14} \dots 10^{-12}) \text{ см}^2$.

Оптимальна густина струму емісії для мікротріода (або діода) оцінюється приблизно 100 А/см^2 . Значення $j_e \leq 10 \text{ А/см}^2$ відповідає нижній межі, яка обмежує стабільну роботоздатність приладу.

Для визначення струму емісії в цих межах можна користуватися формулою:

$$I = j_e S_e, \quad (18.3)$$

де j_e – усереднене значення густини струму емітера. Якщо прийняти $j_e = 100 \text{ А/см}^2$ і $S_e \approx (5 \cdot 10^{-14} \dots 10^{-12}) \text{ см}^2$, то відповідно до виразу (18.3) отримаємо струм емісії в межах від 10 пА до 100 пА, що не відповідає вимогам стійкої роботи приладу. У ВМЕ граничні струми польових катодів лежать у межах від 0,01 А до 1 А. Вони обмежуються матеріалом і геометрією катода та його терміном служби.

Для збільшення струму емісії необхідно збільшувати r_k (тобто площу) емітера або використовувати масиви катодів, зберігаючи малий радіус $r_k \leq 10$ нм. Наприклад, для отримання струму емісії в 1 мкА/емітер за $V = 200$ В треба збільшити r_k до 1 мкм.

Густина струму польових катодів у загальному випадку є функцією трьох параметрів: $j_e(E, \phi_v, T)$, де ϕ_v – робота виходу електронів з матеріалу катода у вакуум. У ВМЕ ϕ_v лежить у межах $2 \text{ еВ} \leq \phi_v \leq 6 \text{ еВ}$. Помітний вплив температури на густину струму емісії починається за межами $T > 1000$ °С. За $T \leq 1000$ °С формула Фаулера–Нордгейма може бути записана у вигляді:

$$j_e(E, \varphi_B) = \frac{aE^2}{t^2(y)\varphi_B} \cdot \exp\left[-\frac{b\varphi_B^{3/2}}{E} \vartheta(y)\right], \quad (18.4)$$

де $j_e(E, \varphi_B)$ – густина струму, А/см²; E – електричне поле біля поверхні емітера, В/см; a і b – універсальні константи ($a = 1,541 \cdot 10^{-6}$ А·еВ/В², $b = 6,831 \cdot 10^7$ еВ^{3/2}·В/см). Математичні функції (функції Нордгейма) $t^2(y) \approx 1,1$, $\vartheta(y) \approx 0,95 - y^2$ визначаються поблизу рівня Фермі. Їх функції табульовані, де $y = 3,79 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{\varphi_B}$.

Залежність $j_e(E, \varphi_B)$ представлена на рис. 18.3. На ньому сімейство кривих $j_e(E, \varphi_B)$ презентовано по параметру роботи виходу в діапазоні $2 \text{ еВ} \leq \varphi_B \leq 6 \text{ еВ}$, який охоплює як металеві, так і напівпровідникові катоди у ВМЕ. Як впливає з рис. 18.3, характерною рисою механізму емісії Фаулера–Нордгейма є експоненційне зростання густини струму за відносно малого збільшення електричного поля. Відхилення залежності (18.4) від експоненційної означає інший механізм емісії.

З формули (18.4) буває достатньо складно отримати фізично достовірні параметри шляхом підгонки вольт-амперних характеристик. Якісні оцінки можуть бути отримані, якщо формулу (18.4) переписати, з урахуванням виразу (18.1), у вираженні напруги:

$$j_e(V, \varphi_B) = \frac{a \cdot \beta^2}{t^2(y) \cdot \varphi_B} \cdot \exp\left[-\frac{b \cdot \varphi_B^{3/2}}{\beta \cdot V} \cdot \vartheta(y)\right], \quad (18.5)$$

де $y = 3,79 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{\beta V}}{\varphi_B}$, а вольт-амперну характеристику для катода

записати в стандартному вигляді:

$$I(V) = a' \cdot V^2 \cdot \exp(-b' \cdot V), \quad (18.6)$$

де

$$a' = \frac{a \cdot S_e}{1,1 \cdot \varphi_B} \cdot \beta^2 \cdot \exp\left[-\frac{1,44 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{\varphi_B}} \cdot b\right], \quad (18.7)$$

$$b' = 0,95 \cdot b \cdot \frac{\varphi_B^{3/2}}{\beta}. \quad (18.8)$$

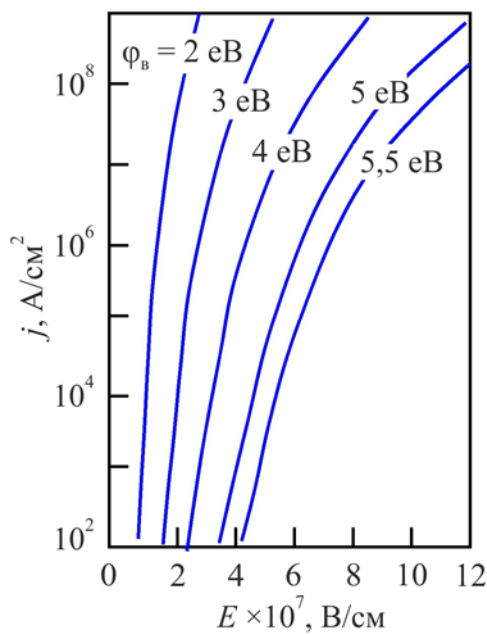


Рис. 18.3. Залежність густини струму від електричного поля за параметром роботи виходу, відповідно до формули Фаулера–Нордгейма (18.4)

Використовуючи формули (18.7) і (18.8) можна отримати для їх добутку компактний вираз у вигляді:

$$a' b'^2 = S_e (5,96 \cdot 10^9) \xi(\varphi_B), \quad (18.9)$$

у якому

$$\xi(\varphi_B) = \varphi_B^2 \cdot \exp\left(\frac{9,89}{\sqrt{\varphi_B}}\right). \quad (18.10)$$

Функція (18.10) представлена на рис. 18.4. Із графіка на ньому випливає, що, наприклад, для $\xi(\varphi_B) = 2250$ (суцільна пряма) помилка у визначенні функції (18.10) у межах $\varphi_B = 3,5 \dots 11,6$ не перевищує $\pm 10\%$ (пунктирні прямі). У цих межах відповідно до формули (18.9) при $\xi(\varphi_B) = 2250$ для оцінки площі емітера отримаємо:

$$S_e = \frac{a'b'^2}{1,34 \cdot 10^{13}} \text{ см}^2. \quad (18.11)$$

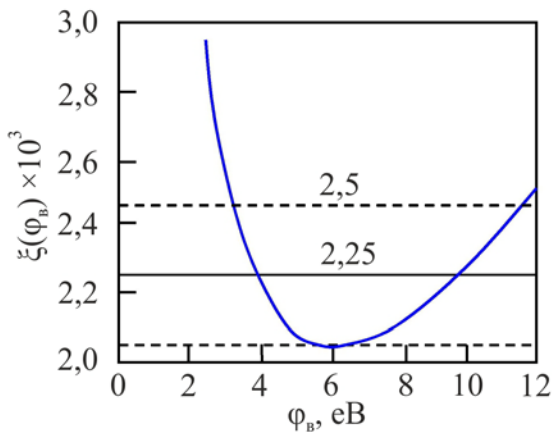


Рис. 18.4. Залежність множника $\xi(\varphi_B)$ у формулі (18.10) від роботи виходу електрона з катода у вакуум

Використовуючи формули (18.11) і (18.6) можна одержати компактне співвідношення для залежності S_e/I як функції b'/V :

$$\frac{S_e}{I} = \frac{\left(\frac{b'}{V}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{b'}{V}\right)}{1,34 \cdot 10^{13}}, \quad (18.12)$$

яке графічно відображене на рис. 18.5, що відповідає механізму Фаулера–Нордгейма. Величина b'/V може бути визначена з вольт-амперної характеристики у вигляді:

$$\frac{b'}{V} = \frac{V}{I} \cdot \frac{dI}{dV} - 2, \quad (18.13)$$

де $\frac{dI}{dV}$ – крутість мікротріода у діодному режимі.

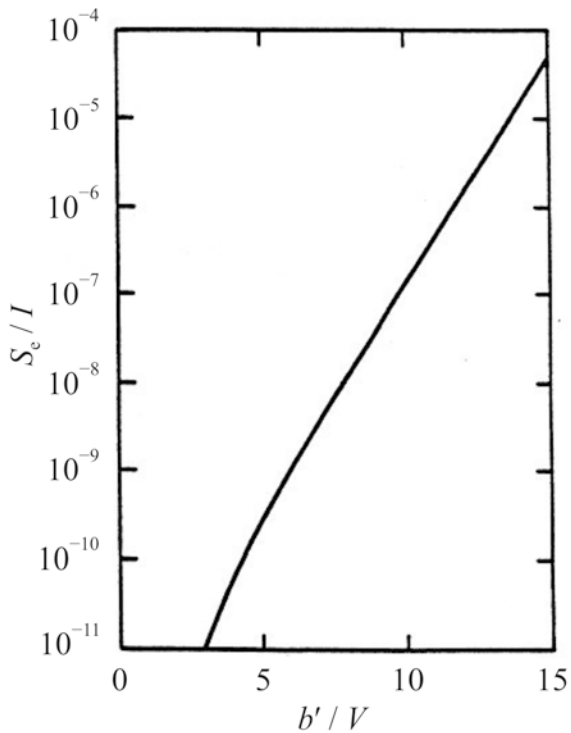


Рис. 18.5. Залежність відношення площі емітера до його струму S_e/I у функції b'/V

Коефіцієнт b' за $\phi_v \approx 4$ еВ і $\beta \approx 10^5$ має порядок 10^3 , коефіцієнт $a' \sim 10^{-7}$. За таких цифр площа емітера за порядком величини буде $\sim 10^{-14}$ см². Якщо прийняти $V = 200$ В, то b'/V буде приблизно дорівнювати 5. Відповідно до рис. 18.5 відношення S_e/I буде дорівнювати $\sim 5 \cdot 10^{-5}$, звідки $I \approx 2 \cdot 10^{-10}$ А.

Наведені цифри відносяться в основному до металевих катодів. У ВМЕ переважно використовуються напівпровідникові кремнієві катоди, які відповідають кремнієвій технології.

Густина струму в напівпровідниковому катоді визначається добутком:

$$j_{\max} = q \cdot n \cdot v_{\text{нас}}, \quad (18.14)$$

у якому n – концентрація носіїв заряду q , вимірювана в см^{-3} , і задана рівнем легування напівпровідника; $v_{\text{нас}}$ – швидкість їх насичення, вимірювана в $\text{см}/\text{с}$. Обидва ці параметри обмежують струм катода за рахунок меншої провідності відносно металевої провідності. Катодний кремній легується донорною домішкою до рівня концентрацій $10^{19} \dots 10^{20} \text{см}^{-3}$. Ця концентрація на два–три порядки менше концентрації носіїв у металі (10^{22}см^{-3}).

За легування кремнію до $n = 10^{19} \text{см}^{-3}$ робота виходу в ньому стає майже рівною електронній спорідненості (4,05 eВ), що близько до $\phi_{\text{в}}$ для молибденового катода (4,3 eВ).

Максимальна швидкість насичення для електронів $v_{\text{нас}}$ обмежується критичним значенням прискорювального поля $E_{\text{кр}}$ й зонною структурою матеріалу катода. У полях $E > E_{\text{кр}}$ швидкість $v_{\text{нас}} \rightarrow v_{\text{Т}} \approx 10^7 \text{см}/\text{с}$. У ковалентних напівпровідниках, таких як кремній $v_{\text{нас}} \approx v_{\text{Т}}$, де $v_{\text{Т}}$ – теплова швидкість електрона в ньому.

Електричне поле в напівпровіднику, E_i , визначається як $E_i = E/\epsilon_i$, де ϵ_i – діелектрична стала. Для кремнію із $\epsilon_{\text{Si}} \approx 10$ і $E = 10^8 \text{В}/\text{см}$ прискорювальне поле E_i зменшується в катоді на порядок, що знижує ефективність емітера. До цього треба додати, що при протіканні струму по напівпровідниковому катоду в ньому відбувається перерозподіл потенціалу й, разом з ним, густини струму.

На струмову стабільність катода суттєво впливає нестабільність його роботи виходу під впливом тих або інших факторів у структурі мікротріода.

Нестабільність емісії й зниження надійності катода виникає за бомбардування його іонами. Для зниження ймовірності іонного бомбардування емітера, у першу чергу, необхідний високий вакуум у просторі анод–катод і розділення траєкторій електронів та іонів у ньому. Катод має бути стійким до всіх операцій електровакуумної технології.

Розкид по енергіях емітованих електронів і флуктуації струму емісії польового катода мають перебувати на рівні термоемісійних катодів, а енергетична ефективність має бути в межах, допустимих вимогами для активних елементів мікроелектроніки.

За малих струмів емісії (20...50 мкА) й робочій частоті катода (50...60 Гц) ерозія емітера майже не спостерігається за середнього часу наробки на відмову до 10^4 год і більше. У тих випадках, коли потрібні більші анодні струми, катод може виконуватися багатоемітерним (сітчаста структура), струми кожного з яких обмежені зверху бомбардуванням іонів.

18.2. Температурний режим польового катода

Температурний режим автоелектронної емісії з вістря катода регламентується двома процесами: нагріванням катода струмом у ньому (I), який спрямований з об'єму до поверхні, і охолодженням, обумовленим емісією електронів. Ці процеси обумовлені Джоулевым теплом (I^2R) з одного боку, і ефектом Ноттінгейма з іншого.

Сутність ефекту Ноттінгейма полягає в розігріванні катода при автоелектронній емісії та його охолодженні при термоелектронній емісії. За низьких температур середня енергія тунелювання електронів крізь бар'єр ϕ_B буде нижче енергії Фермі в катоді й енергії електронів, які надходять у катод від джерела живлення. Ця різниця енергій приводить до розігрівання катода.

За температури катода, яка дорівнює критичній

$$T_{кр} = 5,8 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{E}{\sqrt{\phi_B}}, \quad (18.15)$$

досягається баланс між нагріванням і охолодженням, як це ілюструється на рис. 18.6. На ньому представлена залежність густини потужності від

температури катода для $\phi_B = 4,5$ еВ, $E = 7 \cdot 10^7$ В/см, $j = 10^8$ А/см². Для наведених цифр критична температура буде дорівнювати 2200 К.

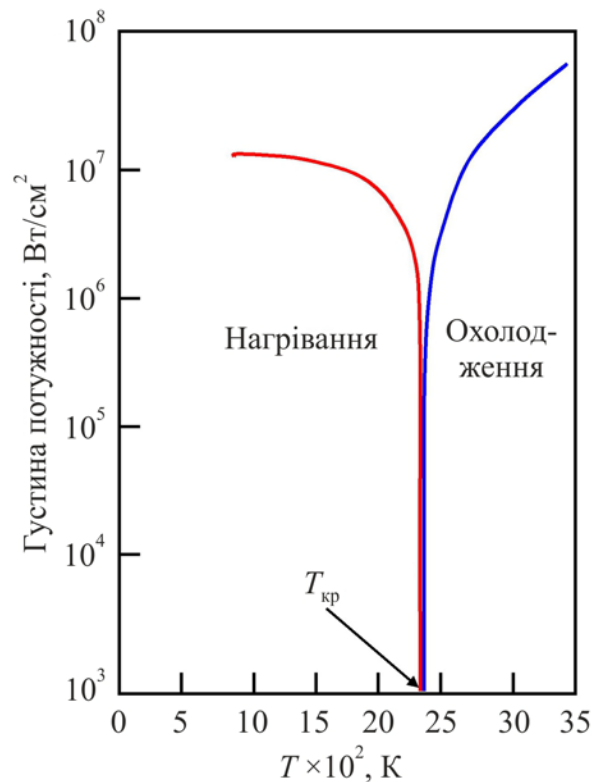


Рис. 18.6. Температурний режим польового катода (нагрівання й охолодження) для $\phi_B = 4,5$ еВ, $E = 7 \cdot 10^7$ В/см

З рис. 18.6 випливає, що положення критичної точки достатньо чутливе до незначних коливань температури в ту або іншу сторону, відповідно із законом Фаулера–Нордгейма.

Вихідними положеннями при оцінюванні цієї ситуації є два основні співвідношення. Перше з них відноситься до термоемісії:

$$j = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi_B}{k_B T}\right), \quad (18.16)$$

де $A = 120,4$ А(см·К)⁻² – стала Річардсона;

$$\varphi_B = \varphi_0 + aT - \frac{qE}{4\pi\epsilon_0}, \text{ eB}, \quad (18.17)$$

$\varphi_0 = \varphi_B (T = 0, E = 0)$, $a \approx 10^{-4} \text{ eB/K} \approx \text{const}$ – стала для даної геометрії кристала. Відповідно до формули (18.16) густина струму 100 A/cm^2 має місце за $T = 1500 \text{ K}$. При цьому густина потужності нагрівання буде дорівнювати $W_{\text{нагрів}} \approx 5 \text{ Вт/см}^2$, а електричне поле $E = 5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

Друге співвідношення визначає втрату енергії й температури внаслідок охолодження катода, обумовленого емісією електронів:

$$W_{\text{охол}} = j \cdot \varphi_B, \text{ Вт/см}^2, \quad (18.18)$$

З формули (18.18) випливає, що за $j = 100 \text{ A/cm}^2$ і $\varphi_B = 2 \text{ eB}$, густина потужності, витраченої на охолодження катода, складе 200 Вт/см^2 , що суттєво перевищує радіаційні втрати й $W_{\text{охол}} \gg W_{\text{нагрів}}$.

При порушенні температурного балансу при зростанні температури емітера й зниження при цьому електричного поля автоелектронна емісія переходить у термоавтоелектронну емісію, потім термоемісію, посилену ефектом Шотткі. Одночасно зростає густина струму емісії й за $j = 10^8 \text{ A/cm}^2$ переходить у вибухове руйнування емітера (рис. 18.7), виникає катодний плазмовий факел, емісійний струм зростає приблизно на два порядки з переходом у вибухову електронну емісію з розвитком вакуумного пробую.

Таким чином, обмеження температурного режиму катода обумовлюються температурою його плавлення й іншими факторами, які руйнують катод, і обмежують його середній час наробки на відмову. Як приклад, до них слід віднести температуру початку швидкого руйнування катода внаслідок збільшення парів матеріалу катода (приблизно до 10^{-5} торр), а також температуру, за якої матеріал катода починає хімічно

взаємодіяти з арматурою прилада, що приводить до змінювання його роботи виходу, і, отже, до змінювання емісійних характеристик.

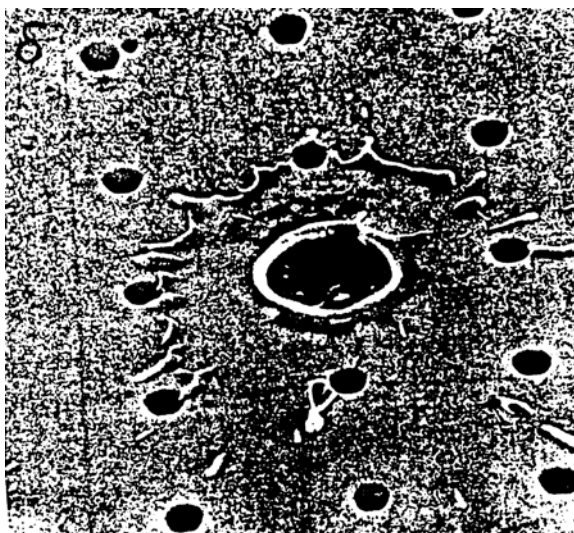


Рис. 18.7. Фотографія початку вибухової емісії одного з катодів масиву

З викладеного випливає, що струмовий і температурний режими взаємозалежні. Їх баланс відповідальний за стабільність і надійність роботи катода.

18.3. Методи формування польових катодів у вакуумній мікроелектроніці

Раніше було відзначено, що для створення пінч-катодів можуть бути використані як метали, так і напівпровідники. Для ВМЕ кремнієва технологія залишається кращою.

Найбільш перспективною технологією створення кремнієвих катодів і їх масивів є метод анізотропного плазмового травлення. Для отримання малого радіуса емітера використовують процедуру окиснення первісної форми емітера з радіусом 60...70 нм (рис. 18.8, *а*) на глибину порядку 300 нм із наступним витравлюванням оксидної плівки (рис. 18.8, *б*). При цьому радіус емітера може бути зменшений від 8 нм до 25 нм.

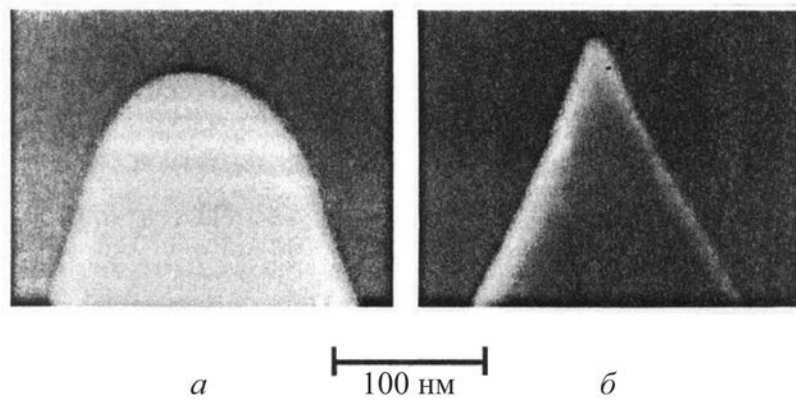


Рис. 18.8. SEM-зображення кремнієвих пінч-катодів, отриманих плазмовим травленням: *a* – форма катода до його окиснення (радіус закруглення близько 70 нм);
б – форма катода після окиснення на глибину близько 300 нм із наступним витравлюванням окисла (радіус закруглення близько 10 нм)

На рис. 18.9 наведено фрагмент (SEM-зображення) таких катодів без сіткових електродів (*a*) і просторовий розподіл катодів у масиві (*б*).

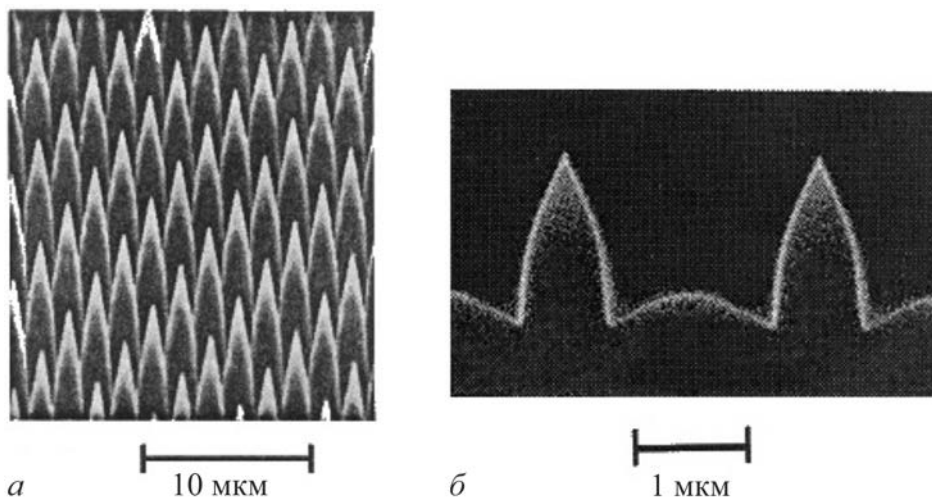


Рис. 18.9. Фрагмент масиву катодів (*a*) та їх просторовий розподіл у масиві (*б*)

Була запропонована групова технологія кремнієвих пінч-катодів, суть якої слідує з рис. 18.10. Вона, по суті, не відрізняється від стандартної планарної технології інтегральних схем.

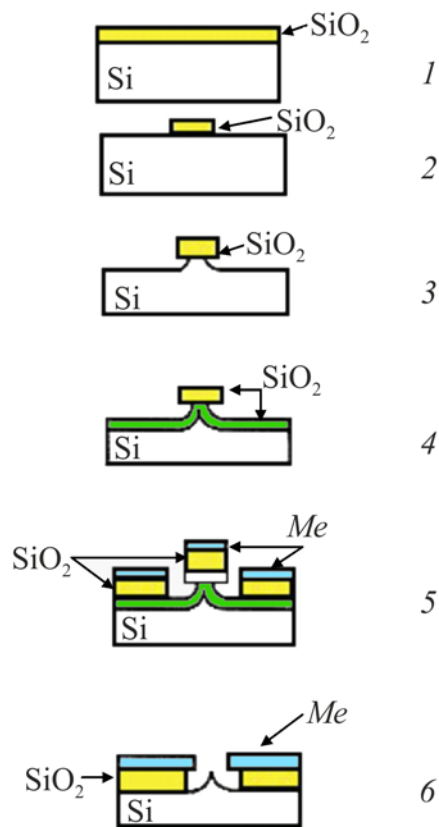


Рис. 18.10. Схема формування кремнієвого катода із сітковим електродом:

1 – пасивація кремнієвої пластини (SiO_2);

2 – формування маски під травлення рисунка тіла катода; 3 – травлення кремнію; 4 – окиснення протравленого кремнію; 5 – нарощування SiO_2 і нанесення металевої сітки; 6 – витравлювання SiO_2 в області катода, розкриття катода з металевою сіткою

Серед технологій кремнієвих катодів значний інтерес становить лазерна технологія. Під дією лазерного імпульсу (імпульсів) кремній плавиться в режимі розвиненого випаровування. У результаті гідродинамічного удару, створюваного парами кремнію, розплав витісняється до поверхні й краям кратера, утворюючи кільцеві валики по його периметру. Після припинення дії лазерного імпульсу температура розплаву зменшується до температури кристалізації. Це приводить до утворення конічної поверхні кратера з нанокристалами кремнію, покритими SiO_2 (рис. 18.11, а). Ефективна площа таких емітерів може сягати 10^{-2} см^2 при факторі посилення ξ_y за порядком величини 10^5 , порогова напруга $V = 100 \dots 200 \text{ В}$, поле $E = (1 \dots 4) \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Для створення масиву катодів їх формують покроково один за одним лазерним променем ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) у режимі вільної генерації за енергії імпульсу $0,2 \text{ Дж}$ і тривалості $0,2 \text{ мс}$. Фрагмент масиву, отриманого в такому режимі, показано на рис. 18.11, б.

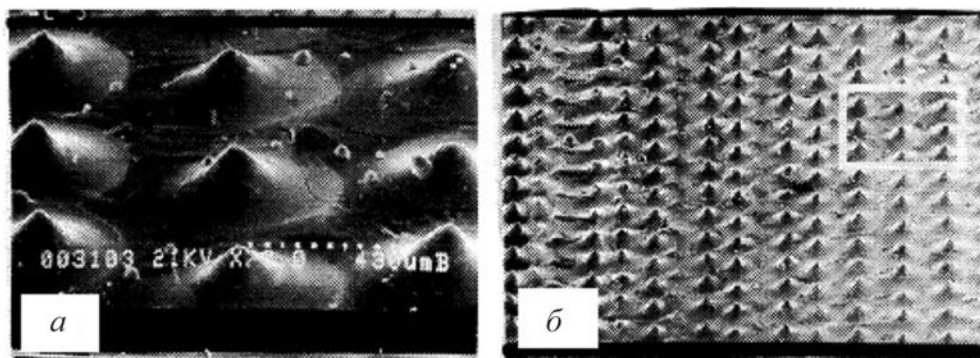


Рис. 18.11. Фрагмент (а) і елемент масиву (б) пінч-катодів, сформованих лазерною технологією

Позитивні сторони лазерної технології – у простоті формування наноструктурних кремнієвих катодів з високими значеннями фактора посилення та їх масивів.

Для створення шпилястої структури поверхні кремнію можна також використовувати високоенергетичний ($2 \text{ MeV } \text{H}^+$) іонний промінь (рис. 18.12). Гостра структура досягається коли промінь спрямований уздовж осі зразка кремнію з орієнтацією $\langle 100 \rangle$, що означає його анізотропне травлення. Така технологія дозволяє отримати емітери з радіусом закруглення 15 nm зі скосом у 85° .

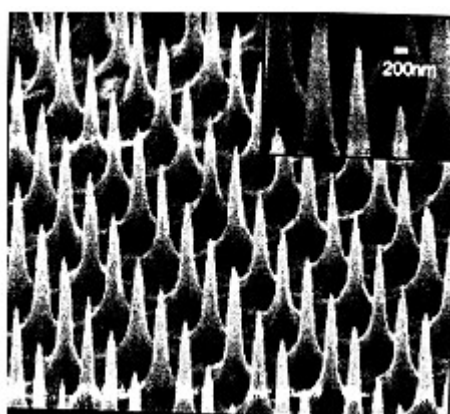


Рис. 18.12. Масив кремнієвих вістрів, утворений точковим опроміненням високоенергетичним H^+ іонним пучком, спрямованим уздовж осі $\langle 100 \rangle$ кремнієвої підкладки. Радіус закруглення 15 nm із кутом нахилу 85°

Використання вуглецевих нанотрубок (ВНТ) як польових катодів розглядається як найбільш перспективне рішення проблеми їх ефективності. Цьому сприяє великий формат ВНТ (відношення довжини до діаметра порядку $10^3 \dots 10^2$), малий радіус емітера (< 1 нм), високі хімічна стійкість і механічна міцність. Немаловажним є той факт, що ВНТ нормально працюють в умовах середнього вакууму.

Недолік ВНТ полягає у порівняно швидкому зношуванні емітера, що зменшує довжину катода й може привести до розкиду струму емісії. Адсорбція/десорбція молекул газу приводить також до стрибкоподібного зростання/зменшення емісійного струму.

Малий поперечний переріз нанотрубок, діаметр яких лежить у межах від 1 нм до 100 нм, обмежує максимальні струми емісії ($10^{-15} \dots 10^{-17}$ А) за межі мінімального порога у ВМЕ. Для збільшення струму емісії катод виконується багатоемітерним, як це схематично показано на рис. 18.13. Якщо нанотрубки орієнтовані перпендикулярно підкладці, то в цьому випадку обмеження струму буде визначатися площею катода на ній.

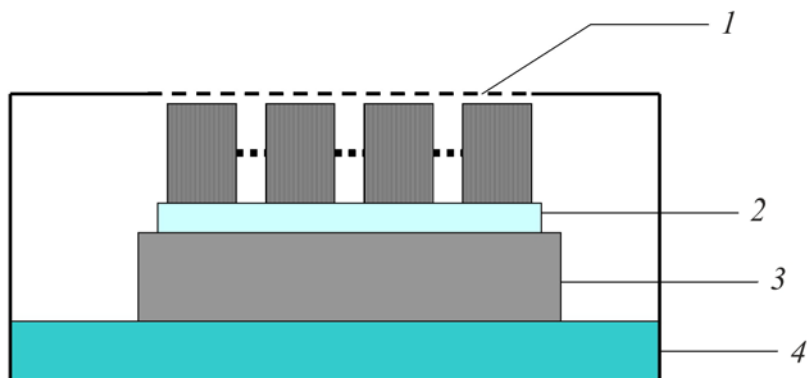


Рис. 18.13. Схема блоку багатоемітерного катода з нанотрубчастими емітерами:
 1 – керувальна сітка; 2 – катод з нанотрубками; 3 – основа катода; 4 – керамічна підкладка

Обидві характеристики ВНТ, представлені в координатах I від V і $\log(I/V^2)$ від (I/V) , відповідають механізму Фаулера–Нордгейма. Струми емісії ($10^{-5} \dots 10^{-6}$ А) і значення граничних напруг (150...300 В), а

також фактори посилення (500...800) виявляються одного порядку з нанорозмірними кремнієвими емітерами, отриманими лазерною технологією. Це характерно для низькорозмірних структур польових катодів.

Сучасні технології дають змогу створювати ВНТ різної геометрії. Зі зміною їх геометрії, а також діаметрів, змінюються геометрія полів емісії, що в ряді випадків дозволяє напрямлено змінювати останніх.

Якщо катод містить велику кількість ВНТ (найчастіше тонких багатостінних), то він може являти собою композит. Кількість і просторова роздільність ВНТ у ньому мають бути оптимізовані. Це означає, що характеристики польової емісії катода залежать від ступеня дисперсії ВНТ у композиті.

Була розроблена технологія нанокompозита з ВНТ і встановлений зв'язок між дисперсією нанотрубок і їх польовою емісією. Оптимум був досягнутий двоступінчастим перемішуванням ВНТ: хімічним і механічним.

На рис. 18.14 наведена схема синтезу композита з багат шарових тонких ВНТ. На рис. 18.15 наведені характеристики $j(E)$ для чотирьох режимів синтезу, позначених на рис. 18.14. Із зіставлення кривих випливає, що двоступінчасте перемішування ВНТ у композиті оптимально в запропонованій технології.

Параметри емісії для характеристики 4 наведені в табл. 18.1.

Таблиця 18.1

Параметри польової емісії для катодів з композитів багатостінних ВНТ синтезованих методом хімічного й механічного перемішування

Порогове поле (В/мкм) за густини струму 10 мкА/см ²	Густина струму (мкА/см ²) за поля 3 В/мкм	Фактор посилення середнього поля ξ_y	Площа (м ²)
1,374	2030,2	7851,4	$1,2 \cdot 10^{-17}$

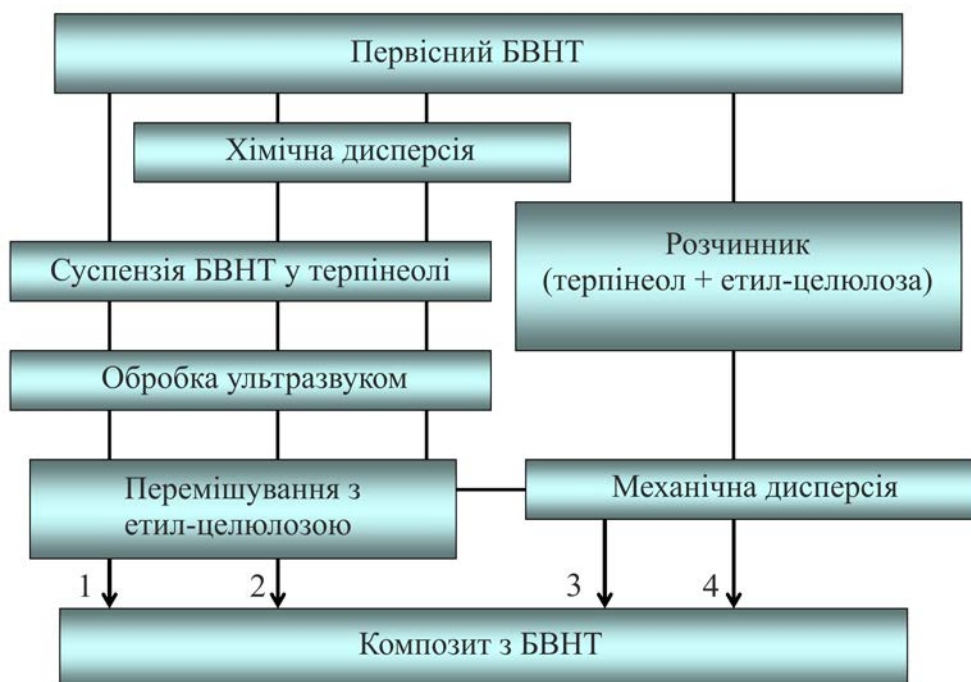


Рис. 18.14. Схема синтезу композита із багатостінних вуглецевих нанотрубок (МВНТ).

Позначення 1–4 розшифровані на рис. 18.15

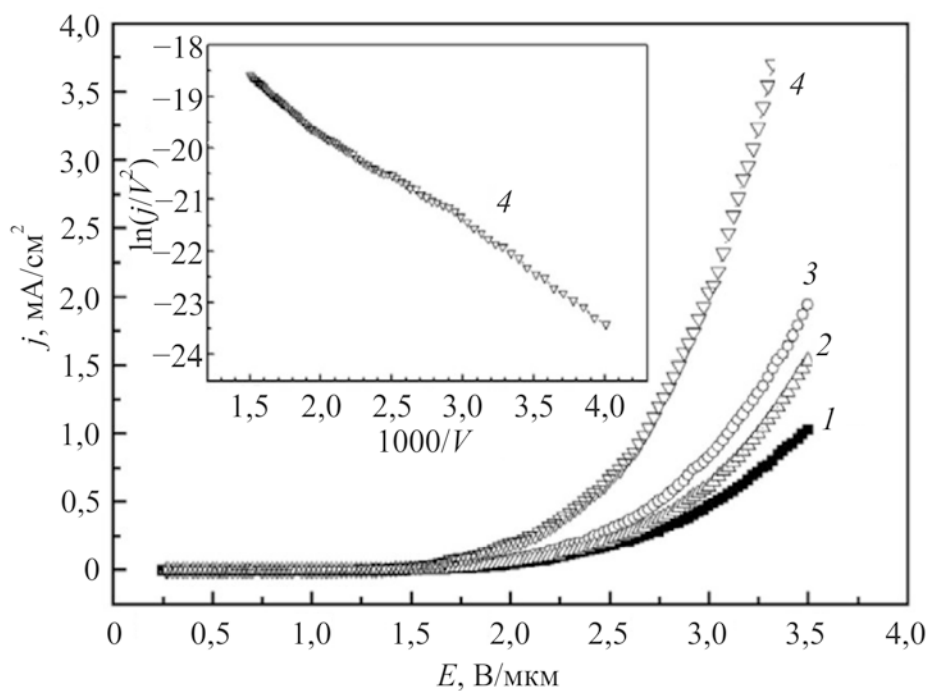


Рис. 18.15. Густина струму польової емісії залежно від прикладеної електричної напруги для сировинного композита (1), композита після механічного перемішування (2), композита після хімічного перемішування (3) й композита після хімічного й механічного перемішування (4). Вставка: графік вольт-амперної характеристики в координатах Фаулера–Нордгейма для кривої 4

Незважаючи на високі параметри ВНТ польових катодів, їх середній час наробки на відмову відносно невеликий. Це пов'язано з необоротною деградацією емітерів внаслідок їх окиснення за наявності залишкових газів в «колбі» приладу. Конкурентами ВНТ по хімічній і механічній стабільності представляються алмаз і золото.

Технологія алмазних покриттів у польових катодах достатньо складна порівняно з технологією золотих покриттів і проводів, широко використовуваних інтегральною мікроелектронікою.

На рис. 18.16 наведена модель вакуумного мікродіода, отриманого із застосуванням технології заміни масиву ВНТ на золоті нанопроводи (AuНП), (а) і СЕМ-зображення фрагмента масиву AuНП (б). У ній катоди являють собою золоті нанопроводи, вертикально орієнтовані до площини анода. AuНП вирощені на шаблонах аморфного пористого анодируваного оксиду алюмінію (Al_2O_3), модифікованого полістереновими мікросферами, які просторово розділяють емітери в масиві. Шаблон закріплений у полістереновому кільці. Відкриті пори електромеханічно реплікуються в золотому електроліті гальванічним методом. Після цієї операції шаблон селективно видаляється.

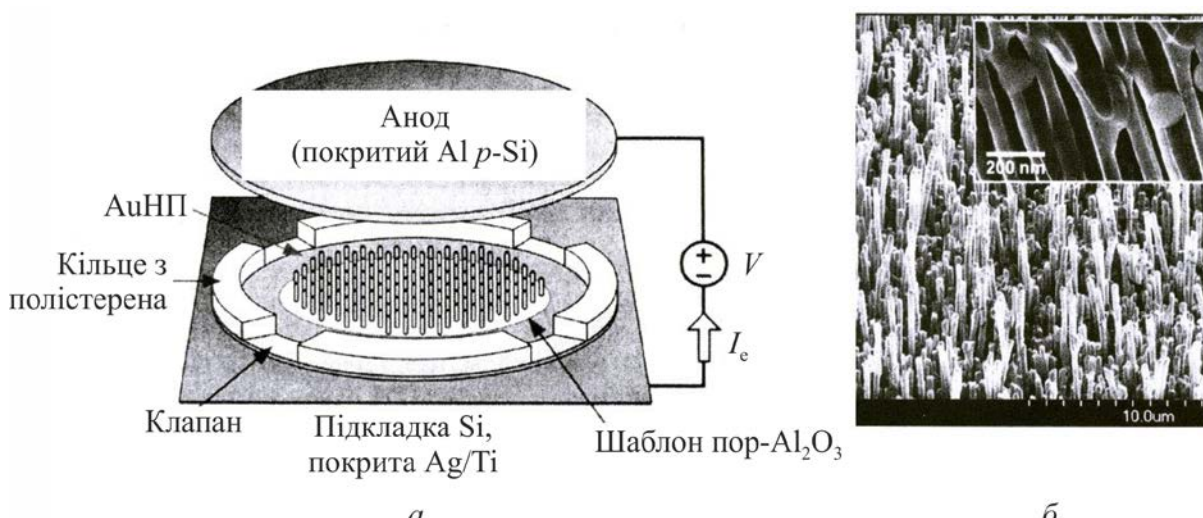


Рис. 18.16. Модель вакуумного мікродіода (а) і СЕМ-зображення фрагмента масиву вертикально-орієнтованих AuНП (б)

Підкладка, на якій розміщений масив AuНП, являє собою кремнієву пластину, покриту Ag (100 нм)/Ti (5 нм).

Анодом служить кремнієва пластинка із провідністю p -типу, покрита із двох сторін алюмінієвою плівкою. Відстань між анодом і емітером, d , у даній моделі становить 70 нм.

На рис. 18.17 наведені характеристики $I(V)$ приладу в координатах Фаулера–Нордгейма, $\log(I/V^2)$ від $(1/V)$. З нього випливає, що порогова напруга початку польової емісії лежить біля межі $V_t \approx 0,2$ В. Це значно нижче цифр, отриманих раніше для ВНТ катодів. При цьому струм польової емісії й порогова напруга у широких межах не залежать від тиску буферного газового середовища в колбі приладу (від 0,1 торр до 100 торр). Пороговій напрузі 0,2 В відповідає граничне поле $E_t \approx V_t/d \approx 3 \cdot 10^{-3}$ В/мкм (30 В/см).

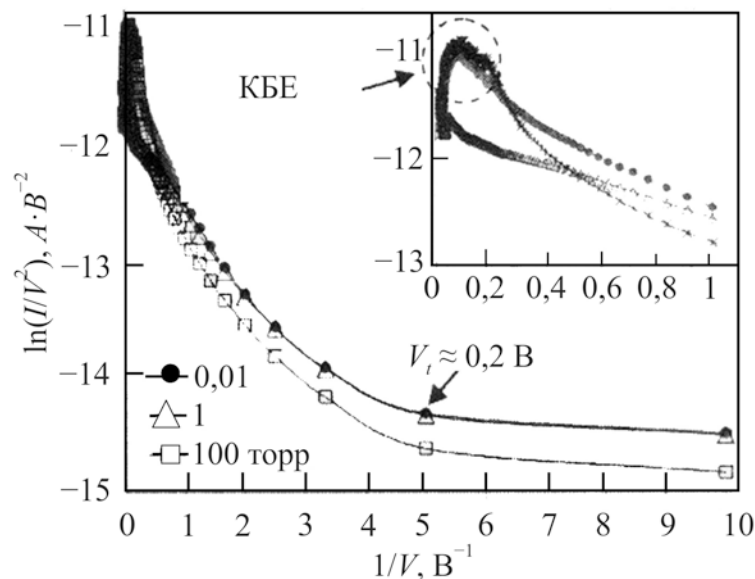


Рис. 18.17. Густина струму польової емісії залежно від прикладеної електричної напруги в координатах Фаулера–Нордгейма для різних тисків гелію в широких межах.

Вставка: початок квазібалістичної емісії (КБЕ)

Якщо прийняти для ефективного поля біля поверхні емітера $E \approx 10^8$ В/см, то за даних цифр фактор посилення за порядком величини має лежати біля границі 10^6 .

При розрахунках середньої величини фактора посилення, в наближенні рівності його відношення поля на бар'єрі до порогового поля, було отримане значення $\xi_y \approx 2,2 \cdot 10^6$, що відповідно до формули (18.1) визначає $E \approx 6,6 \cdot 10^3$ В/мкм ($6,6 \cdot 10^7$ В/см).

AuНП – це квантово-механічна нитка. Цим визначається, як і у ВНТ, граничні параметри або близькі до таких. Настільки рекордно низькі порогові потенціали й значні фактори посилення, а також незалежність від тиску зовнішнього газу обумовлені бар'єром Шоттки, утвореним на границі золото–залишковий пористий оксид алюмінію на поверхні емітера. Електрон, який тунелює крізь бар'єр Шоттки на границі метал– Al_2O_3 , стає вільним майже без втрати енергії. При цьому фактор посилення зростає, а робота виходу зменшується в кілька разів.

З викладеного в цьому параграфі випливає, що проблема ефективного польового катода у ВМЕ може бути вирішена в найближче десятиліття. Цьому сприяють успіхи матеріалознавства, нанотехнології й нанoeлектроніки.

ЗАКІНЧЕННЯ

Розвиток нових напрямків в електроніці тісно пов'язано з успіхами матеріалознавства й фізики твердого тіла, які відкривають нові можливості в ній, обумовлені високими технологіями. У шістдесяті роки ХХ сторіччя матеріалознавський аспект визначив становлення інтегральної мікроелектроніки і також сьогодні служить становленню наноелектроніки.

На першому плані кремнієвої мікроелектроніки як приклад можна відзначити:

- нанорозмірну інтегральну електроніку, мінімізацію фактора якості та її елементної бази;
- екстремальну мікроелектроніку (температури, магнітні поля, радіаційні навантаження тощо);
- проблему міжз'єднань зі зростанням рівнів інтеграції та швидкодії;
- зниження вартості виробництва, його кластерна структура, нанолітографія.

У науковому аспекті на першому плані:

- терагерцова мікроелектроніка;
- графени, нанотрубки, клатрати;
- спін-електроніка;
- органіка й полімери в структурах мікро- та наноелектроніки.

При цьому слід мати на увазі, що в цей час темпи розробки ідеї, її апробації й впровадження стали на порядки вище. Це вимагає від науки й промисловості тісних контактів і мобільності.

Список літератури

1. Technology roadmap for nanoelectronics / ed. R. Compano. — European Commission IST Programme Future and Emerging Technologies, 2000. — 104 p.
2. Lee H. Sub-5nm all-around gate finFET for ultimate scaling / H. Lee, L.-E. Yu, S.-W. Ryu [et al.] // Symposium on VLSI Technology. Digest of Technical Papers, 2006. — P. 58–59.
3. Risch L. The end of the CMOS roadmap—new landscape beyond / L. Risch // Materials Science and Engineering: C. — 2002. — Vol. 19, No. 1–2. — P. 363–368.
4. Likharev K. Electronics below 10 nm / K. Likharev // Nano and Giga Challenges in Microelectronics / J. Greer, A. Korkin, J. K. Labanowski. — New York : Elsevier, 2003. — P. 27–68.
5. Пожела Ю. К. Физика быстродействующих транзисторов / Ю. К. Пожела. — Вильнюс : Мокслас, 1989. — 261 с.
6. Hisamoto D. A fully depleted lean-channel transistor (DELTA)-a novel vertical ultrathin SOI MOSFET / D. Hisamoto, T. Kaga, Y. Kawamoto, E. Takeda // IEEE Electron Device Letters. — 1990. — Vol. 11, No. 1. — P. 36–38.
7. Dreike P. L. An overview of high-temperature electronic device technologies and potential applications / P. L. Dreike, D. M. Fleetwood, D. B. King [et al.] // IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology: Part A. — 1994. — Vol. 17, No. 4. — P. 594–609.
8. Peck D. S. Accelerated testing handbook / D. S. Peck, O. D. Trapp. — Portola Valley, CA : Technology Associates, 1987. — 415 p.
9. Kirschman R. High-temperature electronics / R. Kirschman. — New York : Wiley-IEEE Press, 1998. — 912 p.

10. Zhan A. P. Comparison of gan p-i-n and schottky rectifier performance / A. P. Zhan, G. T. Dang, Fan Ren [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2001. — Vol. 48, No. 3. — P. 407–411.
11. Reed M. A. Computing with molecules / M. A. Reed, J. M. Tour // Scientific American. — 2000. — Vol. 282, No. 6. — P. 86–93.
12. Bao Z. Organic materials for thin film transistors / Z. Bao // Material Matters Organic Electronics. — 2007. — Vol. 2, No. 3. — P. 4.
13. Park J. Coulomb blockade and the Kondo effect in single-atom transistors / J. Park, A. N. Pasupathy, J. I. Goldsmith [et al.] // Nature. — 2002. — Vol. 417, No. 6890. — P. 722–725.
14. Collins G. Nanotubes for electronics / G. Collins, P. Avouris // Scientific american. — 2000. — Vol. 283, No. 6. — P. 62–69.
15. Дьячков П. Н. Углеродные нанотрубки. строение, свойства, применения / П. Н. Дьячков. — Москва : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. — 293 с.
16. Tans S. J. Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube / S. J. Tans, A. R. M. Verschueren, C. Dekker // Nature. — 1998. — Vol. 393, No. 6680. — P. 49–52.
17. Lee S. M. Electronic structures of GaN nanotubes / S. M. Lee, Y. H. Lee, Y. G. Hwang, C. J. Lee // Journal of the Korean Physical Society. — 1999. — Vol. 34, No. SUPPL. 3. — P. S253.
18. Postma H. W. C. Carbon nanotube single-electron transistors at room temperature / H. W. C. Postma // Science. — 2001. — Vol. 293, No. 5527. — P. 76–79.
19. Hyldgaard P. Robust nanosized transistor effect in fullerene-tube heterostructure / P. Hyldgaard, B. . Lundqvist // Solid State Communications. — 2000. — Vol. 116, No. 10. — P. 569–573.
20. Hyldgaard P. Surface assembly and ultrafast operation of all-nanoscale resonant-tunneling transistors / P. Hyldgaard // Materials Today. — 2003. — Vol. 10, No. 9. — P. 36–45.

21. Robertson J. Growth of nanotubes for electronics / J. Robertson // *Materials Today*. — 2007. — Vol. 10, No. 1–2. — P. 36–43.
22. Grobert N. Carbon nanotubes – becoming clean / N. Grobert // *Materials Today*. — 2007. — Vol. 10, No. 1–2. — P. 28–35.
23. Katsnelson M. I. Graphene: carbon in two dimensions / M. I. Katsnelson // *Materials Today*. — 2007. — Vol. 10, No. 1–2. — P. 20–27.
24. Freitag M. Nanoelectronics goes flat out / M. Freitag // *Nature Nanotechnology*. — 2008. — Vol. 3, No. 8. — P. 455–457.
25. Лен Ж.-М. Супрамолекулярная химия: концепции и перспективы / Ж.-М. Лен. — Новосибирск : Наука. Сиб. предприятие РАН, 1998. — 333 с.
26. Шевельков А. В. Супрамолекулярные клатраты: от экзотических веществ к материалам нового поколения / А. В. Шевельков // *Соросовский образовательный журнал*. — 2004. — Т. 8, № 2. — С. 44–49.
27. Daenen M. The wondrous world of carbon nanotubes, a review of current carbon nanotube technologies / M. Daenen, R. D. de Fouw, B. Hamers [et al.]. — Eindhoven University of Technology, 2003. — 96 p.
28. Iversen B. B. Why are clathrates good candidates for thermoelectric materials? / B. B. Iversen, A. E. C. Palmqvist, D. E. Cox [et al.] // *Journal of Solid State Chemistry*. — 2000. — Vol. 149, No. 2. — P. 455–458.
29. Che Y. Review of carbon nanotube nanoelectronics and macroelectronics / Y. Che, H. Chen, H. Gui [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. — 2014. — Vol. 29, No. 7. — P. 73001.
30. Kreupl F. Carbon nanotubes in microelectronic applications / F. Kreupl // *Advanced Micro & Nanosystems Vol. 8. Carbon Nanotube Devices* / C. Hierold. — Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. — P. 1–41.
31. ULSI technology / ed. C. Y. Chang, ed. S. M. Sze. — Singapore : McGraw-Hill, 1996. — 726 p.

32. Ohmi T. Controlling wafer surface contamination in air conditioning particle removal subsystem / T. Ohmi, Y. Kasama, K. Sugiyama [et al.] // *Microcontamination*. — 1990. — Vol. 8, No. 2. — P. 45–47.
33. Данилин А. Б. Интегрирование технологических систем в микроэлектронике, тенденции и перспективы / А. Б. Данилин // *Электронная промышленность*. — 2004. — Т. 4. — С. 129–144.
34. Zolper J. C. A review of junction field effect transistors for high-temperature and high-power electronics / J. C. Zolper // *Solid-State Electronics*. — 1998. — Vol. 42, No. 12. — P. 2153–2156.
35. Johnson E. O. Physical limitations of frequency and power parameters of transistors / E. O. Johnson // *RCA Rev.* — 1965. — Vol. 26, No. 2. — P. 163–177.
36. Зебрев Г. И. Физические основы кремниевой наноэлектроники : учебное пособие / Г. И. Зебрев. — Москва : МИФИ, 2008. — 288 с.
37. Lanyon H. P. D. Bandgap narrowing in heavily doped silicon / H. P. D. Lanyon, R. A. Tuft // *International Electron Devices Meeting*, 1978. — P. 316–319.
38. Konaka S. A 30-ps Si bipolar IC using super self-aligned process technology / S. Konaka, Y. Yamamoto, T. Sakai // *IEEE Transactions on Electron Devices*. — 1986. — Vol. 33, No. 4. — P. 526–531.
39. Pejnefors J. High-performance bipolar transistor with SiGe:C and Poly-SiGe / J. Pejnefors, T. Johansson // *Chip*. — 2003. — Vol. 8. — P. 13–15.
40. Krithivasan R. Half-terahertz operation of SiGe HBTs / R. Krithivasan, Yuan Lu, J. D. Cressler [et al.] // *IEEE Electron Device Letters*. — 2006. — Vol. 27, No. 7. — P. 567–569.
41. King C. A. Heterojunction bipolar transistors with $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys / C. A. King // *Heterostructures and quantum devices*. — New Jersey : AT&T Bell Laboratories, 1994. — P. 157–187.

42. Hughes H. L. Radiation effects and hardening of MOS technology: devices and circuits / H. L. Hughes, J. M. Benedetto // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2003. — Vol. 50, No. 3. — P. 500–521.
43. Sturm J. C. Si/SiGe/Si heterojunction bipolar transistors / J. C. Sturm // Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium / E. Kaspar. — London : INSPEC, 1995. — P. 193–204.
44. Brews J. R. Generalized guide for MOSFET miniaturization / J. R. Brews, W. Fichtner, E. H. Nicollian, S. M. Sze // IEEE Electron Device Letters. — 1980. — Vol. 1, No. 1. — P. 2–4.
45. Ng K. K. An improved generalized guide for MOSFET scaling / K. K. Ng, S. A. Eshraghi, T. D. Stanik // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1993. — Vol. 40, No. 10. — P. 1895–1897.
46. Ogura S. Design and characteristics of the lightly doped drain-source (LDD) insulated gate field-effect transistor / S. Ogura, P. J. Tsang, W. W. Walker [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1980. — Vol. 27, No. 8. — P. 1359–1367.
47. Osburn C. M. Metal silicides: active elements of ULSI contacts / C. M. Osburn, J. Y. Tsai, J. Sun // Journal of Electronic Materials. — 1996. — Vol. 25, No. 11. — P. 1725–1739.
48. Dass M. L. A. Growth of epitaxial CoSi_2 on (100)Si / M. L. A. Dass, D. B. Fraser, C. Wei // Applied Physics Letters. — 1991. — Vol. 58, No. 12. — P. 1308–1310.
49. Гуляев Ю. В. Физические ограничения минимальных размеров элементов современной микроэлектроники / Ю. В. Гуляев, В. Б. Сандомирский, А. А. Суханов, Ю. Я. Ткач // Успехи физических наук. — 1984. — Т. 144, № 3. — С. 475–495.
50. Very large scale integration (VLSI) / ed. D. F. Barbe. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1980. — 279 p.

51. Francis P. SOI technology for high-temperature applications / P. Francis, A. Terao, B. Gentinne [et al.] // International Technical Digest on Electron Devices Meeting, 1992. — P. 353–356.
52. Physical and technical problems of SOI structures and devices / ed. J. P. Colinge, ed. V. S. Lysenko, ed. A. N. Nazarov. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1995. — 290 p.
53. Celler G. K. Frontiers of silicon-on-insulator / G. K. Celler, S. Cristoloveanu // Journal of Applied Physics. — 2003. — Vol. 93, No. 9. — P. 4955–4978.
54. Progress in SOI structures and devices operating at extreme conditions / ed. F. Balestra, ed. A. Nazarov, ed. V. S. Lysenko. — Dordrecht : Springer Netherlands, 2002. — 351 p.
55. Monroe D. Evanescent-mode analysis of short-channel effects in fully depleted SOI and related MOSFETs / D. Monroe, J. M. Hergenrother // IEEE International SOI Conference Proceedings, Stuart, FL, USA, 1998. — P. 157–158.
56. Sang-Hyun Oh. Analytic description of short-channel effects in fully-depleted double-gate and cylindrical, surrounding-gate MOSFETs / Sang-Hyun Oh, D. Monroe, J. M. Hergenrother // IEEE Electron Device Letters. — 2000. — Vol. 21, No. 9. — P. 445–447.
57. Chenming Hu. Hot-electron-induced MOSFET degradation—model, monitor, and improvement / Chenming Hu, Simon C. Tam, Fu-Chieh Hsu [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1985. — Vol. 32, No. 2. — P. 375–385.
58. Shimaya M. A new hot-carrier induced degradation mode under low gate and drain bias stresses in n-channel MOSFETs / M. Shimaya, S. Ogawa, N. Shiono // Microelectronic Engineering. — 1993. — Vol. 22, No. 1–4. — P. 289–292.
59. Meehan A. Evaluation of hot-carrier degradation of n-channel MOSFETs at low gate bias / A. Meehan, P. O’Sullivan, P. Hurley, A. Mathewson // Microelectronics Journal. — 1994. — Vol. 25, No. 7. — P. 463–467.

60. Ng K. K. The impact of intrinsic series resistance on MOSFET scaling / K. Ng, W. T. Lynch // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1987. — Vol. 34, No. 3. — P. 503–511.
61. Быстродействующие матричные БИС и СБИС: теория и проектирование / под. ред. Б. Н. Файзулаева, И. И. Шагурина. — Москва : Радио и связь, 1989. — 304 с.
62. Bothra S. W-plug via integration issues / S. Bothra, D. Pramanik, D. Baker [et al.] // Solid State Technology. — 1997. — Vol. 40, No. 2. — P. 77–86.
63. Соломон П. М. Сравнение полупроводниковых приборов для скоростных логических схем / П. М. Соломон // Труды института инженеров по электронике и радиотехнике. — 1982. — Т. 70, № 5. — С. 88–112.
64. Файзулаев Б. Н. Проблемы и прогноз развития сверхскоростных сверх-БИС ЭВМ / Б. Н. Файзулаев // Микроэлектроника. — 1986. — Т. 15, № 2. — С. 114–125.
65. Hwang L.-T. Skin effect in high-speed ULSI/VLSI packages / L.-T. Hwang, I. Turlik // Microelectronic Interconnects and Packages: System and Process Integration. — 1991. — P. 249–260.
66. Moresco L. L. System interconnect issues for subnanosecond signal transmission / L. L. Moresco // Microelectronic Interconnects and Packages: System and Process Integration. — 1991. — P. 202–213.
67. Merkelo H. Methods for comparative analysis of waveform degradation in electrical and optical high-performance interconnections / H. Merkelo, B. D. McCredie, M. S. Veatch [et al.] // Microelectronic Interconnects and Packages: System and Process Integration. — 1991. — P. 91–163.
68. Takewaki T. Giant-grain copper metallization for high reliability and high-speed ULSI interconnects / T. Takewaki, T. Hoshi, T. Shibata [et al.] // Submicrometer Metallization: Challenges, Opportunities, and Limitations, 1993. — P. 3–10.

69. Tu K.-N. Electronic thin film science: for electrical engineers and materials scientists / K.-N. Tu, J. W. Mayer, L. C. Feldman. — Michigan : Macmillan, 1992. — 428 p.
70. Blech I. A. Electromigration in thin aluminum films on titanium nitride / I. A. Blech // Journal of Applied Physics. — 1976. — Vol. 47, No. 4. — P. 1203–1208.
71. Tezaki A. Measurement of three dimensional stress and modeling of stress induced migration failure in aluminium interconnects / A. Tezaki, T. Mineta, H. Egawa, T. Noguchi // 28th Annual Proceedings on Reliability Physics Symposium (New Orleans, LA, USA), 1990. — P. 221–229.
72. McPherson J. W. A model for stress-induced metal notching and voiding in very large-scale-integrated Al–Si (1%) metallization / J. W. McPherson // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1987. — Vol. 5, No. 5. — P. 1321.
73. Kato M. Diffusional relaxation and void growth in an aluminum interconnect of very large scale integration / M. Kato, H. Niwa, H. Yagi, H. Tsuchikawa // Journal of Applied Physics. — 1990. — Vol. 68, No. 1. — P. 334–338.
74. Rathore H. S. Electromigration and current-carrying implications for aluminum-based metallurgy with tungsten stud via interconnections / H. S. Rathore, R. G. Filippi, R. A. Wachnik [et al.] // Submicrometer Metallization: Challenges, Opportunities, and Limitations (San Jose, CA, USA), 1993. — P. 251–262.
75. Yagi H. Analytical calculation and direct measurement of stress in an aluminum interconnect of very large scale integration / H. Yagi, H. Niwa, T. Hosoda [et al.] // AIP Conference Proceedings, 1992. — P. 44–56.
76. Scoggan G. A. Width dependence of electromigration life in al-cu al-cu-si, and ag conductors / G. A. Scoggan, B. N. Agarwala, P. P. Peressini, A. Brouillard // 13th International Reliability Physics Symposium (Las Vegas, NV, USA), 1975. — P. 151–158.

77. Свечников С. В. Основные механизмы отказов монолитных интегральных схем / С. В. Свечников, В. А. Гусев, Н. В. Шевченко // Полупроводниковая техника и микроэлектроника. — 1981. — Т. 15, № 34. — С. 3.
78. Estabil J. J. Electromigration improvements with titanium underlay and overlay in Al(Cu) metallurgy / J. J. Estabil, H. S. Rathore, E. N. Levine // Proceedings Eighth International IEEE VLSI Multilevel Interconnection Conference (Santa Clara, CA, USA), 1991. — P. 242–248.
79. Ho P. S. Electromigration and stress reliability in multilevel interconnect metallization / P. S. Ho, M. A. Moske, C. K. Hu // Submicrometer Metallization: Challenges, Opportunities, and Limitations (San Jose, CA, USA), 1993. — P. 116–129.
80. Vaidya S. Electromigration induced leakage at shallow junction contacts metallized with aluminum/poly-silicon / S. Vaidya, A. K. Sinha // 20th International Reliability Physics Symposium (San Diego, NV, USA), 1982. — P. 50–54.
81. Nishimura H. Highly reliable high-temperature aluminum sputter metallization / H. Nishimura, T. Kouzaki, T. Yamada [et al.] // Submicrometer Metallization: Challenges, Opportunities, and Limitations (San Jose, CA, USA), 1993. — P. 65–76.
82. Srivatsa A. R. Process development based on copper and low-k dielectric metrology / A. R. Srivatsa, C. L. Ygartua, S. Weinzierl [et al.] // Solid State Technology. — 2000. — Vol. 43, No. 8. — P. 55–66.
83. Korczynski E. Cu, low-kappa dielectrics top MRS meeting agenda / E. Korczynski // Solid State Technology. — 1998. — Vol. 41, No. 7. — P. 66–76.
84. Хансен М. Структуры бинарных сплавов / М. Хансен. — Ленинград : Металлургиздат, 1941. — 1050 с.

85. Hatton B. D. Materials chemistry for low-k materials / B. D. Hatton, K. Landskron, W. J. Hunkers [et al.] // *Materials Today*. — 2006. — Vol. 9, No. 3. — P. 22–31.
86. Thomas D. Meeting its roadmap challenges with low-k-dielectric etching / D. Thomas, Y. Song, K. Powell // *Solid State Technology*. — 2001. — Vol. 44, No. 3. — P. 107–116.
87. Grill A. Diamondlike carbon materials as low-k dielectrics / A. Grill // *Proc. of ULSI XII, 1997*. — P. 417–423.
88. Zhang X. Parylene as a conformal insulator for submicron multilayer interconnection / X. Zhang, S. Dabral, B. J. Howard [et al.] // *Proc. SPIE 1805, Submicrometer Metallization: Challenges, Opportunities, and Limitations (San Jose, CA, USA), 1993*. — P. 30–41.
89. Головань Л. А. Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем / Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров // *Успехи физических наук*. — 2007. — Т. 177, № 6. — С. 619–638.
90. Kamata Y. High-k/Ge MOSFETs for future nanoelectronics / Y. Kamata // *Materials Today*. — 2008. — Vol. 11, No. 1–2. — P. 30–38.
91. Giusi G. Low-frequency (1/f) noise behavior of locally stressed HfO₂/TiN Gate-Stack pMOSFETs / G. Giusi, E. Simoen, G. Eneman [et al.] // *IEEE Electron Device Letters*. — 2006. — Vol. 27, No. 6. — P. 508–510.
92. Kotecki D. E. High-k dielectric materials for DRAM capacitors / D. E. Kotecki // *Semiconductor International*. — 1996. — Vol. 19, No. 12. — P. 109–116.
93. Setter N. Ferroelectric thin films: review of materials, properties, and applications / N. Setter, D. Damjanovic, L. Eng [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Vol. 100, No. 5. — P. 51606.
94. Rai-Choudhury P. Handbook of microlithography, micromachining, and microfabrication. volume 1: microlithography / P. Rai-Choudhury. — SPIE PRESS, 1997.

95. Технология СБИС: в 2-х книгах. Кн. 1 / под ред. С. Зи. — Москва : Мир, 1986. — 404 с.
96. Levinson H. J. Optical lithography / H. J. Levinson, W. H. Arnold // Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication / P. Rai-Choudhury. — Institution Of Engineering And Technology, 1997. — P. 109.
97. Моро У. Микролитография: в 2-х частях. Ч. 1 / У. Моро. — Москва : Мир, 1990. — 605 с.
98. Моро У. Микролитография: в 2-х частях. Ч. 2 / У. Моро. — Москва : Мир, 1990. — 632 с.
99. Optoelectronics: theory and practice / ed. A. Chappell. — New York : McGraw Hill, 1978. — 442 p.
100. Lin B. J. Optimum numerical aperture for optical projection microlithography / B. J. Lin. — 1991.
101. Ong E. Comparison of proximity effects in contrast enhancement layer and bi-layer resist processes / E. Ong // J. Vac. Sci. Technol. — 1987. — Vol. B 5(1). — P. 443–448.
102. Chien P. Proximity effects in submicron optical lithography / P. Chien, M. Chen. — 1987.
103. Newman T. H. Evaluation of opc mask printing with a raster scan pattern generator / T. H. Newman, J. M. Chabala, B. J. Marleau[et al.]. — 2002.
104. Tai K. L. Submicron optical lithography using an inorganic resist/polymer bilevel scheme / K. L. Tai, R. G. Vadimsky, C. T. Kemmerer[et al.] // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1980. — Vol. 17, No. 5. — P. 1169–1176.
105. Watts R. K. Advanced lithography / R. K. Watts // Very Large Scale Integration (VLSI). — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1982. — P. 42–88.
106. Levenson M. D. Improving resolution in photolithography with a phase-shifting mask / M. D. Levenson, N. S. Viswanathan, R. A. Simpson // IEEE

- Transactions on Electron Devices. — 1982. — Vol. 29, No. 12. — P. 1828–1836.
107. Garcia P. F. Thin films for phase-shift masks / P. F. Garcia // Vacuum and Thinfilm. — P. 14–21.
108. Kamon K. Photolithography system using annular illumination / K. Kamon, T. Miyamoto, Y. Myoi[et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 1991. — Vol. 30, No. Part 1, No. 11B. — P. 3021–3029.
109. Gwyn C. W. Extreme ultraviolet lithography / C. W. Gwyn // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1998. — Vol. 16, No. 6. — P. 3142.
110. Shiraishi N. New imaging technique for 64m-dram / N. Shiraishi, S. Hirukawa, Y. Takeuchi, N. Magome. — 1992.
111. Ogawa T. Effective light source optimization with the modified beam for depth-of-focus enhancements / T. Ogawa, M. Uematsu, T. Ishimaru [et al.]. — 1994.
112. Mack C. A. Analytical expression for the standing wave intensity in photoresist / C. A. Mack // Applied Optics. — 1986. — Vol. 25, No. 12. — P. 1958.
113. Mack C. A. Swing curves / C. A. Mack // Microlithography World. — 1994. — Vol. 3. — P. 23–25.
114. Rathsack B. M. Lithography simulation of sub-0.30- μm resist features for photomask fabrication using i-line optical pattern generators / B. M. Rathsack, C. E. Tabery, C. E. Philbin, C. G. Willson. — 1999.
115. Mack C. A. Standing waves in photoresist / C. A. Mack // Microlithography World. — 1994. — Vol. 3, No. 2. — P. 22.
116. Brunner T. A. Optimization of optical properties of resist processes / T. A. Brunner. — 1991.
117. Heavens O. S. Optical properties of thin solid films / O. S. Heavens. — London : Dover Publications, 1955. — 281 p.

118. Dammel R. R. Modeling of bottom antireflection layers: sensitivity to optical constants / R. R. Dammel, R. A. Norwood. — 1996.
119. Kyser D. F. Monte carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography / D. F. Kyser, N. S. Viswanathan // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1975. — Vol. 12, No. 6. — P. 1305–1308.
120. Сугано Т. Введение в микроэлектронику / Т. Сугано, Т. Икома, Ё. Такэиси. — Москва : Мир, 1988. — 320 с.
121. Chang C. Y. GaAs high-speed devices / C. Y. Chang, F. Kai. — New York : Wiley, 1994. — 612 p.
122. Брюэр Д. Р. Электронно-лучевая технология в изготовлении микроэлектронных приборов / Д. Р. Брюэр, Д. С. Гринич, Д. Р. Херриот [и др.]. — Москва : Радио и связь, 1984. — 336 с.
123. Rogers S. R. New cd-sem technology for 0.25- μm production / S. R. Rogers. — 1995.
124. Ward R. A 1 : 1 electron stepper / R. Ward // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1986. — Vol. 4, No. 1. — P. 89.
125. Mulvey T. The focal properties and aberrations of magnetic electron lenses / T. Mulvey, M. J. Wallington // Journal of Physics E: Scientific Instruments. — 1969. — Vol. 2, No. 6. — P. 302.
126. Speth A. J. Electron-beam lithography using vector-scan techniques / A. J. Speth, A. D. Wilson, A. Kern, T. H. P. Chang // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1975. — Vol. 12, No. 6. — P. 1235–1239.
127. Henberger A. X-ray lithography / A. Henberger // Solid State Technol. — 1986. — Vol. 29. — P. 93.
128. Okada I. A plasma x-ray source for x-ray lithography / I. Okada // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1986. — Vol. 4, No. 1. — P. 243.

129. Быстров Ю. А. Ускорители и рентгеновские приборы / Ю. А. Быстров, С. А. Иванов. — Москва : Высшая школа, 1983. — 288 с.
130. Виник Г. Синхротронное излучение / Г. Виник // В мире науки. — 1988. — Вып. 1. — С. 32–43.
131. Тернов И. М. Синхротронное излучение / И. М. Тернов // Успехи физических наук. — 1995. — Том 165, № 4. — Р. 429–456.
132. Fleming D. Prospects for x-ray lithography / D. Fleming // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1992. — Vol. 10, No. 6. — P. 2511.
133. Viswanathan R. Fully scaled 0.5 μm metal–oxide semiconductor circuits by synchrotron x-ray lithography: mask fabrication and characterization / R. Viswanathan, R. E. Acosta, D. Seeger[et al.] // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1988. — Vol. 6, No. 6. — P. 2196–2201.
134. Löschner H. Ion projection lithography / H. Löschner, G. Stengl, I. L. Berry[et al.] // Microlithography World. — 1994. — Vol. 3, No. Spring. — P. 4–10.
135. Watt F. Proton beam writing / F. Watt, M. B. H. Breese, A. A. Bettiol, J. A. van Kan // Materials Today. — 2007. — Vol. 10, No. 6. — P. 20–29.
136. Буренков А. Ф. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей (теория, метод расчета, таблицы) / А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, М. А. Кумахов, М. М. Темкин. — Минск : БГУ им. Ленина, 1980. — 350 с.
137. Тео Е. J. Fabrication of silicon microstructures using a high-energy ion beam / Е. J. Тео, М. Liu, М. В. Н. Breese[et al.]. — 2004.
138. Технология СБИС: в 2-х книгах. Кн. 2 / под ред. С. Зи. — Москва : Мир, 1986. — 453 с.
139. Cantagrel M. Comparison of the properties of different materials used as masks for ion-beam etching / M. Cantagrel // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1975. — Vol. 12, No. 6. — P. 1340–1343.

140. Легирование полупроводников ионным внедрением / под ред. В. С. Вавилова и В. М. Гусева. — Москва : Мир, 1971. — 531 с.
141. Morgan D. V. Channeling: theory, observation and applications / D. V. Morgan. — New-York : Wiley, 1973. — 486 p.
142. Keblinski P. Nanofluids for thermal transport / P. Keblinski, J. A. Eastman, D. G. Cahill // *Materials Today*. — 2005. — Vol. 8, No. 6. — P. 36–44.
143. Xie H. Dependence of the thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture on the base fluid / H. Xie, J. Wang, T. Xi, E. Al. // *Journal of Materials Science Letters*. — 2002. — Vol. 21, No. 19. — P. 1469–1471.
144. Choi S. U. S. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions / S. U. S. Choi, Z. G. Zhang, W. Yu[et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2001. — Vol. 79, No. 14. — P. 2252–2254.
145. Biercuk M. J. Carbon nanotube composites for thermal management / M. J. Biercuk, M. C. Llaguno, M. Radosavljevic[et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 80, No. 15. — P. 2767–2769.
146. Marciak-Kozłowska J. Heat conduction in submicron semiconductor devices / J. Marciak-Kozłowska. — *Prac. Instytutu Technologii Electronowe*, 1991. — 15 p.
147. Кокин А. Об основных физических ограничениях для элементов интегральных схем / А. Кокин // *Микроэлектроника*. — 1980. — № 6. — С. 491.
148. Валиев К. А. Цифровые интегральные схемы на мдп-транзисторах / К. А. Валиев, А. Н. Кармазинский, М. А. Королев. — Москва : Советское радио, 1971. — 384 с.
149. Kesling W. D. Beam focusing for field-emission flat-panel displays / W. D. Kesling, C. E. Hunt // *IEEE Transactions on Electron Devices*. — 1995. — Vol. 42, No. 2. — P. 340–347.
150. Brodie I. Vacuum microelectronics / I. Brodie, C. A. Spindt // *Advances in electronics and electron physics*. — 1992. — Vol. 83. — P. 1–106.

151. Fowler R. H. Electron emission in intense electric fields / R. H. Fowler, L. Nordheim // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 1928. — Vol. 119, No. 781. — P. 173–181.
152. Brodie I. The physics of microfabrication / I. Brodie, J. J. Murray. — New York : Plenum Publishing Co., 1982. — 504 p.
153. Yasmin A. Processing of clay/epoxy nanocomposites by shear mixing / A. Yasmin, J. L. Abot, I. M. Daniel // Scripta Materialia. — 2003. — Vol. 49, No. 1. — P. 81–86.
154. Charbonnier F. M. Nottingham effect in field and t–f emission: heating and cooling domains, and inversion temperature / F. M. Charbonnier, R. W. Strayer, L. W. Swanson, E. E. Martin // Physical Review Letters. — 1964. — Vol. 13, No. 13. — P. 397–401.
155. Brodie I. Temperature of a strongly field emitting surface / I. BRODIE // International Journal of Electronics. — 1965. — Vol. 18, No. 3. — P. 223–233.
156. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме / И. Н. Сливков. — Москва : Энергоатомиздат, 1986. — 256 с.
157. Эмиссионная сильноточная электроника / под ред. Г. А. Месяца. — Новосибирск : 1984. — 112 с.
158. Rai-Choudhury P. Handbook of microlithography, micromachining, and microfabrication, volume 2: micromachining and microfabrication / P. Rai-Choudhury. — SPIE PRESS, 1997.
159. Betsui K. Fabrication and operation of silicon micro-field emitter array / K. Betsui // Japanese Phys. Soc. Meeting. — 1990.
160. Evtukh A. . Silicon tip arrays with nanocomposite film for electron field emission applications / A. . Evtukh, E. . Kaganovich, V. . Litovchenko[et al.] // Materials Science and Engineering: C. — 2002. — Vol. 19, No. 1–2. — P. 401–405.

161. Hata K. Electron emission from pentagons on a carbon nanotube tip revealed by field emission microscopy / K. Hata, A. Takakura, Y. Saito // MRS Proceedings. — 2000. — Vol. 633. — P. A18.4.
162. Konishi Y. Comparison of field emissions from side wall and tip of an individual carbon nanotube / Y. Konishi, S. Hokushin, H. Tanaka[et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2005. — Vol. 44, No. 4A. — P. 1648–1651.
163. Chai G. Electron emission from the side wall of an individual multiwall carbon nanotube / G. Chai, L. Chow // Carbon. — 2007. — Vol. 45, No. 2. — P. 281–284.
164. Park J. H. Carbon nanotube composite: dispersion routes and field emission parameters / J. H. Park, P. S. Alegaonkar, S. Y. Jeon, J. B. Yoo // Composites Science and Technology. — 2008. — Vol. 68, No. 3–4. — P. 753–759.
165. Dean K. A. The environmental stability of field emission from single-walled carbon nanotubes / K. A. Dean, B. R. Chalamala // Applied Physics Letters. — 1999. — Vol. 75, No. 19. — P. 3017–3019.
166. Kang W. P. Ultralow-voltage boron-doped diamond field emitter vacuum diode / W. P. Kang, A. Wisitsora-at, J. L. Davidson, D. V. Kerns // IEEE Electron Device Letters. — 1998. — Vol. 19, No. 10. — P. 379–381.
167. Banan-Sadeghian R. Ultra-low-voltage schottky-barrier field-enhanced electron emission from gold nanowires electrochemically grown in modified porous alumina templates / R. Banan-Sadeghian, S. Badilescu, Y. Djaoued[et al.] // IEEE Electron Device Letters. — 2008. — Vol. 29, No. 4. — P. 312–314.